

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXIV



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА—1960

Редакционная коллегия

Член-корр. АН СССР *А. В. Северный* (ответственный редактор);
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,
доктор физ.-мат. наук *В. В. Никонов*,
кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора),
кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

О СКОРОСТИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

И. Г. Моисеев

По всплескам радиоизлучения II типа оценена скорость движения возмущающего агента в солнечной короне с учетом наличия корональных конденсаций. Полученные скорости находятся в близком согласии со средними скоростями потоков частиц, ответственных за возникновение магнитных бурь с внезапным началом, и свидетельствуют о том, что потоки частиц, по-видимому, выбрасываются из активных районов солнечной поверхности с высокими начальными скоростями, а не ускоряются на пути в короне.

THE VELOCITY OF CORPUSCULAR STREAMS IN THE SOLAR CORONA FROM OBSERVATIONS OF RADIO EMISSION, by *I. G. Moiseyev*.— The velocity of motion of the disturbing agent in the solar corona was estimated using type II outbursts of radio emission, the presence of coronal condensations being accounted for. The derived velocities are in close agreement with the mean velocities of corpuscular streams responsible for the appearance of magnetic storms with a sudden commencement and give evidence that the corpuscular streams are apparently ejected from active regions of the solar surface with high initial velocities, and are not accelerated in the corona.

Во время ряда хромосферных вспышек регистрируются интенсивные всплески радиоизлучения Солнца — всплески II типа. Спектр таких всплесков имеет резкий срез со стороны низких частот, причем критическая частота среза постепенно смещается в сторону длинных волн [1]. Характерный всплеск II типа представлен на фиг. 1. В работе [2] впервые высказано утверждение, что всплески радиоизлучения Солнца обусловлены колебаниями корональной плазмы, которые возбуждаются потоками частиц, проходящими через атмосферу Солнца и вызывающими через некоторое время магнитные бури на Земле. Эта гипотеза подтверждается тем, что положения источников радиоизлучения определенной частоты не меняются за время их существования и источники радиоволн различной длины находятся на разных высотах в короне [3].

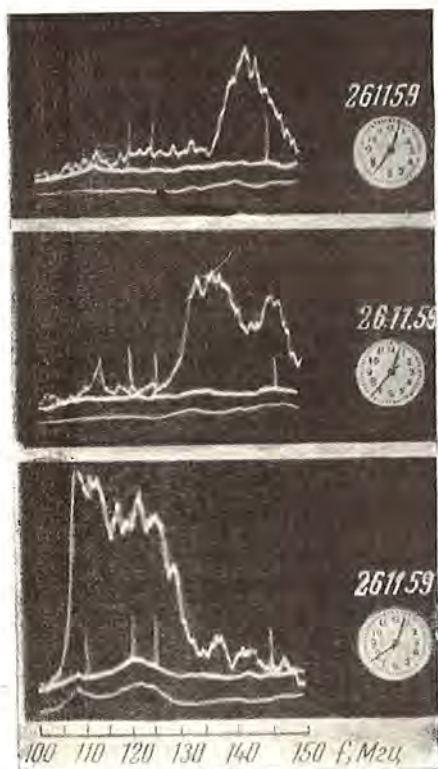
Известно, что собственная частота плазменных колебаний ω_L определяется электронной концентрацией N_e плазмы

$$\omega_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}},$$

где e — заряд электрона, а m — его масса.

Плазменные колебания могут трансформироваться в электромагнитное излучение той же частоты [4].

Поскольку электронная концентрация в атмосфере Солнца убывает с высотой, то радиоизлучение более длинных волн следует ожидать с более высоких уровней. Если возбуждающий агент движется в направлении



Фиг. 1. Характерный всплеск радиоизлучения II типа, зарегистрированный на радиоспектрографе 26 ноября 1959 г.

Время московское.

Нижняя кривая — нулевой уровень; средняя кривая — шум-генератор.

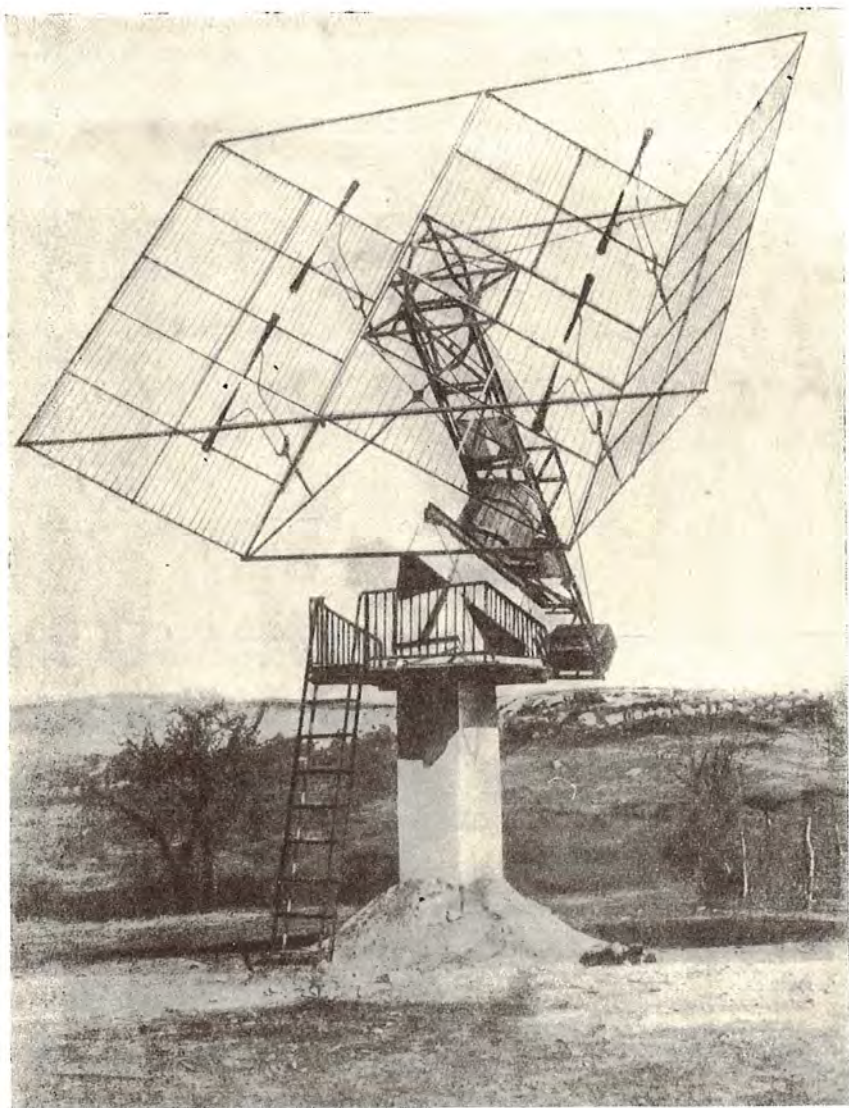
от Солнца, то, задавшись определенным распределением электронной концентрации в его атмосфере, можно по запаздыванию начала всплесков радиоизлучения на низких частотах по отношению к более высоким частотам оценить скорость возмущающего агента. Таким путем определялись скорости возбуждающего агента в ряде работ, например [5, 6], на основе стандартного распределения электронной концентрации в хромосфере и короне Солнца. Скорости получались значительно меньшими (20—500 км/сек), чем ожидаемые скорости потоков частиц, вызывающих магнитные бури с внезапным началом. В [5] указывается на наличие ускорения в движении потоков на больших расстояниях в короне.

Однако в настоящее время известно [7—9], что над активными районами солнечной поверхности находятся корональные конденсации. Из [9] следует, что над каждым пятном площадью $> 50 \cdot 10^{-6}$ солнечного диска находится корональная конденсация.

Хромосферные вспышки, как правило, происходят вблизи групп пятен, поэтому над ними могут находиться корональные конденсации. Отсюда следует, что при расчете скорости потоков частиц, основанном на определенном распределении электронной плотности в атмосфере Солнца, существенным является учет наличия корональных конденсаций.

В настоящей работе на основании наблюдений всплесков радиоизлучения Солнца на волнах 10 см, 1,5 м и частично в непрерывном диапазоне от двух до трех метров произведена оценка скорости потоков частиц при учете наличия корональных конденсаций. Полученные скорости сравнены со средними скоростями потоков частиц, вызвавших на Земле через некоторое время после появления рассмотренных всплесков радиоизлучения магнитные бури с внезапным началом. О том, что такие магнитные бури обусловлены потоками от вспышек, указано в [10].

Хромосферные вспышки, как правило, происходят вблизи групп пятен, поэтому над ними могут находиться корональные конденсации.



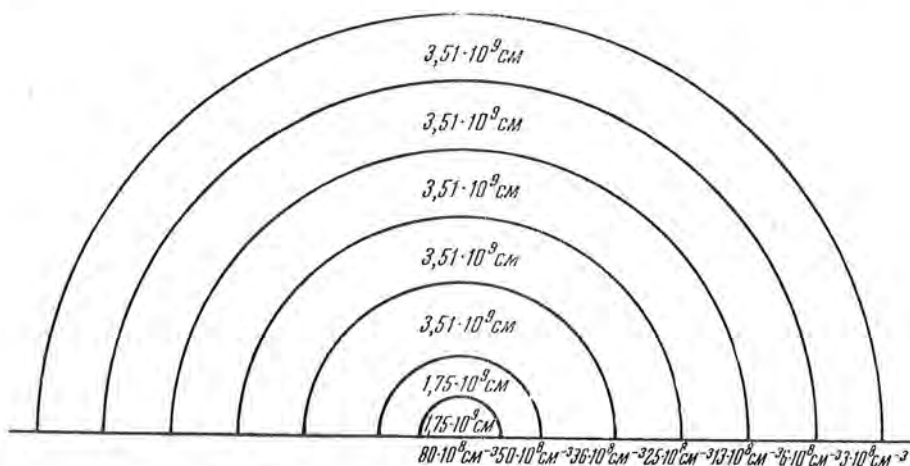
Фиг. 2. Широкополосная уголковая антенна.

Радиоизлучение на волнах 10 см и 1,5 м наблюдалось при помощи радиотелескопов Крымской астрофизической обсерватории, описанных в [11, 12].

Скорость движения ленты самописцев при регистрации была в основном 12 мм/мин, при постоянной времени на волне 10 см — 1 сек, на волне 1,5 м — 2 сек. Метки времени с точностью ± 1 сек подавались автоматически каждые 20 мин на все установки одновременно. Точность отсчета времени на ленте самописцев обеспечивалась ± 3 сек. Запись радиоизлучения в непрерывном диапазоне от двух до трех метров производилась на радиоспектрографе [13], в котором указанный диапазон длин волн перекрывался за 0,02 сек, спектр фотографировался на кинолентку один

раз в секунду. В спектрографе применена разработанная автором широкополосная антенна, состоящая из системы диполей с уголковыми отражателями (фиг. 2).

Сведения о времени появления магнитных бурь с внезапным началом получены на магнитной станции обсерватории [14].



Фиг. 3. Модель средней корональной конденсации по работе [9].

Оценка скорости потоков частиц производится по времени запаздывания начала всплесков радиоизлучения II типа на волне 1,5 м по отношению к появлению всплесков на волне 10 см. Для такой оценки необходимо определить расстояние между уровнями в атмосфере Солнца, на которых возбуждается соответствующее излучение.

Слой, где собственная частота плазменных колебаний соответствует волне 10 см, должен иметь критическую электронную концентрацию $N_e = 1,11 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такой слой вне корональных конденсаций находится в хромосфере на высоте 2000—3000 км от фотосферы [15]. В корональных конденсациях (по моделям [7, 9]) на высоте 20 000 км ($\sim 0,03$ солнечного радиуса) электронная концентрация $N_e = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ на порядок меньше критической электронной концентрации для волны 10 см. Вне корональных конденсаций на этой высоте $N_e = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Трудно допустить, что слой $N_e = 1,11 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ будет лежать выше этого уровня, поэтому для оценки скорости высота верхней границы слоя, где могут возбуждаться радиоволны длиной 10 см, принята равной 20 000 км над фотосферой, тем более что изменение этой высоты на $\pm 10 000$ км существенно не изменяет полученного представления о скорости потоков.

Слой с критической электронной концентрацией $N_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, определяющей плазменные колебания частоты, соответствующей волне 1,5 м в короне без конденсаций, находится на высоте около 10 000 км над фотосферой [15]. В корональных конденсациях слой с такой электронной концентрацией находится значительно выше. В работе [16], выполненной по материалам наблюдений 1955 г., т. е. в период пониженной солнечной

активности, среднее расстояние от центра Солнца до такого слоя оценено в 1,2 солнечного радиуса. Материалы наблюдений настоящей работы относятся к 1958—1959 гг., т. е. к более активному периоду, поэтому можно ожидать, что корональные конденсации в этот период будут в среднем несколько плотнее. В модели средней корональной конденсации работы [9] (фиг. 3), построенной по материалам наблюдений 1956—1958 гг. (период максимума), расстояние от фотосферы до слоя с $N_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ будет не менее 0,25 солнечного радиуса (175 000 км).

Таким образом, в средней корональной конденсации величину наименьшего расстояния между слоями, ответственными за радиоизлучение всплесков II типа на волнах 10 см и 1,5 м, следует принять равным 155 000 км. По работам [7, 9] корональные конденсации имеют форму, близкую к сферической, поэтому отклонение направления от радиального не может значительно изменить принятое расстояние между слоями.

Так как хромосферные вспышки обычно сопровождаются целым рядом событий в радиоизлучении Солнца, то имеются трудности в определении времени начала всплесков II типа на различных волнах. Однако следующие особенности, которыми отличаются отдельные события, несколько облегчают эту задачу. Для метровых волн характерно, как отмечено в [17], появление за несколько минут до начала мощного всплеска так называемого «предвестника» — отдельного всплеска или короткой группы всплесков. Такую группу всплесков можно заметить и на сантиметровых волнах. Записи в непрерывном спектре (например, фиг. 11) показывают, что это всплески III типа, отличающиеся быстрым дрейфом по частоте. Всплески II типа характеризуются обычно высокой интенсивностью и сравнительно большой продолжительностью во времени.

В [6] также отмечена типичная последовательность в появлении событий в радиоизлучении во время вспышек — вначале появляется группа всплесков III типа, далее следует продолжительный всплеск II типа, за ним могут следовать всплески I типа (шумовая буря).

В настоящей работе рассмотрены следующие события.

1. 23 марта 1958 г. наблюдалась хромосферная вспышка балла 3+. По данным Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга вспышка началась в $9^{\text{h}}51^{\text{m}}$ и окончилась в $12^{\text{h}}10^{\text{m}}$ (время везде мировое) на участке с координатами 25° N и 80° E .

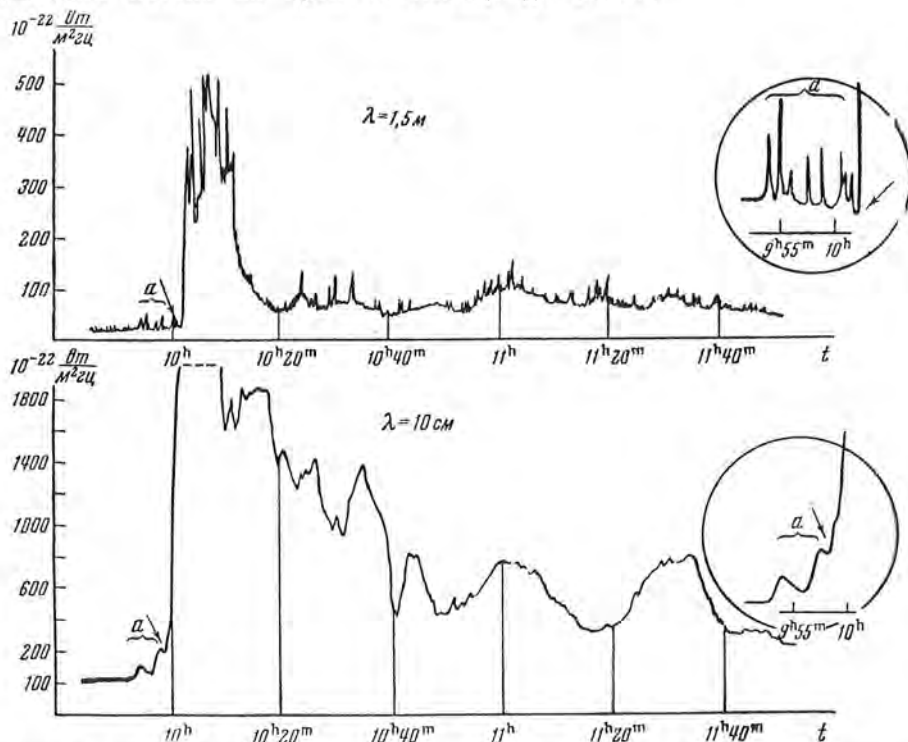
Во время вспышки зарегистрированы мощные всплески радиоизлучения на волнах 10 см и 1,5 м (фиг. 4).

На волне 10 см большому всплеску предшествуют два небольших, которым на волне 1,5 м по времени (с точностью отсчета) соответствуют две кратковременные группы всплесков, обозначенные на фиг. 4 индексом *a*. Это, по всей вероятности, быстродрейфные по частоте всплески III типа. Мощный всплеск на волне 10 см начался в $9^{\text{h}}59^{\text{m}}20^{\text{s}}$, а на волне 1,5 м — в $10^{\text{h}}2^{\text{m}}10^{\text{s}}$ (на фиг. 4 время начала всплесков указано стрелками). Этот всплеск, по-видимому, можно отнести ко II типу.

Время запаздывания начала всплеска на волне 1,5 м по отношению к началу на волне 10 см $\Delta t = 2^{\text{m}}50^{\text{s}}$. Отсюда средняя скорость

возбуждающего агента на участке между принятыми выше уровнями в короне $v_1 = 900$ км/сек.

Через $53^{\text{h}}40^{\text{m}}$ после появления всплесков радиоизлучения (в $15^{\text{h}}40^{\text{m}}$ 25 марта) на Земле была отмечена магнитная буря с внезапным началом. Полагая, что поток частиц, возбудивший всплески радиоизлучения, ответственен и за магнитную бурю, можно определить среднюю скорость v_2 движения потока на пути от Солнца до Земли.



Фиг. 4. Запись всплеска радиоизлучения Солнца 23 марта 1958 г. Время мировое.

Для указанного случая $v_2 = 780$ км/сек.

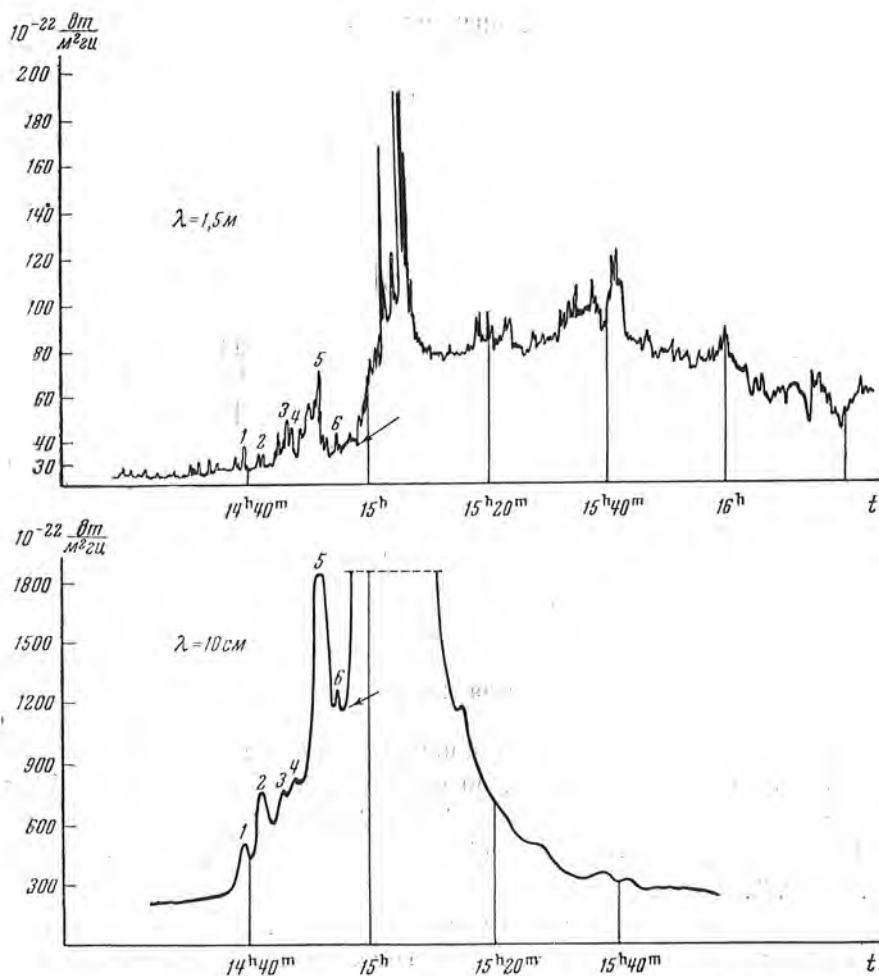
2. 22 августа 1958 г. зарегистрированы мощные всплески радиоизлучения во время хромосферной вспышки балла 3, которая, по данным обсерватории Оттавы (Tokyo Astronomical Map of the Sun), началась в $14^{\text{h}}17^{\text{m}}$, а закончилась в $15^{\text{h}}39^{\text{m}}$ и имела координаты 22° N и 0° долготы.

В начале события в радиоизлучении на волне 10 см можно различить ряд всплесков (1, 2, 3, 4, 5, 6 на фиг. 5), которым соответствуют по времени отдельные всплески или кратковременные группы всплесков на волне 1,5 м (также отмечены цифрами 1, 2, 3, 4, 5 и 6 на фиг. 5).

Отсутствие заметного расхождения во времени появления этих всплесков на волнах 10 см и 1,5 м показывает, что это, по-видимому, всплески III типа. Начало мощного всплеска II типа на волне 10 см можно отнести к $14^{\text{h}}56^{\text{m}}$, а начало соответствующего всплеска на волне 1,5 м — к $14^{\text{h}}58^{\text{m}}$. Отсюда время запаздывания $\Delta t = 2^{\text{m}}$ и средняя скорость возбуждающего агента $v_1 = 1300$ км/сек.

Магнитная буря с внезапным началом зарегистрирована в $1^{\text{h}}40^{\text{m}}$ 24 августа — через $34^{\text{h}}44^{\text{m}}$ после появления всплеска радиоизлучения на волне 10 см. По этому запаздыванию средняя скорость потока частиц на пути Солнце — Земля

$$v_2 = 1200 \text{ км/сек.}$$

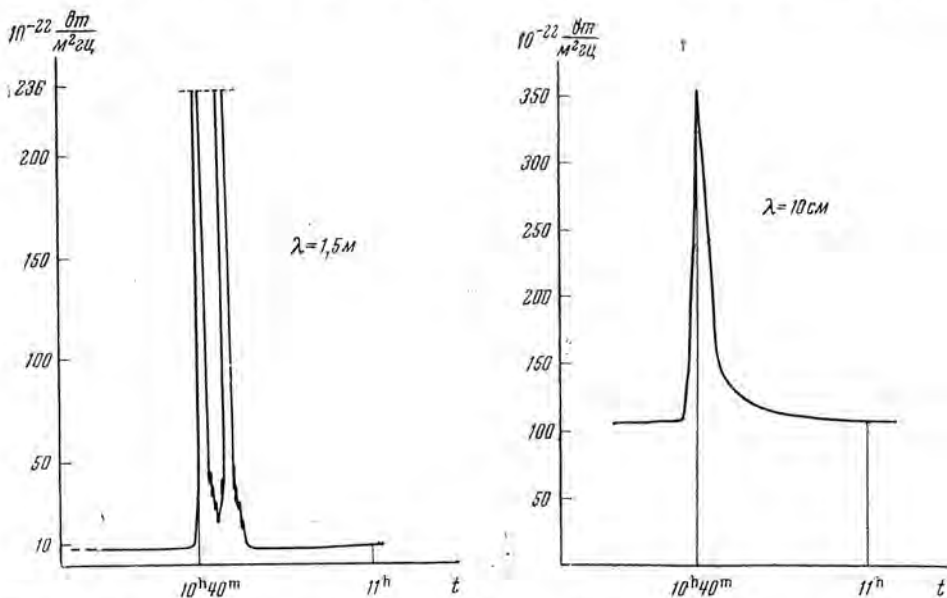


Фиг. 5. Запись всплеска радиоизлучения Солнца 22 августа 1958 г. Время мировое.

3. Сравнительно непродолжительные всплески на волне 10 см и 1,5 м зарегистрированы 17 декабря 1958 г. (фиг. 6), однако всплеск на волне 1,5 м был очень интенсивный (поток в максимуме превосходил уровень $2,5 \cdot 10^{-19} \text{ вт/м}^2 \text{ гц}$). Всплески можно связать с хромосферной вспышкой балла 1, которая, по данным обсерватории Мыса Доброй Надежды (Compilations of Solar — Geophysical Data), началась в $10^{\text{h}}47^{\text{m}}$ или несколько раньше, закончилась в $11^{\text{h}}45^{\text{m}}$ и имела координаты 16° S и 57° W .

Всплеск на волне 10 см начался в $10^{\text{h}}39^{\text{m}}20^{\text{s}}$, на волне 1,5 м — в $10^{\text{h}}39^{\text{m}}50^{\text{s}}$. Время запаздывания начала всплеска на волне 1,5 м относительно волны 10 см $\Delta t = 30$ сек, скорость возбуждающего агента $v_1 = 5200$ км/сек.

Магнитная буря с внезапным началом отмечена в $18^{\text{h}}45^{\text{m}}17$ декабря — через $8^{\text{h}}5^{\text{m}}$ после появления всплеска радиоизлучения. Скорость потока частиц, определенная по этому времени запаздывания $v_2 = 5150$ км/сек.



Фиг. 6. Запись всплеска радиоизлучения Солнца 17 декабря 1958 г. Время мировое.

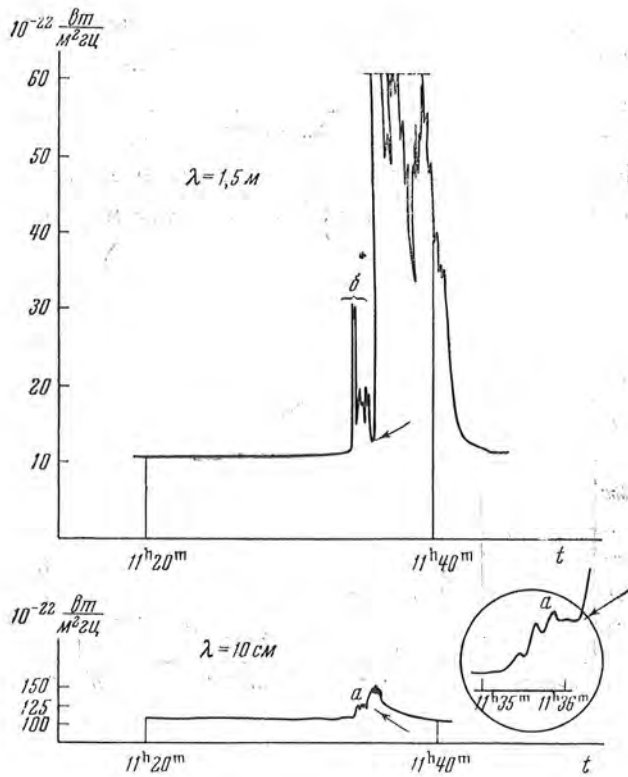
4. 11 марта 1959 г. всплеск радиоизлучения зарегистрирован во время хромосферной вспышки балла 2, по данным обсерватории Мыса Доброй Надежды (Compilations of Solar — Geophysical Data), вспышка началась в $11^{\text{h}}25^{\text{m}}$, имела максимум в $11^{\text{h}}36^{\text{m}}$ и закончилась в $11^{\text{h}}53^{\text{m}}$ (координаты 13° S, 77° W).

На записи радиоизлучения на волне 40 см (фиг. 7) можно заметить небольшой всплеск *a*, на котором можно различить два максимума. За этим всплеском следует несколько более интенсивный всплеск, начавшийся в $11^{\text{h}}35^{\text{m}}10^{\text{s}}$ (на фиг. 7 показано стрелкой). На волне 1,5 м группа всплесков *b* соответствует по времени всплеску *a* на волне 40 см. Это, надо полагать, всплески III типа.

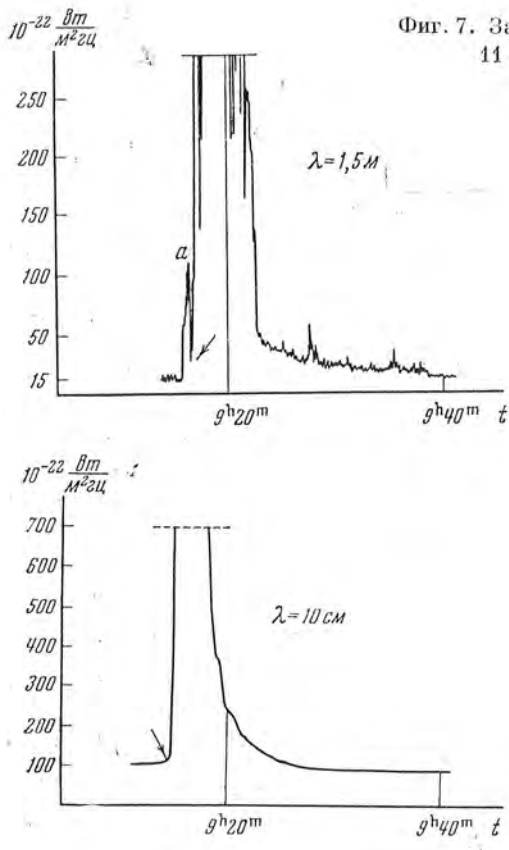
Интенсивный всплеск на волне 1,5 м начался в $11^{\text{h}}36^{\text{m}}10^{\text{s}}$ — на 60^{s} позже, чем на волне 40 см. Отсюда скорость возмущающего агента $v_1 = 2600$ км/сек.

Магнитная буря с внезапным началом зарегистрирована в $5^{\text{h}}41^{\text{m}}$ 12 марта — через $18^{\text{h}}5^{\text{m}}$ после появления всплесков радиоизлучения. По этим данным, средняя скорость потока на пути Солнце — Земля

$$v_2 = 2300 \text{ км/сек.}$$

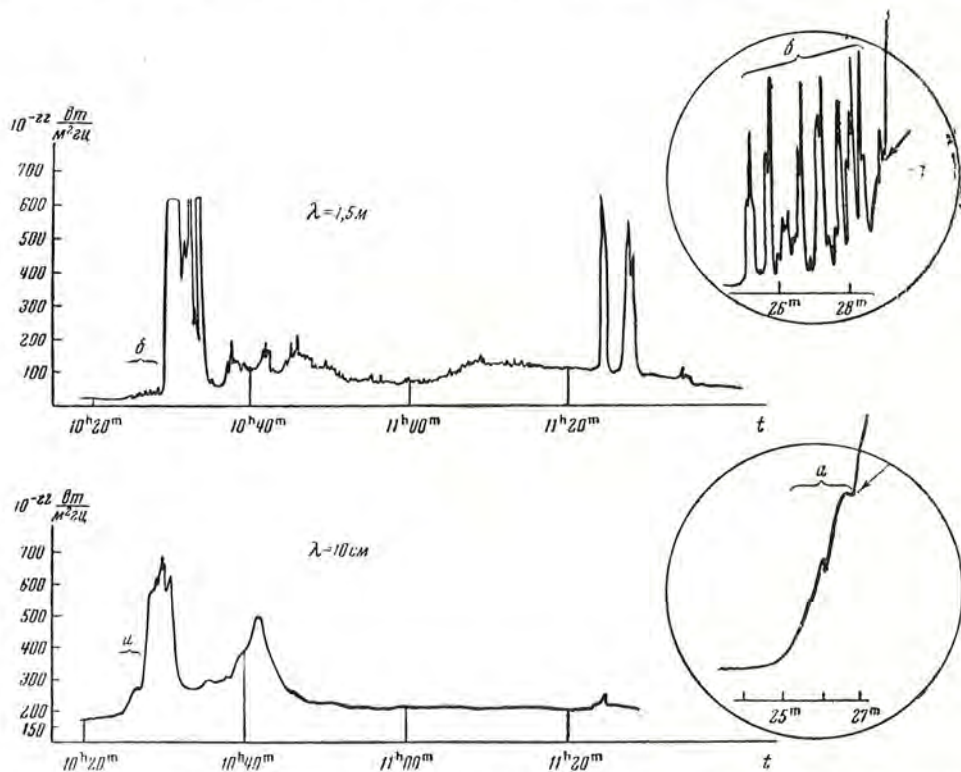


Фиг. 7. Запись всплеска радионизлучения Солнца 11 марта 1959 г. Время мировое.



Фиг. 8. Запись всплеска радионизлучения Солнца 8 апреля 1959 г. Время мировое.

5. 8 апреля 1959 г., по данным обсерватории Wendelstein (Tokyo Astronomical Map of the Sun) в $9^{\text{h}}16^{\text{m}}$ началась вспышка балла 3 на участке с координатами 25° N и 75° E. Вспышка закончилась в $9^{\text{h}}59^{\text{m}}$. В $9^{\text{h}}14^{\text{m}}40^{\text{s}}$ зарегистрировано начало мощного всплеска на волне 10 см (фиг. 8). На волне 1,5 м после сравнительно небольшого всплеска (обозначен *a* на фиг. 8) начался в $9^{\text{h}}16^{\text{m}}50^{\text{s}}$ также мощный всплеск радиоизлучения.



Фиг. 9. Запись всплеска радиоизлучения Солнца 18 августа 1959 г. Время мировое.

Время запаздывания начала всплеска на волне 1,5 м относительно всплеска на волне 10 см $\Delta t = 2^{\text{m}}10^{\text{s}}$. Отсюда средняя скорость возбуждающего агента $v_1 = 1200$ км/сек.

Начало магнитной бури зарегистрировано в $18^{\text{h}}28^{\text{m}}9$ апреля. Средняя скорость потока частиц по времени запаздывания магнитной бури с внешним началом относительно появления всплесков радиоизлучения

$$v_2 = 1250 \text{ км/сек.}$$

6. 18 августа 1959 г. по данным обсерватории Nera (Tokyo Astronomical Map of the Sun), наблюдалась хромосферная вспышка балла 3+. Вспышка началась в $10^{\text{h}}29^{\text{m}}$, окончилась в $12^{\text{h}}30^{\text{m}}$ на участке с координатами 22° N и 17° W.

Событие в радиоизлучении на волне 10 см начинается с $10^{\text{h}}25^{\text{m}}$ сравнительно небольшим подъемом уровня (обозначен *a* на фиг. 9), у которого

отмечен максимум в $10^{\text{h}}26^{\text{m}}30^{\text{s}}$. Резкий подъем интенсивности, характерный для всплесков II типа, начинается в $10^{\text{h}}26^{\text{m}}50^{\text{s}}$. Через $\Delta t = 2^{\text{m}}20^{\text{s}}$ — в $10^{\text{h}}29^{\text{m}}10^{\text{s}}$ начинается мощный всплеск на волне 1,5 м, который далее можно было проследить при помощи радиоспектрографа (фиг. 10).

На волне 1,5 м с $10^{\text{h}}25^{\text{m}}$ до начала мощного всплеска наблюдалась группа кратковременных всплесков (обозначено б на фиг. 9).

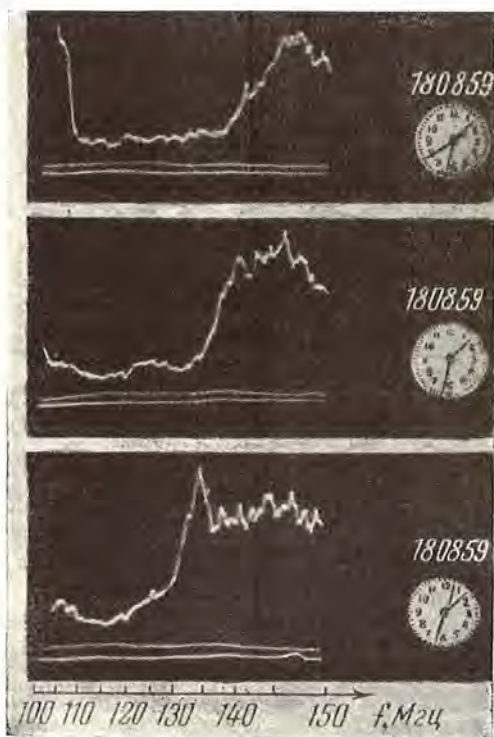
В этот же промежуток времени на радиоспектрографе зарегистрирован ряд быстродрейфных по частоте всплесков III типа (например, фиг. 11), что дает основание полагать, что подъем уровня а на волне 10 см и группа всплесков б на волне 1,5 м, вероятно, являются всплесками III типа.

По определенному выше времени запаздывания $\Delta t = 2^{\text{m}}20^{\text{s}}$ находим среднюю скорость возбуждающего агента $v_1 = 1100$ км/сек.

Магнитная буря с внезапным началом отмечена 20 августа — в $4^{\text{h}}12^{\text{m}}$ — через $41^{\text{h}}46^{\text{m}}$ после появления всплесков радиоизлучения. Средняя скорость потока частиц, найденная по этому времени запаздывания, $v_2 = 1000$ км/сек.

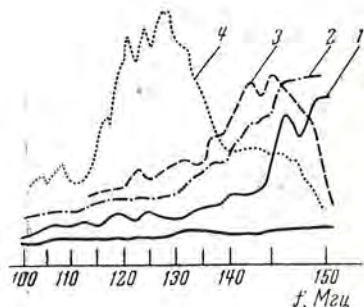
7. Характерный всплеск радиоизлучения II типа зарегистрирован 26 ноября 1959 г. (фиг. 1, 12) во время вспышки балла 2+ (начало $9^{\text{h}}24^{\text{m}}$, конец $10^{\text{h}}17^{\text{m}}$; 15° S, 14° W). На волне 10 см начало всплеска следует отнести к $9^{\text{h}}32^{\text{m}}40^{\text{s}}$ после сравнительно медленного

подъема интенсивности радиоизлучения. Через $38^{\text{h}}18^{\text{m}}$ (27 ноября в $23^{\text{h}}51^{\text{m}}$) после появления всплеска на волне 10 см отмечена магнитная буря с внезапным началом. Среднюю скорость потока частиц по пути Солнце — Земля (v_2) можно оценить по этому времени запаздывания в 1090 км/сек. Начало всплеска на записи радиоизлучения на волне 1,5 м выражено неотчетливо и время начала определить затруднительно. По записи на радиоспектрографе можно определить время начала всплеска на ряде частот; например, на частоте 135 Мгц, всплеск начинается в $9^{\text{h}}36^{\text{m}}10^{\text{s}}$, а на частоте 105 Мгц — в $9^{\text{h}}39^{\text{m}}$ (фиг. 1).



Фиг. 10. Запись всплеска II типа 18 августа 1959 г. на радиоспектрографе. Время московское.

Если для данного случая решить обратную задачу, т. е. положить, что скорость возбуждающего агента в короне равна средней скорости потока на пути Солнце — Земля, и по времени запаздывания начала всплесков радиоизлучения на различных частотах относительно времени появления всплеска на волне 10 см оценить высоту, на которой находится в корональной конденсации слой с критической электронной концентрацией,



Фиг. 11. Пример всплеска III типа, зарегистрированного на радиоспектрографе в начале события в радиоизлучении 18 августа 1959 г.

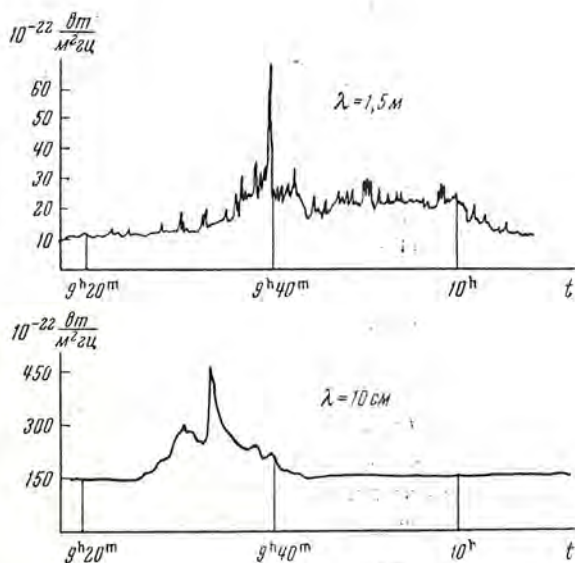
1 — $10^{\text{h}26^{\text{m}}57^{\text{s}}}$; 2 — $10^{\text{h}26^{\text{m}}58^{\text{s}}}$;
3 — $10^{\text{h}26^{\text{m}}59^{\text{s}}}$; 4 — $10^{\text{h}27^{\text{m}}}$.

на высоте 0,36 солнечного радиуса от фотосферы, а слой с $N_e = 1,36 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ — на высоте 0,62 солнечного радиуса.

Указанные плотности, вероятно, можно ожидать на полученных высотах в корональных конденсациях. Результаты оценки скорости потоков частиц сведены в таблице.

Довольно хорошее совпадение в каждом отдельном случае величины скорости агентов, возбуждающих всплески радиоизлучения II типа, со средней скоростью потоков частиц, вызывающих магнитные бури с внезапным началом на Земле, подтверждает гипотезу о возбуждении всплесков радиоизлучения II типа потоками частиц, вызывающими магнитные бури. Учет наличия корональных конденсаций дает возможность более точно прогнозировать появление магнитных бурь.

Скорости потоков частиц в короне в большинстве случаев оказались несколько выше, чем средние скорости потоков на пути Солнце — Земля. Этого следует ожидать, учитывая, что потоки могут тормозиться в результате взаимодействия с окружающей средой.



Фиг. 12. Запись всплеска радиоизлучения Солнца 26 ноября 1959 г. Время мировое.

соответствующей той или иной частоте, то получим, что слой с $N_e = 2,26 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (соответствующей частоте 135 МГц) нахо-

Дата события	Координаты вспышки		Балл вспышки	Время запаздывания, Δt , сек	v_1 , км/сек	v_2 , км/сек
	широта	долгота				
23.III 1958 г.	25°S	80°E	3+	170	900	780
22.VIII 1958 г.	22 N	0°	3	120	1300	1200
17.XII 1958 г.	16 S	57 W	1	30	5200	5150
11.III 1959 г.	13 S	77 W	2	60	2600	2300
8.IV 1959 г.	25 N	75 E	3	130	1200	1250
18.VIII 1959 г.	22 N	17 W	3+	140	1100	1090

Полученное высокое значение скорости рассматриваемых потоков частиц на сравнительно небольшом участке пути в короне (до 0,25 солнечного радиуса от фотосферы) свидетельствует об отсутствии длительно действующего механизма ускорения потоков на больших расстояниях в короне. Потоки частиц, по-видимому, выбрасываются из активных районов солнечной поверхности с высокими начальными скоростями.

Интересно отметить, что при наиболее мощных вспышках (см. таблицу) получились самые медленные потоки.

В заключение приношу искреннюю благодарность член-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы и советы при ее выполнении, а также Л. И. Юровской за помощь в подготовке графиков.

13 декабря 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Дж. А. Пози, Ф. Н. Брейуэлл. Радиоастрономия, ИЛ, 1955.
2. И. С. Шкловский. Астр. журн., 23, 333, 1946.
3. I. P. Wild, K. V. Sheridan and G. H. Trent. Paris Sympos. on Rad. Astr. Stanford University Press, 1959, p. 177.
4. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков. Астр. журн., 35, 694, 1958.
5. I. P. Wild. Austral. J., 3, 399, 1950.
6. F. T. Haddock. Paris Simpos. on Rad. Astr. Stanford Univ. Press, 1959, p. 188.
7. M. Waldmeier. Zs. f. Ap., 27, 73, 1950.
8. W. N. Christiansen and Mathewson. Paris Sympos. on Rad. Astr. Stanford University Press, 1959, p. 108.
9. В. Н. Ихсанова. Диссертация, 1959.
10. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 35, 351, 1958.
11. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 104, 1955.
12. И. Г. Моисеев. Изв. Высших учебн. завед., 1, 159, 1958.
13. А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 140, 1953.
14. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 198, 1959.
15. Сб. «Солнце» под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 378.
16. И. Г. Моисеев и С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 214, 1957.
17. А. Б. Северный. Труды Пятого совещания по вопросам космогонии. Изд во АН СССР, 1955, стр. 224.

О СВЯЗИ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ Pс
С ПОВЕДЕНИЕМ ИОНОСФЕРЫ

А. С. Дворяшин, И. Н. Обинцова

Исследованы геомагнитные пульсации Pс AR по быстроходным записям магнитного поля, полученным на флюксометрической установке Крымской астрофизической обсерватории с июня 1957 г. по декабрь 1959 г.

Суточное распределение числа появления пульсаций Pс AR за каждый сезон дано на фиг. 2. Поскольку корпускулярное излучение Солнца существует постоянно, а физические условия в ионосфере, определяющие затухание гидромагнитных волн, с сезоном изменяются мало, сильный сезонный ход Pс AR ставит под сомнение теорию, согласно которой геомагнитные пульсации Pс есть результат движения к Земле гидромагнитных волн, возбуждаемых на границе внешней атмосферы Земли корпускулярным излучением Солнца.

В результате строгого отбора при обработке пульсаций Pс AR выявлен резкий максимум Pс AR, падающий на 8—9—10 часов местного времени, причем этот максимум не смещается во времени с сезоном.

Именно в это же время:

- 1) становится устойчивым расслоение F-области;
- 2) достигает максимального значения величина $\Delta f^{\circ}F_2$ — отклонение критических частот слоя F₂ от скользящей медианы;
- 3) резко выражена депрессия критических частот слоя E;
- 4) амплитуда спокойной солнечно-суточной вариации H-компоненты магнитного поля, обусловленная приливными явлениями в ионосфере, достигает максимального значения.

Регулярное возбуждение геомагнитных пульсаций Pс AR, их устойчивый максимум в суточном ходе по местному времени в любой сезон позволяют высказать утверждение, что причины исследуемых явлений определяются особенностью ежедневного расположения точки наблюдения на Земле относительно Солнца.

Такой особенностью, приуроченной к 9—10 часам местного времени, является прохождение точкой наблюдения максимума электродинамической силы, обусловленной приливными движениями проводящих слоев, создаваемыми гравитационным воздействием Солнца, в магнитном поле Земли. Предполагалось ранее, что пульсации Pс AR есть результат движения к Земле гидродинамических волн, возбуждаемых корпускулярным излучением Солнца на границе внешней атмосферы.

С нашей точки зрения, геомагнитные пульсации вызываются, по-видимому, процессами в ионосферных слоях в гравитационном и магнитном полях. При этом удается объяснить сезонный и суточный ход Pс AR и связь с другими ионосферными явлениями. В результате взаимодействия корпускулярного излучения Солнца с внешней атмосферой Земли порождаемое гидромагнитное возмущение действительно распространяется по силовым линиям магнитного поля до ионосферы, вызывая возмущения магнитного поля на Земле. Но магнитным возмущениям в предлагаемом нами механизме возбуждения геомагнитных пульсаций Pс AR отводится роль только агента, выводящего слой из равновесного состояния.

ON THE CONNECTION BETWEEN Pc GEOMAGNETIC PULSATIONS AND THE BEHAVIOUR OF THE IONOSPHERE, by A. S. Dvoryashin and I. N. Odintsova.—

Pc AR geomagnetic pulsations were studied using rapid recordings of the magnetic field, obtained with fluxmetric device of the Crimean Astrophysical Observatory during June 1957—December 1959.

The diurnal distribution of the number of appearances of the Pc AR pulsation for each season is given in fig. 2. As the solar corpuscular wind blows outward from the Sun continuously and the physical conditions in the ionosphere, which determine the damping of hydromagnetic waves, vary little with the season, the pronounced seasonal variation of Pc AR makes doubtful the theory that Pc geomagnetic pulsations are a result of the movement towards the Earth of hydromagnetic waves generated at the boundary of the outer atmosphere of the Earth by solar corpuscular radiation.

As a result of a strict selection of Pc AR pulsations from the records, a sharp maximum in Pc AR was detected which occurs at 8—9—10 hours local time. This maximum does not show a time shift with season.

Just at the same time:

- 1) the bifurcation stratification of the F-region becomes stable;
- 2) $\Delta f^{\circ}F_2$ —the deviation of critical frequencies of the F_2 layer from a median attains maximum value;
- 3) the depression of critical frequencies of the E layer is sharply defined;
- 4) the amplitude of quiet solar diurnal variation of the H component of the magnetic field, due to tidal phenomena in the ionosphere, reaches maximum value.

The regular excitation of Pc AR geomagnetic pulsations and their maximum in diurnal variation according to local time at any season permits to make the assumption that the investigated phenomena are due to the peculiarity of the daily location of the station of observations on the Earth relative to the Sun.

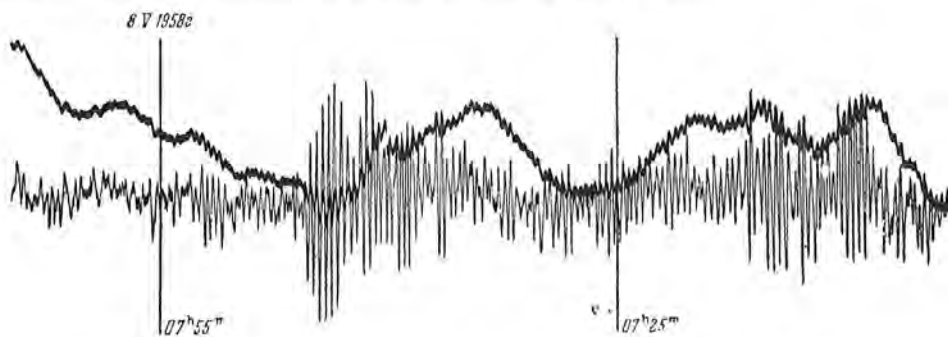
This peculiarity, which takes place at 9—10 hours local time, consists in that the point of observation passes the maximum of electrodynamic force, due to tidal motions of conducting layers; produced by the gravitational action of the Sun, in the Earth's magnetic field. Early it was supposed that the Pc AR pulsations are a result of the movement towards the Earth of hydromagnetic waves, generated by solar corpuscular radiation at the boundary of the outer atmosphere.

From our point of view geomagnetic pulsations are apparently due to processes in the ionospheric layers in gravity and magnetic fields. It is thus possible to explain the seasonal and diurnal variation of Pc AR and the connection with other ionospheric phenomena. As a result of the interaction between solar corpuscular radiation and the outer atmosphere of the Earth, the produced hydromagnetic disturbance actually moves along magnetic lines of force to the ionosphere and causes disturbances in the Earth's magnetic field. However in the proposed mechanism of excitation of Pc AR geomagnetic pulsations, the magnetic disturbances only play the rôle of a agent which disturbs the equilibrium state of the layers.

Регистрация магнитного поля Земли на большой развертке (5—20 мм/мин) с аппаратурой высокой чувствительности (10^{-7} — 10^{-8} гс/мм) позволяет обнаружить на записи геомагнитные пульсации с периодом от нескольких секунд до минуты и выше. Амплитуда пульсаций $A \sim 0,1$ — $0,01$ γ. Для регистрации пульсаций такого периода в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) используется флюксметрическая установка [1]. Обработка экспериментального материала, полученного с начала МГГ, выявила ряд закономерностей в суточном распределении пульсаций, их связи с корпускулярным излучением Солнца и ионосферой. Показано [1], что при взаимодействии корпускулярного потока с внешней атмосферой Земли при внезапном начале магнитной бури генерируются

магнитно-гидродинамические волны, распространяющиеся до ионосферы и регистрируемые на Земле как геомагнитные пульсации (ЖПК при SSC).

В данной работе исследуется другой класс пульсаций, известный как Pс, или устойчивые колебания [2]. Для изучения Pс использовались быстросходные записи магнитного поля Земли, полученные в КрАО с июля 1957 г. до декабря 1959 г. Пример подобной записи дан на фиг. 1. Удачно выбранная скорость развертки позволила нам исключить из рассмотрения хаотические флуктуации магнитного поля с амплитудой порядка одной гаммы и меньше, которые при записи на медленной скорости неизбежно вошли бы в статистику и могли изменить результат.



Фиг. 1. Геомагнитные пульсации Pс, записанные в КрАО.

Экспериментальный материал обрабатывался по инструкции комитета № 10 Международной Ассоциации геомагнетизма и аэронавтики. Оценка колебаний класса А и В при обработке проводилась довольно строго, в основном исследовались только правильные регулярные (!) пульсации Pс AR. Распределение числа случаев появления Pс AR в течение суток за каждый сезон показано на фиг. 2.

Pс обычно интерпретируется [3—6] как результат гидромагнитных волн, генерируемых во внешней атмосфере корпускулярным излучением Солнца и распространяющихся до Земли. Было указано, однако [7], что подобная интерпретация встречает весьма существенные трудности: гидромагнитные волны такого периода испытывают сильное поглощение («фрикционное» и перезарядка) в ионосфере, на высотах 200—400 км, так что волна практически не может пройти E-слой. Можно было бы объяснить появление геомагнитных пульсаций Pс, рассматривая внешнюю атмосферу для волн с периодом Pс как гидромагнитную среду, в которой магнитно-гидродинамические волны без потерь распространяются по силовым линиям магнитного поля Земли до ионосферы. Последняя в этом отношении ведет себя иначе: обилие нейтральной компоненты в ионосфере много больше ионизированной.

Из сравнения периода геомагнитных пульсаций и времени свободного пробега в F- и E-слоях следует [8], что при той степени ионизации, которая наблюдается в ионосфере, нейтральные атомы не могут быть увлечены волной. В этом случае, согласно [9], волна распространяется как электромагнитная и представляется возможность объяснить механизм возникновения геомагнитных пульсаций Pс как результат прохождения электро-

магнитных волн соответствующего периода, которые не пересекают F- и E-слои как гидромагнитные волны, а скорее просачиваются через слои как неподвижный проводник, так что вещество не движется с волной, и потому «фрикционные» потери и затухание из-за перезарядки отсутствуют.

Однако нам кажется, что едва ли следует привлекать магнитно-гидродинамическое рассмотрение внешней атмосферы для объяснения механизма Pc; определяющую роль в этом механизме должна играть ионосфера.

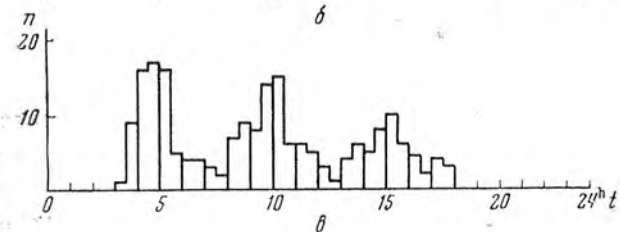
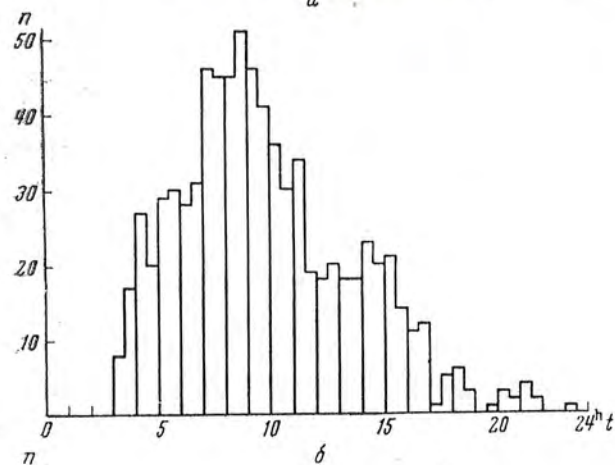
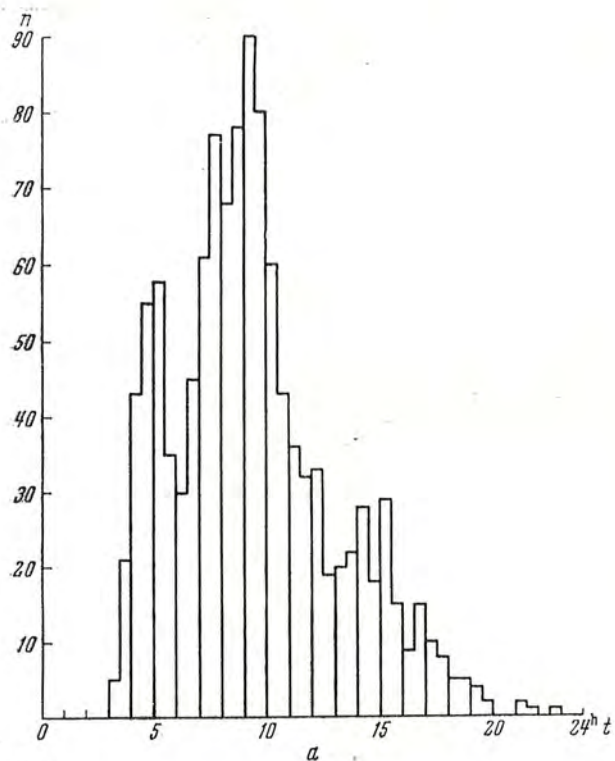
Если за Pc ответственны гидромагнитные волны, генерируемые корпускулярным излучением на границе внешней атмосферы, то следовало бы ожидать, что появление Pc на записи не должно бы зависеть от сезона, поскольку естественно предположить, что корпускулярное излучение Солнца существует постоянно. Между тем обращает на себя внимание тот экспериментальный факт, что PcAR испытывают сильный сезонный ход (фиг. 2) и практически отсутствуют в зимнее время. Отсутствуют Pc также и в ночное время в любой сезон. Предположение о том, что этот сезонный ход обусловлен большим затуханием гидромагнитных волн в ионосфере в зимний сезон (или ночное время), оказалось несостоятельным: затухание (джоулево и «фрикционное») отсутствует выше ионосферы, а на высотах 100—200 км основной вклад в затухание вносят столкновение с нейтральными атомами [10, 11] и перезарядка, причем эффект перезарядки является основным [1].

Физические условия в ионосфере, определяющие затухание, мало меняются от сезона к сезону. Так электронная концентрация в области максимума слоя F₂ в летний полдень равна $4,3 \cdot 10^5$ электронов/см³, зимой — $7 \cdot 10^5$ электронов/см³. Столь же мало меняется и высота слоя при переходе от зимы к лету (250 и 270 км соответственно). Согласно ракетным исследованиям [12], температура и плотность нейтральной компоненты в области высот 100—200 км практически остаются постоянными. Поэтому сильный сезонный ход PcAR не укладывается в рамки теории, пытающейся объяснить этот вид геомагнитных пульсаций как результат движения к Земле гидромагнитных волн, генерируемых на границе внешней атмосферы корпускулярным излучением Солнца.

Указанное обстоятельство и тот факт, что столь же сильный сезонный ход испытывает и суточное распределение появления ионосферных возмущений* (фиг. 3), побудили нас обратиться к более детальному изучению ионосферы в часы, когда геомагнитные пульсации Pc на записи были особенно интенсивными. На фиг. 4 приведены записи высотно-частотных характеристик для летнего и зимнего периодов.

Особенностью ионосферы в летнее время и во время равноденствий, когда число появлений PcAR на записи максимально, является наличие расслоения области F на два слоя F₁ и F₂ в светлое время суток (фиг. 5). При отсутствии Pc AR высотно-частотная характеристика ионосферы имеет вид, указанный на фиг. 6, из которой видно, что даже в летнее время, когда расслоение в области не наблюдается, пульсации Pc отсутствуют на записи и характеристика имеет такой же вид, как и в зимнее время. Одна-

* Изучению этого явления будет посвящена отдельная работа.

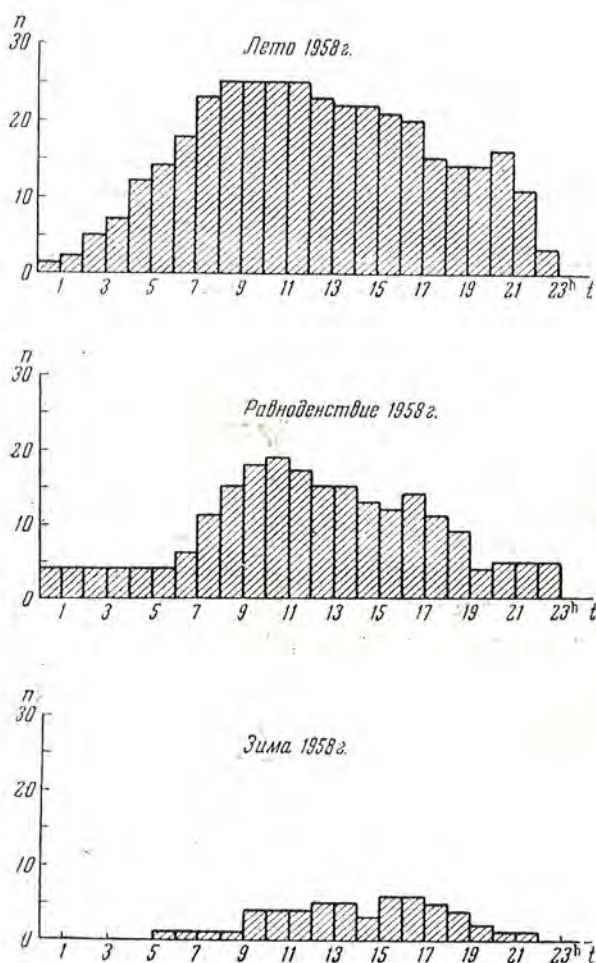


Фиг. 2. Суточное распределение числа появлений пульсаций Ps AR по сезонам в 1957—1959 гг.

a — лето; *б* — равноденствие; *в* — зима. Время московское.

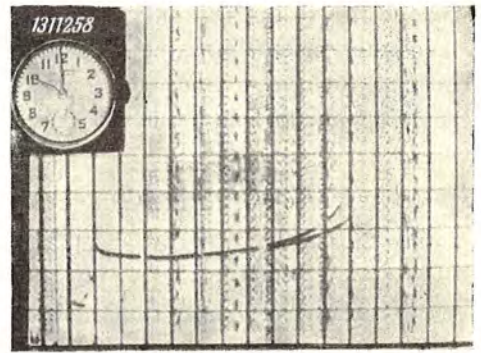
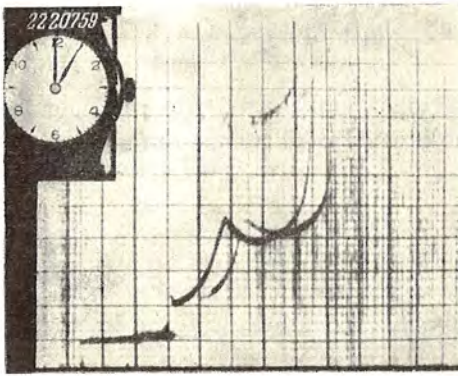
ко максимум PcAR в суточном ходе, по нашим данным, падает на 8—9—10 часов (по местному времени), и этот максимум не смещается по времени с сезоном, в то время как суточный ход изменений в состоянии ионосферы с сезоном резко выражен.

Исследование ионосферы в утренние часы показало, что приведенное выше возражение не является непреодолимым. Образование ионосферных

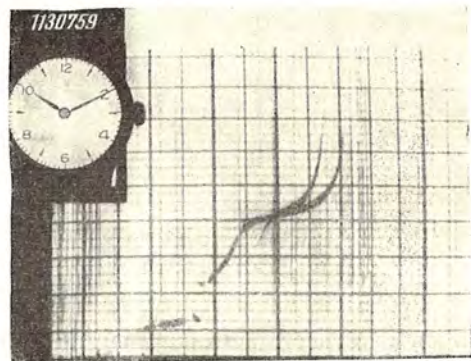
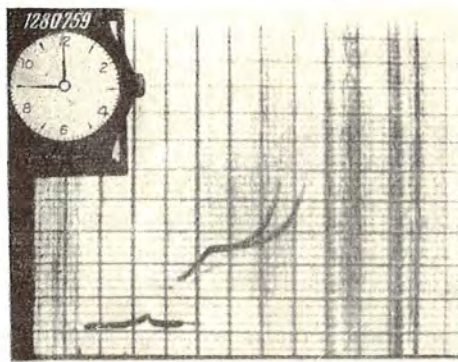
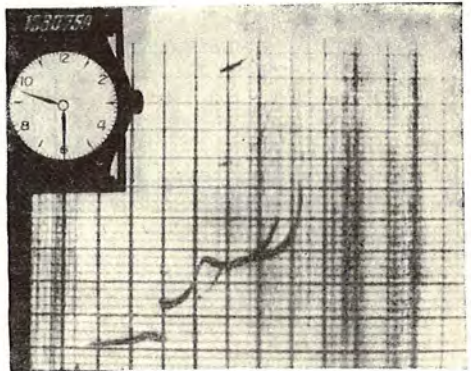
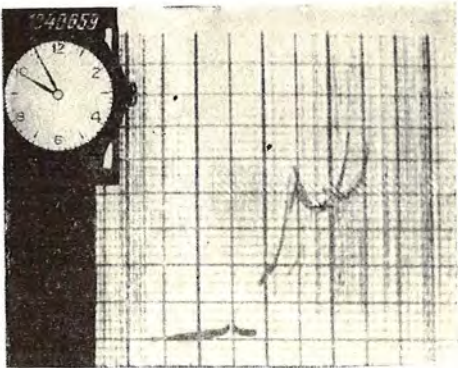


Фиг. 3. Суточное распределение числа появлений ионосферных возмущений за разные сезоны 1958 г. Время московское.

слоев в летнее время начинается в более ранние часы, но расслоение области F становится устойчивым лишь в 8—9—10 часов, независимо от сезона. Мы не настаиваем здесь на том, что наличие на высотнo-частотных характеристиках резко выраженного слоя F_1 является единственным и необходимым условием возникновения геомагнитных пульсаций PcAR — наблюдается ряд случаев, когда PcAR возникают при слабом расслоении в области или образовании прослоек (фиг. 5). Заметим также, что слой F_1 в дневное время летом и в равноденствие существует продолжительный

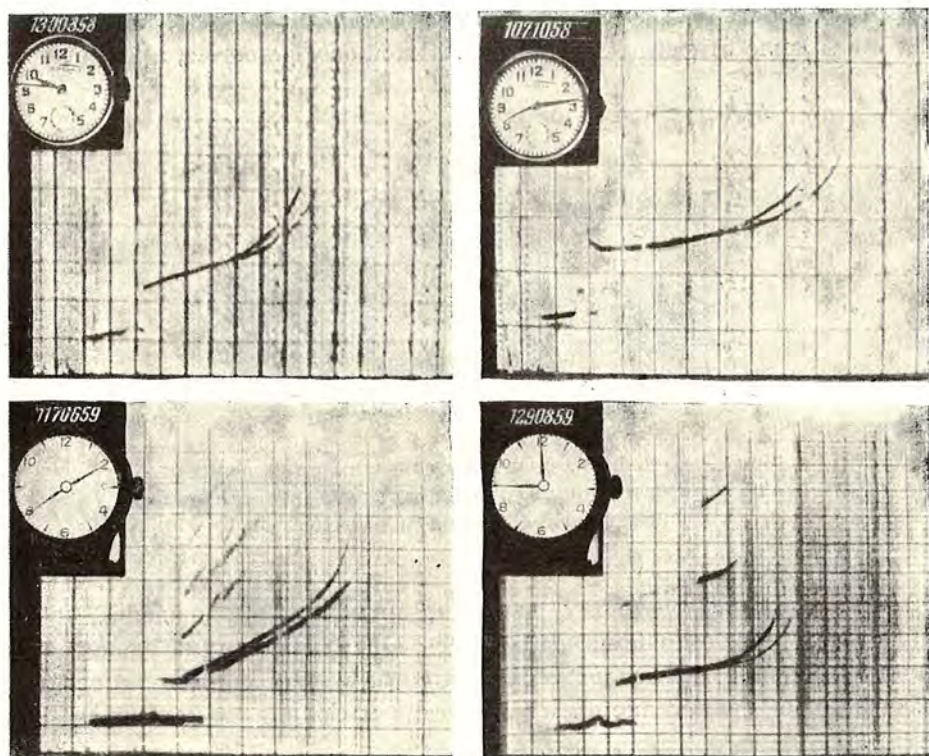


Фиг. 4. Записи высотно-частотных характеристик для летнего и зимнего периодов. Время московское.



Фиг. 5. Запись высотно-частотных характеристик в летний сезон, когда зарегистрированы интенсивные пульсации Рс АR. Время московское.

отрезок времени, в то время как максимум пульсации Pс приходится на 8—9—10 часов местного времени и для пульсаций Pс AR этот максимум является наиболее отчетливым. Отметим только, что появление пульсации Pс AR связано с расслоением области F и образованием прослоек. Мы не рассматриваем здесь причины расслоения, обсуждение этого вопроса



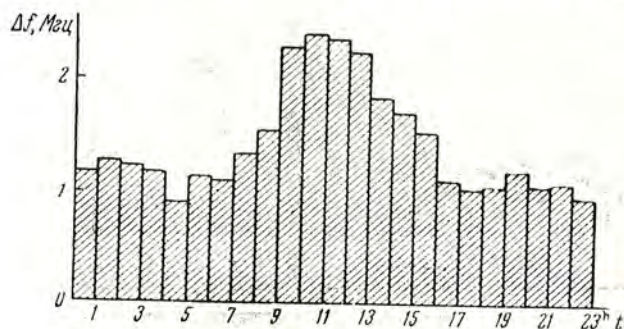
Фиг. 6. Запись высотно-частотных характеристик при отсутствии пульсаций Pс.
Время московское.

выходит за рамки данного сообщения. Наиболее привлекательными в этой области являются работы С. К. Митра [13] и Д. Ф. Мартина [14], объясняющие это явление как результат приливных движений в ионосфере.

Следует особо подчеркнуть следующие экспериментальные факты. На 9—10 часов местного времени падает:

- 1) максимум появления пульсаций Pс AR;
- 2) становится более устойчивым расслоение F-области;
- 3) падает максимум величины $\Delta f^\circ F_2$ — отклонение критических частот слоя F₂ от скользящей медианы (фиг. 7);
- 4) падает максимум депрессии критических частот слоя E [15];
- 5) амплитуда спокойной солнечно-суточной вариации H-компоненты магнитного поля S_q, обусловленная приливными явлениями в ионосфере, достигает максимального значения.

Все указанные выше явления и особенно максимум появления Pc AR наиболее резко выражены в летнее время, причем в суточном ходе время максимума не смещается (!) с сезоном, меняется только его амплитуда. Регулярное возбуждение геомагнитных пульсаций Pc AR, их устойчивый максимум в суточном ходе по местному времени в любой сезон позволяют нам высказать утверждение, что причины исследуемых явлений определяются особенностью ежедневного расположения точки наблюдения на Земле относительно Солнца. Такой особенностью, приуроченной



Фиг. 7. Суточный ход средней величины отклонения от скользящей меднаны за 1958 г. во время ионосферных возмущений. Время московское.

к 9—10 часам по местному времени, является прохождением точки наблюдения (в ее суточном вращении с Землей) максимума электродинамической силы, обусловленной приливными движениями ионосферы, создаваемыми гравитационным воздействием Солнца в магнитном поле Земли.

Как указывалось ранее [16] и как показывают наши результаты, геомагнитные пульсации Pc записываются более интенсивно при слабо возмущенном магнитном поле. В высоких широтах в это время записываются гигантские пульсации P_g . Предполагалось, что пульсации Pc есть результат возбуждения магнитно-гидродинамических волн во внешней атмосфере и движения этих волн к Земле по силовым линиям магнитного поля Земли. Сам же поток отклоняется к высоким широтам и ответствен за полярные магнитные бури. С точки зрения развитых выше представлений геомагнитные пульсации, по-видимому, вызваны процессами в ионосферных слоях в гравитационном и магнитном полях. Магнитным возмущениям в предлагаемом механизме отводится только роль агента, выводящего слой из равновесного состояния.

В заключение авторы приносят благодарность лаборантам магнитной и ионосферной станции КрАО за обработку магнитных и ионосферных данных. Авторы глубоко признательны члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за полезное обсуждение статьи.

Декабрь 1959 г.

Литература

1. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 198, 1959.
2. В. А. Тронцкая. Докл. АН СССР, 91, № 2, 241, 1953.
3. J. W. Dungey. Reports on the Conference on the Physics Ionosphere. London, 1955.
4. Y. Kato, S. Akasofu. Rep. Ion. Res., Japan, 9, № 5/6, 1956.
5. Y. Kato, T. Watanabe. Rep. Ion. Res., Japan, 10, № 2, 1956.
6. S. Akasofu. Rep. Ion. Res. Japan, 10, № 4, 1956.
7. А. С. Дворяшин. Возбуждение короткопериодических колебаний магнитного поля Земли во время внезапного начала магнитных бурь. Труды 5-й Ассамблеи СК МГГ. Изд-во АН СССР.
8. S. V. Pickelner. Tellus, 9, № 1, 1957.
9. J. H. Piddington, Geophys. J., 2, № 3, 1959.
10. T. G. Cowling. M. N., 116, № 1, 1956.
11. J. H. Piddington. M. N., 116, № 3, 1956.
12. N. W. Spencer, R. I. Vogges and D. Taesch. Pressure, Temperature and Density at 90 km over Ft. Churchill. (IGY Rocket Report Series, № 1, July 1958).
13. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. ИЛ, 1955.
14. D. F. Martyn. Proc. Roy. Soc., A. 189, 241, 1947; A. 190, 273, 1947; A. 194, 429, 1948; A. 194, 445, 1948.
15. E. V. Appleton. Nature, 176, № 4489, 1955.
16. В. А. Тронцкая. Докл. АН СССР, 93, № 2, 1953.
17. S. Chapman and J. Bartels. Geomagnetism. Oxford, 1940.

**НЕКОТОРЫЕ СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ
БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ
С ПОМОЩЬЮ МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА**

И. Г. Моисеев, Ю. Ф. Юровский

В статье рассматриваются способы регистрации быстрых процессов на Солнце с помощью многоэлементного радиointерферометра. Для этого предлагается метод многоканального радиоприема. Оценивается влияние полосы пропускания приемного тракта интерферометра на ширину лепестка диаграммы направленности.

SOME METHODS OF REGISTRATION OF RAPID PROCESSES ON THE SUN BY MEANS OF A MULTIELEMENT RADIO INTERFEROMETER, by *I. G. Moiseyev, Y. F. Yourovsky*.— Methods of registration of rapid processes on the Sun by means of a multielement radiointerferometer are considered. For this purpose a method of multichannel reception is proposed. The influence of the pass-band of the receiving channel on the width of the lobe of the directional diagram is estimated.

Для изучения развития быстрых процессов на Солнце необходимо получать его радиоизображение не только с большим разрешением, но и достаточно часто. Быстрый обзор солнечного диска можно осуществить, применив в многоэлементном крестообразном радиointерферометре, описанном в [1, 2], качание диаграммы направленности или многоканальный радиоприем. Диаграмма направленности радиointерферометра образуется двумя взаимно-перпендикулярными рядами антенн и зависит от диаграммы направленности каждого ряда.

Известно, что при действии плоской монохроматической волны, падающей под углом θ на ряд синфазно соединенных одинаковых антенн, расположенных вдоль прямой линии на расстоянии d друг от друга (фиг. 1), на входе приемника получится колебание вида

$$A \sin(\varphi + \psi) + A \sin(\varphi + \psi + \alpha) + A \sin(\varphi + \psi + 2\alpha) + \dots \\ \dots + A \sin[\varphi + \psi + (n - 1)\alpha],$$

где A — амплитуда колебания, принятого антенной; φ — фаза колебаний в антенне a ; ψ — набег фазы в линии соединения приемника с антенной; $\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta$ — угловая разность хода между соседними элементами; θ — направление на источник в плоскости ряда антенн; n — число антенн.

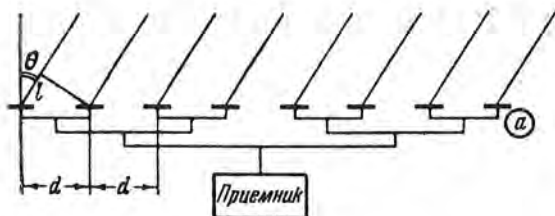
Сумма этого ряда равна [3]

$$A \frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \cdot \sin \left[\varphi + \psi + \frac{(n-1)\alpha}{2} \right].$$

Не интересуясь фазой результирующего колебания и переходя к мощности, получим [4]

$$P(\theta) = \frac{\sin^2 \frac{n\alpha}{2}}{n \sin^2 \frac{\alpha}{2}},$$

где $P(\theta)$ — мощность, принятая системой от точечного источника, отнесенная к мощности, принятой одним из элементов.



Фиг. 1. Ряд синфазно соединенных антенн.

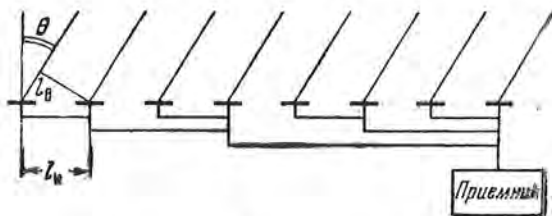
Это выражение имеет ряд небольших максимумов, промежуточных между нулевыми значениями, соответствующими $\frac{n\alpha}{2} = k\pi$ (где k — целое число), и ряд больших максимумов, когда $\frac{\alpha}{2} = k\pi$. Большие максимумы соответствуют основным лепесткам диаграммы направленности системы. Угловое расстояние между ними зависит от отношения $\frac{d}{\lambda}$, а ширина основного лепестка, число и амплитуда промежуточных максимумов определяются количеством антенн n . В перпендикулярной плоскости диаграмма направленности каждого лепестка одного ряда антенн равна диаграмме направленности одного элемента в этой плоскости.

Если взять второй ряд антенн, перпендикулярный первому, и соединять ряды поочередно то в фазе, то в противофазе, получится модуляция интенсивности сигнала источника в точках пересечения диаграмм направленности двух рядов. Приемник, построенный по модуляционному принципу, будет выделять только модулированный сигнал и «не заметит» источника, находящегося в лепестке одного ряда. Число лепестков, которые могут одновременно участвовать в приеме излучения, определяется шириной диаграммы направленности одного элемента.

Качание лепестка радиоинтерферометра можно осуществить соответствующей регулировкой фазовых соотношений между отдельными элементами, составляющими ряд интерферометра. Принципиально это можно решить путем помещения в соединительную линию каждой антенны

фазовращателя. Причем при изменении фазы первым фазовращателем на φ второй должен изменить фазу на 2φ , третий на 3φ и т. д. до $n\varphi$.

В некоторых случаях не обязательно качать лепестки обеих половин интерферометра. Если качать лепестки только параллельно небесному меридиану, то развертка по экватору получится благодаря суточному ходу источника. Тогда одно полное радиоизображение Солнца вблизи меридиана будет получаться в течение ~ 2 мин. Однако применение фазовращателей для быстрого качания диаграммы направленности на дециметровых волнах вызывает затруднения по конструктивным соображениям.



Фиг. 2. Схема соединенных антенн.

Более приемлемо качание диаграммы направленности путем периодического изменения частоты гетеродина (или принимаемой частоты) [5, 6].

Так как максимум приема (основной лепесток) получается в том случае, если разность хода между соседними антеннами равна $k\lambda$, где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, а λ — длина волны, то отсюда ясно, что, меняя λ , можно менять положение основного лепестка в пространстве.

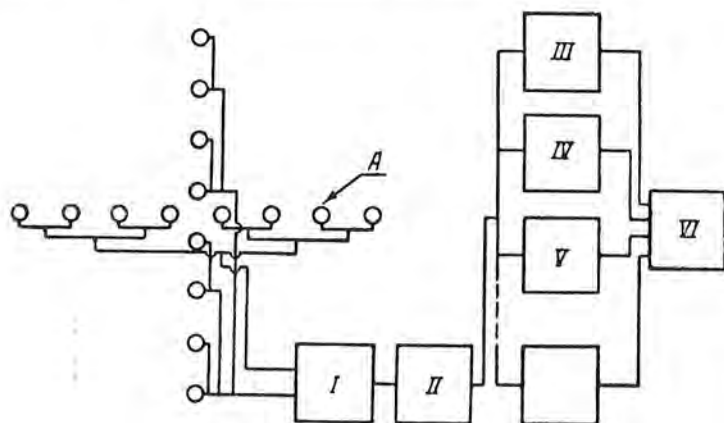
Если применить соединение антенн, показанное на фиг. 2, то разность хода будет состоять из пути волны в воздухе l_n и в кабеле — l_n . В этом случае можно смещать главный лепесток ($\theta = 0$) и значительно уменьшить величину девиации $\Delta\lambda$, потому что между элементами ряда всегда имеется разность хода l_n .

При том или ином способе качания лепестков диаграммы направленности приходится брать небольшую постоянную времени регистрирующего прибора, так как лепесток должен за ограниченное время «осветить» поочередно все участки солнечного диска. Уменьшение постоянной времени ведет к уменьшению чувствительности прибора. Можно избежать этого, применив следующий метод получения радиоизображения Солнца.

Так как положение лепестка в пространстве для данной антенной системы зависит от принимаемой длины волны, то, построив многоканальный приемник с правильно рассчитанным разносом принимаемых длин волн, можно увеличить число лепестков интерферометра до такой степени, что источник при суточном движении будет прописываться по всей своей поверхности.

Например, для получения разрешающей способности порядка $\frac{1}{10}$ углового диаметра Солнца интерферометр должен состоять из 64 элементов по 32 в ряду с расстоянием между ними в 40λ . В этом случае угловое расстояние между лепестками около центра системы будет $\sim 1,5^\circ$, а ширина

каждого лепестка около $3'$ по половинной мощности. Приемник можно сделать на 15—20 каналов. Если лепесток каждого канала отстоит от соседнего на $3'$, а антенны соединены согласно фиг. 2, то каналы должны

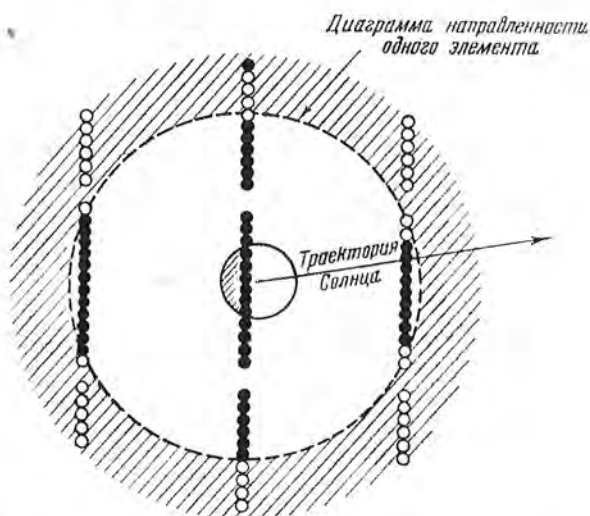


Фиг. 3. Блок-схема радиointерферометра.

A — антенны; *I* — модулятор; *II* — смеситель; *III, IV, V* и т. д. — УПЧ, детектор, УНЧ каждого канала; *VI* — многоканальный регистратор.

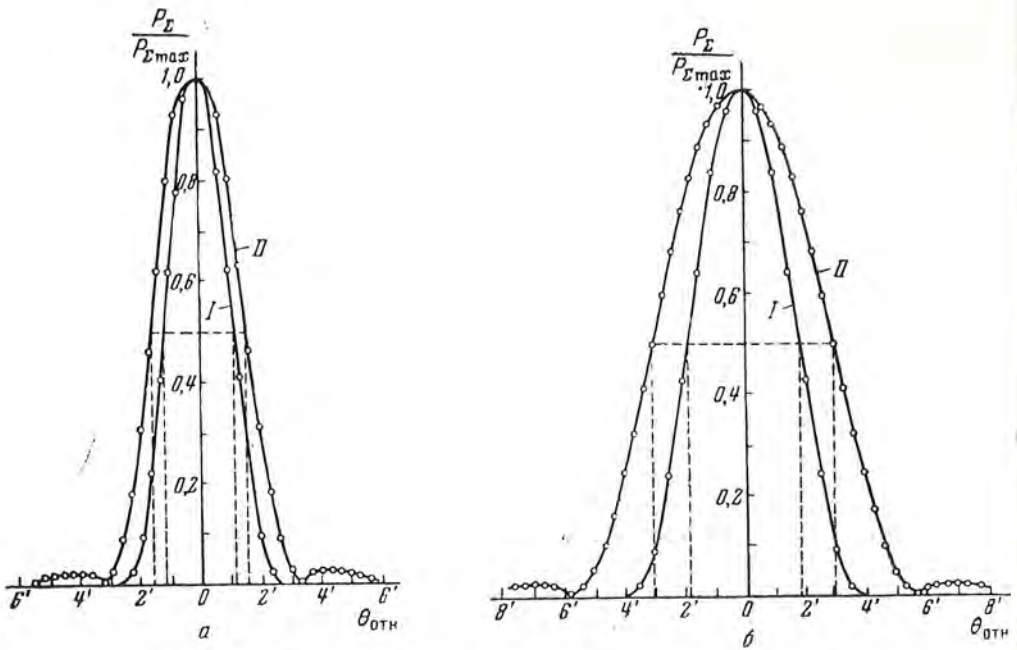
отличаться по частоте друг от друга на 0,087% несущей, что на волне 20 см составляет 1,305 Мгц.

На фиг. 3 приведена примерная схема такого радиointерферометра, а на фиг. 4 — получение радионизображения Солнца.



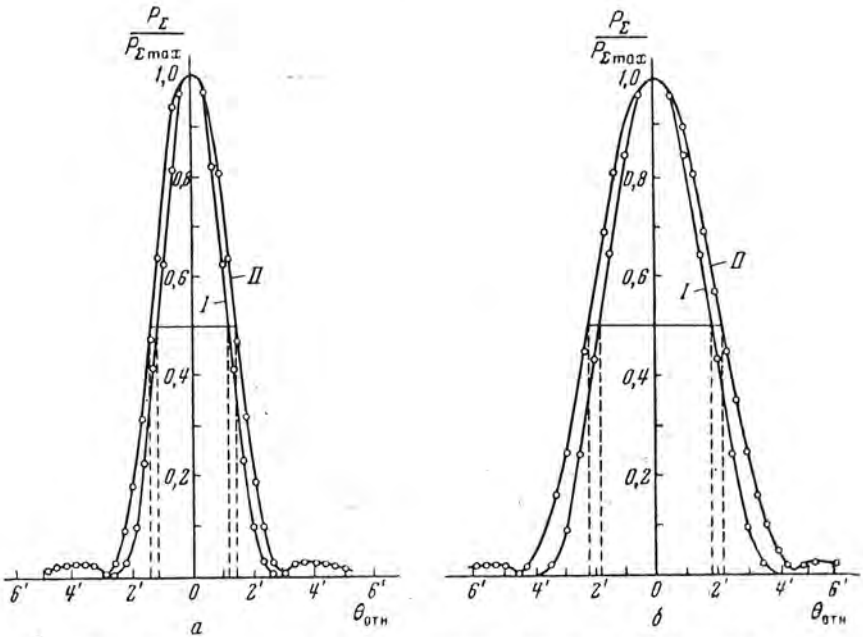
Фиг. 4. Получение радионизображения Солнца.

Если при наблюдении источника угол θ не бывает меньше $20-25^\circ$, то антенны можно соединить согласно фиг. 1, используя для разнесения лепестков в пространстве разность хода волны в воздухе.



Фиг. 5. Диаграмма направленности для $n = 32$; $d = 40 \lambda$.

I — единичная полоса пропускания; II — полоса пропускания 0,5 Мгц; $a - l = 40 \lambda$, $\theta = 0$;
 $b - l = 70 \lambda$, $\theta = 46^\circ$.



Фиг. 6. Диаграмма направленности для $n = 32$; $d = 40 \lambda$.

I — единичная полоса пропускания; II — полоса пропускания 1,0 Мгц; $a - l = 40 \lambda$,
 $\theta = 0$; $b - l = 70 \lambda$, $\theta = 46^\circ$.

При оценке разрешающей способности интерферометра возникает вопрос о влиянии полосы пропускания каждого канала на ширину лепестка диаграммы направленности.

Как было указано выше, монохроматическая волна развивает на входе приемника мощность

$$P(\theta) = \frac{\sin^2 \frac{n\alpha}{2}}{n \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}.$$

Так как принимаемый сигнал имеет характер некоррелированного шума, то суммарная мощность в полосе частот запишется как

$$P_{\Sigma}(\theta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \frac{n\alpha}{2}}{n \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}} d\lambda.$$

Результаты приближенного расчета по этой формуле для ряда антенн из 32 элементов и расстоянием между ними 40λ показаны на фиг. 5 и 6. Из рисунков видно, что полоса пропускания канала в $0,5 \text{ Мгц}$ дает расширение лепестка диаграммы направленности на 15—20%. С точки зрения чувствительности инструмента такая полоса пропускания может быть удовлетворительной.

Таким образом, для регистрации быстротекающих процессов на Солнце с помощью многоэлементного радиоинтерферометра лучшим способом, как нам кажется, является многоканальный радиоприем.

14 декабря 1959 г.

Литература

1. Б. М. Чихачев. Отчет Солнечной комиссии АН СССР, 1956.
2. W. N. Christiansen, D. S. Mathewson and J. L. Pawsey. Nature, 180, 944, November 9, 1957.
3. Э. Кокур и Л. Файлоп. Оптический метод исследования напряжений. ОНТИ, 1936, стр. 83.
4. W. N. Christiansen and J. A. Warburton. Austral. J. Phys., 6, № 2, June 1953.
5. А. Д. Кузьмин. Радиотехника и электроника. 1957, т. II, стр. 943.
6. Y. P. Wild and K. V. Sheridan. Proceeding of the I. R. E., 46, 160, 1958.

РЕГИСТРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АТМОСФЕРИКОВ НА ЧАСТОТЕ 27 *кГц* С НАПРАВЛЕННОЙ АНТЕННОЙ СИСТЕМОЙ

Н. Н. Ерюшев, А. И. Смирнов

Описана установка для регистрации атмосфериков на частоте 27 *кГц* с направленной антенной системой. Приводятся предварительные результаты: 1. Интенсивность атмосфериков существенно зависит от направления приема. В подавляющем большинстве случаев за время развития эффектов солнечных вспышек местоположение основного очага источников практически остается неизменным. 2. Обнаружено появление закономерных предвестников, предшествующих эффектам солнечных вспышек. Указывается на возможную связь этих явлений с процессами на Солнце, происходящими перед началом развития вспышек в линии H_{α} .

THE REGISTRATION OF THE INTENSITY OF ATMOSPHERICS ON 27 KC/S WITH A DIRECTIONAL ANTENNA SYSTEM, by *N. N. Erjushev* and *A. I. Smirnov*.—The apparatus used for the registration of atmospherics on 27 *kc/s* by means of a directional antenna system is described. Preliminary results are given: 1. The intensity of atmospherics depends essentially on the direction of reception. In the majority of cases the position of the main seat of the source remains practically unchanged during the time of development of solar flare effects. 2. The appearance of regular «forerunners» preceding solar flare effects has been detected. The possible connection between these phenomena and processes on the Sun, which precede the commencement of development of flares in H_{α} , is pointed out.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Известно, что во время солнечных вспышек наблюдается повышение интенсивности атмосфериков в низкочастотном диапазоне (десятки килогерц). Это явление обычно характеризуется внезапным началом и довольно быстрым возрастанием интенсивности до максимального значения и более медленным возвращением к нормальному уровню.

Вместе с этим из записей интегральной интенсивности атмосфериков на шести фиксированных частотах (13—42 *кГц*), полученных в Крымской астрофизической обсерватории (КраО), было обнаружено, что перед началом основных эффектов солнечных вспышек в ряде случаев появляются незначительные характерные вариации интенсивности, которые, возмож-

но, связаны также с процессами на Солнце и являются предвестниками вспышек.

В [1] указывается, что на записях атмосфериков ($f = 27$ кГц) наблюдались кратковременные ($\Delta t \approx 2$ мин) аномальные повышения интенсивности, связанные, по мнению автора указанной работы, с более быстрыми процессами на Солнце, чем вспышки.

Предвестники и кратковременные аномалии являются эффектами новыми, до сих пор неизвестными, поэтому выявление и изучение их должны представить значительный интерес. Для регистрации этих эффектов необходимо, чтобы постоянная времени аппаратуры была меньше длительности самих явлений.

В общем случае интенсивность атмосфериков в месте приема представляет собой сумму полей различных источников, находящихся в разных точках земного шара. Однако результаты пеленгации грозových очагов указывают на относительную локализованность этих источников. Сведения о характере распределения источников необходимы при количественном анализе эффектов солнечных вспышек [2].

Для изучения отмеченных выше явлений параллельно с действующей аппаратурой [3] в КрАО с декабря 1958 г. начата регистрация интенсивности атмосфериков на частоте $f = 27$ кГц с постоянной времени $\tau = 30$ сек с направленной антенной системой.

В настоящей статье дается описание установки и приводятся некоторые предварительные результаты наблюдений.

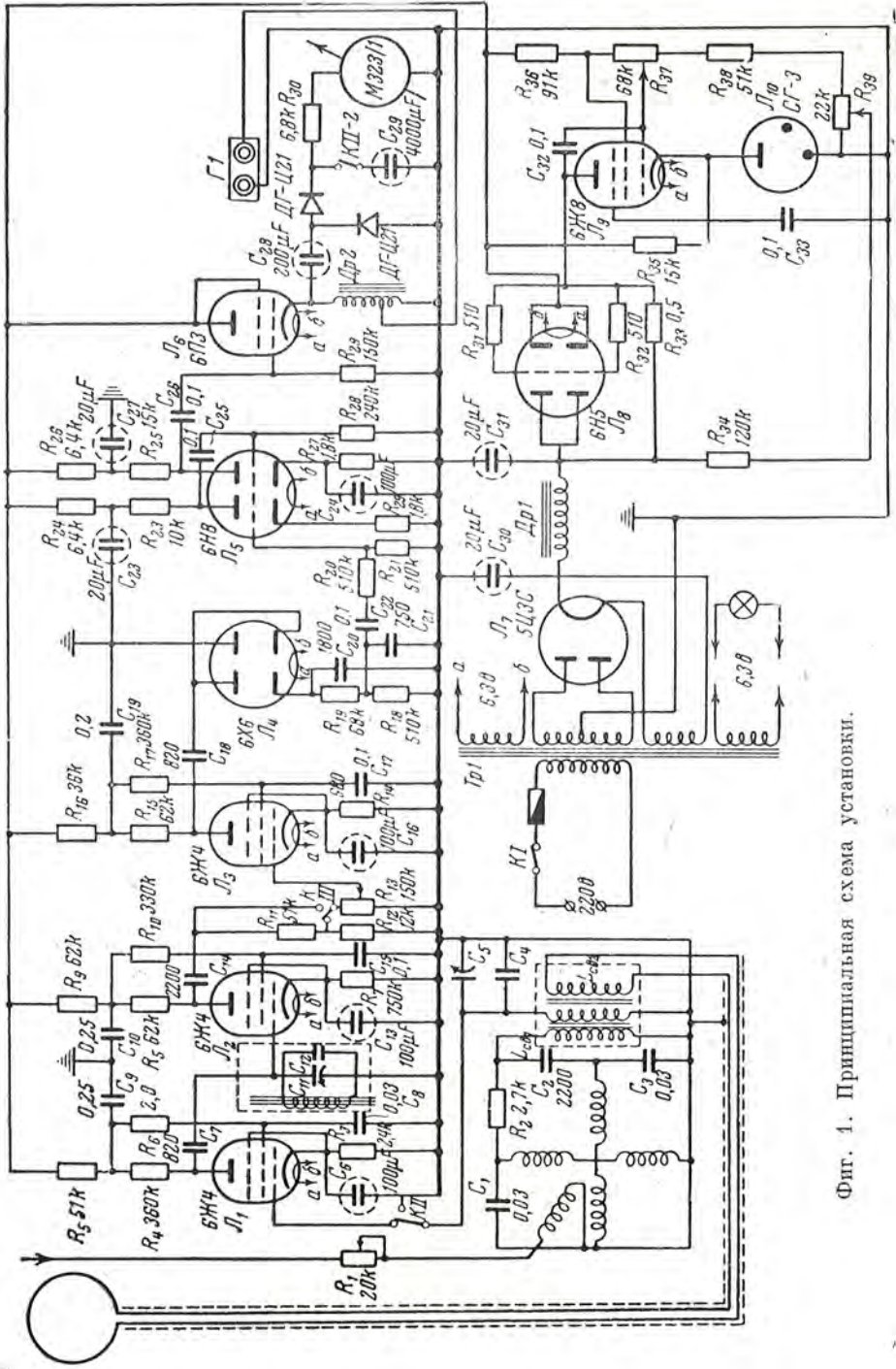
§ 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка для регистрации атмосфериков состоит из направленной антенной системы, радиоприемника прямого усиления и самошпищущего прибора М323/4. Регистрация производится на фиксированной частоте $f = 27$ кГц при полосе пропускания $2\Delta F = 270$ гц. Принципиальная схема приведена на фиг. 1.

1. Входное устройство. Прием атмосфериков производится одновременно на рамочную и вертикальную антенны. В качестве рамочной антенны использована шестивитковая пеленгационная рамка, в качестве вертикальной — штырь ($l = 6$ м). Комбинация таких антенн при условии совпадения напряжений, поступающих на входной контур по амплитуде и фазе, позволяет получить характеристику направленности в горизонтальной плоскости в виде кардиоиды. Настройка антенной системы проводилась при ориентировке рамочной антенны на максимум интенсивности атмосфериков.

Штыревая антенна включена последовательно с подвижной катушкой гоноиметрического фазовращателя, назначение которого обеспечить синфазность напряжений, поступающих от антенн на входной контур. Для улучшения селекции и коэффициента передачи плечи фазовращателя настроены конденсаторами C_1 и C_2 на резонансную частоту $f_0 = 27$ кГц.

Рамочная антенна и фазовращатель индуктивно связаны с контуром через катушки связи L_{cb_1} и L_{cb_2} . Контурная катушка и катушки связи



Фиг. 4. Принципиальная схема установки.

намотаны на одном сердечнике. Настройка контура произведена с учетом вносимых реактивных сопротивлений.

2. Усилитель высокой частоты. Усилитель высокой частоты собран на лампах 6Ж4 (L_1, L_2 и L_3). Применение трехкаскадного усилителя ВЧ обусловлено низким к. п. д. антенной системы (на $f_0 = 27$ кгц) и требованием большой чувствительности от установки. Первый каскад УВЧ выполнен по схеме параллельного включения контура в анод лампы. Сигнал на управляющую сетку лампы L_1 подается с контура входного устройства.

Для обеспечения узкой полосы пропускания контурные катушки намотаны проводом $\varnothing = 0,8$ мм на тороидальных альсиферовых сердечниках и применены экраны большого диаметра. Второй и третий каскады усиления ВЧ выполнены по реостатной схеме, так как дальнейшее уменьшение полосы пропускания при большом усилении на контурах высокой добротности может привести к самовозбуждению.

Регулировка усиления осуществляется потенциометром R_{12} .

3. Первый детектор и усилитель низкой частоты. В схеме приемника применено двойное детектирование сигнала. Первым детектором выделяются напряжения частот модуляции, и дальнейшее усиление производится на низкой частоте. Выбранная постоянная времени детектора пропускает без заметных искажений напряжение высшей частоты модуляции порядка $\Omega = 300$ гц. В качестве детектора применен двойной диод 6Х6С (L_4). Последующее усиление сигнала осуществляется двойным триодом 6Н8С (L_5).

Коэффициенты усиления триодов подобраны так, чтобы показания регистрирующего прибора во всей шкале были прямо пропорциональны напряжению на входе усилителя.

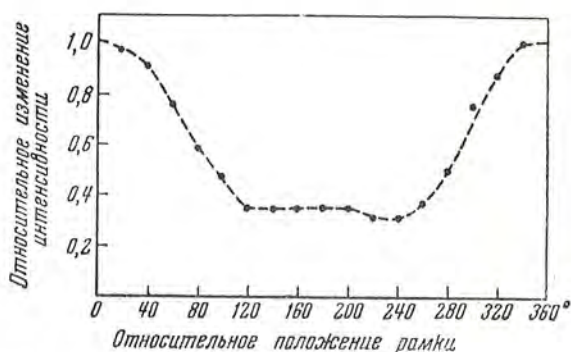
4. Усилитель мощности и второй детектор. Постоянная времени установки $\tau = 30$ сек определяется постоянной времени разряда конденсатора C_{29} на цепь последовательно включенных сопротивлений $R_{30} = 6,8$ ком и сопротивления прибора $R_n \approx 600$ ом. Поэтому для полного использования шкалы регистрирующего прибора ($I_0 = 5$ ма) выходной каскад должен быть достаточно мощным. Применение усилителя постоянного тока нежелательно из-за дрейфа нуля и большой зависимости усиленного тока от стабильности источников питания.

Хорошие результаты показала схема катодного повторителя с включением низкочастотного дросселя $Dr2$ в катод лампы 6П3С (L_6). Напряжение сигнала с катода лампы L_6 через большой разделительный конденсатор C_{28} подается на второй детектор, собранный на плоскостных германиевых диодах ДГ-Ц21. Для регистрации быстрых процессов постоянная времени заряда выбрана $\tau_{зар} = 3-3,5$ сек. Осуществление слухового контроля проводится на головные телефоны, включенные в гнезда Г1.

Для обеспечения постоянного коэффициента усиления приемника анодный источник питания собран по схеме выпрямителя с электронной стабилизацией, управляемого со стороны входа и выхода.

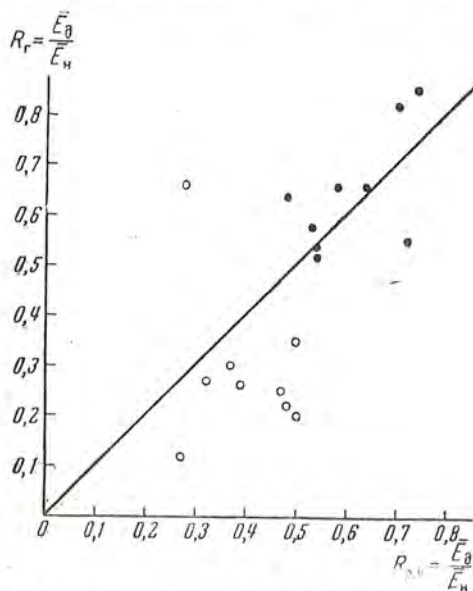
§ 3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В начальный период времени регистрация атмосфериков производилась только на одну рамочную антенну, затем в качестве антенной системы была применена комбинация рамочной и штыревой антенн (кардиоидный прием).



Фиг. 2. Относительное изменение интенсивности атмосфериков в зависимости от направления приема.

На фиг. 2 представлен график относительного изменения атмосфериков при кардиоидном приеме в зависимости от положения рамки. Из приве-

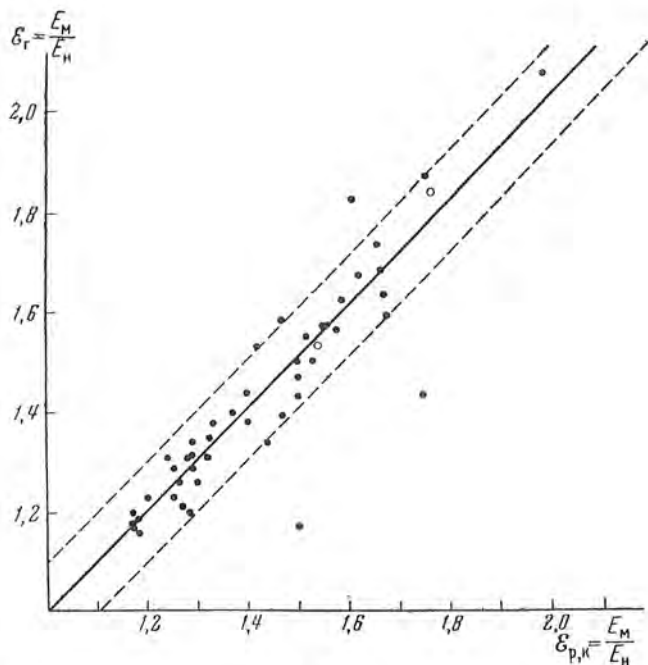


Фиг. 3. Сравнение значений R , полученных при двух методах регистрации; r , p и k относятся к случаям регистрации на горизонтальную, рамочную и комбинацию рамочной и штыревой антенн соответственно.

денного графика можно заметить, что в зависимости от направления приема наблюдается изменение интенсивности атмосфериков более чем

на 50%. Это указывает на локализованность основных источников. Вместе с этим отметим, что изменение интенсивности в зависимости от направления приема практически наблюдается всегда.

Для сравнения записей, получаемых при направленном приеме (отдельно на рамку и рамку и штырь) с записями, получаемыми на обычную горизонтальную антенну (считая ее ненаправленной), были взяты два параметра: 1) $R = \frac{E_p}{E_n}$

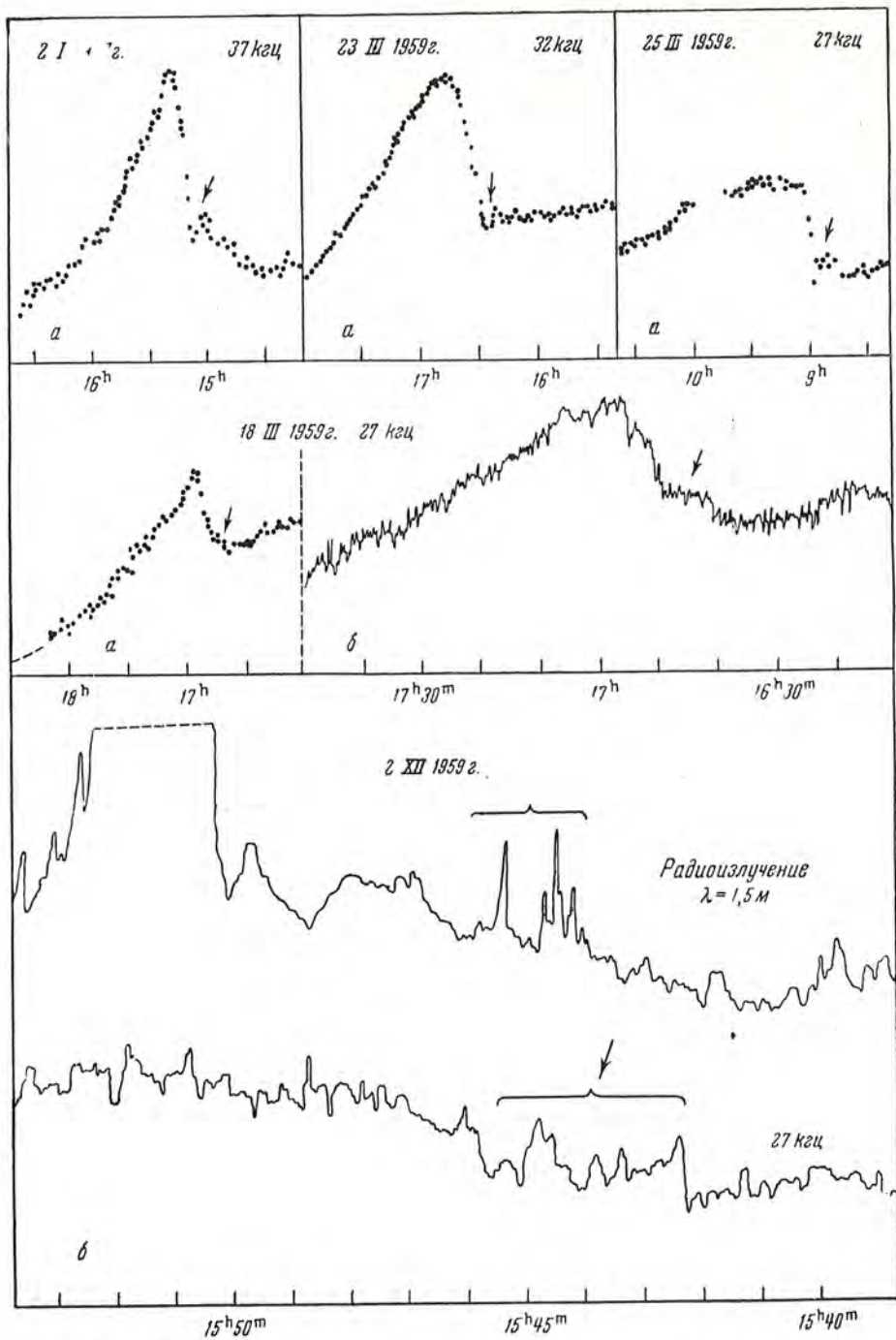


Фиг. 4. Сравнение значений E , полученных при двух методах регистрации; г, р и к относятся к случаям регистрации на горизонтальную, рамочную и комбинацию рамочной и штыревой антенн соответственно.

(отношение среднедневной интенсивности к средненочной), характеризующий суточные изменения; 2) $E = \frac{E_M}{E_n}$ (отношение интенсивности в максимуме эффекта вспышек к интенсивности перед его началом), характеризующий изменения интенсивности во время солнечных вспышек.

Результаты сравнения для R и E представлены на фиг. 3 и 4, где индексы г, р и к относятся к случаям регистрации на горизонтальную, рамочную и комбинацию рамочной и штыревой антенн соответственно. Результаты, соответствующие кардиодному приему, обозначены светлыми кружочками.

Из этих графиков можно заметить следующее: а) значения отношений среднедневной интенсивности к средненочной, полученные двумя методами (при ненаправленном и направленном приемах) заметно отличаются друг от друга; б) в подавляющем большинстве случаев между значениями E_r и $E_{p,k}$ наблюдается довольно близкое равенство. Различие между



Фиг. 5. Записи эффектов солнечных вспышек с проявлениями предвестников (указаны стрелками).

a — горизонтальная антенна; *b* — рамка

E_T и $E_{p, k}$ составляет в основном менее 10% и только для незначительного числа эффектов оно составляет больше 20%.

На основании приведенных результатов, по-видимому, можно сказать, что если направление (положение) максимума атмосфериков по отношению к максимуму характеристики направленной антенны претерпевает заметные изменения за сутки, то за промежуток времени ($\Delta t \approx 60$ мин) развития эффектов вспышек в большинстве случаев положение источника остается практически неизменным.

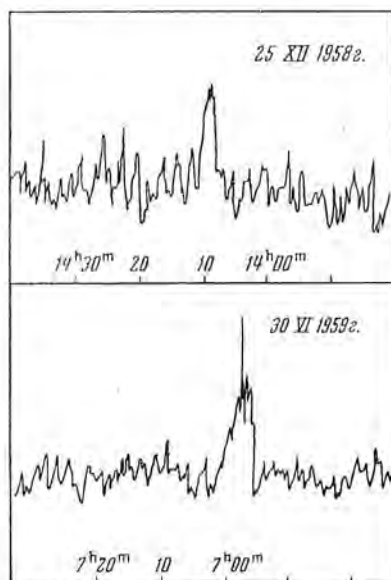
Следует отметить, что записи интенсивности, полученные указанными двумя методами, в общем совпадают даже в деталях.

2. К настоящему времени на описанной выше установке (в основном с одной рамочной антенной) записано уже более 40 хороших эффектов солнечных вспышек. Результаты качественного анализа полученных записей подтверждают существование ранее замеченных характерных изменений интенсивности перед эффектами вспышек. Эти изменения проявляются в виде незначительных повышений или уменьшений интенсивности перед самым началом основного эффекта.

Относительная регулярность появления и своеобразный характер замеченного явления приводят к предположению о том, что оно является, по-видимому, эффектом не случайным, а обязано изменениям в ионосфере, обусловленным какими-либо процессами на Солнце, предшествующими развитию вспышек в линии H_α . В частности, возможность таких процессов следует из работы А. Б. Северного [4]. В дальнейшем замеченное нами явление будем называть предвестником солнечных вспышек.

Примеры записей эффектов солнечных вспышек с предвестниками (указаны стрелками) приведены на фиг. 5, где *a* — записи с горизонтальной антенной, *b* — с рамкой. На этой фигуре особенно привлекает внимание эффект 2 декабря 1959 г., полученный при достаточно большой скорости записки и $\tau \approx 15$ сек, где можно заметить соответствие предвестника (с незначительным сдвигом по времени $\Delta t \approx 2$ мин) аномальным явлениям в радиоизлучении Солнца (1,5 м).

Наряду с эффектами, связанными с солнечными вспышками, на записях интенсивности атмосфериков в ряде случаев также наблюдаются аномальные повышения интенсивности с длительностью порядка 1 мин и больше. Однако утверждение о ионосферном характере этих эффектов вызывает некоторые сомнения. Это связано с тем, что они могут быть случайными явлениями, обусловленными кратковременными вариациями (импуль-



Фиг. 6. Записи с кратковременными аномалиями.

сами) грозовой деятельности или помехами индустриального характера, а не изменениями в ионосфере.

Для получения сколько-нибудь определенных сведений относительно поносферного (закономерного) характера этого эффекта необходимо провести более детальное сопоставление с результатами оптических наблюдений на Солнце и дополнительными геофизическими данными. Такое детальное сопоставление нами не проводилось. Однако результаты предварительного сравнения ряда таких аномалий с необычными явлениями в радиоизлучении Солнца все же обращают внимание на возможную связь некоторых из этих аномалий с процессами на Солнце.

Два примера записей с кратковременными аномалиями приведены на фиг. 6.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить члена-корреспондента АН СССР А. Б. Северного за ряд ценных советов, а также А. М. Чижова за активную помощь в изготовлении установки.

Декабрь 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. К р ж и в с к и. Бюлл. астроном. ин-тов Чехословакии, 9, 117, 1958.
2. Н. Н. Е р ю ш е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 129, 1960.
3. А. Н. А б р а м е н к о. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 182, 1957.
4. А. Б. С е в е р н ы й, Астр. журн., 35, 335, 1958.

О ВОЗМОЖНОЙ СТРУКТУРЕ D-ОБЛАСТИ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич

В настоящей работе предлагается метод определения структуры D-области во время внезапных ионосферных возмущений. На основании экспериментальных результатов, полученных для возмущений 31 августа 1956 г. и 22 августа 1958 г., сделан вывод о том, что ионизирующее излучение этих вспышек не тождественно радиации, создающей спокойную D-область, а является, по-видимому, рентгеновским излучением.

ON THE POSSIBLE STRUCTURE OF THE D REGION DURING SUDDEN IONOSPHERIC DISTURBANCES, by Y. I. Neshpor, N. A. Savich.— A method for determining the structure of the D region during sudden ionospheric disturbances is proposed. On the basis of experimental results obtained for the disturbances of August 31, 1956, and August 22, 1958, it is concluded that the ionizing radiation of these flares is not identical with the radiation which produces the quiet D region, and is apparently X-ray radiation.

Изменение поглощения радиоволн во время внезапных ионосферных возмущений обусловлено значительными деформациями кривой распределения электронной плотности D-области под воздействием ионизирующего излучения хромосферных вспышек. Измерение поглощения в течение возмущений представляет один из косвенных методов исследования этой радиации [1]. До настоящего времени остается нерешенным вопрос о характере деформации кривой распределения электронной плотности $N(z, t)$ во время возмущений: подобна ли функция $N(z, t)$ в момент времени t начальному распределению электронной плотности $N(z, 0)$ или же во время возмущения ионизация происходит преимущественно в слое, тонком по сравнению со спокойной D-областью? Очевидно, что этот вопрос тесно связан с природой излучения, создающего как спокойную, так и возмущенную D-область.

Измерения поглощения радиоволн во время возмущений дают возможность оценить изменения интеграла от произведения функции распределения электронной плотности $N(z, t)$ и частоты столкновения $\nu(z)$ по всей толщине поглощающей области [2]

$$\int N(z, t) \cdot \nu(z) dz,$$

или изменения относительной величины $\bar{X}(t)$

$$\bar{X}(t) = \frac{\int N(z, t) \cdot v(z) dz}{\int N(z, 0) \cdot v(z) dz}, \quad (1)$$

причем предполагается, что $v(z)$ не зависит от времени. Для простоты допустим, что при произвольных деформациях кривой распределения $N(z, t)$ во время возмущения ее расположение по высоте остается неизменным, т. е. пределы интегралов в (1) одинаковы. Тогда, используя теорему о среднем значении интеграла, $\bar{X}(t)$ можно представить в виде

$$\bar{X}(t) = \frac{\bar{N}(t)}{\bar{N}(0)},$$

где $\bar{N}(0)$ и $\bar{N}(t)$ есть значения электронной плотности (в моменты $t = 0$ и t) областей с прямоугольным распределением электронной концентрации, эквивалентных реальным областям $N(z, 0)$ и $N(z, t)$ по создаваемому ими поглощению. Изменение величины $\bar{N}(t)$ во времени может быть описано обычным уравнением баланса ионизации.

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = \bar{I}(t) - \bar{\alpha}\bar{N}^2, \quad (2)$$

где $\bar{I}(t)$ и $\bar{\alpha}$ — некоторые эффективные значения функции ионообразования и коэффициента рекомбинации. Предполагая, что при $t < 0$ имеет место стационарное состояние, т. е. $\bar{I}_0 = \bar{\alpha}\bar{N}_0^2$, (2) можно записать для относительной величины $\bar{X}(t)$

$$\bar{\tau}_0 \frac{d\bar{X}}{dt} = \bar{p}(t) - \bar{X}^2, \quad (3)$$

где $\bar{\tau}_0 = 1/\bar{\alpha}\bar{N}_0$, $\bar{p}(t) = \bar{I}(t) / \bar{I}_0$.

По измеренным значениям $\bar{X}(t)$ и найденной по кривой затухания возмущения величине $\bar{\tau}_0$ [3] при помощи (3) можно определить временной ход относительной функции ионообразования $\bar{p}(t)$, а следовательно, и активного излучения вспышки [3]. Однако, по-видимому, найденная таким образом функция $\bar{p}(t)$ постольку отражает реальный временной ход ионизирующего излучения вспышек, поскольку прямоугольное распределение электронной плотности соответствует истинному распределению $N(z, t)$. Кроме того, остается неясным характер деформации кривой распределения $N(z, t)$ относительно начальной $N(z, 0)$, так как аппроксимация реального распределения $N(z, t)$ прямоугольным физически более понятна в случае, если во время возмущений кривая $N(z, t)$ аналогична кривой $N(z, 0)$, т. е. если D-область возмущается как одно целое. Поэтому функцию $\bar{p}(t)$ можно рассматривать лишь как первое приближение в решении задачи об определении временного хода активного излучения вспышек.

Следующим приближением может быть предположение о том, что в течение возмущений дополнительная ионизация активным излучением

происходит лишь в некотором слое D-области, а остальная ее часть изменений практически не испытывает.

Задача настоящей работы заключается в разработке методики определения по данным измерений поглощения некоторых величин, характеризующих возмущенный слой D-области, и временного хода активной радиации вспышек, ионизирующей этот слой. Такими величинами являются:

1. Относительное изменение электронной плотности $X_i(t) = \frac{N_i(t)}{N_{0i}}$.

2. Эффективное время рекомбинации $\tau_{0i} = 1/\alpha_i N_{0i}$, причем предполагается, что величины N_{0i} , $N_i(t)$ и α_i постоянны по толщине возмущаемого слоя.

3. Доля $1/n$, которую составляет начальное поглощение ($t = 0$) возмущаемого слоя по отношению к поглощению всей спокойной D-области.

Для этого разобьем всю D-область на n слоев, обладающих равным поглощением в момент начала возмущения ($t = 0$), тогда, так как поглощение пропорционально $\int N v dz$, получим

$$\int_D N_0 v_0 dz = \int_{(1)} N_{01} v_{01} dz + \dots + \int_{(i)} N_{0i} v_{0i} dz + \dots + \int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz + \dots$$

$$\dots + \int_{(n)} N_{0n} v_{0n} dz = n \int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz.$$

Предполагая, что дополнительная ионизация во время возмущений происходит лишь в одном (i -м) из n указанных слоев D-области и что $v(z)$ не зависит от времени, для момента t можно записать

$$\int_D N_t v_0 dz = \int_{(1)} N_{01} v_{01} dz + \dots + \int_{(i)} N_{ti} v_{0i} dz + \dots + \int_{(n)} N_{0n} v_{0n} dz =$$

$$= (n-1) \int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz + \int_{(i)} N_{ti} v_{0i} dz.$$

Выражение (1) для $\bar{X}(t)$ можно представить в виде

$$\bar{X}(t) = \frac{\int_D N_t v_0 dz}{\int_D N_0 v_0 dz} = \frac{(n-1) \int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz + \int_{(i)} N_{ti} v_{0i} dz}{n \int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz} = \frac{(n-1) + \frac{N_{ti}}{N_{0i}}}{n}$$

или

$$\bar{X}(t) = \frac{X_i(t) + (n-1)}{n}, \quad (4)$$

так как $\int_{(k)} N_{0k} v_{0k} dz = \int_{(i)} N_{0i} v_{0i} dz$ и по условию N_{0i} и N_{ti} постоянны по толщине возмущаемого слоя. В (4) $X_i(t) = \frac{N_{ti}}{N_{0i}}$ — относительная электронная концентрация i -го слоя, а $\bar{X}(t)$ — экспериментально измеренная величина. Таким образом (4) связывает $\bar{X}(t)$ с искомой величиной $X_i(t)$.

Далее необходимо установить соотношение, связывающее эффективное время рекомбинации τ_{oi} возмущаемого слоя, а также параметр n с величинами, которые могут быть получены из эксперимента. Для этого рассмотрим уравнение, описывающее временные изменения величин $X_i(t)$ и $\bar{X}(t)$. Уравнение баланса ионизации для $X_i(t)$ имеет вид

$$\tau_{oi} \frac{dX_i}{dt} = p_i(t) - X_i^2,$$

где $\tau_{oi} = 1/\alpha_i N_{oi}$, $p_i(t) = I_i(t)/I_{oi}$, причем на стадии затухания возмущения, когда $p_i(t) = 1$, будет

$$\tau_{oi} \frac{dX_i}{dt} = 1 - X_i^2.$$

Следуя авторам [4, 5], предположим, что изменение во времени величины $\bar{X}(t)$ (при условии $p_i(t) = 1$ — свободный спад) также описывается аналогичным уравнением

$$\bar{\tau} \frac{d\bar{X}}{dt} = 1 - \bar{X}^2, \quad (5)$$

откуда

$$\bar{\tau} = \frac{1 - \bar{X}^2}{d\bar{X}/dt} \quad (6)$$

и может быть найдено из экспериментального графика $\bar{X}(t)$. Из (4) следует

$$\frac{d\bar{X}}{dt} = \frac{1}{n} \frac{dX_i}{dt}, \quad X_i = n(\bar{X} - 1) + 1,$$

так как $\frac{dX_i}{dt} = \frac{1 - X_i^2}{\tau_{oi}}$, то после простых преобразований легко найти

$$\bar{\tau} = \tau_{oi} \frac{\bar{X} + 1}{n(\bar{X} - 1) + 2}. \quad (7)$$

Легко видеть, что $\bar{\tau}$ является функцией времени. Действительно, производная

$$\frac{d\bar{\tau}}{dt} = \tau_{oi} \frac{2(1-n)}{[n(\bar{X} - 1) + 2]^2} \frac{d\bar{X}}{dt} > 0,$$

так как на стадии затухания возмущения $\frac{d\bar{X}}{dt} < 0$, а по предположению $n > 1$. Причем $\bar{\tau} = \text{const}$ лишь в случае $n = 1$.

Очевидно, что при $\bar{X} \rightarrow 1$

$$\lim_{\bar{X} \rightarrow 1} \bar{\tau} = \tau_{oi}.$$

Таким образом, величина $\bar{\tau}(t)$ есть нарастающая функция времени, стремящаяся при $\bar{X} \rightarrow 1$ к значению τ_{oi} . Однако использовать это свойство функции $\bar{\tau}(t)$ для определения τ_{oi} , по-видимому, трудно, так как момент

окончания возмущения ($\bar{X} = 1$), как известно, определяется очень неточно, а погрешность измерения $\bar{X}(t)$ в конце возмущения может быть весьма велика. Поэтому предлагается следующий способ определения параметров τ_{oi} и n , свободный от указанного недостатка.

Из соотношения (7), записанного для моментов времени t_1 и t_2 , имеем

$$\bar{\tau}_1 = \tau_{oi} \frac{\bar{X}_1 + 1}{n(\bar{X}_1 - 1) + 2}; \quad \bar{\tau}_2 = \tau_{oi} \frac{\bar{X}_2 + 1}{n(\bar{X}_2 - 1) + 2}, \quad (8)$$

где $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$ могут быть вычислены по экспериментальному графику $\bar{X}(t)$ по формуле (6). Решая совместно систему уравнений (8) для нескольких пар моментов t_1 и t_2 , можно найти ряд значений τ_{oi} и n . В случае правильности исходных предположений численные значения τ_{oi} (а также n) должны быть одинаковыми. Следует отметить, что описанный метод определения τ_{oi} и n дает правильные результаты лишь в том случае, если моменты t_1 и t_2 выбраны в интервале затухания возмущения, где $p(t) = 1$. Начало этого интервала можно определить из условия, что на участке кривой $\bar{X}(t)$, где $p(t) = 1$, $\bar{\tau}(t)$ должно быть возрастающей функцией.

Оценка точности этого метода, выполненная по теоретическим кривым изменения относительной электронной концентрации, обусловленного треугольным импульсом функции $p(t)$ [3], показала, что погрешность определения величины τ_{oi} и n не превышает нескольких процентов. Этот результат в известной степени можно рассматривать как подтверждение возможности применения в данном случае уравнения (5) к средней величине $\bar{X}(t)$.

Описанный выше метод определения τ_{oi} и n был применен к трем случаям внезапных ионосферных возмущений 31 августа 1956 г., 22 августа 1958 г., 3 сентября 1957 г., — 17^h, обусловленных солнечными вспышками.

Временной ход $\bar{X}(t)$ (фиг. 1—2) был вычислен по минимальным частотам отражений, полученным на ионосферной станции обсерватории

$$\bar{X}(t) = \left[\frac{f_{\min}(t) + f_L}{f_{\min_0} + f_L} \right]^2,$$

где f_{\min_0} и $f_{\min}(t)$ — минимальные частоты отражений, $f_L = 1,2$ Мгц — продольная компонента гирочастоты.

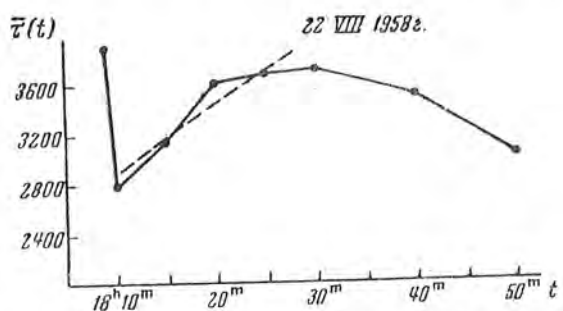
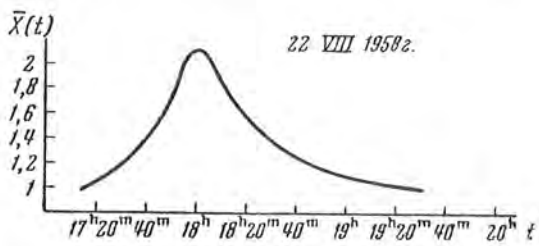
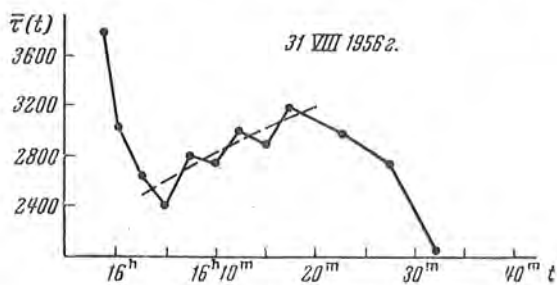
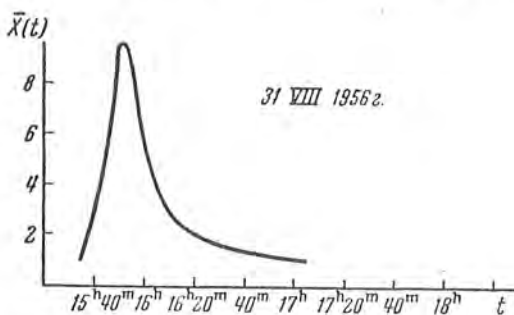
Кривые $\bar{\tau}(t)$ (фиг. 1—2), рассчитанные по (6), имеют характерный вид: с течением времени после момента максимума возмущения $\bar{\tau}(t)$ спадает, достигая минимума, затем происходит подъем кривой $\bar{\tau}(t)$, что, как показано выше, должно быть при $p(t) = 1$, после чего при $\bar{X}(t) \leq 1,2—1,3$ величина $\bar{\tau}(t)$ спадает до малых значений. Этот последний спад нельзя считать, по-видимому, реальным, так как погрешность самой кривой $\bar{X}(t)$ при $\bar{X} \leq 1,3$ очень велика, в связи с чем указанный участок кривой $\bar{\tau}(t)$ не принимался во внимание.

Для определения τ_{oi} и n по (8) участок нарастания сглаживался и на полученных кривых (пунктир) было выбрано несколько пар точек t_1 и t_2 . Результаты расчета τ_{oi} и n для указанных возмущений даны в таблице,

в первом столбце которой приведены условные номера пар моментов t_1 и t_2 .

Из этой таблицы видно, что для возмущений 31 августа 1956 г. и

22 августа 1958 г. разброс значений τ_{oi} и n для различных пар моментов t_1 и t_2 невелик, что можно считать подтверждением правильности найденных средних значений τ_{oi} и n . Так как для этих двух возмущений численные значения τ_{oi} ($\tau_{oi} = 1/\alpha_i N_{oi}$, где N_{oi} — начальное значение электронной плотности возмущаемого слоя D-области) совершенно определены и конечны (т. е. $N_{oi} \neq 0$), этот факт означает, что дополнительная ионизация активным излучением вспышки происходила в у т р и высотного интервала, занимаемого спокойной D-областью. Кроме того, так как в обоих случаях $n > 1$, очевидно, что во время внезапных ионосферных возмущений 31 августа 1956 г. и 22 августа 1958 г. активное излучение вспышек вызвало дополнительную ионизацию не во всей спокойной D-области и не вне ее, а лишь в определенной ее части, соответственно равной 40 и 22% относительно начального поглощения.



Фиг. 1. Графики изменения относительной электронной концентрации $\bar{X}(t)$ и $\bar{\tau}(t)$ для возмущений 31.VIII 1956 г. и 22.VIII 1958 г.

кривые временного хода активного излучения

На основании изложенного можно заключить, что ионизирующее излучение этих вспышек не тождественно радиации, создающей спокойную

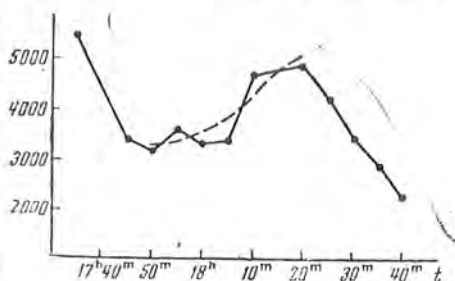
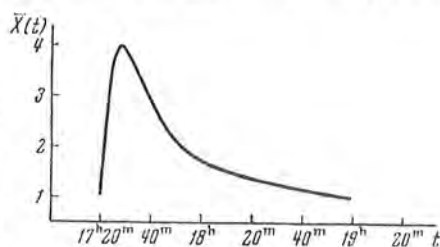
Используя найденные значения τ_{oi} и вычисленную при помощи (4) величину $X_i(t)$, можно построить вспышек.

D-область (L_2). Поэтому полученные результаты можно рассматривать как подтверждение известной гипотезы о том, что активным излучением вспышек является рентгеновское.

Однако следует подчеркнуть, что погрешность основных кривых $\bar{X}(t)$, рассчитанных по f_{\min} , нам не известна, и к этим выводам следует отнестись с известной осторожностью. Вместе с тем описанный выше метод изучения внезапных ионосферных возмущений при достаточно точных измерениях поглощения может дать, вероятно, представление о структуре D-области во время возмущений.

Возмущение 3 сентября 1957 г. — 17^h является, по-видимому, возмущением особого типа, отличного от рассмотренных выше, так как значения τ_{0i} и n для различных последовательных пар моментов t_1 и t_2 не колеблются вблизи среднего значения, а монотонно нарастают. Возможно, что это различие обусловлено особым характером ионизирующего излучения вызвавшей его вспышки.

Естественно, что все указанные выводы должны быть проверены на



Фиг. 2. Графики изменения относительной электронной концентрации $\bar{X}(t)$ и $\tau(t)$ для возмущения 3.IX 1957 г.

Номера пар моментов	31.VIII 1956 г.		22.VIII 1958 г.		3.IX 1957 г.	
	τ_{0i}	n	τ_{0i}	n	τ_{0i}	n
1	4500	2,4	6300	5	4 700	2,6
2	4700	2,7	5600	4,2	5 400	3,4
3	4700	2,7	6000	4,7	6 200	4,5
4	4700	2,6	5400	3,8	8 800	7,8
5	4700	2,6	6100	4,9	13 900	14
6	4400	2,3	5900	4,6	15 900	15,7
Средние	4600	2,55	5900	4,5	—	—

значительно большем экспериментальном материале с привлечением данных по другим видам внезапных ионосферных возмущений.

9 декабря 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. H. Dellinger. Terr. Magn. Atm. Elect., 42, № 1, 49—55, 1937.
2. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
3. Н. А. Савич. Труды конференции УРСИ — МГГ. Брюссель, 1959 (в печати).
4. E. V. Appleton, W. R. Piggott. J. Atm. Terr. Phys., 5, 141, 1954.
5. A. P. Mitra u. a., J. Sci., Industr. Res., 17 A, № 12, Suppl. 74, 1958.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗВИТИЯ ОТДЕЛЬНЫХ УЗЛОВ
ВСПЫШЕК В H_{α}
С ВРЕМЕННЫМ ХОДОМ ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. И. Виноградов, Н. А. Савич

Высказывается предположение о том, что активное для ионосферы излучение может испускаться отдельными узлами вспышек.

A COMPARISON OF THE DEVELOPMENT OF SEPARATE KNOTS OF FLARES IN H_{α} WITH THE TIME RATE OF IONIZING RADIATION by Y. I. Vinogradov, N. A. Savich.— A supposition is made that the radiation which leads to ionospheric activity can be emitted by separate knots of flares.

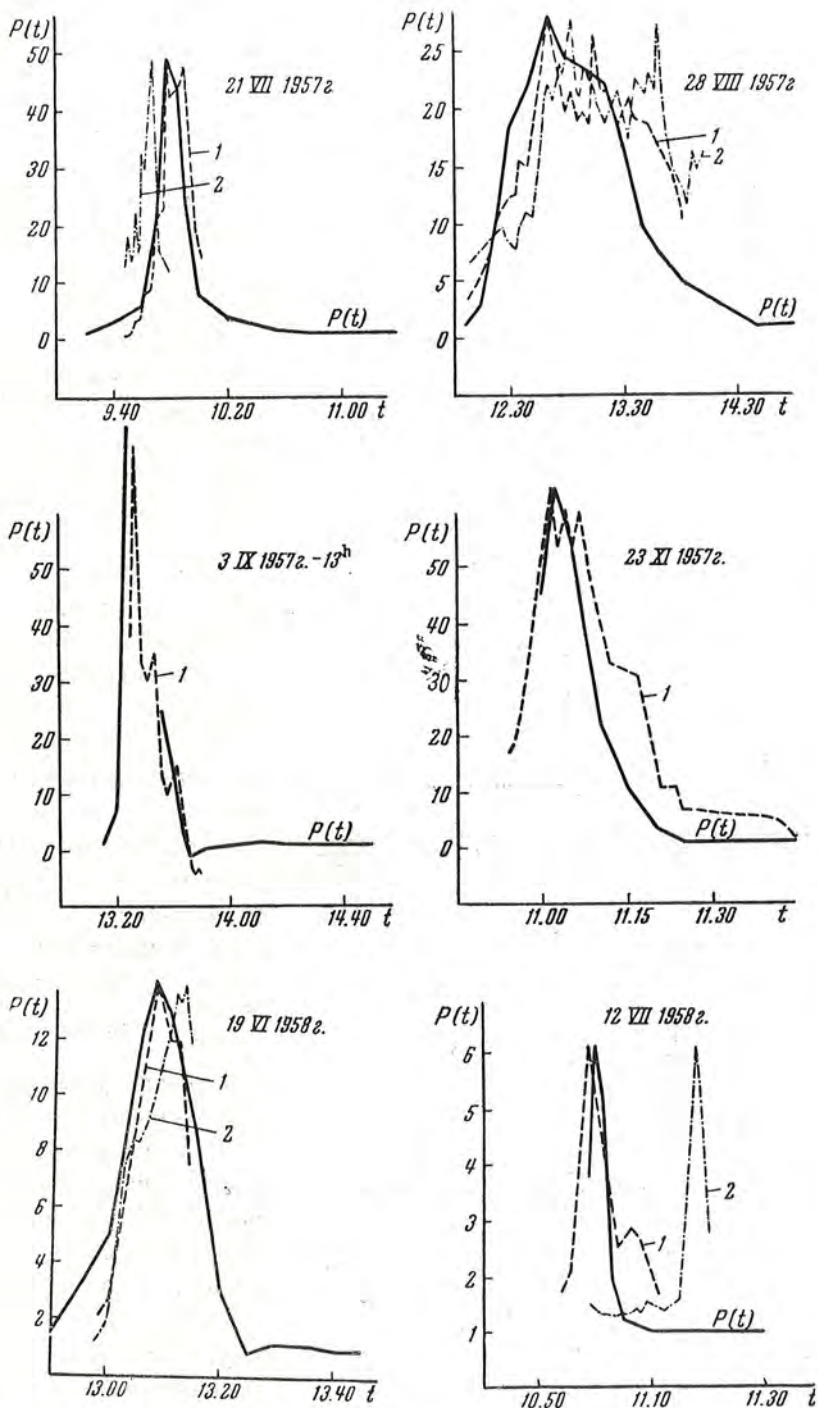
Обычно сопоставления развития вспышек в лучах H_{α} с ионосферными эффектами проводились путем сравнения кривых изменений, или ширины линии H_{α} [1, 2], или полного потока излучения вспышек, просуммированного по всем узлам [3], т. е.

$$\frac{\Phi(t)}{\Phi(0)} = 1 + \sum_k I_k(t) S_k(t),$$

где $I_k(t)$ — яркость k -го узла вспышки в единицах невозмущенного диска; $S_k(t)$ — площадь k -го узла вспышки в долях солнечного диска; k — количество узлов вспышки и соответствующего временного хода внезапного ионосферного возмущения.

Но, поскольку в большинстве случаев вспышки состоят из нескольких отдельных узлов [4], которые могут развиваться различным образом, возникло предположение о том, что активное для ионосферы излучение может испускаться не всей вспышкой в целом, а лишь отдельными ее узлами. Поэтому представляет интерес произвести сопоставления временного хода ионизирующего излучения вспышек, найденного при помощи методики, описанной в [3], с развитием отдельных узлов вспышек в лучах H_{α} . Для сопоставления были отобраны девять случаев внезапных ионосферных возмущений, для которых имелись данные об изменении во времени минимальной частоты отражений, полученные на ионосферной станции обсерватории, и кривые развития узлов соответствующих вспышек [4, 5].

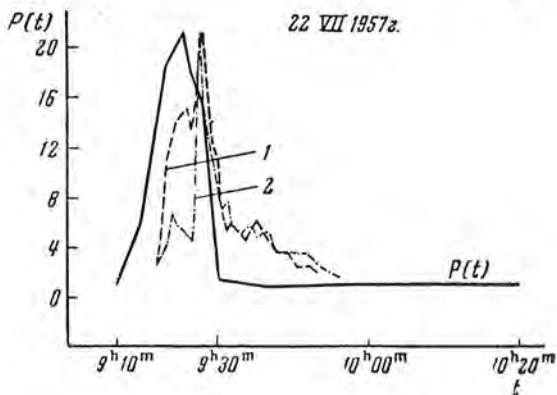
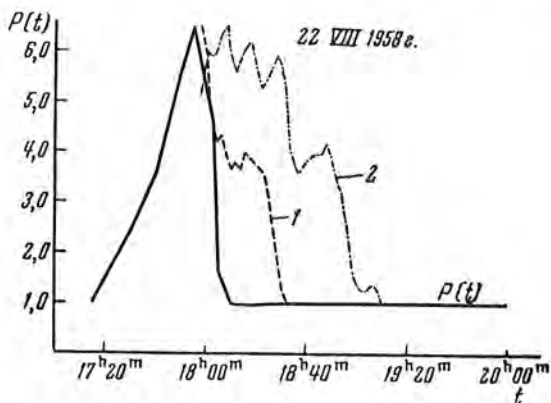
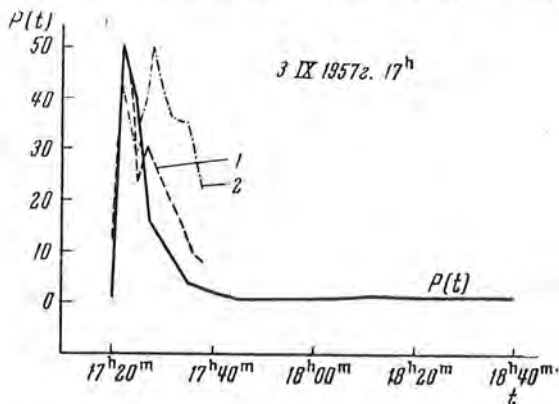
При этом максимальное значение потока излучения каждого узла вспышки $\frac{\Phi_k(t)}{\Phi_k(0)}$ было приведено к максимальному значению ионизиру-



Фиг. 1. Графики сопоставления $P(t)$ и $\frac{\Phi_{\kappa}(t)}{\Phi_{\kappa}(0)}$ отдельных узлов всплеска.

1, 2 — кривые изменения потока излучения отдельных узлов.

щего излучения. Вспышка 19 июня 1958 г. состояла из семи узлов, 21 июля 1957 г. — из шести узлов, 28 августа 1957 г. — из пяти узлов,



Фиг. 2. Графики сопоставления $P(t)$ и $\frac{\Phi_k(t)}{\Phi_k(0)}$ отдельных узлов вспышек. 1, 2 — кривые изменения потока излучения отдельных узлов.

Таким образом, хотя имевшегося в нашем распоряжении экспериментального материала явно недостаточно для определенных выводов, все же можно полагать, что указанное выше предположение не противоречит полученным результатам.

7 декабря 1959 г.

3 сентября 1957 г. — 17^h и 22 августа 1958 г. из четырех узлов, 22 июля 1957 г. из трех узлов, 23 ноября 1957 г. и 12 августа 1958 г. из двух узлов, 3 сентября 1957 г. — 13^h из одного узла.

На фиг. 1, 2 представлены графики сопоставления для указанных возмущений, причем для вспышек с большим количеством узлов были построены кривые $\frac{\Phi_k(t)}{\Phi_k(0)}$ только тех узлов, развитие которых более или менее подобно временному ходу ионизирующего излучения.

По оси ординат на этих рисунках отложена величина $P(t)$ — относительное изменение функции ионообразования, пропорциональная времени ходу ионизирующего излучения, и величина $\left(\frac{\Phi_k(t)}{\Phi_k(0)} - 1\right) \cdot 10^6$, характеризующая развитие k -го узла вспышки в лучах H_α .

В результате сопоставлений оказалось, что в восьми случаях временной ход $P(t)$ практически совпадает с развитием одного или двух узлов вспышек и только в одном случае 22 июля 1957 г. такого совпадения не было.

Литература

1. M. A. Ellison. J. Atm. Terr. Phys., 4, № 4/5, 226—239, 1953.
2. L. Křivský, B. Ružicková. Bull. Astr. Inst. Czech., 10, № 1, 1—9, 1958.
3. Н. А. Савич. Труды конференции УРСИ — МГГ. Брюссель, 1959 (в печати).
4. Е. Ф. Шапошникова, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 112, 1959.
5. Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 341, 1960.

МАГНИТНОЕ УСИЛЕНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

А. А. Боярчук, Ю. С. Ефимов, В. Е. Степанов

На основании теории образования линий поглощения в магнитном поле, развитой в [10, 11], рассчитаны контуры и эквивалентные ширины 22 линий Fe I, Fe II, Eu II, Nd II и La II (табл. 1). Для этих линий определено магнитное усиление — увеличение эквивалентной ширины в зависимости от характера расщепления, от величины и направления магнитного поля и от параметров поглощающей среды (числа поглощающих атомов, турбулентной скорости и постоянной затухания).

Оказалось, что магнитное усиление для продольного поля однозначно зависит от произведения числа компонент на величину шага расщепления — $n\delta$ (фиг. 5). Дополнительное увеличение эквивалентных ширин возникнет при наклонном поле ($\gamma \neq 0$). Это дополнительное усиление при $\gamma = \text{const}$ увеличивается с расстоянием «центра тяжести» группы компонент с эллиптической поляризацией от центра линии (фиг. 6).

Рассмотрено влияние величины напряженности магнитного поля и направления поля на магнитное усиление (фиг. 7, 10).

Установлен характер изменения усиления в зависимости от числа поглощающих атомов (фиг. 8, 9), от величины турбулентной скорости v_t и постоянной затухания a (фиг. 11).

Оценена роль магнитного усиления при анализе химического состава атмосфер звезд. Показано, что пренебрежение усилением не вызывает ошибки в оценке химического состава, превышающей множитель 3. Следовательно, найденные аномалии в химическом составе пекулярных А-звезд нужно считать реальными.

Выяснялось влияние магнитного поля на кривую роста для солнечных пятен. Магнитное поле увеличивает разброс точек и вызывает общий подъем кривой роста, не одинаковый в разных ее частях: он равен нулю при малых числах поглощающих атомов и стремится к нулю для больших чисел ($\lg X_0 > 4$). Наибольший подъем кривой роста наблюдается в ее пологой части. С переходом от продольного поля к поперечному подъем кривой роста увеличивается. Производится сравнение с наблюдениями (фиг. 12).

INTENSIFICATION MAGNETIC STRENGTHENING OF ABSORPTION LINES, by A. A. Boyarchuk, Y. S. Efimov and V. E. Stepanov.— The profiles and equivalent widths of 22 lines of Fe I, Fe II, Eu II, Nd II and La II (table 1) are calculated on the basis of the theory of formation of absorption lines in a magnetic field, developed in [10, 11]. The magnetic strengthening of these lines — the increase in the equivalent width — is determined in dependence on: the character of splitting, the strength and direction of the magnetic field and the parameters of the absorbing medium (number of absorbing atoms, turbulent velocity and damping constant).

It was found that for a longitudinal field the magnetic strengthening depends univocally on the product of the number of components by the value of separation of the splitting pattern — $n\delta$ (fig. 5). There is an additional increase of the equivalent widths

if the field is inclined ($\gamma \neq 0$). This additional intensification at $\gamma = \text{const}$ increases with the distance of the «center of gravity» of the group of components with elliptical polarization from the center of the line (fig. 6).

The influence of magnetic field strength and the direction of the field on magnetic strengthening is considered (figs. 7, 10).

The character of the variations of strengthening in dependence on the number of absorbing atoms (figs. 8, 9), the turbulent velocity v_t and the damping constant a (fig. 11) was found.

The rôle of magnetic strengthening in the analysis of the chemical composition of stellar atmospheres is determined. It is shown that its neglect does not lead to an error in the estimate of the chemical composition exceeding the factor 3. Consequently the detected anomalies in the chemical composition of peculiar A stars should be considered as real.

The influence of the magnetic field on the curve of growth has been elucidated for sunspots. The magnetic field increases the dispersion of the points and leads to a general rise of the curve of growth, which is not the same for its different parts: it equals zero if the number of absorbing atoms is small and approaches zero if the number is large ($\lg X_0 > 4$). The rise is greatest in the sloping part of the curve of growth. The transition from a longitudinal to transversal field leads to an increase in the rise of the curve of growth. A comparison with observations is made (fig. 12).

ВВЕДЕНИЕ

В спектрах магнитных звезд и солнечных пятен большинство линий поглощения несколько расширены и усилены. В магнитном поле при дипольном излучении (разрешены переходы $\Delta j = 0, \pm 1$; $\Delta l = \pm 1$; $\Delta M = \pm 1, 0$) линия поглощения расщепляется на три группы линий, соответствующие переходам $\Delta M = +1, -1, 0$. В общем случае, когда угол между направлением поля и лучом зрения не равен нулю, первые две группы в поглощении имеют избыток лево- и правоэллиптической поляризации, третья группа имеет избыток линейной поляризации в направлении поля.

Из-за сравнительно большой естественной ширины компонент и недостаточной разрешающей способности диспергирующих систем и приемников радиации компоненты в каждой группе не разрешаются даже при полях с напряженностью порядка 10 000 гс.

В некоторых случаях при применении поляризационной оптики (пластинка $\frac{1}{4} \lambda$ плюс поляризатор) удается выделить только группы компонент в целом. Каждая из этих групп имеет эффективную полуширину, превосходящую полуширину линии при отсутствии магнитного поля (исключение представляет случай простого триплетного расщепления). Уже при сравнительно слабых полях (до 1000 гс) для линий, обладающих большой разностью факторов Ланде ($g_i - g_k \sim 3$), невозможно выделить отдельные группы компонент различной поляризации даже с применением поляризационной оптики. При этом наступает блендирование групп компонент между собой, что проявляется в эффективном расширении линии.

С другой стороны, магнитное поле вносит увеличение эквивалентной ширины линии, которое проявляется только при насыщении линии. В случае оптически тонкого слоя при наличии магнитного поля эквивалентная ширина линии не изменяется. С насыщением линии появляется усиление эквивалентной ширины линии.

Увеличение эквивалентной ширины линии зависит как от величины магнитного поля, так и от его направления по отношению к лучу зрения. Так, при продольном поле магнитное усиление возникает только при блендировании компонент одной группы. Блендирование одной группы с другой не влияет на величину эквивалентной ширины, так как эти группы имеют взаимноортогональную поляризацию. Однако, чем больше поле приближается к поперечному, тем больше сказывается блендирование групп компонент между собой на величине эквивалентной ширины линии. С увеличением напряженности магнитного поля эквивалентная ширина линии также должна возрастать непрерывно до тех пор, пока не произойдет полное разделение компонент. Таким образом, магнитное усиление эквивалентной ширины линии, которое возникает из-за насыщенности линии, зависит не только от расщепления линии и ослабления блендирования компонент внутри одной группы, но и от уменьшения блендирования групп компонент между собой.

Предположение о возможном существовании магнитного усиления эквивалентных ширины линий впервые было высказано П. Бруггенкате и Г. Клюббером [1] при исследовании физических условий в солнечных пятнах методом кривых роста. Однако раньше В. Морган [2] отметил, что для пекулярных звезд типа А, помимо обычных причин усиления линий, имеется какой-то новый физический фактор. И только открытие сильных магнитных полей у звезд [3] позволило Г. В. Бэбкоку установить, что этим физическим фактором является магнитное поле. В 1954 г. С. С. Журавлев [4] исследовал магнитное усиление эквивалентных ширины линий в солнечных пятнах и пришел к выводу, что это усиление наибольшее для верхней части кривой роста. В качестве параметра им было выбрано расстояние до крайней σ -компоненты, которое слабо выражает магнитное усиление линий. Г. В. Бэбкоком [5] были сделаны предварительные расчеты величины магнитного усиления для 55 линий 11 элементов в случае полей с напряженностью 8000 $гс$, т. е. для такого значения напряженности, при котором для достаточно узких линий наступает полное разделение компонент. При этом предполагалось, что естественная ширина каждой компоненты определяется только эффектом Доплера, вызванным тепловым движением атомов.

Бэбкок установил, что максимально достижимая величина магнитного усиления равна $\frac{W'}{W} = \frac{n}{2}$, где n — полное число компонент. Величины магнитного усиления, полученные этим автором, сильно завышены и представляют собой верхние пределы, которые в реальных условиях никогда не будут достигнуты. Причина этого заключается в том, что при своих расчетах Бэбкок совершенно пренебрег существованием турбулентной скорости, которая всегда много больше тепловой, а также влиянием затухания излучения. Однако известно, что в условиях атмосферы Солнца и звезд насыщение линий наступает тогда, когда затухание уже играет заметную роль при расширении линий.

Эта же неточность — пренебрежение значением затухания излучения — встречается и в работе И. В. Варвика [6]. В ней была предпринята по-

пытка определить аналитическим путем влияние магнитного усиления на кривую роста. Варвик нашел, что линии, лежащие на пологой части кривой роста, будут в среднем усилены на 20% для полей порядка 3000 гс при продольном поле. Однако этот результат нельзя считать надежным, поскольку, кроме указанных выше недостатков, при вычислении интегралов были применены некоторые математические упрощения, которые, как будет показано ниже, значительно исказили результаты.

Некоторая попытка улучшить расчеты И. В. Варвика была сделана в работе А. И. Корпилова [7]. Однако эта работа, так же как и работы других авторов, не учитывает роль затухания излучения.

Кроме того, следует особенно подчеркнуть, что до сих пор совершенно не рассматривался вопрос о магнитном усилении эквивалентных ширины линий любой мультиплетности при произвольном направлении поля по отношению к лучу зрения.

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью настоящей работы является определение величины магнитного усиления для различных линий, считая, что линия расширена как вследствие тепловых и турбулентных движений, так и вследствие затухания излучения.

Под магнитным усилением линии поглощения мы будем понимать логарифм отношения величины эквивалентной ширины линии W^{mag} , расщепленной в магнитном поле, к величине эквивалентной ширины той же линии W при отсутствии магнитного поля, т. е. величину

$$q = \lg \frac{W^{\text{mag}}}{W}. \quad (1)$$

При этом предполагается, что остальные физические параметры, определяющие контур линии, остаются без изменения.

Задача ставится следующим образом: на основании известных факторов Ланде g и полных механических моментов j для верхнего и нижнего уровней, а также параметров поглощающей среды, рассчитать для этой линии величину магнитного усиления. Под параметрами поглощающей среды мы понимаем напряженность и направление магнитного поля, число поглощающих атомов, величину турбулентной скорости и величину постоянной затухания.

Решение поставленной задачи может быть выполнено следующим образом. Для некоторого числа предварительно выбранных линий при определенных значениях параметров поглощающей среды вначале мы рассчитаем картину расщепления, затем определим коэффициенты поглощения и на основании этих коэффициентов поглощения для однородной модели атмосферы определим величину магнитного усиления. Затем мы выясним, как влияют различные параметры поглощающей среды на величину магнитного усиления и обобщим результаты, полученные для определенных значений параметров, на случай любых их значений.

Для расчета были взяты линии Fe I, Fe II, Nd II, Eu II и La II (табл. 1). При выборе линий мы предполагали наиболее полно показать роль магнитного усиления при определении физических условий в атмосферах

Таблица 1

$\lambda, \text{ \AA}$	Расщепление и интенсивности					σ	τ
	$I_{\text{верхн}}$	$I_{\text{нижн}}$	$\beta_{\text{верхн}}$	$\beta_{\text{нижн}}$	n		
Fe I $\pi^2 F^{\circ} - e^2 D$							
4878,2	1,0	0,0	3,000	0,000	1	0,00	0,00 1,00
4903,3	2,0	1,0	2,010	1,550	3	0,33	0,00 0,33 0,40 0,30
4938,8	3,0	2,0	1,755	1,504	5	0,18	0,00 0,18 0,35 0,258 0,228 0,143
4985,5	4,0	3,0	1,555	1,513	7	0,10	0,00 0,11 0,20 0,31 0,191 0,179 0,143 0,084
5044,2	5,0	4,0	1,585	1,493	9	0,07	0,00 0,07 0,13 0,21 0,27 0,152 0,145 0,127 0,097 0,055
4872,1	1,0	1,0	3,002	4,549	2	1,03	1,03 0,5
4890,8	2,0	2,0	2,009	1,504	4	0,35	0,36 0,71 0,10 0,40
4919,0	3,0	3,0	1,755	1,513	6	0,18	0,18 0,35 0,53 0,036 0,143 0,322
4957,3	4,0	4,0	1,655	1,493	8	0,12	0,12 0,23 0,36 0,47 0,017 0,066 0,150 0,267
5006,1	5,0	5,0	1,585	1,498	10	0,06	0,06 0,13 0,19 0,26 0,32 0,011 0,044 0,100 0,178 0,278
4874,3	2,0	3,0	2,009	1,513	5	0,35	0,00 0,35 0,67 0,257 0,229 0,143
4891,5	3,0	4,0	1,755	1,493	7	0,19	0,00 0,19 0,37 0,57 0,190 0,179 0,143 0,083

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	J _{верхн}	J _{нижн}	S _{верхн}	S _{нижн}	n	δ	Расщепление и интенсивности															
							σ	π														
4920,5	4, 0	5, 0	1, 655	1, 498	9	0, 11	0, 63 0, 272	0, 74 0, 218	0, 86 0, 170	0, 98 0, 127	1, 09 0, 091	1, 21 0, 061	1, 32 0, 036	1, 43 0, 018	4, 54 0, 006	0, 00 0, 152	0, 11 0, 145	0, 22 0, 127	0, 34 0, 097	0, 46 0, 054		
Fe II $b^4P - s^4F^{\circ}$ 4178,9	3, 5	2, 5	1, 290	1, 583	6	0, 39	-0, 044	+0, 343	0, 753	1, 423	1, 540	1, 920					0, 20	0, 59	1, 06			
4296,6	2, 5	1, 5	1, 069	1, 720	4	0, 49	0, 018	0, 054	0, 107	0, 179	0, 268	0, 375					0, 250	0, 156	0, 094			
4369,4	1, 5	0, 5	0, 445	2, 680	2	1, 71	0, 05	0, 15	0, 30	0, 50							0, 25	0, 74				
4122,6	2, 5	2, 5	1, 069	1, 583	5	0, 37	-0, 51	1, 20									0, 30	0, 20				
4258,2	1, 5	1, 5	0, 445	1, 720	3	0, 93	0, 25	0, 75									0, 86					
4087,3	1, 5	2, 5	0, 445	1, 583	4	0, 81	0, 21	0, 58	0, 95	1, 33	1, 70						0, 50					
Eu II $a^8S^{\circ} - s^8P$ 4205,0	3	4	2, 250	2, 000	7	0, 18	0, 143	0, 229	0, 257	0, 229	0, 143						0, 19	0, 55	0, 92			
Nd II $a^6I - y^6I^{\circ}$ 4205,6	7, 5	8, 5	1, 239	1, 294	16	0, 04	0, 30	0, 40	0, 30								1, 014	0, 129	0, 358			
La II $a^3D - y^3F^{\circ}$ 4699,6	3	3	1, 042	1, 333	6	0, 24	+0, 07	+0, 81	1, 76								0, 48	1, 42				
							0, 30	0, 40	0, 30								0, 05	0, 45				
							-0, 09	+0, 72	1, 54	2, 35							0, 41	1, 14				
							0, 50	0, 30	0, 15	0, 05							0, 30	0, 20				
							0, 920	1, 103	0, 288	1, 471	1, 655	1, 840	2, 024				0, 000	0, 184	0, 368	0, 552		
							0, 333	0, 250	0, 178	0, 149	0, 072	0, 036	0, 012				0, 190	0, 178	0, 143	0, 082		
							0, 65	0, 69	0, 73	0, 77	0, 81	0, 85	0, 89	0, 93	0, 97	1, 01	0, 02	0, 06	0, 10	0, 14	0, 18	0, 22
							0, 001	0, 004	0, 007	0, 012	0, 018	0, 026	0, 034	0, 044	0, 055	0, 67	0, 088	0, 086	0, 081	0, 074	0, 064	0, 051
							1, 05	1, 09	1, 13	1, 18	1, 22	1, 26					0, 26	0, 30				
							0, 081	0, 096	0, 112	0, 129	0, 147	0, 167					0, 037	0, 020				
							0, 38	0, 62	0, 85	1, 09	1, 33	1, 57					0, 24	0, 48	0, 72			
							0, 107	0, 179	0, 244	0, 244	0, 179	0, 107					0, 036	0, 443	0, 321			

звезд и Солнца. Так, линии нейтрального железа хорошо видны в спектрах солнечных пятен, а линии ионизованного железа — в спектрах магнитных звезд. Редкоземельные элементы показывают аномально большое содержание в атмосферах магнитных звезд.

Полученные ниже результаты справедливы для таких значений расщепления, когда еще не наступает Папен — Бак-эффект.

§ 2. РАСЧЕТ КАРТИНЫ РАСЩЕПЛЕНИЯ

Как известно, изменение величины эквивалентной ширины линии при наличии магнитного поля происходит из-за изменения формы коэффициента поглощения, которое является следствием расщепления магнитным полем наблюдаемой линии на ряд компонент. Поэтому для определения магнитного усиления линии поглощения необходимо в первую очередь знать картину магнитного расщепления: число π - и σ -компонент, их относительную интенсивность, а также расстояние этих компонент от центра линии.

Вообще говоря, эффект Зеемана может быть простым и сложным. Если фактор Ланде для верхнего уровня g_k равен фактору Ланде для нижнего уровня g_i , то мы имеем простой эффект Зеемана. Если это равенство не выполняется, то мы имеем сложный эффект Зеемана. В случае простого эффекта Зеемана мы наблюдаем только три компонента: π , σ_1 , σ_2 . При сложном эффекте для всех переходов, кроме перехода $j = 1 \rightleftharpoons j = 0$, эти три компонента в свою очередь состоят из нескольких компонент. Большинство спектральных линий имеет сложный эффект Зеемана. Наша задача состоит в том, чтобы по известным факторам Ланде и полным моментам для верхнего и нижнего уровней найти картину расщепления.

Факторы Ланде для многих линий были измерены в лаборатории и даны в таблицах Ш. Мур [8]. Для остальных линий факторы Ланде можно рассчитать теоретически [9], предполагая наличие либо LS -связи, либо jj -связи. Предположение о связи нередко может внести некоторую неуверенность. Поэтому, когда возможно, всегда лучше использовать экспериментальные значения факторов Ланде.

Согласно векторной модели атома, в случае LS -связи расщепление уровней вызвано прецессией полного механического момента атома относительно направления магнитного поля H . Кинетическая энергия этой прецессии для какого-либо определенного уровня равна

$$\Delta W = Mg \frac{eh}{m_e} \frac{H}{4\pi c}, \quad (2)$$

где M — магнитное число, могущее принимать значения $-j, -(j-1), \dots, \dots, +(j-1), +j$; H — величина напряженности магнитного поля в гауссах. Остальные обозначения имеют обычный смысл.

Возникновение отдельных компонент линии происходит при переходах с одного расщепленного уровня на другой. При этом очевидно, что величина расщепления линии определяется разностью энергий верхнего и нижнего уровней

$$\Delta W_i - \Delta W_k = h\Delta\nu_{ik} = (M_i g_i - M_k g_k) \frac{eh}{m_e 4\pi c} H. \quad (3)$$

Здесь существует правило отбора, разрешающее переходы, соответствующие изменению

$$M_i - M_k = \Delta M = 0, \pm 1. \quad (4)$$

Переходы $\Delta M = 0$ дают π -компоненты, всегда линейнополяризованные вдоль направления магнитного поля. Переходы $\Delta M = \pm 1$ дают σ -компоненты с право- и левокруговой поляризацией для продольного поля.

Формула (3) с учетом условий (4) дает нам возможность определить положение компонент линии по известным величинам M_k , M_i , g_k и g_i . Практически более удобно выражать величину расстояния компоненты от центра линии в единицах доплеровской полуширины Δv_D

$$\Delta P_{ik} = \frac{\Delta v_{ik}}{\Delta v_D} = (M_i g_i - M_k g_k) \frac{e}{4\pi c m_e} \frac{H}{\Delta v_D} = 1,4 \cdot 10^6 \lambda \Delta (Mg) \frac{H}{v_l}. \quad (5)$$

По этой формуле и были сделаны вычисления для различных линий. Результаты даны в табл. 1. В вычислениях мы принимали $H = 2500$ гс и $v_l = 2$ км/сек, т. е. выбирали условия, близкие к условиям в солнечных пятнах. Кроме того, из формулы (5) мы видим, что расстояние между двумя любыми соседними компонентами одной и той же группы, либо π , либо σ_1 или σ_2 , всегда постоянно и равно

$$\delta = 1,4 \cdot 10^6 (g_i - g_k) \lambda \frac{H}{v_l}. \quad (6)$$

Эту величину мы будем в дальнейшем называть шагом расщепления. Ее значение для различных линий дано в столбце 7 табл. 1.

При расчете магнитного усиления, как это указывалось выше, необходимо вычислить относительные интенсивности компонент расщепления. Эти вычисления были сделаны по следующим известным формулам [9].

а) Для π -компонент $\Delta M = 0$, интенсивность k -й компоненты I_k равна

$$\text{при переходах} \quad \left. \begin{array}{l} j \rightarrow j \quad I_k = M^2; \\ j \rightarrow j+1 \quad I_k = (j+1)^2 - M^2; \\ j \rightarrow j-1 \quad I_k = j^2 - M^2. \end{array} \right\} \quad (7)$$

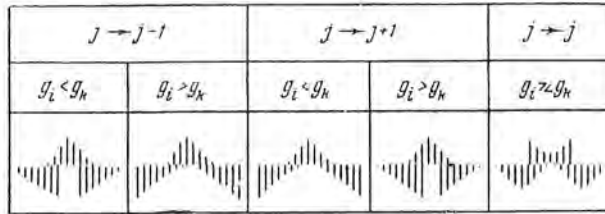
б) Для σ -компонент, $\Delta M = \pm 1$, интенсивность l -й компоненты I_l равна

$$\text{при переходах} \quad \left. \begin{array}{l} j \rightarrow j \quad I_l = \frac{1}{2} (j \pm M - 1) (j \mp M); \\ j \rightarrow j+1 \quad I_l = \frac{1}{2} (j \pm M + 1) (j \pm M + 2); \\ j \rightarrow j-1 \quad I_l = \frac{1}{2} (j \mp M - 1) (j \mp M). \end{array} \right\} \quad (8)$$

Здесь интенсивности I_k даны для поперечного поля, а интенсивности I_l — для продольного поля. Вычисленные по формулам (7) и (8) интенсивности различных компонент даны в табл. 1. Верхние числа в восьмом и девятом столбцах означают сдвиг, нижние — относительные интенсивности соответствующих компонент. Эти данные приведены для одной из групп

σ -компонент и для половины компонент из группы π -компонент (ввиду симметричного расположения групп компонент относительно центра линии); n — означает число компонент в группе.

Для дальнейшего важно установить некоторые закономерности в распределении относительных интенсивностей. Уже из предварительного рассмотрения формул (7) и (8) мы видим, что распределение интенсивностей компонент внутри группы симметрично относительно ее центра для компонент всех переходов уравнения (7) и только для переходов $j \rightarrow j$ уравнения (8). Очевидно, «центр тяжести» этих групп совпадает с их геометрическим центром. Компоненты двух последних переходов не имеют симметричной картины распределения относительных интенсивностей.



Фиг. 1. Определение картины расщепления по i и g .

Относительная интенсивность компонент монотонно возрастает при переходе от длинноволновой компоненты к коротковолновой, или наоборот. Поэтому для этих групп компонент «центр тяжести» определяется иначе.

Рассмотрим подробнее эти группы компонент, т. е. σ -компоненты, соответствующие переходам $j \rightarrow j \pm 1$. Как видно из уравнений (8), интенсивность компоненты меняется по закону $\frac{1}{2} n(n-1)$, где $n=2, 3, \dots, 2j$ для перехода $j \rightarrow j+1$ и $n=2, 3, \dots, 2j+2$ для переходов $j \rightarrow j-1$.

Рассмотрим переходы $j \rightarrow j-1$. Попытаемся определить, при каких условиях из всех σ -компонент ближе к центру линии располагается компонента с максимальной интенсивностью. Для этой линии $M=j$ и для определенности будем считать, что переход соответствует $\Delta M = -1$. Тогда расстояние рассматриваемой компоненты от центра линии будет, согласно (5), равно

$$\Delta P_1 = c [jg_i - (j-1)g_k], \quad (9)$$

где $c = 1,4 \cdot 10^8 \lambda \frac{H}{v_i}$. Положение соседней, менее интенсивной компоненты, будет определяться равенством

$$\Delta P_2 = c [(j-1)g_i - (j-2)g_k]. \quad (10)$$

Если наиболее интенсивная компонента расположена ближе других компонент к центру линии, то это означает, что должно выполняться неравенство

$$|\Delta P_1| < |\Delta P_2|. \quad (11)$$

Решая это неравенство, мы получим, что линия с максимальной интенсив-

ностью для перехода $j \rightarrow j - 1$ лежит ближе других компонент к центру линии при $g_i < g_k$.

Аналогичные рассмотрения были сделаны и для других случаев. Результаты приведены на фиг. 1.

Зная g_i и g_k , а также характер изменения величины j , можно, используя фиг. 1, указать характер картины расщепления. Кроме того, из фиг. 1 видно, что на первый взгляд разнообразные картины магнитного расщепления сводятся в конце концов лишь к трем типам.

§ 3. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ

Задача заключается в том, чтобы, задавая определенный вид зависимости коэффициента поглощения для отдельных компонент, найти вид зависимости коэффициента поглощения для линии в целом.

Мы предполагаем, что каждая отдельная компонента имеет обычный вид зависимости коэффициента поглощения от длины волны или величины

$$P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$$

$$\varphi(a, P) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (P - y)^2}, \quad (12)$$

$$y = \frac{v' - v}{\Delta v_D}, \quad P = \frac{v_{ik} - v}{\Delta v_D},$$

где параметр $a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta v_D}$ учитывает значение эффекта Доплера и затухания. Для дальнейших расчетов мы примем $v_l = 2$ км/сек и $a = 0,016$. Это близко к условиям, существующим в солнечных пятнах. Далее мы будем считать, что все компоненты будут иметь коэффициент поглощения типа (12). В этом случае каждая группа π -, σ_1 - и σ_2 -компонент будет иметь суммарный коэффициент поглощения, определяемый равенством

$$s(a, P) = \frac{\sum_i I_i \varphi_i(a, P + \Delta P_i)}{\sum I_i}, \quad (13)$$

где I_i относительная интенсивность i -й компоненты, определяемая равенствами (7) и (8); ΔP_i — расстояние от центра линии, определяемое равенством (5). Так как все компоненты одной группы имеют одну и ту же поляризацию, то такое определение суммарного коэффициента поглощения законно. Легко видеть из равенства (13), что действие магнитного расщепления на вид зависимости коэффициента поглощения от длины волны аналогично влиянию эффекта Доплера с дискретным и конечным распределением скоростей.

Если мы рассмотрим случай, когда направление магнитного поля составляет с линией наблюдения некоторый угол γ , то, как показано в работе [10], коэффициент поглощения, учитывающий все три группы компонент, определяется следующим равенством:

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(s_1 + s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2) \cos^2 \gamma} \right]. \quad (14)$$

Здесь s_0, s_1, s_2 означают коэффициенты поглощения для групп π -, σ_1 -, и σ_2 -компонент соответственно, определенные на основании равенства (13). s_+ и s_- представляют коэффициенты поглощения взаимно-ортогонально поляризованного излучения.

Для рассматриваемых линий по формулам (13) и (14) были вычислены величины s_0, s_1, s_2, s_+ и s_- . Вычисления s_+ и s_- были выполнены только для одного значения $\gamma = 55^\circ$. В случае продольного эффекта мы имеем две группы взаимно-ортогонально поляризованных компонент. В этом случае в качестве коэффициента поглощения всей линии мы можем рассматривать величину s_1 или s_2 [11].

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИЙ

Полученные выше коэффициенты поглощения для спектральных линий s_+ и s_- относятся к взаимно-ортогонально поляризованному излучению. В этом случае мы можем написать два независимых уравнения переноса [11]:

$$\left. \begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_{v+}}{d\tau} &= (1 + \eta_{v+}) J_{v+} - \kappa^{-1} j_{v+} - \frac{1}{2} B_v; \\ \cos \vartheta \frac{dI_{v-}}{d\tau} &= (1 - \eta_{v-}) J_{v-} - \kappa^{-1} j_{v-} - \frac{1}{2} B_v, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где

$$d\tau = \kappa \rho dh; \quad \eta_{v+} = \frac{\sigma_{v+}}{\kappa}; \quad \eta_{v-} = \frac{\sigma_{v-}}{\kappa}. \quad (16)$$

Здесь κ означает коэффициент непрерывного поглощения, а $\sigma_{v\pm}$ — коэффициенты поглощения в линии, рассчитанные на 1 г звездного вещества; ρ — плотность. $\sigma_{v\pm}$ связаны с величинами s_{\pm} соотношением

$$\sigma_{v\pm} = \frac{N_i}{\rho} s_{\pm}, \quad (17)$$

где N_i — число атомов, находящихся на i -м уровне, при переходе из которого возникает данная линия.

Уравнения (15) независимы и имеют такой же характер, как и уравнение переноса для неполяризованного света. Поэтому для решения уравнений (15) мы можем применить обычные методы, развитые в теории лучистого переноса [12]. В результате решения уравнений (15) мы получим остаточные интенсивности r_{v+} и r_{v-} . Контур линии (без поляризационной оптики) определяется выражением [10]

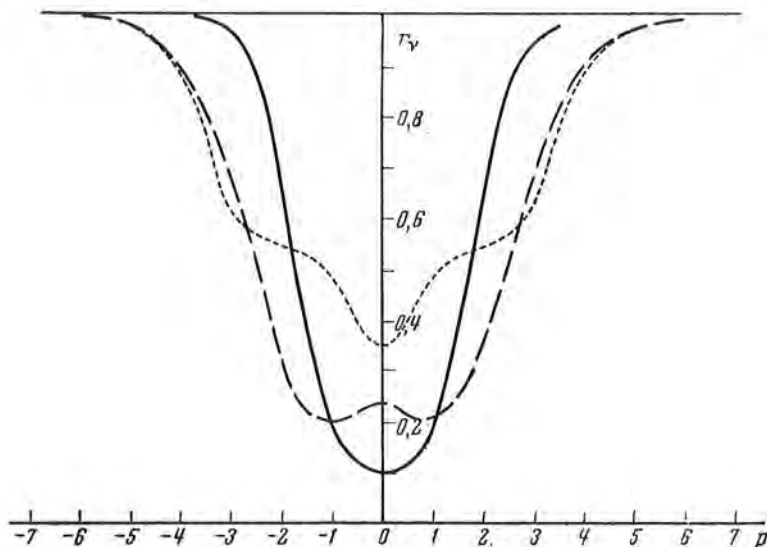
$$r_v = \frac{1}{2} (r_{v+} + r_{v-}).$$

На фиг. 2 представлен в качестве примера контур линии Fe I $\lambda 4903 \text{ \AA}$. Эквивалентная ширина линии в общем излучении будет определяться равенством

$$W_v = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - \frac{1}{2} (r_{v+} + r_{v-}) \right] dv. \quad (18)$$

Для простоты мы ограничимся однородной моделью атмосферы и пока не будем рассматривать более сложный случай неоднородной модели.

Вообще существуют две однородные модели атмосферы — модель Шварцшильда-Шустера и модель Милна-Эддингтона. Кроме того, возможны два крайних случая взаимодействия вещества и излучения — чистое



Фиг. 2. Сравнение контуров линий Fe I λ 4903 Å с полем и без поля. Сплошная линия — контур без поля, пунктирная и [штриховая — контуры при $H = 2500$ гс и $\gamma = 0^\circ$, $\gamma = 55^\circ$ соответственно.

рассеяние и истинное поглощение. Следовательно, мы имеем четыре различные возможности для вычисления эквивалентной ширины линии, четыре различные кривые роста для однородной модели атмосферы. Для дальнейших расчетов нам необходимо узнать, какое влияние окажет принятие той или иной однородной модели атмосферы на окончательный результат. В конечном счете нас интересует увеличение эквивалентной ширины линии при наличии магнитного поля, т. е. магнитное усиление.

Мы рассчитали величину магнитного усиления для линии Fe II λ 4178 Å, используя различные однородные модели. Расчет производился следующим образом. Вначале мы вычислили величины r_ν и построили контуры линий в отсутствие и при наличии поля. Для простоты мы рассматривали случай продольного поля. Расчет величин r_ν производился для чистого рассеяния по формулам, данным М. Врубелем [13, 14], а для истинного поглощения — по формулам, данным К. Хунгером [15]. Затем, измерив площади построенных контуров, мы определили эквивалентные ширины линий, а следовательно, и величину магнитного усиления W'/W . Все вычисления были выполнены для $\lg \eta = 2$ и $\lg X_0 = 2$. Для различных моделей получены следующие величины магнитного усиления $\lg W'/W$ для модели Шварцшильда — Шустера в случае чистого рассеяния 0,072 и в случае истинного поглощения 0,073; для модели Милна — Эддингтона в случае чистого рассеяния 0,076 и в случае истинного поглощения 0,075.

Отсюда видно, что величина магнитного усиления линии практически не зависит от принятой модели атмосферы звезды. Такой результат не

является неожиданным. Хунгер [15] показал, что кривые роста для различных однородных моделей атмосфер не сильно отличаются друг от друга. Для дальнейших расчетов мы примем однородную модель атмосферы Шварцшильда—Шустера и будем считать, что линии образуются в результате процессов истинного поглощения. В этом случае, согласно Хунгеру, остаточная интенсивность r_ν будет определяться равенством

$$r_{\nu\pm} = \frac{1}{1 + \frac{1}{X_0 s_\pm}} \quad (19)$$

Во всех расчетах мы принимаем $\lg X_0 = 2$. Величина магнитного усиления была определена методом, описанным выше для двух случаев: $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 55^\circ$; результаты определения представлены в табл. 2.

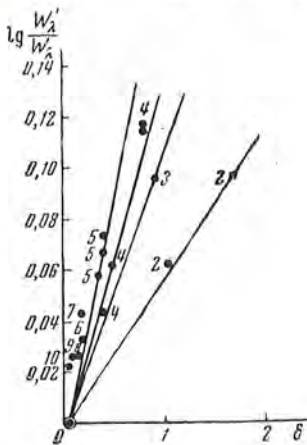
Таблица 2

λ	$n\delta$	z	Переход	$\lg \frac{W''}{W}$	$\lg \frac{W''}{W}$	$\lg \frac{W''}{W}$
Fe I $z^7F^\circ - e^7D$						
4878,2	0,00	2,57	$j \rightarrow j-1$	0,000	0,134	0,134
4903,3	1,37	1,92	$j \rightarrow j-1$	0,021	0,123	0,102
4938,8	0,90	1,80	$j \rightarrow j-1$	0,022	0,106	0,084
4985,5	0,72	1,63	$j \rightarrow j-1$	0,020	0,086	0,066
5044,2	0,59	1,60	$j \rightarrow j-1$	0,012	0,085	0,073
4872,1	2,12	1,93	$j \rightarrow j$	0,062	0,171	0,109
4890,8	1,44	1,72	$j \rightarrow j$	0,044	0,121	0,077
4919,0	1,08	1,40	$j \rightarrow j$	0,034	0,101	0,067
4957,3	0,96	1,36	$j \rightarrow j$	0,025	0,095	0,070
5006,1	0,60	1,35	$j \rightarrow j$	0,023	0,082	0,059
4871,3	1,75	0,71	$j \rightarrow j+1$	0,059	0,077	0,018
4891,5	1,33	0,86	$j \rightarrow j+1$	0,044	0,077	0,033
4920,5	0,99	0,93	$j \rightarrow j+1$	0,025	0,069	0,044
Fe II $b^4P - z^4F^\circ$						
4178,9	2,34	1,43	$j \rightarrow j-1$	0,073	0,155	0,082
4296,6	1,96	1,17	$j \rightarrow j-1$	0,062	0,121	0,059
4369,4	3,42	0,78	$j \rightarrow j-1$	0,096	0,122	0,026
4122,6	1,85	0,95	$j \rightarrow j$	0,067	0,125	0,058
4258,2	2,79	0,81	$j \rightarrow j$	0,095	0,159	0,064
4087,3	3,24	0,52	$j \rightarrow j+1$	0,117	0,157	0,040
Eu II $a^3S^\circ - z^3P$						
4205,0	1,29	0,64	$j \rightarrow j-1$	0,031	0,064	0,033
Nd II $a^6I - y^6I^\circ$						
4205,6	0,64	1,10	$j \rightarrow j-1$	0,023	0,038	0,015
La II $a^3D - y^1F^\circ$						
4699,6	1,43	0,87	$j \rightarrow j$	0,042	0,078	0,036

§ 5. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

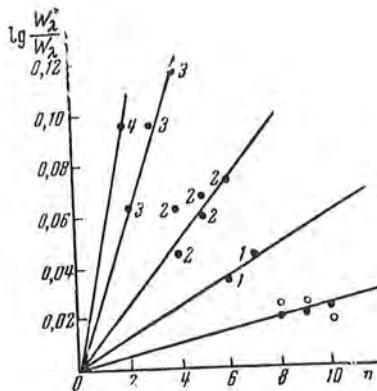
Рассмотрим результаты, представленные в табл. 2, чтобы установить некоторые общие закономерности магнитного усиления. Вначале рассмотрим более простой случай, а именно, случай продольного поля. В этом случае величина магнитного усиления определяется лишь блендирова-

нием σ -компонент одной группы между собой. Очевидно, что чем больше компонент и чем больше расстояние между ними, тем больше величина магнитного усиления. Это хорошо видно на фиг. 3 и 4.



Фиг. 3. Зависимость величины $\lg \frac{W'}{W}$ от δ .

Цифры означают число компонент линий.



Фиг. 4. Зависимость величины $\lg \frac{W''}{W}$ от числа компонент n .

Цифры означают различные диапазоны δ .

Очевидно, что величина $\lg \frac{W'}{W}$ будет зависеть от произведения $n\delta$. Такая зависимость представлена на фиг. 5. Аналитически она выражается равенством

$$\lg \frac{W'}{W} = 0,032 n\delta, \quad (20)$$

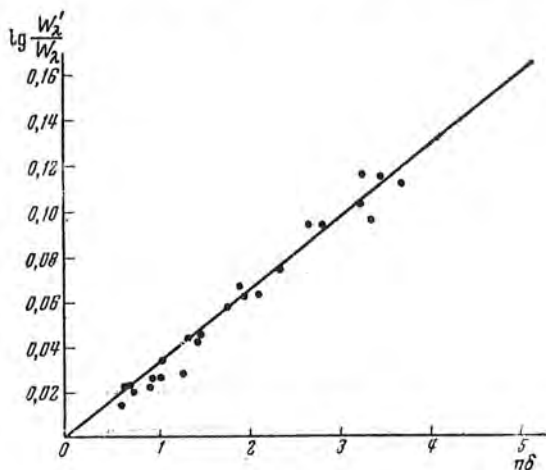
где W' — эквивалентная ширина линии в случае продольного поля.

Рассмотрим теперь более общий случай — случай, когда поле направлено по отношению к линии наблюдения под углом $\gamma = 55^\circ$. Такое значение угла γ было выбрано для расчетов потому, что, согласно работе [11], а также, как мы увидим ниже (фиг. 10), уже при этом значении угла γ наступает насыщение в том смысле, что при дальнейшем увеличении угла магнитное усиление почти не возрастает.

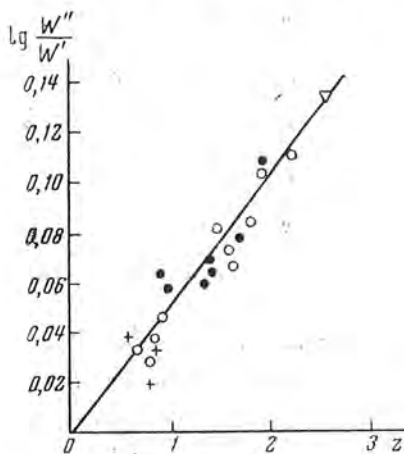
Здесь магнитное усиление происходит, во-первых, из-за блендирования компонент одной группы и, во-вторых, из-за блендирования групп компонент в целом между собой. Блендирование компонент внутри группы зависит главным образом от величины $n\delta$. Блендирование групп компонент зависит от расстояния между их центрами тяжести, а также от поляризации, определяемой углом γ . Поэтому в случае фиксированного $\gamma \neq 0$ величина магнитного увеличения уже определяется двумя упомянутыми выше параметрами. Однако если мы рассмотрим величину $\frac{W''}{W'}$, т. е. отношение величины эквивалентной ширины линии при $\gamma = 55^\circ$ к величине эквивалентной ширины линии при $\gamma = 0^\circ$, то можно надеяться, что эта величина уже не будет зависеть от параметра $n\delta$. На фиг. 6 представлена зависимость величины $\lg \frac{W''}{W'}$ от расстояния между центром тя-

жести группы σ_1 -компонент и центром линии (от величины z), где W'' — эквивалентная ширина линии при $\gamma = 55^\circ$. Из фиг. 6 мы видим, что существует вполне определенная зависимость между этими величинами: величина $\lg \frac{W''}{W'}$ пропорциональна z .

Рассмотрим вопрос об определении центра тяжести различных групп компонент. Как видно из фиг. 1, все группы компонент, кроме групп



Фиг. 5. Зависимость величины магнитного усиления $\lg \frac{W'}{W}$ от $\lambda \delta$.



Фиг. 6. Зависимость величины $\lg \frac{W''}{W'}$ от величины z для $\gamma = 55^\circ$.

σ -компонент для перехода $j \rightarrow j \pm 1$, имеют симметричное распределение интенсивностей компонент и, следовательно, центр тяжести этих групп лежит всегда посередине между крайними компонентами этих групп. Группы σ -компонент для переходов $j \rightarrow j \pm 1$ не имеют симметричной картины распределения интенсивностей компонент и для них определять положение центра тяжести значительно сложнее. Существует правило Рассела [15] для нахождения положения центра тяжести для асимметричной картины. Обозначим через P^{\max} расстояние от центра линии до компоненты с максимальной, а через P^{\min} — компоненты с минимальной интенсивностью. В этом случае положение центра тяжести группы компонент z будет определяться выражением

$$z = P^{\max} - b(P^{\max} - P^{\min}). \quad (21)$$

Величина b , согласно правилу Рассела, равна 0,25. Центр тяжести группы в случае слабых линий будет определяться правилом Рассела. Однако следует отметить, что в звездных спектрах большинство наблюдаемых линий сильно насыщено. Это приводит к тому, что из-за насыщения у сильных линий интенсивности компонент поглощения будут распределены симметрично и центр тяжести группы будет лежать посередине группы.

Таким образом, мы видим, что величина b зависит от интенсивности линий и меняется в пределах от 0,25 до 0,50.

Для заданного значения X_0 , например $X_0 = 100$, величину b можно определить следующим образом. Нанесем на график величины $\lg \frac{W''}{W'}$ в зависимости от величины P^{\max} для переходов $j \rightarrow j \pm 1$ и в зависимости от P^{\max} для переходов $j \rightarrow j$, имеющих симметричное распределение интенсивностей компонент. Затем проведем прямую через точки, соответствующие переходам $j \rightarrow j$. Расстояние от этой прямой до точки, соответствующей переходу $j \rightarrow j \pm 1$, будет равно, согласно (21), $b(P^{\max} - P^{\min})$. Определение величины b производилось аналитическим путем; так как величина $\lg \frac{W''}{W'}$ пропорциональна z , то

$$\lg \frac{W''}{W'} = az = a [P^{\max} - b(P^{\max} - P^{\min})]. \quad (22)$$

Отсюда можно легко найти

$$b = \frac{P^{\max} - \frac{1}{a} \lg \frac{W''}{W'}}{P^{\max} - P^{\min}}. \quad (23)$$

Коэффициент пропорциональности a находится из зависимости $\lg \frac{W''}{W'}$ от z для линий переходов $j \rightarrow j$.

Для $X_0 = 100$ величина b оказалась равной 0,25. С этим значением величины b и были рассчитаны величины z и построена фиг. 6.

§ 6. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ НА ВЕЛИЧИНУ МАГНИТНОГО УСИЛЕНИЯ

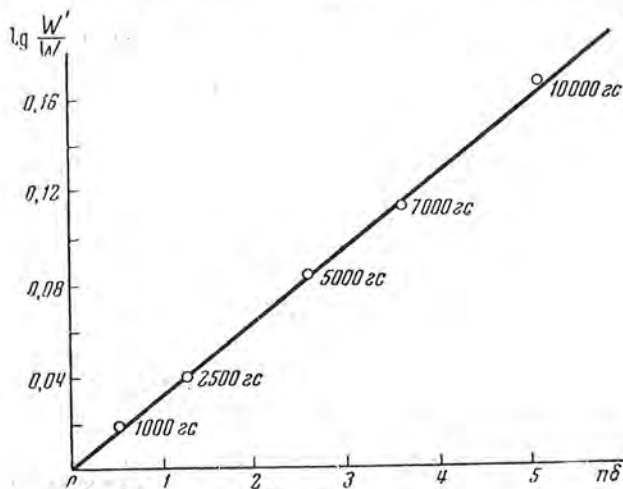
Все приведенные выше расчеты были выполнены при определенных условиях образования линии, а именно: напряженность магнитного поля была принята равной 2500 гс; величина X_0 , характеризующая число поглощающих атомов, и, следовательно, положение линии на кривой роста, равной $X_0 = 100$; величина a , характеризующая относительное значение затухания излучения и эффекта Доплера, равной 0,016; величина турбулентной скорости $v_t = 2$ км/сек и, наконец, угол между направлением магнитного поля и лучом зрения равен $\gamma = 0; 55^\circ$.

Однако интересно рассмотреть, как повлияет изменение отдельных параметров на величину магнитного усиления и обобщить полученные результаты на любые значения указанных параметров.

а) Влияние величины напряженности магнитного поля

Напряженность магнитного поля H вместе с разностью факторов Ланде для верхнего и нижнего уровней определяет расположение компонент расщепления, т. е. определяет величины δ , P^{\max} и P^{\min} . Как видно из

формулы (5), величина H входит только в виде произведения $(g_i - g_k) H$. Так как при построении зависимости величины магнитного усиления от величины $n\delta$ были использованы линии с различной разностью $(g_i - g_k)$, но с одинаковой величиной H , то такая же зависимость величины $\lg \frac{W'}{W}$ от $n\delta$ получится и при использовании линий с одинаковой разностью $(g_i - g_k)$, но с различной величиной H . На фиг. 7 прямая представляет зависимость $\lg \frac{W'}{W}$ от $n\delta$, выведенную раньше, а точки соответствуют положению линии Еи II $\lambda 4205 \text{ \AA}$. Цифры означают величину H .



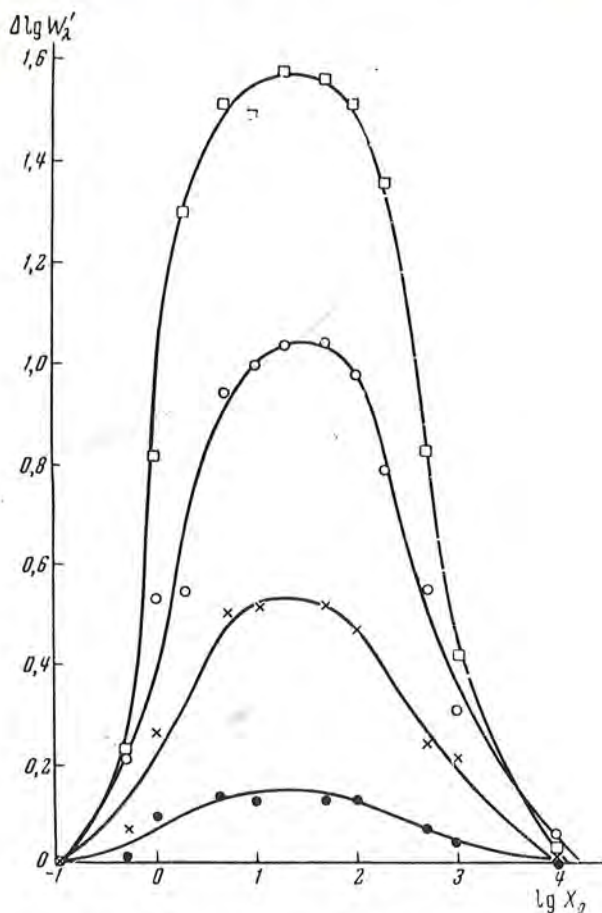
Фиг. 7. Изменение величины магнитного усиления с H . Прямая представляет зависимость, данную на фиг. 5. Кружки соответствуют положению линии Еи II $\lambda 4205 \text{ \AA}$ при значениях H (в гауссах); указанных числами.

Рассмотрим вопрос о границе применимости полученных зависимостей $\lg \frac{W'}{W}$ от $n\delta$ и $\lg \frac{W''}{W'}$ от z . Очевидно, что при определенных значениях δ и z компоненты будут разделены полностью и при дальнейшем раздвижении компонент уже не будет происходить увеличение магнитного усиления, т. е. наступит насыщение. Очевидно, насыщение наступит тогда, когда блендирование компонент станет незначительным. Это произойдет при $\delta = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} > 1$. Последнее неравенство будет выполняться лишь для очень больших полей (H больше 10 000 гс) или очень больших разностей факторов Ланде ($\Delta g > 1$) при умеренных полях. Для большинства же линий пропорциональность между $\lg \frac{W'}{W}$ и $n\delta$, а также между величинами $\lg \frac{W''}{W'}$ и z будет выполняться. Таким образом, логарифм магнитного усиления увеличивается линейно с H .

б) Влияние числа поглощающих атомов

Из общих соображений ясно, что, пока линия возникает в оптически тонком слое, т. е. число поглощающих атомов невелико, ее эквивалентная

ширина не зависит от вида зависимости коэффициента поглощения от частоты и определяется только числом поглощающих атомов. Поэтому для таких линий магнитное поле не будет оказывать никакого влияния на



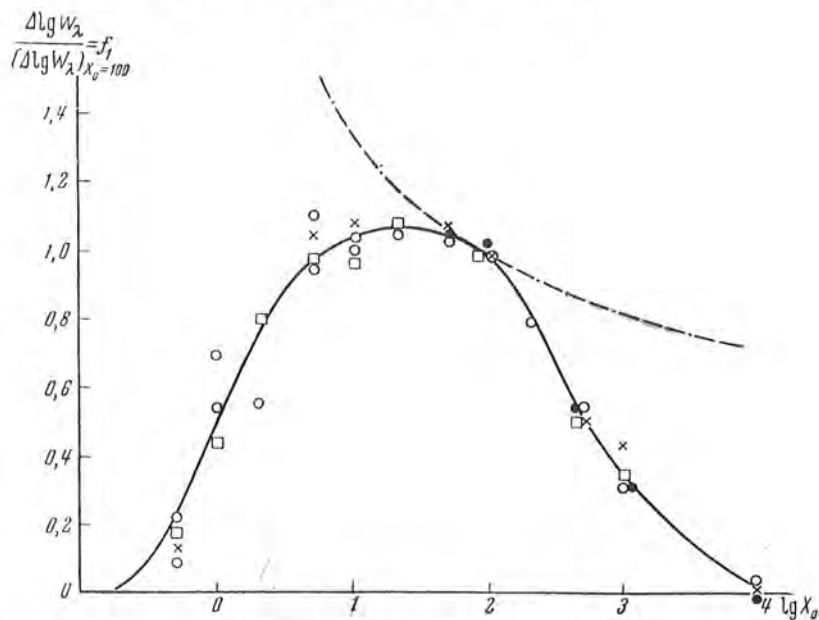
Фиг. 8. Зависимость величины магнитного усиления $\lg \frac{W'}{W} = \Delta \lg W'$ от величины $\lg X_0$ для линий $\lambda 4087$ (светлые кружки), $\lambda 4296$ (крестики), $\lambda 5016$ (темные кружки) при $\gamma = 0^\circ$ и для линии $\lambda 4087$ (квадратики) при $\gamma = 55^\circ$.

их эквивалентную ширину и величина магнитного усиления для этих линий будет равна нулю. С другой стороны, для очень сильных линий эквивалентная ширина линии будет, в основном, определяться протяженными крыльями, в центре линия будет полностью насыщена, и вид коэффициента поглощения в центре линии не будет иметь влияния на эквивалентную ширину. Так как магнитное расщепление существенно лишь в центре линии, то для очень сильных линий магнитное усиление с увеличением их эквивалентной ширины будет стремиться к нулю.

Следовательно, величина магнитного усиления будет зависеть от X_0

и будет максимальной для линий средней интенсивности, лежащих на пологой части кривой роста.

Для определения вида зависимости магнитного усиления \mathcal{F} от X_0 мы выбрали несколько линий, имеющих различные $\mu\delta$, и рассчитали для этих линий магнитное усиление для различных значений X_0 . Для линии Fe II $\lambda 4087 \text{ \AA}$ такой расчет был выполнен и для $\gamma = 55^\circ$. Результаты этих вычислений представлены на фиг. 8.



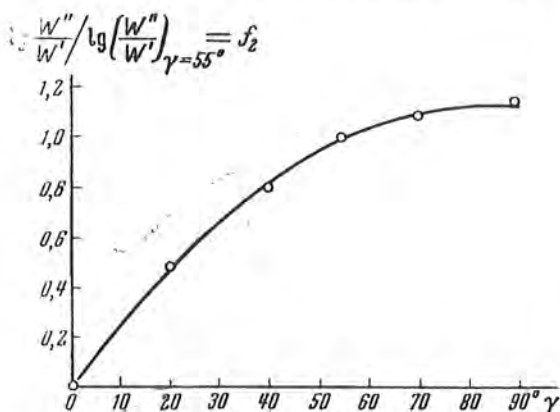
Фиг. 9. Зависимость величины магнитного усиления от величины $\lg X_0$. Величина магнитного усиления для $\lg X_0 = 2$ принята за единицу. Пунктирная линия представляет теоретическую зависимость И. В. Варвика [5]. Для $\gamma = 0^\circ$ светлые кружки — $\lambda 4087$; крестики — $\lambda 4296$; темные кружки — $\lambda 5006$; для $\gamma = 55^\circ$ квадратики — $\lambda 4087$.

Мы видим, что полученные кривые для различных линий имеют подобную форму, но отличаются амплитудой изменения $\lg \frac{W'}{W}$. Это вызвано тем, что величина магнитного усиления у различных линий не одинакова. Приняв для каждой линии величину магнитного усиления при $X_0 = 100$ за единицу, мы объединили все кривые в одну общую. Эта общая зависимость представлена на фиг. 9. Важно отметить, что эта зависимость справедлива при любых γ . На этом же рисунке прерывистой линией проведена зависимость, выведенная ранее И. В. Варвиком [6] (магнитное усиление для $X_0 = 100$ также принято за единицу). Мы видим, что теоретическая формула, выведенная Варвиком, плохо представляет зависимость магнитного усиления от величины $\lg X_0$. Как уже отмечалось выше, при расчетах Варвик совершенно не учитывал влияние затухания излучения. Кроме того, он использовал разложение интегралов в ряд, справедливое для $X_0 > 1$, т. е. для таких значений X_0 , где уже необходимо учитывать затухание излучения. Кроме того, при вычислении

основного интеграла им допущено математическое упрощение, которое привело к занижению магнитного усиления линий. В этом и заключается причина столь большого расхождения наших результатов и результатов Варвика.

в) Влияние величины угла

Этот вопрос был рассмотрен ранее для простого триплета одним из авторов настоящей работы [10]. Мы провели вычисления величины магнитного усиления для линии $\text{Eu II } \lambda 4205 \text{ \AA}$, имеющей 21 компоненту,



Фиг. 10. Зависимость величины магнитного усиления от угла γ .

для различных значений угла γ . Результаты вычислений представлены на фиг. 10. Величина магнитного усиления при $\gamma = 55^\circ$ принята за единицу. Полученная зависимость величины магнитного усиления совпадает с зависимостью, полученной в [10]. Вначале, примерно до $\gamma = 50^\circ$, величина магнитного усиления возрастает довольно быстро, но затем она практически не увеличивается, т. е. наступает своего рода насыщение, что также подтверждает результаты, полученные В. Уинно [16].

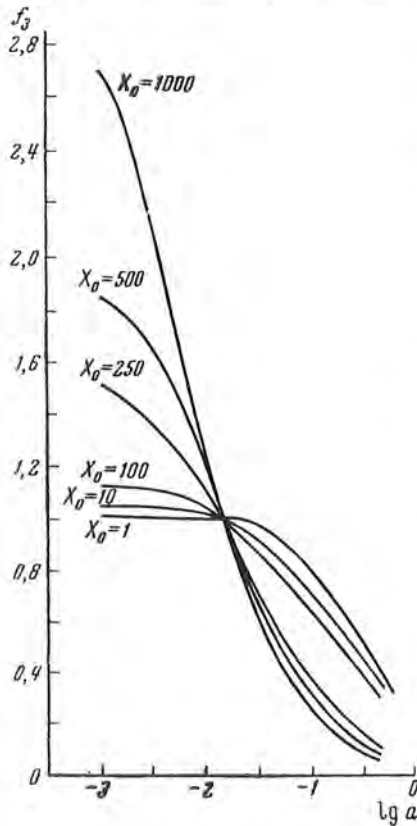
г) Влияние величины коэффициента затухания

Параметр a характеризует относительное значение эффекта Доплера и затухания в зависимости коэффициента поглощения от частоты. Магнитное расщепление действует в некотором смысле аналогично эффекту Доплера и влияет на форму коэффициента поглощения в основном лишь в центральной части. Очевидно, чем больше значение затухания излучения, тем больше величина $a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta \nu_D}$, тем меньше значение магнитного расщепления, а тем, следовательно, меньше величина магнитного усиления.

Для определения вида зависимости магнитного усиления от параметра a для линии $\text{Fe II } \lambda 4178 \text{ \AA}$ была вычислена величина этого усиления для значений $a = 0,016, 0,03, 0,10$ и $0,50$. Результаты вычислений представлены

на фиг. 11, где по оси ординат отложена величина $f_3 = \frac{(\Delta \lg W)_{X_0=100, a, \gamma}}{(\Delta \lg W)_{X_0=100, a=0,016, \gamma}}$.

Так как изменение величины a при расчетах происходило за счет изменения постоянной затухания при $v_t = 2 \text{ км/сек}$, то полученная зависимость представляет собой зависимость магнитного усиления от величины постоянной затухания.



Фиг. 11. Зависимость величины магнитного усиления от величины постоянной затухания.

них и тех же величинах H и $(g_i - g_k)$.

Теперь можно обобщить результаты, полученные в предыдущем параграфе, на случай любых значений параметров атмосферы. Магнитное усиление линии в общем случае будет выражаться следующей формулой:

$$q = \lg \frac{W^{\text{mag}}}{W} = \left(\lg \frac{W'}{W} + \lg \frac{W''}{W'} \cdot f_2(\Delta \gamma) \right) \cdot f_1(\Delta X_0) \cdot f_3(\Delta a). \quad (24)$$

Здесь $\frac{W'}{W}$ означает магнитное усиление для продольного эффекта Зеемана. Логарифм этой величины определяется по известной $n\delta$ из фиг. 5. Величина $\lg \frac{W''}{W'}$ определяется из фиг. 6 по величине z . Затем нужно ввести поправки за отклонение от принятых условий: за отклонение γ от 55° —

от величины постоянной затухания. Мы видим, что магнитное усиление довольно быстро уменьшается с возрастанием роли затухания излучения. На фиг. 11 величина магнитного усиления при $a = 0,016$ принята за единицу.

д) Влияние турбулентной скорости

Турбулентная скорость в выражении (5), определяющем положение компонент, входит в знаменатель. Поэтому ее влияние на величину магнитного усиления будет противоположным влиянию H и $(g_i - g_k)$. При увеличении турбулентной скорости магнитное усиление будет уменьшаться. Величина турбулентной скорости вместе с H и $(g_i - g_k)$ определяет только δ , P^{max} и P^{min} . Поэтому при изменении величины v_t будут меняться лишь δ , P^{max} и P^{min} , и все выведенные раньше зависимости при $v_t = 2 \text{ км/сек}$ будут справедливы для любых v_t . Однако каждому значению турбулентной скорости будут соответствовать свои δ , P^{max} и P^{min} при од-

$-f_2(\Delta\gamma)$, X_0 от $100 - f_1(\Delta X_0)$ и a от $0,016 - f_3(\Delta a)$. Эти поправки соответственно находятся из графиков фиг. 9, 10, 11. Таким образом, рассчитав предварительно по известным H и $(g_i - g_k)$ величины δ , P^{\max} и P^{\min} , мы можем легко по формуле (24) определить величину магнитного усиления для любой линии.

§ 7. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО УСИЛЕНИЯ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР

Существует довольно большая группа звезд типа А, в спектрах которых наблюдаются аномально сильные линии некоторых элементов, в частности редких земель. Все эти звезды обладают магнитным полем напряженностью несколько тысяч гаусс. Поэтому некоторые авторы [5] связывают наблюдаемые аномалии в интенсивностях линий с существованием магнитного поля. Усиление интенсивностей линий может произойти по двум причинам: либо магнитное поле действительно увеличивает каким-либо образом концентрацию атомов некоторых элементов, либо мы имеем дело с простым магнитным усилением линии из-за эффекта Зеемана. Вопрос о том, какая из двух причин является определяющей, еще окончательно не решен. Поэтому мы с помощью изложенной выше теории найдем влияние магнитного усиления на определение относительного содержания различных элементов.

Е. М. Бербидж и Г. Р. Бербидж [17] детально исследовали звезду α^2 CVn и нашли для нее аномально большое содержание редких земель. При этом они предполагали, что магнитное усиление линии полностью отсутствует. Мы определим величину магнитного усиления для некоторых линий Fe II, Eu II, Nd II и La II, наблюдавшихся в спектре этой звезды, и найдем, какое влияние окажет это усиление на определение относительного содержания этих элементов.

Согласно Е. М. Бербидж и Г. Р. Бербидж [17], звезда α^2 CVn имеет $H = 1000$ гс и $v_l = 4$ км/сек, $\lg a = -3$. Поэтому величины δ и z будут в пять раз меньше величин δ и z , данных для этих линий в табл. 3. Это приведет к тому, что величины $\lg \frac{W'}{W}$ и $\lg \frac{W''}{W}$ будут меньше также в пять раз. Кроме того, величины $\lg X_0$, или что все равно, $\lg \eta_0$, в случае α^2 CVn значительно < 2 . Для линий Fe II в среднем $\lg \eta = 1$, для линии Eu II $\lambda 4205 \text{ \AA}$ $\lg \eta = 1,03$, для линии Nd II $\lambda 4205,6 \text{ \AA}$ $\lg \eta = 0,47$ и для линии La II $\lambda 4699,6 \text{ \AA}$ $\lg \eta = 1,40$. Однако, как видно из фиг. 5

Т а б л и ц а 3

Линия	$H = 1000$ гс			$H = 8000$ гс	
	$\lg \frac{W''}{W}$	$\Delta \lg \eta$	$\lg \frac{N_{\alpha^2 \text{CVn}}}{N_{\odot}}$	$\lg \frac{W''}{W}$	$\Delta \lg \eta$
Fe II средн.	0,045	0,135	0,46	0,36	1,08
Eu II $\lambda 4205,0$	0,020	0,060	2,58	0,46	0,48
Na II $\lambda 4205,6$	0,010	0,030	1,82	0,08	0,24
La II $\lambda 4699,6$	0,021	0,063	2,40	0,167	0,50

и 6, можно считать, что магнитное усиление для перечисленных линий будет таким же, как и для $\lg \eta = 2$. Согласно фиг. 11, магнитное усиление в случае $\alpha^2 \text{CVn}$ будет практически таким же, как и при $a = 0,016$. Мы не знаем конфигурацию поля, поэтому предположим, что $\gamma = 55^\circ$. Величины магнитного усиления для случая $\alpha^2 \text{CVn}$, рассчитанные по формуле (24), даны в табл. 3. На основании полученных величин $\lg \frac{W'}{W}$ мы нашли изменение величины $\lg \eta$, считая, что наклон кривой роста равен 1 : 3. В табл. 3 приведены также отношения содержания элементов в $\alpha^2 \text{CVn}$ к содержанию на Солнце, т. е. аномальность содержания. Мы видим, что влияние магнитного усиления пренебрежимо мало. Даже для максимально большого наблюдаемого поля $H = 8000 \text{ гс}$, величина магнитного усиления для редких земель не превышает множителя 3. Кроме того, мы видим, что магнитное усиление сильнее сказывается для Fe II, чем для редких земель. Поэтому можно заключить, что магнитным усилением можно пренебречь при анализе атмосфер методом кривых роста и считать, что обнаруженные аномалии содержания различных элементов в атмосферах пекулярных звезд типа А являются реальными. Магнитное усиление может привести к фиктивному увеличению турбулентной скорости на 30%. Однако последний эффект обнаружить трудно, так как наличие магнитного поля, с другой стороны, может привести к уменьшению турбулентных движений.

Следует заметить, что если мы стремимся найти относительное содержание элементов точнее, чем до множителя 2, используя, например, неоднородную модель атмосферы, то магнитное усиление необходимо учитывать.

§ 8. КРИВАЯ РОСТА ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Линии мультиплета Fe I $z^2F^\circ - e^2D$ наблюдаются в спектрах солнечных пятен. Рассчитанное магнитное усиление для этих линий было использовано для построения теоретической кривой роста.

Расчет теоретической кривой роста был произведен для модели пятна Р. Мишара [18]. Решение уравнений переноса производилось для величины $\eta = \frac{\sigma_{\pm}}{\kappa}$, меняющейся с оптической глубиной, методом М. Туберга — Д. Гарриса [19, 20], который дает для определения остаточной интенсивности выражение

$$r_{v\pm} = \frac{\bar{\lambda}_{\pm}^{1/2} H(\mu)}{\mu + \beta} \left\{ \mu + \frac{\beta}{\bar{\lambda}_{\pm}} + \frac{1}{2} \frac{1 - \bar{\lambda}_{\pm}}{\bar{\lambda}_{\pm}^{1/2}} \alpha_1 \right\} + \Delta r_{\pm}, \quad (25)$$

где $H(\mu)$ и α_1 — функции, зависящие от величины $\mu = \cos \vartheta$ и табулированные С. Чандрасекаром [21], и

$$\Delta r_{\pm} = \frac{2\delta_{1\pm}}{\sqrt{3}(\mu + \beta)(1 + \sqrt{\bar{\lambda}_{\pm}})}. \quad (26)$$

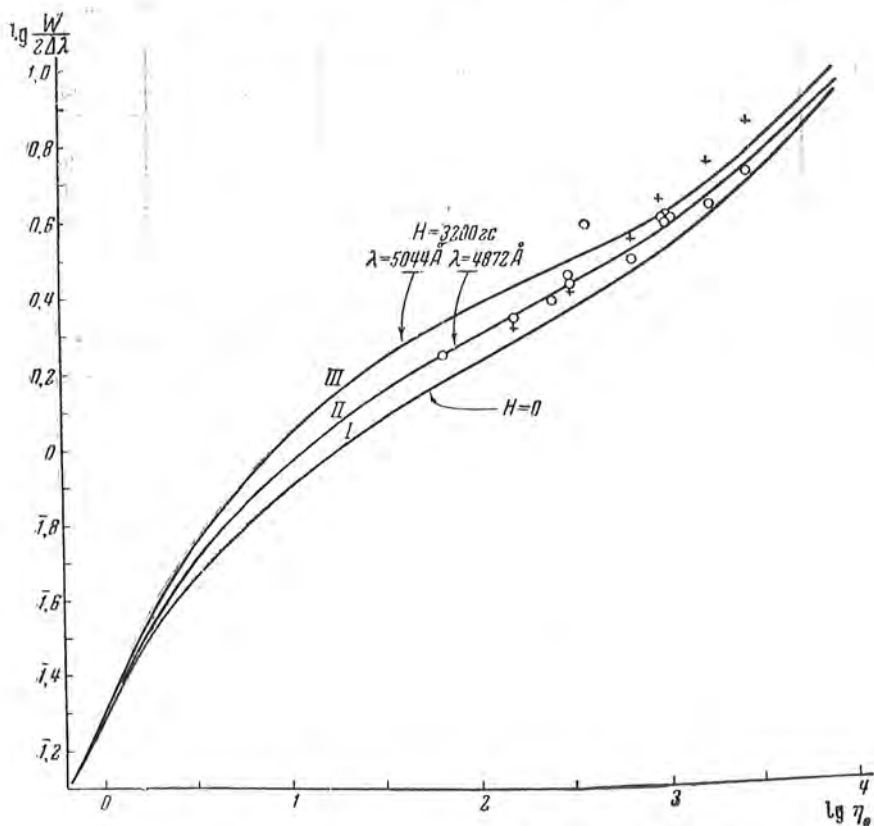
При этом величины $\bar{\lambda}_{\pm} = \lambda_{\pm} - \Delta\lambda_{\pm}$ выбираются так, чтобы

$$\int_0^{\infty} \Delta\lambda_{\pm} e^{-\frac{2\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm} + \mu\tau_{\pm}}} d\left(2 \frac{\sqrt{3}}{\bar{\lambda}_{\pm} + \mu\tau_{\pm}}\right) = 0. \quad (27)$$

Величина $\delta_{1\pm}$ определяется равенством

$$\delta_{1\pm} = \int_0^{\infty} \Delta\lambda_{\pm} e^{-\frac{\sqrt{z}}{\bar{\lambda}_{\pm} n \tau_{\pm}}} d\left(\frac{\sqrt{z}}{\bar{\lambda}_{\pm} n \tau_{\pm}}\right). \quad (28)$$

По формуле (25) для каждой линии мультиплета были рассчитаны остаточные интенсивности и по формуле (18) — эквивалентные ширины.



Фиг. 12. Кривая роста для солнечного пятна.

Кривая I в отсутствии поля, кривые II и III при $H = 3200$ гс и $\gamma = 25^\circ$; II — для линии Fe I $\lambda 4872\text{Å}$, III — для Fe I $\lambda 5044\text{Å}$. Кружочками обозначены теоретические эквивалентные ширины для линий мультиплета Fe I ($e^2F - e^2D$), крестиками — наблюдаемые эквивалентные ширины, согласно [1].

Затем к полученным величинам $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v}$ были прибавлены поправки за магнитное усиление, определенные по формуле (25). При определении этих поправок мы принимали следующие значения параметров: $v_i = 2$ км/сек, $a = 0,016$, $H = 3200$ гс, $\gamma = 25^\circ$ (см. ниже).

На фиг. 12 представлена кривая роста при отсутствии магнитного поля (кривая I) и кружками нанесены теоретические эквивалентные ширины линий поглощения, усиленных магнитным полем. Как мы видим, все точки лежат выше кривой роста для $H = 0$ и дисперсия в величине $\lg \frac{W}{2\Delta\lambda_D}$

составляет 0,18 при $\eta_0 = 100$ и, приблизительно, 0,08 при $\eta'_0 = 1000$. На этой же фигуре крестиками нанесены наблюдаемые эквивалентные ширины согласно [1].

Эти наблюдаемые величины представляют средние эквивалентные ширины по спектрам шести солнечных пятен, имевших средние $H = 3200$ гс и находившихся на расстоянии от центра диска в среднем на $\rho = \sin \theta = 0,4$ (табл. 4).

Таблица 4

λ , Å	$W_{\text{набл.}}$ мÅ	$W_{\text{теор.}}$ мÅ	λ , Å	$W_{\text{набл.}}$ мÅ	$W_{\text{теор.}}$ мÅ
4903	201	213	5006	280	248
4895	164	170	4891	436	340
4890	341	304	4920	552	403

Теоретические и наблюдаемые значения эквивалентных ширины мало различаются для четырех линий. Наибольшее различие составляет 0,14. Кривые роста *II* и *III* вычислены отдельно для линий Fe I $\lambda 5044$ Å и $\lambda 4872$ Å

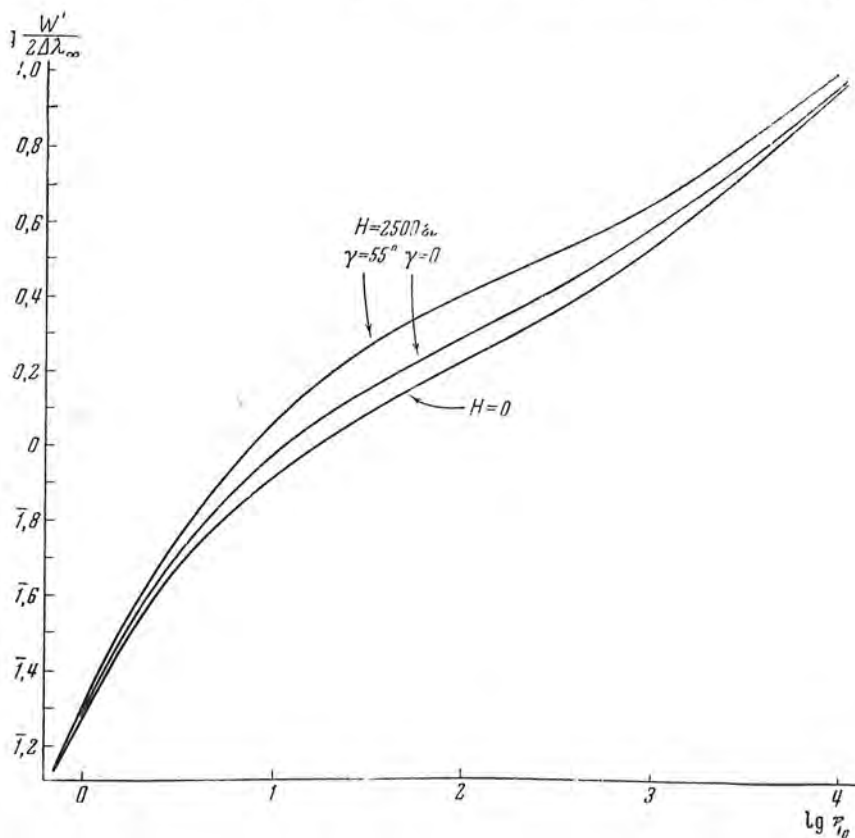


Рис. 13. Кривые роста для линии Fe I $\lambda 4872$ Å в отсутствии поля и при $H = 2500$ гс ($\gamma = 0^\circ$ и 55°).

(с переходами $z^2F_4^0 - e^2D_5$ и $z^2F_1^0 - e^2D_1$) при $H = 3200$ гс и $\gamma = 25^\circ$. Кривая роста мультиплета ближе следует кривой II. Это означает, что кривая роста для рассматриваемого мультиплета в среднем соответствует линии поглощения с переходом $z^2F_4^0 - e^2D_5$, рассчитанной с учетом магнитного усиления для всего интервала изменения величины $\lg \eta$.

Из приведенного примера видно, что магнитное усиление, кроме подъема, увеличивает разброс точек на кривой роста. Это связано с тем, что различные линии имеют разную величину магнитного усиления. Магнитное усиление, как мы видели выше, определяется разностью факторов Ланде для верхнего и нижнего уровней, характером изменения величины полного механического момента j , а также параметрами поглощающей среды.

На фиг. 13 даны кривые роста, вычисленные для линии Fe I λ 4872 Å при значениях напряженности магнитного поля H , равных нулю и 2500 гс и для значений $\gamma = 0^\circ$ и 55° .

Фиг. 13 показывает, что для выявления значения магнитного усиления в солнечных пятнах необходимо построить кривые роста отдельно для объектов, находящихся вблизи центра диска Солнца ($\gamma < 20^\circ$), где величина магнитного усиления будет наименьшей, и для объектов, находящихся вблизи его края ($\gamma > 50^\circ$). Для определения физических условий в солнечных пятнах необходимо освободить кривую роста от влияния магнитного поля. Для этого нужно в наблюдаемые эквивалентные ширины ввести поправки за магнитное усиление. Эти поправки можно рассчитать по формуле (25) отдельно для каждой линии.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Т. С. Галкиной за помощь при вычислениях.

Декабрь, 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. ten Bruggencate und H. von Klüber. Zs. f. Aph., 18, № 4/5, 284, 1939.
2. W. W. Morgan. Publ. Yerkes obs., 7, № 3, 118, 1935.
3. H. W. Babcock. Ap. J., 105, 105, 1947.
4. С. С. Журавлев. Уч. зап. ЛГУ, серия матем., 17, 190, 198, 1957.
5. H. W. Babcock. Ap. J., 110, № 2, 126, 1949.
6. J. W. Warwick. Zs. f. Aph., 35, № 4, 245, 1955.
7. А. И. Корнилов. Астр. журн., 37, 1960.
8. Ch. E. Moore. Atomic energy levels, 2, 1952.
9. А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры. ИЛ, 1956, т. I.
10. В. Е. Степанов. Наст. том, стр. 293.
11. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астр. физ. обс., 19, 20, 1958.
12. Э. Р. Мустель. Физика звездных атмосфер. Изд. науч. литературы. 1960.
13. M. W. W. Grubel. Ap. J., 109, 66, 1949.
14. M. W. W. Grubel. Ap. J., 111, 157, 1950.
15. K. Hunger. Zs. f. Aph., 36, № 1, 42, 1955.
16. W. Unno. Publ. astr. soc. of Japan., 8, № 3—4, 108, 1956.
17. E. M. Burbidge and G. R. Burbidge. Ap. J., 121, № 3, 774, 1955.
18. R. Michard. Ann d'Aph., 16, 217, 1953.
19. M. Tuberg. Ap. J., 103, 145, 1946.
20. D. Harris. Ap. J., 109, 53, 1949.
21. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД КЛАССА А

ЧАСТЬ II

Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин

Настоящая работа является продолжением предыдущего исследования авторов [1]. Она посвящена изучению бальмеровских линий поглощения в спектрах пекулярных звезд класса А. Список пекулярных звезд дан в табл. 1, список нормальных звезд сравнения — в табл. 2. Контуры линий в спектрах пекулярных звезд представлены на фиг. 1, стандартных звезд — на фиг. 2. Для увеличения точности каждый контур на фиг. 1 и на фиг. 2 построен по нескольким спектрограммам (число их указано в табл. 1 и 2).

Результаты сравнения контуров пекулярных и стандартных звезд даны на фиг. 6—11, см. также фиг. 7—10 предыдущей работы [1]. Все эти графики показывают, что в большинстве случаев контуры бальмеровской серии в спектрах пекулярных звезд могут быть хорошо согласованы с соответствующими контурами спектров нормальных звезд близкого спектрального класса. Таким образом, во всех этих случаях строение атмосфер пекулярных звезд не может, по-видимому, заметно отличаться от строения атмосфер нормальных звезд близкого класса.

Для дополнительного подтверждения этого вывода для ряда звезд, изученных в настоящей работе и работе [1], были определены: а) электронное давление $n_e(n_m)$ по формуле (1), см. фиг. 3; б) величина $N_{02}H$ по формуле (2), см. фиг. 4; в) величина $n_e(H_\gamma)$ по формуле (3), приняв уже найденное $N_{02}H$, см. фиг. 5. Все эти параметры представлены в табл. 3 и 4.

Фиг. 12 и 13 (темные кружки — пекулярные звезды, светлые кружки — нормальные звезды) иллюстрируют соответственно связь между $\lg n_e(n_m)$ и $\lg n_e(H_\gamma)$ и между $\lg N_{02}H$ и $\lg n_e(H_\gamma)$. Рассмотрение этих рисунков также подтверждает, что, по-видимому, строение атмосфер большинства пекулярных звезд мало отличается от строения атмосфер нормальных звезд близкого класса.

Отмечено, что все же в некоторых случаях (например, α^2 Psc) контуры бальмеровских линий пекулярных звезд заметно отличаются от соответствующих контуров спектров стандартных звезд.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF HYDROGEN LINES IN THE SPECTRA OF PECULIAR A STARS. PART II. by E. R. Mustel and L. S. Gal'kin:— This paper is a continuation of the previous investigation [1]. It deals with the study of Balmer absorption lines in the spectra of peculiar A stars. The peculiar stars are listed in table 1, the normal comparison stars in table 2. The line profiles in peculiar star spectra are given in fig. 1, those of the standard stars in fig. 2. So as to increase the precision, each profile in figs 1 and 2 has been obtained using several spectrograms (the number is indicated in tables 1 and 2).

The results of the comparison of profiles for peculiar and standard stars are represented in figs 6—11 (see also figs 7—10 of the previous paper [1]). All these graphs show that in the majority of cases the profiles of the Balmer series of peculiar star spectra can be brought into good agreement with the corresponding profiles of the spectra of normal stars of close spectral class. Thus in all these cases the structure of peculiar star atmospheres cannot, apparently, noticeably differ from that of normal stars of close spectral class.

So as to have an additional confirmation of this conclusion the following were determined for several stars of this and the previous paper [1]: a) the electron concentration $n_e(n_m)$ according to formula (1), see explanatory drawing in fig. 3, b) $N_{02}H$ according to formula (2), see explanatory drawing in fig. 4, c) $n_e(H_\gamma)$ from formula (3), adopting the already obtained $N_{02}H$, see explanatory drawing in fig. 5. All these parameters are given in tables 3 and 4.

Fig. 12 and 13 (the peculiar stars are represented by dark circles, normal stars — open circles) illustrate the corresponding relationship between $\lg n_e(n_m)$ and $\lg n_e(H_\gamma)$, and between $\lg N_{02}H$ and $\lg n_e(H_\gamma)$. They also confirm that, apparently, the structure of the atmospheres of the majority of peculiar stars differs little from that of normal stars of close spectral class.

It is noted that nevertheless in some cases (e. g. α^2 Psc) the Balmer line profiles of peculiar stars noticeably differ from the corresponding profiles of normal star spectra.

В первой работе [1] были изучены контуры водородных линий в спектрах пекулярных звезд класса А с усиленными линиями марганца, кремния, магния. Одновременно были получены контуры линий водорода в спектрах звезд сравнения.

В настоящей работе изучено дополнительно около двух десятков пекулярных и стандартных звезд и проведено общее обсуждение всего материала. Основной целью работы было выяснить, отличается ли строение атмосфер звезд, характеризующихся пекулярностями, от строения атмосфер стандартных звезд того же класса. Поэтому главным являлось сравнение контуров водородных линий пекулярных и стандартных звезд сходного спектрального класса и светимости. Действительно, внешние части крыльев водородных линий возникают на относительно больших глубинах, в то время как ядра этих линий создаются уже самыми поверхностными слоями атмосферы. Поэтому, сравнивая контур одной и той же водородной линии в спектрах двух звезд одного и того же спектрального класса и светимости или спектры двух таких звезд, где эквивалентная ширина данной линии одинакова, мы можем судить о возможных различиях в строении атмосфер рассматриваемых звезд.

Наблюдательный материал в первой части работы был существенно дополнен спектрограммами, полученными с кварцевым спектрографом 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории [2].

В настоящей работе изучены контуры водородных линий в спектрах семи пекулярных звезд класса А с усиленными линиями хрома, европия, стронция (табл. 1), одновременно получены контуры линий водорода в спектрах одиннадцати звезд сравнения классов А0 — А7 (табл. 2).

В первом столбце табл. 1 и 2 дан порядковый номер звезды, во втором, третьем, четвертом и пятом — соответственно название звезды, номер HD, спектральный класс по HD и МК, в шестом — тип пекулярности (отсутствует в табл. 2). В последующих столбцах даны визуальная величина.

Таблица 1

№ п/п	Звезда	HD	Спектр		Вид исключительности	m_p	Тригонометрический параллакс		$v \sin i$	n	W_λ					
			HD	МК			π	M_p			H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	H_η
1	γ^2 Ari	11 503	A0p	A0p	Cr, Eu, Si	4,7	$0^{\circ}021 \pm 5$	$+1,4 \pm 0,5$	60	23	10,40	11,42	10,96	12,07	10,98	0,18
2	α^2 CVn	112 413	A0p	A0p	Si, Cr, Eu	3,0	,023 6	-0,2 0,6	31	41	9,63	8,49	10,20	10,15	8,78	0,14
3	β CrB	137 909	F0p	A7V	Eu, Cr, Sr	3,7	,031 6	+1,2 0,4	28	52	9,68	8,15	8,67	12,65	9,67	5,00
4	ω Her	148 112	A0p	A1p	Cr, Eu	4,6	,033 6	+2,1 0,4	44	31	8,77	8,30	10,37	11,32	9,56	0,23
5	45 Her	151 525	A0p	—	Cr, Eu	5,3	,009 5	+0,1 1,4	41	23	11,41	12,10	11,71	13,23	12,97	0,28
6	α^2 Psc	12 446	A2p	A2p	Cr, Si, Sr	4,3	,000 11	—	89	26	6,03	4,51	6,98	6,85	8,25	0,29
7	ϵ UMa	112 185	A0p	A0p	Cr, Eu	4,8	,008 10	—	35	42	12,10	10,40	13,23	12,83	10,98	0,32

Таблица 2

№ п/п	Звезда	HD	Спектр		m_p	Тригонометрический параллакс		$v \sin i$	n	W_λ					
			HD	МК		π	M_p			H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	H_η
1	ρ Aql	192 425	A0	A2 V	5,0	$0^{\circ}020 \pm 7$	$+1,5 \pm 0,8$	152	24	16,40	18,40	21,07	20,35	14,30	2,07
2	ζ Aql	177 724	A0	B9,5 V	3,0	,036 7	+0,8 0,4	335	31	14,18	15,62	15,78	14,92	12,68	0,31
3	ν Cep	207 260	A2p	A2 Ia	4,5	,009 6	-0,7 1,8	30	30	2,94	3,32	3,10	3,87	2,78	1,32
4	α CrB	139 006	A0	A0 V	2,3	,043 6	+0,5 0,3	132	30	10,55	12,85	11,88	10,50	8,61	0,46
5	γ Boo	127 762	F0	A7 III	3,0	,016 5	-1,0 0,6	135	36	9,12	9,59	8,73	12,27	10,98	4,70
6	α Cyg	197 345	A2p	A2 Ia	1,3	,013 4	—	48	37	2,58	2,50	2,48	2,93	2,28	1,03
7	40 Cyg	195 050	A0	—	5,4	,033 6	+2,6 0,4	95	9	14,60	14,92	15,10	16,70	13,42	2,19
8	γ Gem	47 105	A0	A0 IV	1,9	,031 6	-0,6 0,4	27	18	11,08	9,52	12,22	13,30	—	1,50
9	γ UMa	103 287	A0	A0 V	2,5	,020 6	-1,0 0,7	169	24	11,60	9,77	11,20	13,03	10,10	0,72
10	δ UMa	106 591	A2	A3 V	3,4	,052 5	+2,0 0,2	179	17	15,80	17,60	17,22	—	11,70	1,75
11	43 Vul	188 260	A0	A0 III	4,5	,005 6	—	51	11	8,53	10,22	11,27	11,68	10,20	0,57

звезды, тригонометрический параллакс из каталога Дженкинс [3], абсолютная величина звезды M_v , полученная по тригонометрическому параллаксу, скорость вращения из сводного каталога [4], далее, число обработанных контуров по данной звезде, и, наконец, приведены эквивалентные ширины W_λ линий H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , H_ζ и К. (Ca II). Эти эквивалентные ширины были определены по спектрограммам, полученным с камерой № 2 стеклянного спектрографа, дисперсия 36 Å/мм у H_γ [2].

Спектры фотографировались на пластинках Кодак 0-аО и Кодак 103-аО, для проявления использовался проявитель А-90. Фотометрическая обработка спектров велась на регистрирующем микрофотометре типа Молля.

Контуров водородных линий пекулярных и стандартных звезд представлены на фиг. 1 и 2 соответственно. При каждом контуре дано число использованных спектров.

В качестве дополнительных параметров, которые также могут служить материалом для сравнения атмосфер пекулярных звезд и звезд сравнения, нами были определены электронная концентрация n_e и число атомов нейтрального водорода $N_{02}H$ над 1 см² звездной «фотосферы». Эти параметры были определены с помощью спектров, полученных на кварцевом спектрографе.

Один из методов определения n_e основан на оценке номера n_m последней, еще разрешимой бальмеровской линии в спектре звезды

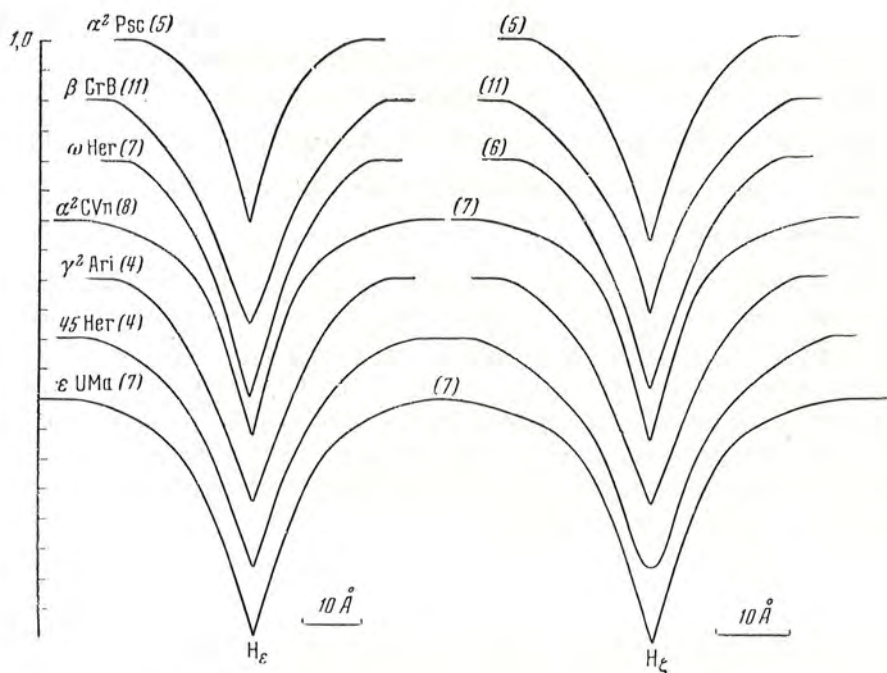
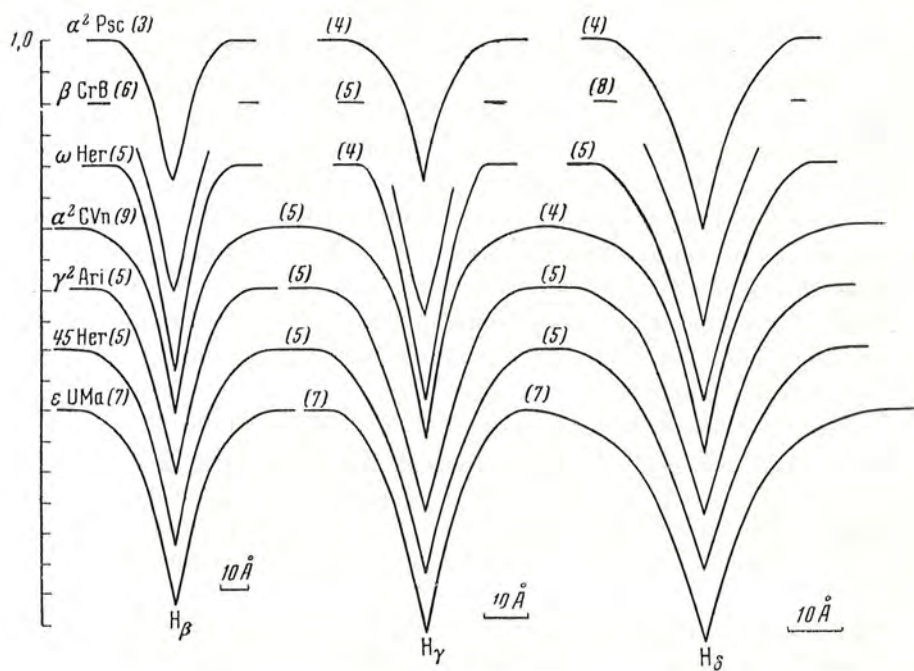
$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m. \quad (1)$$

Измерение центральных интенсивностей r_{v_0} бальмеровских линий в спектре звезды дает возможность определить квантовое число последней линии — n_m [5]. На фиг. 3 приведены примеры определения n_m для α CrB, ϕ Her, α Peg. По оси ординат отложены значения $\lg \frac{1}{r_{v_0}}$, по оси абсцисс — квантовые числа верхнего уровня бальмеровских линий. Экстраполяция прямых до $\lg \frac{1}{r_{v_0}} = 0$ дает искомое n_m .

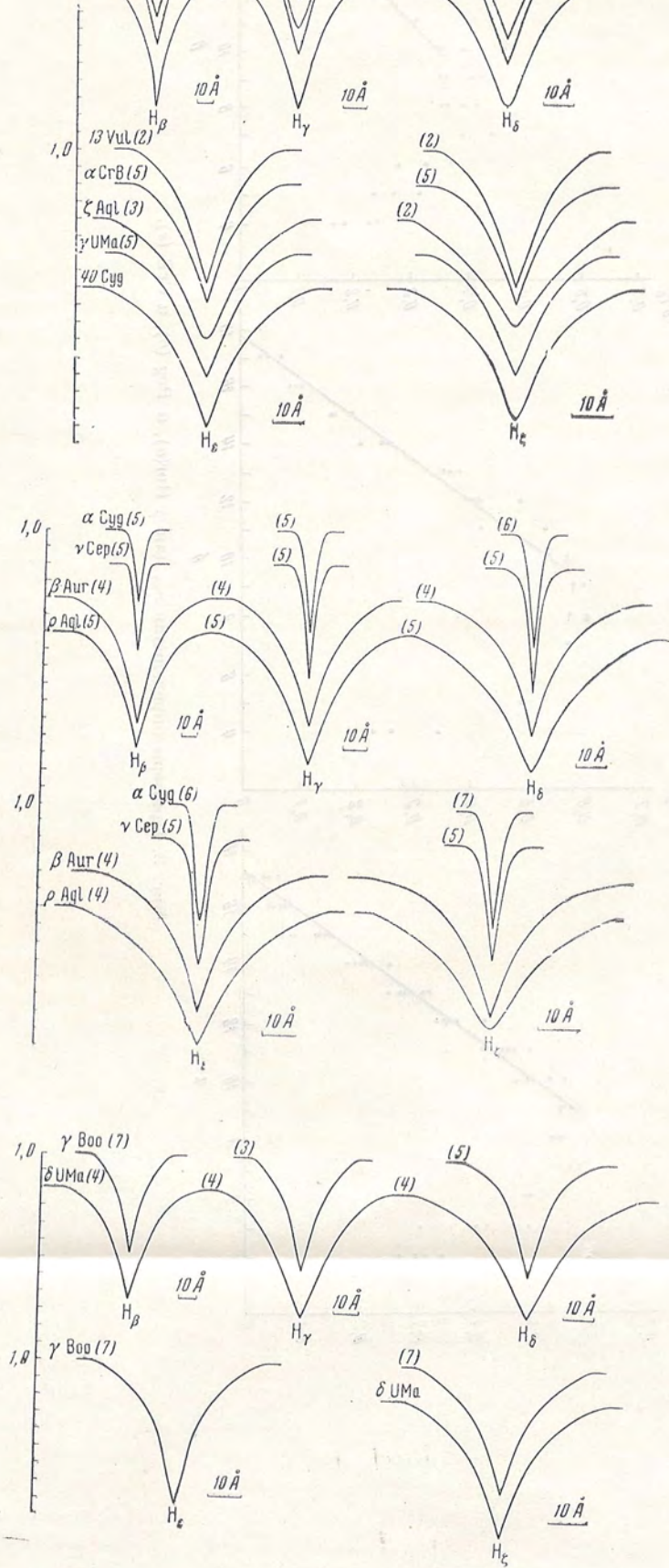
Полученные таким путем значения n_m могут быть занижены из-за вращения звезды. Эффект вращения был учтен при помощи графика И. М. Копылова, построенного по большому числу звезд и предоставленного нам любезно автором. В табл. 3 и 4 приведены значения n_m , освобожденные от эффекта вращения. Следует отметить, что для изученных нами пекулярных и большинства стандартных звезд этот эффект ввиду небольшой скорости вращения незначителен. Величина $N_{02}H$ определялась по известной формуле [6], стр. 313

$$N_{02}H = \frac{mc^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} \cdot W_\lambda, \quad (2)$$

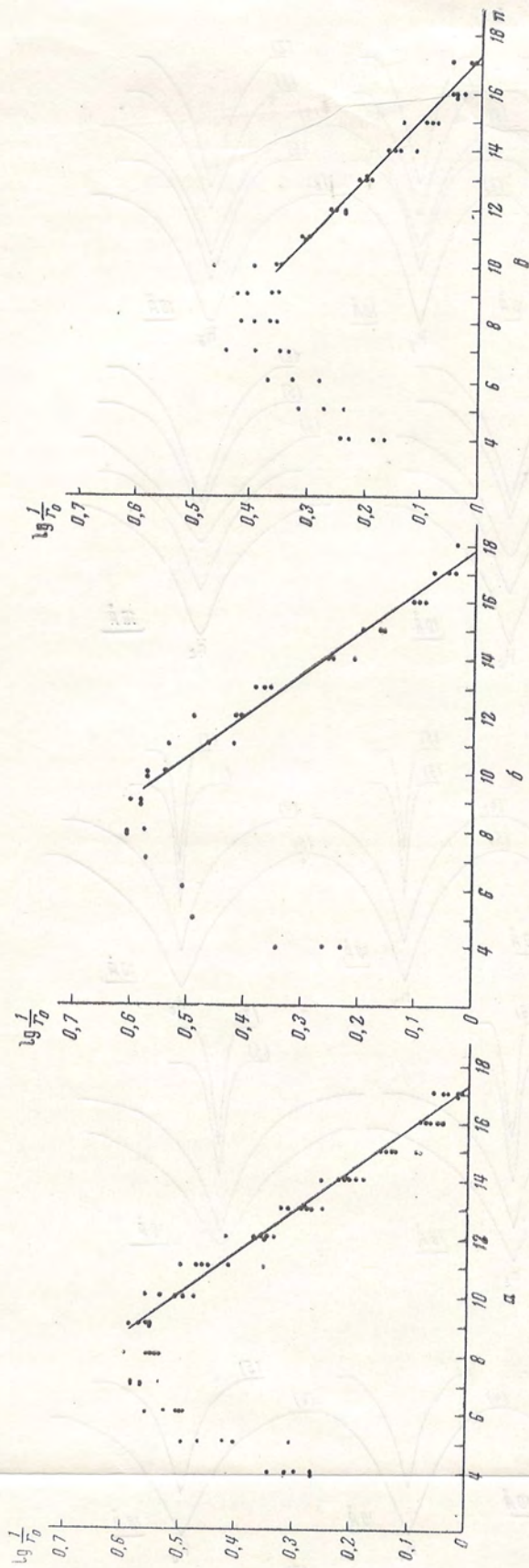
где f — сила осциллятора, остальные значения общеприняты. Эта формула справедлива лишь для оптически тонкого слоя. По мере увеличения номера линии мы приближаемся вследствие уменьшения величины f к условиям оптически тонкого слоя и величина $N_{02}H$ стремится к определенному пределу — истинному значению $N_{02}H$. Только тогда, когда



Фиг. 1. Контуры водородных линий в спектрах пекулярных звезд.

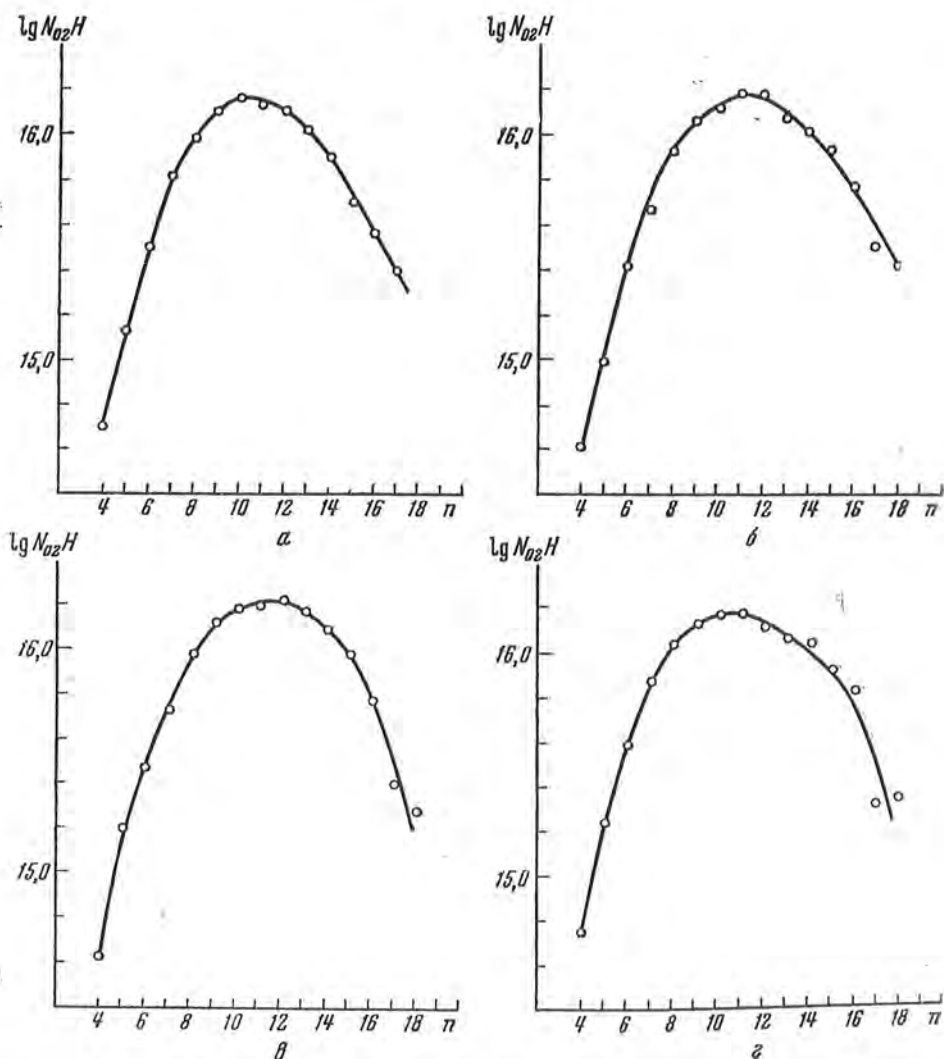


Фиг. 2. Контуры водородных линий в спектрах стандартных звезд.



Фиг. 3. Примеры определения n_m для φ Нег(а), а Рег(б), а СтВ(в).

вследствие эффекта Штарка расширение делается настолько большим, что крылья соседних линий перекрываются и ослабляют интенсивность непрерывного спектра между линиями, значения $N_{02}H$ снова начинают уменьшаться. Так как обычно с возрастанием номера линии эффект перекрытия крыльев начинает преобладать еще до того, как выполняется



Фиг. 4. Примеры определения $\lg N_{02}H$ для α Psc (а), ω Her (б), α Peg (в), α Lyr (г).

условие тонкого слоя, то в таких случаях мы можем получить только нижнюю границу значения $N_{02}H$.

На фиг. 4 приведены примеры определения $\lg N_{02}H$ для нескольких звезд. Значения $N_{02}H$ помещены в табл. 3 и 4.

Величину n_e можно определить также и по эквивалентным ширинам водородных линий, зная $N_{02}H$ и R_c — предельную максимальную

глубину линии серии. Для этого используется следующая формула [7]:

$$W_{\lambda}^{\frac{5}{2}} = k \cdot N_{02} H \cdot n_e \cdot \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где k — некоторая постоянная, зависящая от номера линии серии. Определив по этой формуле величину $N_{02} H \cdot n_e$ и используя уже найденное значение $N_{02} H$, мы получаем n_e . При этом из-за изменения с длиной волны общей непрозрачности атмосферы величины n_e получаются по разным линиям серии различными. Это иллюстрирует фиг. 5. Для дальнейших сопоставлений мы используем n_e , определенное по линиям H_{γ} , и обозначаем его через $n_e(H_{\gamma})$. Логарифм этой величины дан также в табл. 3 и 4.

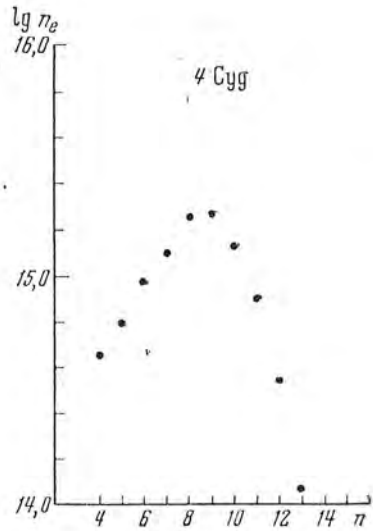
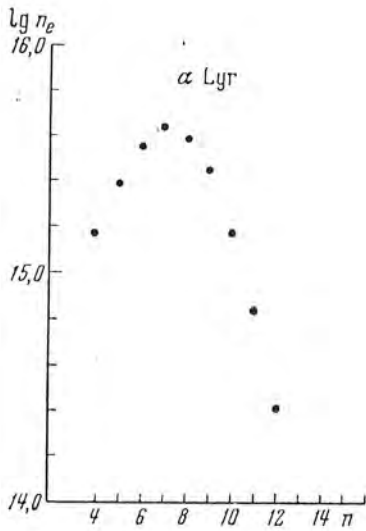
Таблица 3

Звезда	HD	n_m	$\lg n_e$	$\lg N_{02}H$	$\lg n_e(H_{\gamma})$	R_c
α And	358	16,4	14,14	—	—	0,41
γ^2 Ari	11 503	17,1	14,01	16,18	15,30	0,76
ι Cas	15 089	16,2	14,19	16,16	15,40	0,76
β CrB	137 909	18,4	13,77	—	—	0,68
σ Cyg	202 850	19,1	13,65	15,82	—	0,38
δ Cyg	183 056	17,3	13,97	16,16	14,31	0,67
α Dra	123 299	17,0	14,03	16,31	14,86	0,80
φ Dra	170 000	17,0	14,03	—	—	0,66
φ Her	145 389	17,3	13,97	16,20	14,58	0,73
ω Her	148 112	18,5	13,76	16,18	14,39	0,66
δ^5 Her	151 525	18,7	13,71	16,22	14,54	0,75
γ Lyr	176 437	19,1	13,64	16,20	14,47	0,74
α^2 Psc	12 446	17,2	13,99	16,17	14,82	0,77
ε UMa	112 185	15,1	14,41	—	—	0,78
81 UMa	118 214	16,8	14,07	16,28	15,18	0,77

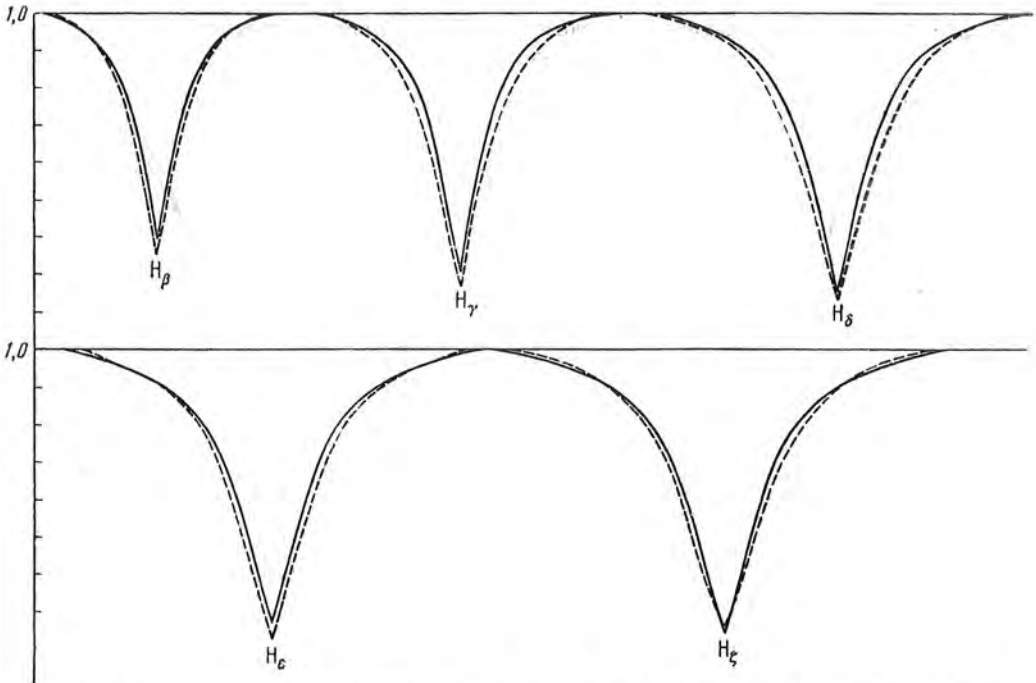
Таблица 4

Звезда	HD	n_m	$\lg n_e$	$\lg N_{02}H$	$\lg n_e(H_{\gamma})$	R_c
λ Aql	177 756	17,1	14,01	16,20	—	0,68
ζ Aql	177 724	16,6	14,11	16,18	—	0,72
θ Aql	191 692	17,7	13,90	16,22	14,73	0,71
ν Cep	207 260	20,6	13,40	—	—	0,65
α CrB	139 006	17,5	13,94	16,12	14,35	0,60
γ^1 Ari	11 502	17,7	13,90	16,20	15,14	0,77
α Cyg	197 345	19,7	13,54	—	—	0,55
δ Cyg	186 882	18,1	13,83	16,02	—	0,53
\circ Her	166 014	17,4	13,96	16,37	—	0,78
α Lyr	172 167	18,2	13,81	16,17	15,06	0,75
α Peg	218 045	18,2	13,81	16,22	14,92	0,75
δ UMa	106 591	14,6	14,53	—	—	0,77
13 Vul	182 260	17,7	13,90	16,26	—	0,75

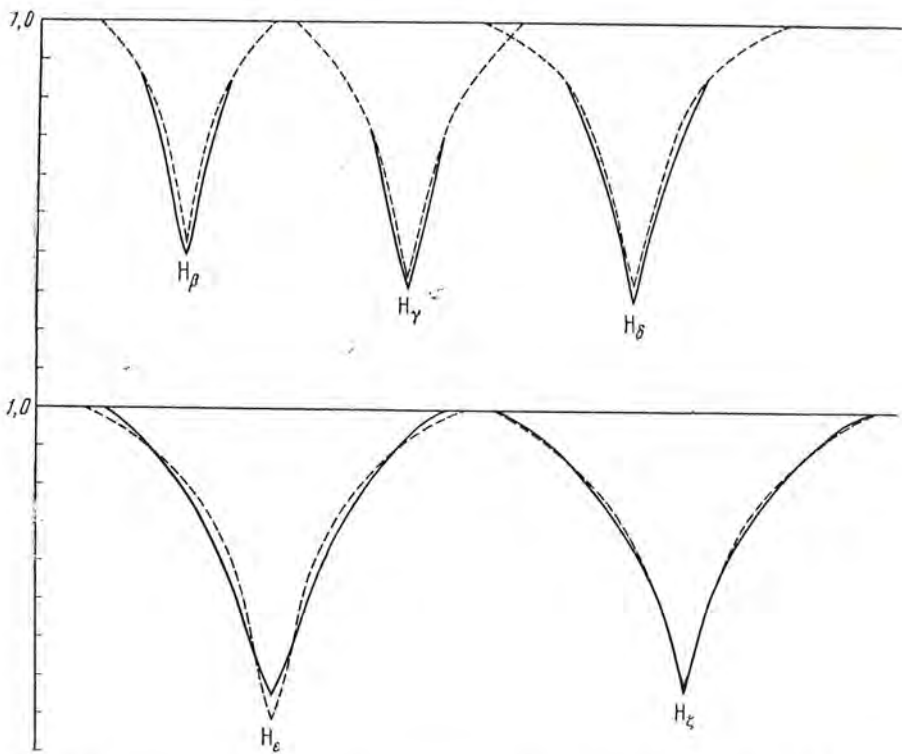
Перейдем теперь к сравнению контуров водородных линий в спектрах пекулярных и стандартных звезд. Это сравнение дано на фиг. 6—11.



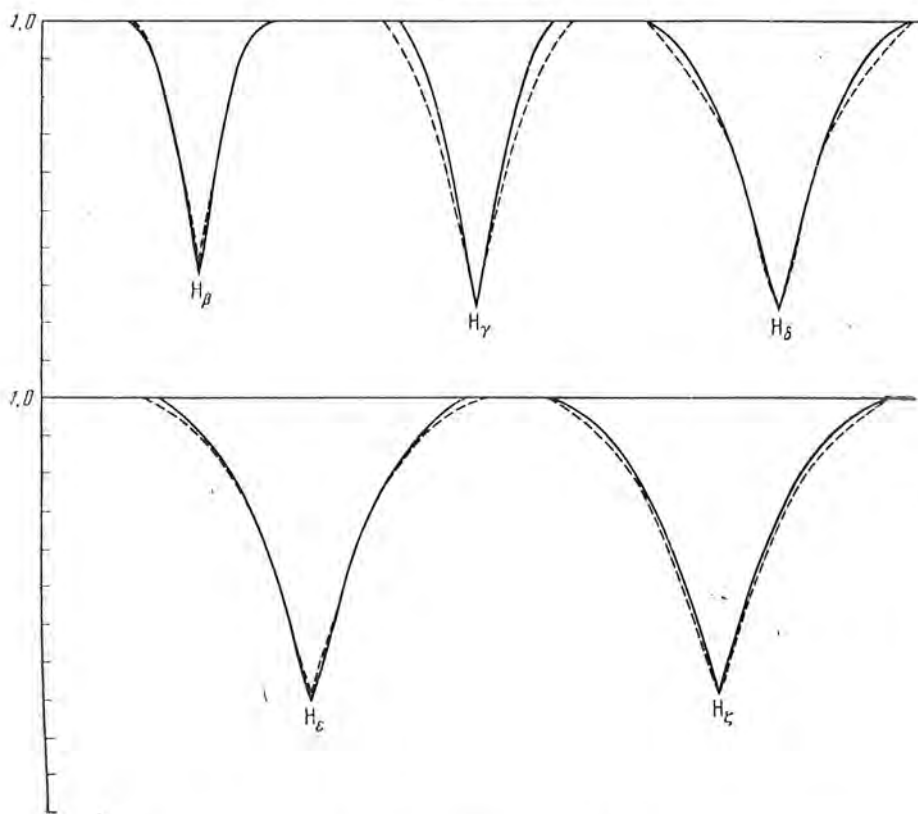
Фиг. 5. Ход $\lg n_e$ ($H\gamma$) с номером балмеровской линии.



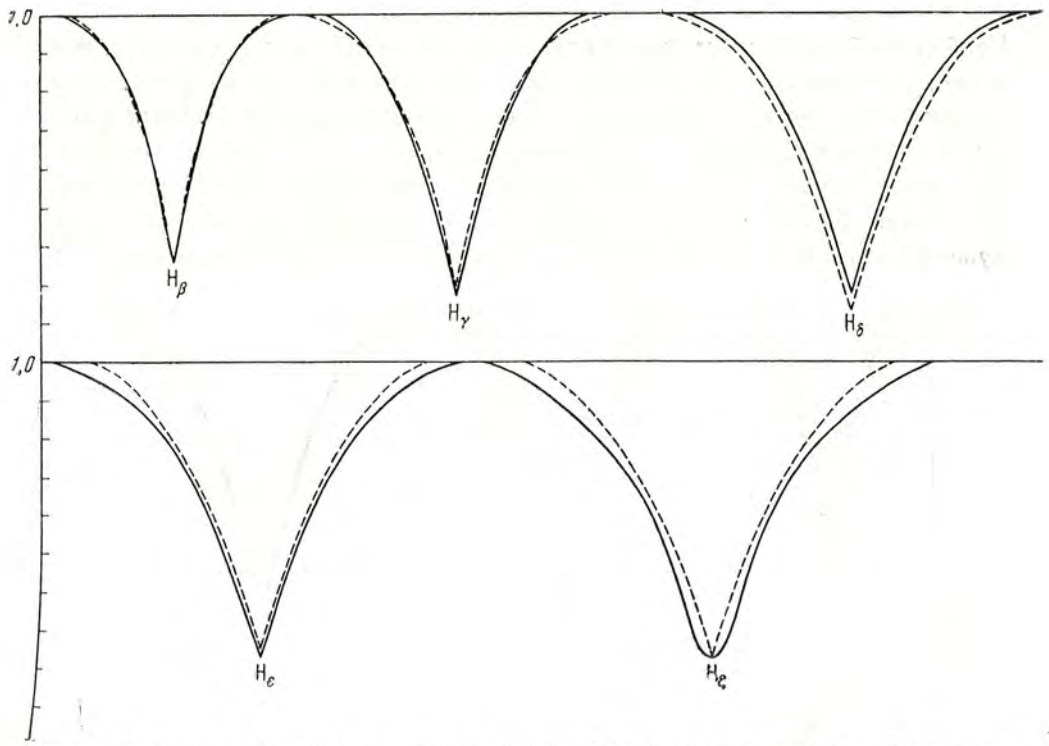
Фиг. 6. Сравнение контуров водородных линий α^2 CVn (сплошная линия) и θ Aql (штриховая).



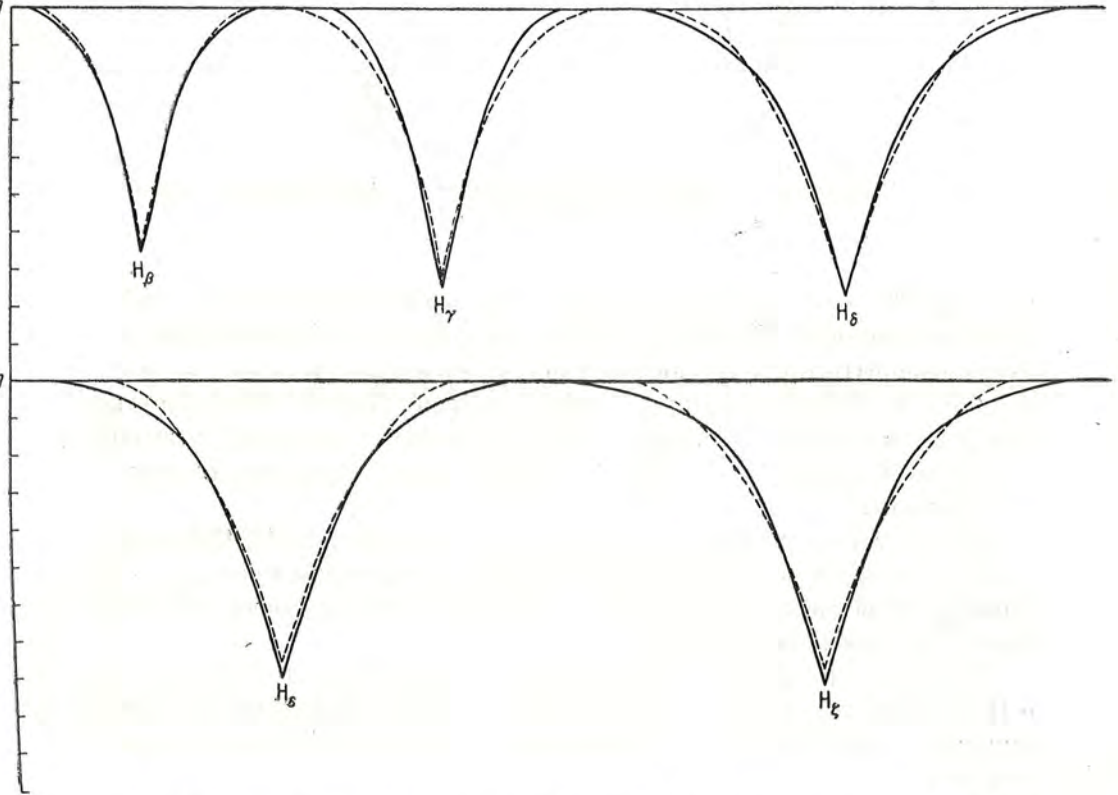
Фиг. 7. Сравнение контуров водородных линий β SgB (сплошная линия) и γ Boo (штриховая).



Фиг. 8. Сравнение контуров водородных линий ω Her (сплошная линия) с 13 Vul (штриховая).

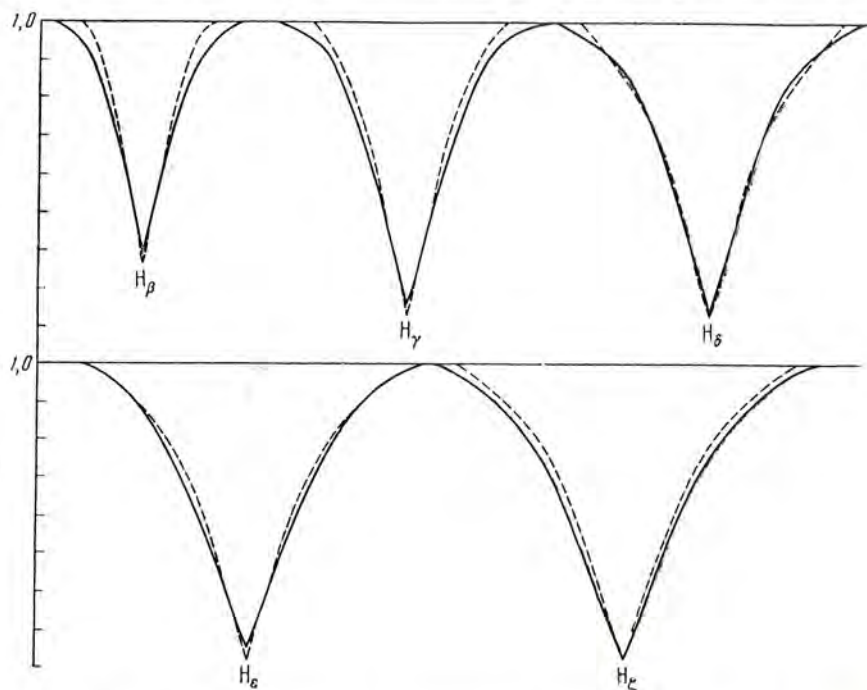


Фиг. 9. Сравнение контуров водородных линий 45 Her (сплошная линия) и α Lyr (штриховая).



Фиг. 10. Сравнение контуров водородных линий ϵ UMa (сплошная линия) и α Lyr (штриховая).

Наиболее обоснованным сравнение контуров линий бальмеровской серии в спектрах пекулярных и стандартных звезд является в том случае, если сравниваемые звезды обладают в точности одинаковым спектральным классом и одинаковой светимостью. Однако на практике это условие осуществить очень трудно, так как спектральный класс пекулярных А-звезд определяется (из-за различных аномалий) с заметной неточностью. Еще хуже обстоит дело со светимостью, определение которой не только для



Фиг. 11. Сравнение контуров водородных линий $\gamma^2 \text{Arg}$ (сплошная линия) и 13 Vul (штриховая).

пекулярных, но и для стандартных звезд связано очень часто с заметными трудностями. Поэтому, как уже указывалось в начале статьи, следует сравнивать такие звезды (конечно, по возможности одного и того же класса), в спектрах которых эквивалентная ширина бальмеровских линий примерно (или в точности) одинакова. Это, в частности, позволяет в некоторых случаях оценивать и спектроскопическую абсолютную величину звезды.

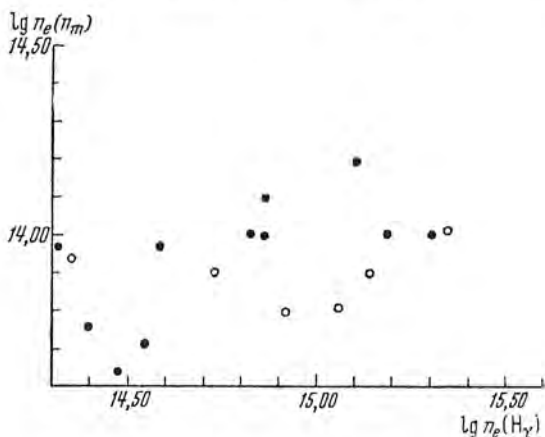
Именно такого рода сравнение и выполнено на фиг. 6—11. Оно является дополнением к тому сравнению контуров, которое уже проведено нами в предыдущей работе [1]. В связи с фиг. 6—11 сделаем некоторые замечания по отдельным звездам.

1. $\beta \text{ CrV}$. Сравнение с $\gamma \text{ Boo}$ (фиг. 7) показывает, что контуры H_ϵ и H_ζ у обеих звезд хорошо согласуются, но имеются заметные расхождения для линий H_β , H_γ , H_δ . Эти линии в спектре $\beta \text{ CrV}$ почти лишены крыльев.

2. ω Her. Как и в первом случае (β CrB), соответствие со стандартной звездой (13 Vul) (фиг. 8) для линий H_ϵ , H_ζ значительно лучше, чем для H_β , H_γ .

3. ϵ UMa. Согласие с α Lyr (фиг. 10) хорошее, за исключением самых крайних концов крыльев, где, впрочем, вполне возможны фотометрические ошибки.

4. α^2 Psc. Для этой пекулярной звезды нам не удалось подобрать ни одной звезды сравнения. Линии в ее спектре мельче, чем в спектрах



Фиг. 12. Соотношение между $\lg n_e(n_m)$ и $\lg n_e(H_\gamma)$.

звезд сравнения сходного спектрального класса. Возможно, это происходит из-за наложения на спектр самой пекулярной звезды излучения ее спутника.

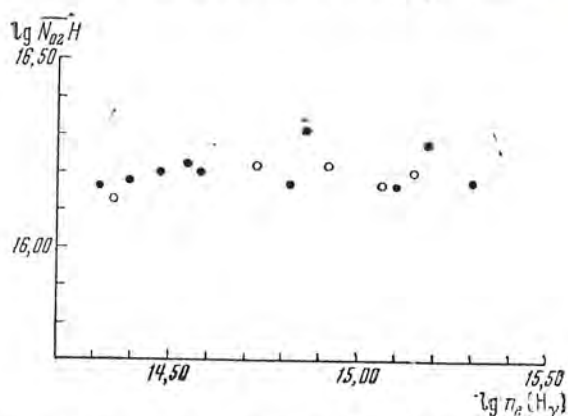
Просмотр фиг. 6—11 настоящей статьи, так же как и фиг. 7—10 нашей предыдущей статьи [1], показывает, что контурам бальмеровской серии в спектре почти каждой пекулярной звезды класса А можно привести в соответствие контуры линий той же серии в спектре одной стандартной звезды (а часто и нескольких) близкого спектрального класса. При этом очень часто такое соответствие является достаточно хорошим. Все это как будто говорит о том, что строение атмосфер пекулярных А-звезд не может заметно отличаться от строения атмосфер обычных звезд того же спектрального класса.

Этот вывод подтверждается и анализом данных табл. 3 и 4. Такой анализ представлен графически на фиг. 12 и 13. На фиг. 12 по оси абсцисс отложены величины $\lg n_e(H_\gamma)$, по оси ординат $\lg n_e(n_m)$. Темными кружками отмечены пекулярные звезды, светлыми — стандартные. Построение такого графика имеет следующую цель. Как известно, величины n_e , находящиеся по последнему номеру серии, т. е. величины $n_e(n_m)$, относятся к более внешним слоям атмосферы звезды; вместе с тем величины $n_e(H_\gamma)$ определяются в основном крыльями линии H_γ^* , т. е. относительно глубокими слоями звездной атмосферы. Следовательно, взаимоотношения между величинами $n_e(n_m)$ и $n_e(H_\gamma)$ характеризуют в какой-то мере взаи-

* Ясно, что сказанное верно для любой линии серии Бальмера

моотношение между более глубокими и более поверхностными слоями атмосферы звезды, т. е. тем самым характеризуют и строение атмосферы звезды.

Из фиг. 12 видно, что относительное распределение светлых и темных кружков на этом рисунке (по отношению к осям координат) не характеризуется, по-видимому, какой-либо закономерностью.



Фиг. 13. Соотношение между $\lg N_{O_2} H$ и $\lg n_e(H_{\gamma})$.

Подобным же образом обстоит дело на фиг. 13. На этом рисунке по оси абсцисс отложены $\lg n_e(H_{\gamma})$, по оси ординат $\lg N_{O_2} H$. Мы видим, что, во-первых, все найденные нами значения $N_{O_2} H$ практически одинаковы и что светлые и темные кружки, во-вторых, имеют совершенно одинаковое распределение вдоль оси абсцисс.

Следует отметить, что аналогичное положение имеется и в отношении «металлических» звезд. Авторами настоящей работы было показано [8, 9], что водородные контуры спектров «металлических» звезд также могут быть приведены в соответствие водородным контурам спектров стандартных звезд. Таким образом, если контуры водородных линий в спектрах А-звезд действительно как-то характеризуют строение соответствующих звездных атмосфер, то отсюда можно сделать вывод, что строение атмосфер большинства аномальных звезд класса А мало отличается от такового же атмосфер нормальных звезд того же спектрального класса.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Н. Шарповой за помощь в обработке материалов.

Декабрь, 1959 г.

Литература

1. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 225, 1959.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 11, 44, 1953.
3. L. Jenkins. General Catalogue of trigonometric stellar parallaxes, 1952.
4. А. А. Боярчук и И. М. Копылов. Астр. журн., 35, 804, 1958.
5. О. А. Мельников. Астр. журн., 31, 249, 1954.
6. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
7. A. Unsöld. Zs. f. Ap., 21, 41, 1941.
8. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 148, 1954.
9. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 13, 9, 1955.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
O_f-ЗВЕЗД*Р. Н. Кумайгородская*

Работа посвящена спектрофотометрическому изучению эмиссионных и абсорбционных линий в спектрах 8 O_f-звезд (табл. 1).

В течение 1958 и 1959 гг. было получено около 150 спектрограмм с дисперсией 23 Å/мм у H_γ на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории. Исследуемый интервал длин волн от λ 4922 до H₈—H₁₆.

Были определены эквивалентные ширины W_λ всех пригодных для измерения линий. Для определения W_λ и исследования контуров эмиссионных линий в спектрах звезд λ Cep и 9 Sge применен метод, подобный примененному в [18].

Детально изучен вид контуров эмиссионных линий λ 4686 He II и λλ 4641—34 N III в спектрах этих звезд. Подтверждается составной характер этих контуров, отмеченный ранее Р. Вилсоном [7] и Э. Андерхилла [5]. Ширины эмиссионных полос этих линий достигают 60 Å (~4000 км/сек), а ширины эмиссионных ядер в 5—7 раз меньше. Возможно наличие эмиссии в линиях λλ 4651—50—47 C III, расположенной в длинноволновом крыле эмиссионных линий λλ 4641—34, обнаруженной по асимметрии контуров этих линий. В спектре λ Cep на эмиссионном контуре λ 4686 He II наблюдается слабый абсорбционный компонент, смещенный по отношению к центру эмиссионного ядра примерно на 150 км/сек в сторону коротких волн.

Указывается на возможность наличия неясной эмиссии в абсорбционных линиях H_β и в меньшей степени H_γ и на возможную связь этой эмиссии с эмиссией в линиях N III.

Изучался вопрос о переменности эмиссионных и абсорбционных линий с течением времени. Непосредственное рассмотрение поведения спектральных линий с течением времени, а также применение теории ошибок приводит к заключению о наличии переменности линий в течение нескольких месяцев и из года в год. Точность полученного материала не дает нам возможности решить вопрос о переменности W_λ в течение ночи, так как возможные колебания падают на пределе точности наших измерений.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF O_f STARS, by R. N. Kumajgorodskaya.— A spectrophotometric study was made of the emission and absorption lines in the spectra of 8 O_f stars (table 1). During 1958 and 1959 about 150 spectrograms with a dispersion of 23 Å/mm at H_γ were obtained with the 1220 mm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory. The investigated interval of wavelengths is λ 4922 to H₈—H₁₆.

The equivalent widths W_λ of all the lines suitable for measurement were determined. A method, similar to that applied in [18], was used for the determination of W_λ and the study of emission line profiles in the spectra of λ Cep and 9 Sge.

A detailed study was made of the form of the emission line profiles λ 4686 He II and λλ 4641—34 N III in the spectra of these stars. The composite character of these profi-

les, noted previously by R. Wilson [7] and A. Underhill [5], is confirmed. The emission band widths of these lines reach 60 \AA ($\sim 4000 \text{ km/sec}$), the emission core width being smaller by a factor of 5—7. It is possible that emission is present in the lines $\lambda\lambda 4651-50-47 \text{ C III}$, being located in the longwave wing of the emission lines $\lambda\lambda 4641-34$ and detected from the asymmetry of the profiles of these lines. A weak absorption component is observed on the emission profile of $\lambda 4686 \text{ He II}$ of $\lambda \text{ Cep}$. This component is shifted relative to the center of the emission core by about 150 km/sec towards shorter wavelengths.

The possibility of the presence of indiscernible emission in the absorption lines H_{β} , and in a lesser degree H_{γ} , is pointed out as well as the possible connection of this emission with emission in the $N \text{ III}$ lines.

The variability of the emission and absorption lines with time was studied. A direct consideration of the behaviour of the spectral lines with time, and also the application of the theory of errors, leads to the conclusion that there is line variability during several months and from year to year. The precision of the derived data does not give a possibility of coming to conclusions on the variability of W_{λ} during night time, as the possible variations are within the limits of accuracy of measurements.

Изучение атмосфер горячих звезд типа O, характеризующихся своей нестационарностью, — одна из наиболее интересных проблем физики звезд. В спектрах этих звезд линии $\lambda 4686 \text{ He II}$, $\lambda\lambda 4640, 4634 \text{ N III}$, $\lambda 5696 \text{ C III}$ и линии водорода очень часто наблюдаются в эмиссии. Иногда наблюдаются в эмиссии также и некоторые другие линии, такие, как $\lambda 5678 \text{ He I}$, $\lambda 4089$ и $\lambda 4416 \text{ Si IV}$, $\lambda 4057 \text{ N IV}$ и $\lambda 4603$ и $\lambda 4619 \text{ N V}$. Как известно, звезды O с эмиссией в спектрах обозначаются символом Of.

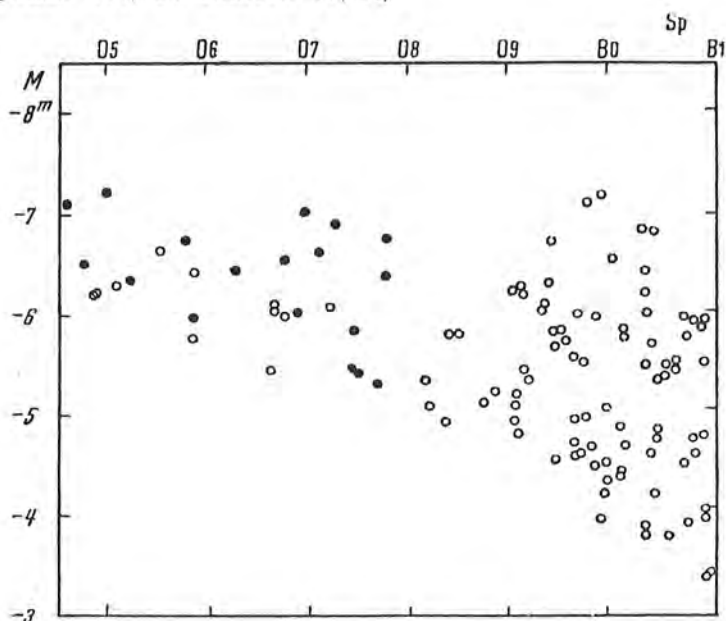
Визуальное изучение У. Морганом и другими [1] спектров звезд ранних типов, полученных с низкой дисперсией порядка 120 \AA/мм , показывает, что примерно 13% звезд типа O имеют f -характеристику. Однако количественное изучение спектров звезд типа O с умеренной и высокой дисперсией, проведенное А. Слеттебаком и Д. Оком, указывает, что эмиссия в линиях $N \text{ III}$, часто довольно слабая, имеется в спектрах практически всех O-звезд.

Отсюда можно сделать вывод, что Of-звезды не образуют отдельной физической группы, а сливаются с обычными O-звездами. Другими словами, имеется непрерывный переход от абсорбционных звезд O (OA) к звездам O с сильной эмиссией в спектрах — Of. Вообще говоря, Of-звезды имеют несколько большую светимость, чем просто абсорбционные O-звезды, т.е. звезды O, у которых нет явно выраженной эмиссии [2]. Это видно, в частности, из диаграммы спектр — абсолютная величина для звезд O — B1, построенной по данным работы [3] (фиг. 1). Видно, что Of-звезды в среднем расположены выше, чем чисто абсорбционные звезды типа O. Кроме того, А. Слеттебак обнаружил явную зависимость между интенсивностью эмиссии в линиях $N \text{ III}$ и абсолютными величинами Of-звезд. Н. Роман [4] также предполагает, что звезды Of могут иметь большую светимость, чем чисто абсорбционные O-звезды. Э. Андерхилл [5] считает, однако, что нет еще достаточных оснований утверждать, что Of-звезды являются звездами O наибольшей светимости.

Of-звезды, по-видимому, могут обладать протяженными атмосферами, в которых образуется эмиссия, причем Of-звезды с сильными эмиссионными линиями, вероятно, должны иметь более протяженные атмосферы. Заметим в связи с этим, что наличие протяженной атмосферы еще не

свидетельствует о высокой светимости звезды. Так, звезды Ве обладают протяженными атмосферами, но являются объектами сравнительно низкой (для своего спектрального класса) светимости.

В спектрах O-звезд эмиссию в линиях He II и N III можно проследить в сверхгигантах Ia до типа O9 и O9,5 включительно (α Cam), а эмиссия в λ 5696 C III наблюдается в сверхгигантах Ia вплоть до типа B0 (ϵ Ori) (Э. Андерхилл [6], Р. Вилсон [7, 8]).



Фиг. 1. Диаграмма спектр-абсолютная величина для звезд спектральных классов O—B1.

Черными кружками обозначены O-звезды, белыми — абсорбционные звезды типа O и B.

Изучение спектров звезд типа O с высокой и умеренной дисперсией показывает, что контуры эмиссионных линий имеют сложный, составной характер. Они состоят из двух частей: более узкого эмиссионного ядра и широкой, относительно слабой эмиссионной полосы. Полные ширины этих эмиссионных полос C III, N III и He II могут достигать до 60 Å. Интенсивность крыльев широкой эмиссионной полосы составляет всего несколько процентов от интенсивности непрерывного спектра (до 5%).

Сложный характер эмиссионных линий хорошо проявляется в контуре линии λ 5696 C III в спектре α Cam, а также в меньшей степени в контурах линии $\lambda\lambda$ 4634—40 N III в спектрах звезд λ Ser, 68 Cyg и ξ Per [7]. Центральные ядра и широкие крылья эмиссионных линий возникают, по-видимому, в разных слоях атмосферы звезды. Анализ спектров O-звезд показывает, что, по-видимому, ядра эмиссионных линий и абсорбционные линии в спектрах этих звезд образуются примерно в одних и тех же слоях атмосферы звезды [9].

П. Свинге и О. Струве [10, 11] также пришли к заключению, что слои, производящие ядра эмиссионных линий, относительно близки к звезде.

Эмиссионные крылья образуются, очевидно, в слоях, находящихся на большем расстоянии от звезды.

Эмиссионные линии Of-звезд, вероятно, имеют ту же природу, что и широкие эмиссионные полосы звезд Вольф-Райе, по они заметно уже. Of-звезды поэтому можно рассматривать как промежуточные между чисто абсорбционными O-звездами и типичными звездами Вольф-Райе.

Линейчатый спектр звезд типа O изучался многими авторами. На основании опубликованных к настоящему времени работ можно заключить, что интенсивность большинства эмиссионных линий и некоторых линий поглощения H, He и других элементов, по-видимому, не остается постоянной и меняется из года в год. Это следует, в частности, из двух работ Г. Маннино и Ж. Эмбле в 1955 и 1958 гг. [12, 13]. Кроме того, Ок обнаружил, что интенсивность эмиссионных линий в двух Of-звездах (HD 190429 и HD 34656) заметно меняется неправильным образом в течение почти. П. Свинге и О. Струве [14] также пришли к выводу, что интенсивность эмиссионных линий меняется с течением времени неправильным образом и иногда на фиолетовом крыле эмиссионных линий наблюдаются линии поглощения (контур типа P Cyg).

Однако общий характер этих изменений (пределы изменений интенсивностей линий, периодичность, синхронность колебаний для различных линий и т. д.) детально еще не изучен. Имея в виду важность изучения характеристик атмосфер массивных горячих звезд типа O с признаками нестационарности, необходимо дальнейшее более систематическое спектрофотоэлектрическое изучение этих звезд. Наиболее интересными задачами здесь могли бы явиться установление основных закономерностей и причин изменения интенсивностей линий (как эмиссионных, так и абсорбционных) с течением времени, изучение физических условий в атмосферах Of-звезд и обсуждение наиболее вероятных механизмов возникновения эмиссионных линий в спектрах этих звезд.

§ 1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Из каталога [15] было отобрано восемь O-звезд спектральных классов не позже O9 с визуальными величинами m_v не слабее $6^m,2$ (учитывая инструментальные возможности). В табл. 1 приведены номера по каталогу HD и названия этих звезд, величины m_v и спектральные классы в системе МК и по количественной классификации [3] (Sp II). Согласно А. Слеттебаку [2], все эти звезды, кроме HD 193322, являются Of-звездами.

Летом 1958 г. были начаты регулярные спектроскопические наблюдения этих звезд на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 23 \AA/мм у H_γ на пластинках Истман Кодак 103-аО. В 1959 г. эти наблюдения были продолжены. Ширина щели призмного спектрографа бралась, как правило, равной 0,06 мм, чтобы контуры изучаемых эмиссионных линий не искажались за счет инструментальных эффектов. Для получения же эквивалентных ширин ширину щели для всех изучаемых линий можно удвоить. С целью 0,12 мм были получены спектрограммы для λ Ser 15.IX (6 спектрограмм), 19.IX

(13 спектрограмм) и 28.X 1959 г. (10 спектрограмм) для изучения изменения интенсивностей эмиссионных и некоторых абсорбционных линий в течение ночи. Для звезд, вошедших в табл. 1, в течение двух наблюдательных сезонов (в основном июнь — ноябрь 1958 г. и июнь — октябрь 1959 г.) получено в общей сложности около 150 спектрограмм, охватывающих спектральную область, от λ 4922 Å до H_{β} (λ 3889), а в некоторых случаях до H_{16} (λ 3704). В табл. 1 указаны даты наблюдений с числом полученных спектрограмм в 1958 и 1959 гг.

Для независимой проверки возможной переменности интенсивностей эмиссионных линий и выявления возможных изменений видимой яркости звезды λ Сер в течение ночи были проведены параллельные фотоэлектрические наблюдения блеска и цвета этой звезды и спектрографические наблюдения этой же звезды в течение двух ночей. Фотоэлектрические наблюдения λ Сер проводились в трех цветах на менисковом телескопе Д. Д. Максудова МТМ-200 П. Чугайновым 15.IX — 16.IX (7 наблюдений) и 19.IX — 20.IX (15 наблюдений). Количество спектрограмм, полученных в течение этих ночей, соответственно такого же порядка (табл. 1). О точности фотоэлектрических наблюдений и о сравнении этих наблюдений с нашими спектрографическими данными будет сказано ниже.

Таблица 1

HD и название звезд	m_v	Sp(MK)	Sp II	Даты наблюдений	
				1958 г.	1959 г.
488001 9 Sge	\bar{m} 6,2	O8f	O7,2	13.VII(1), 15.VII(1), 21.VII(2), 23.VII(3), 16.VIII(4), 26.VIII(2), 3.X(2)	24.VII(1), 13.VIII(2)
36861 λ^1 Ori	3,4	O8f	O7,7	3.X(3), 9.X(5)	24.X(2), 28.X(4)
203064 68 Cyg	5,1	O8f	O7,5	8.VIII(2), 10.VIII(4), 12.VIII(4), 22.IX(3)	16.VIII(3), 17.IX(1)
193322	5,8	O8	O9,1	14.VIII(2)	18.VIII(2)
24912 ξ Per	4,0	O7f	O6,9	22.IX(3), 3.X(3), 9.X(3), 12.XI(3), 30.XI(3)	21.IX(5), 19.X(4)
47839 S Mon	4,6	O7f	O7,5	29.X(4), 30.XI(3)	19.I(2)
206267	5,6	O6f	O6,6	18.VIII(3), 10.IX(4), 12.XI(2)	30.VIII(1), 21.IX(2), 19.IX(3)
210839 λ Ser	5,0	O6f	O6,3	26.VI(4), 15.VII(4), 21.VII(4), 28.VII(3), 6.VIII(3), 5.IX(5), 9.X(3), 30.XI(7)	19.I(1), 22.I(2), 30.VI(2), 20.VII(2), 13.VIII(3), 17.VIII(2), 13.IX(5), 15.IX(6), 19.IX(13), 28.X(10)

Среди изученных нами звезд довольно сильная эмиссия в линиях λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III обнаружилась в 1958—1959 гг. только в спектрах двух звезд λ Сер и 9 Sge. В спектре 9 Sge наблюдаются еще две довольно интенсивные эмиссионные линии $\lambda\lambda$ 4504,34 \pm 0,09 (средняя квадратичная ошибка) и λ 4486,24 \pm 0,20 (средняя квадратичная ошибка). (Длины волн этих линий определялись по нескольким регистрограммам.)

В спектре ξ Per также наблюдаются эти две эмиссионные линии, но очень слабые. Д. Маннино и Ж. Эмбле также наблюдали эти линии в 9 Sge [12]. Отождествить их до сих пор не удалось. Эти линии можно было бы приписать по таблицам [16] элементам Cl II и S II соответственно. Названные элементы в этой звезде, однако, не были найдены [17]. Слабая эмиссия в линиях N III $\lambda\lambda$ 4641—34 наблюдается также в звездах ξ Per, 68 Cyg и HD 206267. В остальных изученных нами O-звездах эмиссия по нашему материалу зарегистрирована не была.

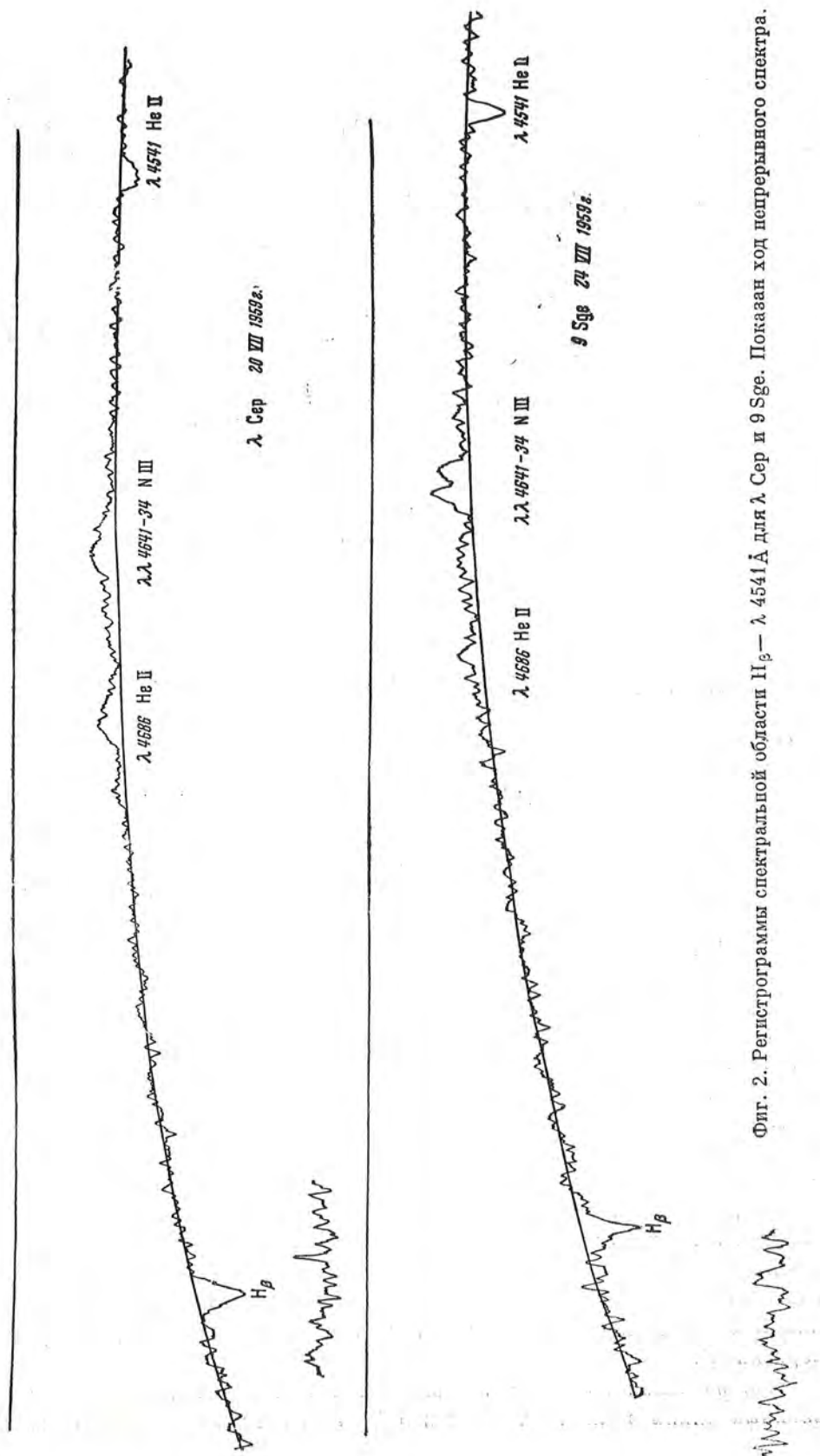
§ 2. ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛА НАБЛЮДЕНИЙ

Спектрофотометрическая обработка полученного наблюдательного материала была проведена с помощью саморегистрирующего микрофотометра типа Молля. Регистрограммы получались с увеличением в 25 раз. При отождествлении линий была использована работа [9].

Проведение непрерывного спектра на регистрограммах спектров звезд ранних классов осуществляется довольно уверенно, так как в этих спектрах имеются достаточно широкие интервалы, практически свободные от присутствия линий поглощения. Однако непрерывный спектр в области широких эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III проводится менее уверенно из-за самого характера контуров этих линий. Выше уже упоминалось, что эмиссионные линии имеют широкие (до нескольких десятков ангстрем) крылья с интенсивностью в несколько процентов от интенсивности непрерывного спектра. Кроме того, в спектрах λ Ser, 9 Sge крылья эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III перекрываются. Однако с длинноволновой стороны от эмиссионной линии λ 4686 He II и с коротковолновой стороны от эмиссионных линий $\lambda\lambda$ 4641—34 N III имеются довольно широкие участки непрерывного спектра, свободные от сильных спектральных линий. Поэтому проведение непрерывного спектра в области этих эмиссионных линий осуществлялось интерполированием непрерывного спектра в упомянутых двух соседних участках. Чтобы в процессе такого интерполирования истинное положение непрерывного спектра в области эмиссионных линий не было искажено широкими крыльями этих линий, участок регистрограммы с эмиссионными линиями закрывался листком бумаги, на котором интерполированием с соседних участков спектра проводился непрерывный спектр, переносившийся затем на регистрограмму путем прокалывания иглой.

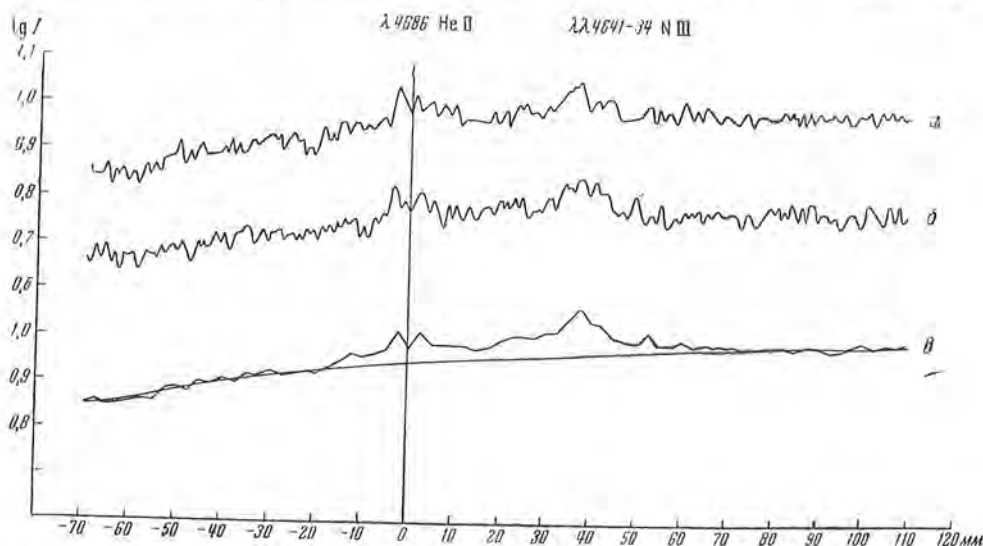
Многочисленными повторениями было установлено, что непрерывный спектр в области эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III проводится нами с точностью 0,2—0,3 м.м (при разнице темнота минус фон обычно около 100 м.м \pm 5 м.м). На фиг. 2 показаны регистрограммы с проведенным непрерывным спектром в области эмиссионных линий для λ Ser и 9 Sge.

Чтобы убедиться, что такой метод проведения непрерывного спектра в области эмиссионных линий достаточно надежен, была проделана следующая работа. Регистрограммы (в почернениях) контуров линий λ 4686



Фиг. 2. Регистрограммы спектральной области $H\beta - \lambda 4541 \text{ \AA}$ для λ Сер и 9 Sge. Показан ход непрерывного спектра.

He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III для семи спектров λ Сер за 30.XI 1958 г. вместе с довольно большими участками непрерывного спектра с обеих сторон от этих линий были без предварительного сглаживания (т. е. с учетом даже колебаний плотности из-за зернистости пластинок) переведены с помощью характеристических кривых в $\lg I$. Две из таких записей приведены в верхней части фиг. 3. Затем эти записи (уже в $\lg I$) были приведены



Фиг. 3. Записи в $\lg I$ участков регистрограмм с эмиссионными линиями для λ Сер а, б — отдельные (еще не нормированные) записи участков регистрограммы; в — среднее из семи записей типа а, б с проведенным непрерывным спектром.

к одной из них (нормированы) путем смещения, учитывающего разную плотность непрерывного спектра каждой из спектрограмм. После этого приведенные записи в $\lg I$ были арифметически усреднены по точкам, взятым через 2—5 мм (через 3 Å) и получена средняя запись в $\lg I$ по семи регистрограммам, на которой уже затем проводился непрерывный спектр. Из анализа такой окончательной записи, приведенной на фиг. 3, видно, что эмиссионные линии действительно обладают широкими крыльями и что границы крыльев и сам ход непрерывного спектра, особенно в области, где крылья эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III перекрываются, совпадают с ходом непрерывного спектра, проведенным нами обычным интерполированием. О границах крыльев эмиссионных линий будет сказано ниже.

После отождествления линий и проведения непрерывного спектра были определены эквивалентные ширины (в ангстремах) всех эмиссионных (пригодных по силе эмиссии для измерения) и абсорбционных линий, наблюдаемых в спектрах этих звезд. Эквивалентные ширины абсорбционных линий определялись обычным путем, т. е. по сглаженным контурам (в по чернениях).

При изучении контуров и определении эквивалентных ширины эмиссионных линий в спектрах λ Сер и 9 Sge был применен способ, близкий

к способу, употребляемому при спектрофотометрических исследованиях ранних звезд на Эдинбургской обсерватории [18].

Действительно, следует иметь в виду, что изучаемые эмиссионные полосы тянутся на несколько десятков ангстрем, а интенсивность их крыльев составляет всего несколько процентов от интенсивности непрерывного спектра. Кроме того, на самих контурах имеется много флуктуаций, обусловленных не только зернистостью фотопластинок, но и наличием слабых линий поглощения. Поэтому регистрограммы спектров указанных звезд с контурами эмиссионных линий He II и N III и с участками непрерывного спектра с обеих сторон от них (общий интервал длин волн около 120 Å) были переведены с помощью характеристических кривых в интенсивности без сглаживания флуктуаций плотности пластинок и отнесены к единице непрерывного спектра. При обработке эмиссионных линий на всех регистрограммах был выбран (по линиям поглощения) один и тот же нуль-пункт.

Предварительная обработка показала, что сам вид контуров эмиссионных линий за весь изученный период если и меняется, то мало. Впоследствии при сравнении синтетических контуров рассматриваемых линий λ Ser и 9 Sge за 1958 и 1959 гг. это подтвердилось. Поэтому регистрограммы в интенсивностях были усреднены арифметически (точки брались через 1 мм или 1,2 Å)*, т. е. тем самым были получены синтетические контуры эмиссионных линий. Такие синтетические контуры были построены для эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III λ Ser и 9 Sge отдельно для 1958 и 1959 гг. по довольно большому числу спектрограмм для λ Ser за 1958 и 1959 гг. и 9 Sge за 1958 г. (в 1959 г. для 9 Sge получено всего три спектра). Затем на них были определены границы крыльев эмиссионных линий. Эти границы для λ Ser и для 9 Sge для обоих периодов практически совпадают.

Имея в виду в дальнейшем сравнение эквивалентных ширин эмиссионных линий за оба года и исследование эмиссионных линий на переменность их интенсивностей с течением времени, было решено взять одними и теми же границы линий для 1958 и 1959 гг. Этот до некоторой степени условный характер границ не должен повлиять на находимые изменения интенсивностей эмиссионных линий, так как границы проходят в областях, где крылья уже сошли на нет или же где интенсивность крыльев эмиссионных линий настолько мала, что ее изменение не может существенным образом повлиять на изменения W_λ эмиссионных линий (если таковые происходят).

Выбранные таким способом границы были перенесены на каждую запись контуров в интенсивностях и после этого были определены эквивалентные ширины линий (в этих границах). Заметим, что крылья эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III в спектрах λ Ser и, вероятно, 9 Sge перекрываются. Поэтому граница между ними носит несколько условный характер (фиг. 4).

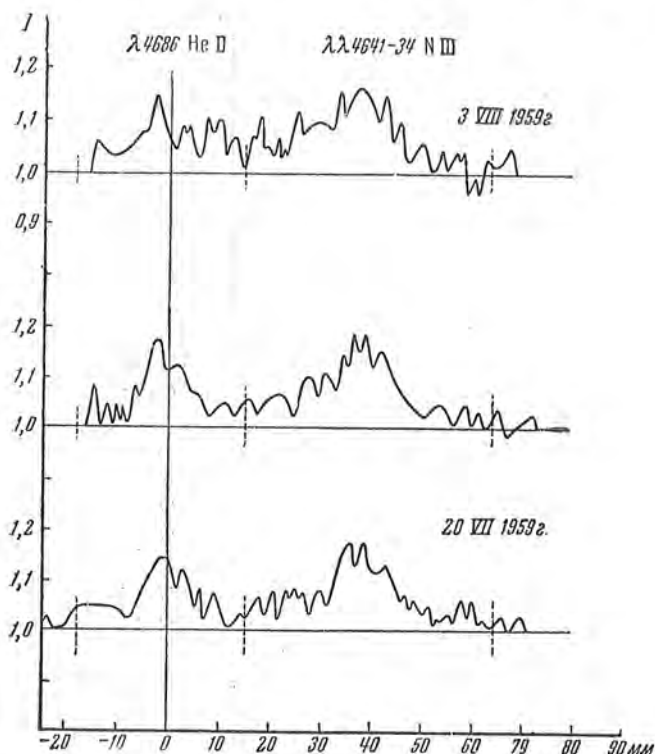
* Т. е. был применен при усреднении тот же метод, что и при построении фиг. 3.

λ	λ Cep		HD 206267		ξ Per	
	1958 r.	1959 r.	1958 r.	1959 r.	1958 r.	1959 r.
	\bar{W}_λ (n)	\bar{W}_λ (n)	\bar{W}_λ (n)	\bar{W}_λ (n)	\bar{W}_λ (n)	\bar{W}_λ (n)
4922 He I			0,20 (4)	0,47 (1)	0,24 (9)	0,32 (5)
4861 H_{β} , He II	1,48 (19)	1,77 (40)	2,78 (9)	2,72 (6)	1,84 (13)	2,18 (8)
4713 He I			0,15 (7)		0,25 (11)	0,16 (5)
4686 He II	-2,39 (20)	-2,86 (37)	0,67 (9)	0,50 (7)	0,46 (12)	0,29 (9)
4641-34 N III	-3,83 (20)	-4,57 (36)	<i>E</i>	<i>E</i>	<i>E</i>	<i>E</i>
4541 He II	0,68 (26)	0,75 (40)	0,55 (9)	0,79 (8)	0,64 (12)	0,70 (9)
4514 N III		0,13 (20)			0,14 (9)	0,13 (7)
4510 N III		0,13 (15)			0,13 (11)	0,11 (7)
4504					<i>E</i>	<i>E</i>
4486					<i>E</i>	<i>E</i>
4482 Mg II		0,11 (5)				
4471 He I	0,56 (26)	0,66 (38)	0,63 (9)	0,59 (5)	0,80 (11)	0,72 (8)
4387 He I	0,10 (2)	0,20 (21)	0,19 (9)	0,18 (3)	0,22 (10)	0,27 (9)
4379 N III	0,09 (2)	0,18 (14)	0,09 (6)	0,08 (2)	0,21 (10)	0,18 (7)
4340 H_{γ} , He II	1,73 (26)	1,97 (40)	2,54 (9)	2,68 (7)	2,02 (12)	2,03 (9)
4200 He II, N III	0,60 (26)	0,73 (39)	0,56 (9)	0,78(7)	0,61 (11)	0,60 (9)
4187 C III			0,13 (4)			0,28 (1)
4143 He I		0,12 (8)	0,18 (5)	0,38 (1)	0,11 (7)	0,16 (3)
4120 He I		0,12 (7)	0,12 (5)	0,10 (1)	0,13 (6)	0,08 (2)
4116 Si IV		0,08 (4)	0,07 (5)	0,13 (2)	0,11 (8)	0,15 (5)
4101 H_{δ} , He II	1,67 (18)	2,07 (39)	2,21 (8)	2,32 (6)	1,89 (11)	2,05 (7)
4097 N III	0,14 (18)	0,27 (28)	0,18 (8)	0,38 (3)	0,23 (11)	0,34 (7)
4088 Si IV	0,10 (15)	0,13 (16)	0,20 (7)	0,36 (3)	0,25 (8)	0,22 (7)
4072 O II					0,17 (5)	0,14 (1)
4057 N IV	0,15 (13)	0,29 (3)				
4026 He I, He II	0,54 (19)	0,74 (37)	0,51 (7)	0,70 (1)	0,63 (6)	0,81 (7)
4009 He I			0,12 (3)			
3970 H_{ϵ} , He II, H Ca II	1,52 (17)	1,83 (31)	2,03 (4)	2,26 (1)	1,65 (9)	1,75 (6)
3964 He I						
3961 O III						
3933 K Ca II	0,32 (16)	0,32 (10)	0,36 (3)		0,10 (9)	0,16 (2)
3923 He II	0,38 (15)	0,70 (8)	0,36 (1)		0,27(7)	0,50 (3)
3889 H_{δ} , He II	1,27 (13)	1,40 (4)	1,86 (1)		1,39 (8)	2,01 (3)
3867 He I	0,15 (2)				0,13 (2)	
3858 He II	0,29 (8)	0,40 (3)			0,17 (6)	0,13 (1)
3835 H_{θ} , He II	1,20 (3)	1,23 (1)			1,18 (7)	1,08 (1)
3819 He I					0,35 (6)	0,41 (1)
3813 He II					0,14 (6)	
3797 H_{10}					1,18 (4)	1,16 (1)
3791 O III					0,16 (6)	0,30 (1)
3770 H_{11}					0,75 (7)	0,25 (1)
3757 O III					0,56 (2)	
3750 H_{12}					0,64 (2)	
3734 H_{13}					0,41 (3)	
3721 H_{14}					0,23 (3)	
3711 H_{15}					0,33 (3)	
3704 H_{16} , He I					0,43 (3)	

Таблица 2

9 Sge		S Mon	68 Cyg		λ Ori		HD 193322	
1958 г.	1959 г.	1958 г.	1958 г.	1959 г.	1958 г.	1959 г.	1958 г.	1959 г.
$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$	$\bar{W}_\lambda (n)$
0,30 (5)		0,39 (8)	0,32 (13)	0,28 (3)	0,29 (7)	0,33 (5)	0,80 (2)	0,30 (1)
0,85 (10)	1,57 (3)	2,55 (9)	1,67 (14)	1,97 (4)	2,14 (8)	2,44 (6)	3,10 (2)	3,36 (2)
0,30 (7)	0,18 (2)	0,19 (8)	0,20 (11)	0,28 (2)	0,21 (8)	0,20 (5)	0,22 (2)	0,27 (2)
-1,05 (12)	-1,85 (3)	0,79 (8)	0,41 (13)	0,38 (4)	0,60 (8)	0,64 (6)	0,42 (2)	0,83 (2)
-2,83 (11)	-3,66 (3)		<i>E</i>	<i>E</i>				
0,58 (12)	0,69 (3)	0,54 (7)	0,54 (10)	0,57 (4)	0,46 (8)	0,41 (5)	0,26 (2)	0,44 (2)
0,26 (11)	0,26 (3)	0,09 (4)	0,15 (3)	0,76 (1)	0,09 (7)	0,10 (3)		
0,22 (11)	0,29 (3)	0,10 (2)	0,16 (5)	0,76 (1)	0,08 (3)	0,19 (3)		
-0,32 (9)	-0,29 (3)							
-0,16 (9)	-0,17 (3)							
0,11 (8)					0,13 (7)			
0,89 (12)	1,05 (3)	0,67 (5)	0,73 (14)	0,57 (4)	0,65 (8)	0,81 (5)	0,92 (2)	1,24 (2)
0,25 (10)	0,27 (3)	0,25 (5)	0,30 (10)	0,25 (2)	0,19 (8)	0,18 (5)	0,45 (2)	0,56 (1)
0,19 (10)	0,26 (3)	0,13 (5)	0,20 (8)		0,13 (8)	0,13 (5)	0,11 (1)	0,21 (1)
1,54 (11)	1,85 (3)	2,55 (8)	2,00 (11)	2,19 (4)	1,91 (8)	2,00 (6)	3,33 (2)	3,78 (2)
0,45 (8)	0,60 (3)	0,44 (9)	0,46 (12)	0,65 (3)	0,34 (8)	0,37 (5)	0,37 (2)	0,53 (2)
0,17 (4)		0,12 (5)	0,15 (8)		0,12 (6)	0,12 (4)	0,10 (2)	0,21 (2)
0,14 (5)	0,34 (2)	0,11 (6)	0,18 (8)	0,17 (3)	0,11 (7)	0,14 (6)	0,27 (2)	0,30 (2)
0,10 (5)	0,04 (1)	0,17 (4)	0,15 (6)	0,17 (2)	0,18 (7)	0,14 (6)	0,35 (2)	0,31 (2)
0,12 (5)	0,20 (1)	0,09 (4)	0,12 (5)	0,13 (3)	0,16 (6)	0,13 (4)		0,10 (1)
1,43 (5)	1,49 (2)	2,08 (9)	2,17 (10)	2,24 (3)	1,77 (7)	2,09 (6)	3,02 (2)	3,31 (2)
0,51 (5)		0,19 (9)	0,11 (9)	0,21 (3)	0,22 (7)	0,30 (6)	0,18 (2)	0,21 (2)
0,42 (5)		0,19 (9)	0,24 (10)	0,19 (3)	0,30 (7)	0,31 (6)	0,36 (2)	0,46 (2)
		0,22 (2)	0,20 (9)	0,13 (2)	0,24 (7)	0,28 (6)	0,26 (2)	0,45 (2)
0,14 (5)								
0,85 (5)		0,59 (9)	0,72 (10)	0,72 (3)	0,62 (7)	0,69 (6)	0,78 (2)	0,58 (2)
			0,20 (5)	0,13 (2)	0,14 (5)	0,11 (1)	0,28 (1)	
1,44 (4)		2,06 (9)	1,97 (9)	2,08 (3)	1,70 (6)	1,89 (6)	2,87 (2)	2,56 (1)
0,20 (4)		0,12 (9)	0,11 (4)	0,19 (3)	0,11 (6)	0,17 (5)	0,33 (2)	0,30 (2)
		0,16 (9)	0,16 (6)	0,18 (2)	0,16 (6)	0,15 (5)	0,40 (2)	0,32 (2)
0,25 (3)		0,21 (8)	0,25 (10)	0,32 (3)	0,19 (6)	0,27 (6)	0,41 (2)	0,35 (2)
0,24 (3)		0,22 (6)	0,33 (9)	0,46 (3)	0,31 (6)	0,40 (5)		
1,09 (4)		1,97 (7)	1,61 (9)	1,83 (3)	1,39 (5)	1,84 (3)	2,00 (2)	
0,29 (1)			0,33 (5)					
			0,28 (3)	0,25 (1)	0,09 (1)			
		2,38 (3)	1,32 (8)	1,49 (1)	0,92 (1)	1,70 (3)		
		0,57 (3)	0,35 (5)			0,36 (2)		
		0,49 (1)	0,16 (1)			0,11 (1)		
		1,94 (2)	1,53 (4)		1,02 (1)	1,41 (2)		
		1,31 (1)	0,87 (4)			0,76 (1)		
			0,53 (3)			0,36 (1)		
			0,62 (3)			0,36 (1)		
			0,46 (2)			0,45 (1)		
						0,26 (1)		

Эквивалентные ширины эмиссионных линий были определены также обычным путем, т. е. по предварительно сглаженным контурам (в почернениях) на нескольких регистрограммах λ Сер за 1958 г. Сравнение этих эквивалентных ширин с эквивалентными ширинами, определенными без сглаживания зерна, показывает, что эквивалентные ширины, определенные обычным путем, имеют заниженные значения (примерно на 30%, например, при исследовании пяти спектрограмм одной ночи).



Фиг. 4. Контурсы эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III в интенсивностях для λ Сер.

Штриховыми линиями указаны границы крыльев.

Во всяком случае, большое достоинство способа изучения контуров и определения эквивалентных ширин без предварительного сглаживания зерна заключается в том, что он дает возможность выявлять очень слабые и широкие линии [18] и совершенно объективен в данном случае по сравнению с обычным способом обработки, т. е. по сглаженным контурам.

Мы применили этот весьма громоздкий метод для изучения контуров и эквивалентных ширин эмиссионных линий, потому что нам было особенно важно определить общий вид синтетического контура рассматриваемых эмиссионных линий, протяженность слабых крыльев и установить возможное изменение интенсивности эмиссионных линий с течением времени. О синтетических контурах эмиссионных линий в спектрах λ Сер и λ Sge за 1958 и 1959 гг. будет сказано ниже.

В табл. 2 приведены средние эквивалентные ширины всех эмиссионных и абсорбционных линий для всех звезд в 1958 и 1959 гг.,* а также указано число измерений за год. В спектрах некоторых звезд линия λ 4686 He II наблюдается как абсорбционная, а эмиссия в линиях N III слишком слаба для уверенных измерений W_λ . В таком случае в табл. 2 наличие эмиссии в линиях N III указывается буквой *E* вместо численного значения эквивалентной ширины. Со знаком минус приведены \overline{W}_λ эмиссионных линий.

§ 3. КОНТУРЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Синтетический контур эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III в спектре λ Сер за 1958 г. построен по 17 спектрограммам, полученным 28.VII, 5.IX, 30.XI 1958 г. и 22.I 1959 г. Синтетический контур этих же линий в спектре λ Сер за 1959 г. построен по 10 спектрограммам, полученным 30.VI, 20.VII, 3.VIII, 17.VIII и 13.IX. При построении синтетического контура λ Сер за 1959 г. спектрограммы, полученные со целью 0,12, не использовались.

Синтетический контур эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III в спектре 9 Sge построен по 11 спектрограммам, относящимся к следующим датам: 13.VII, 9.VII, 23.VII, 26.VIII и 3.X, а синтетический контур этих же линий за 1959 г. построен всего по трем спектрограммам, полученным 24.VII и 13.VIII. Количество спектрограмм, полученное в каждую из этих дат, указано в табл. 1.

Синтетические контуры эмиссионных линий для обеих звезд для 1958 и 1959 гг. приведены на фиг. 5.

Анализ этих контуров подтверждает результаты, полученные Э. Андерхилл и Р. Вилсоном о характере контуров эмиссионных линий в спектрах Of-звезд. Как видно из фиг. 5, контуры эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III действительно имеют составной характер. Они состоят из более узкой центральной эмиссии, так сказать ядра, и широкой эмиссионной полосы, ширина которой достигает 60 Å. Полная ширина контуров эмиссионных полос, выраженная в скоростях, составляет около 4000 км/сек. Ширины центральных эмиссионных ядер примерно в пять раз меньше ширины эмиссионных полос для λ Сер и в семь раз для 9 Sge.

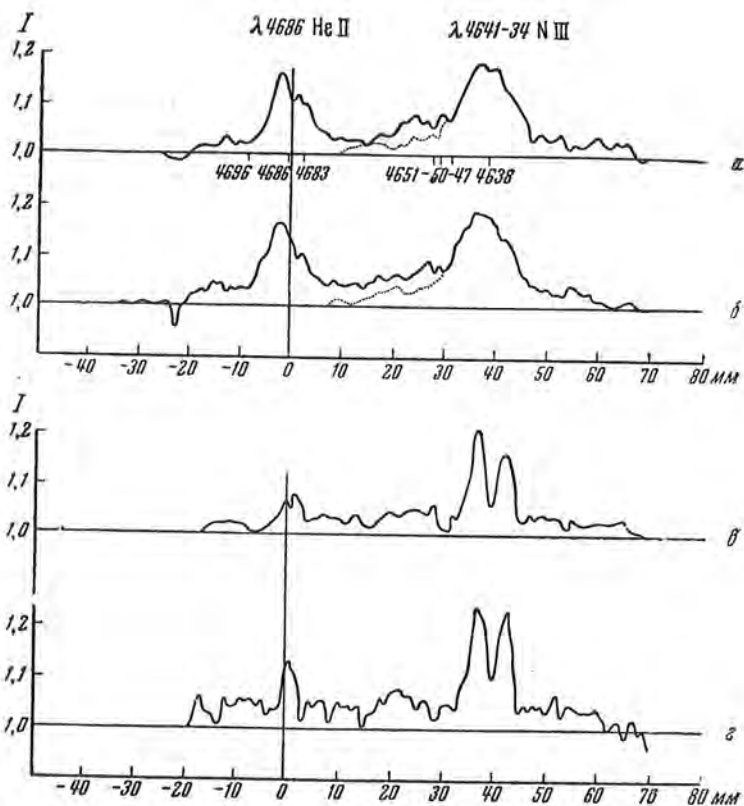
Сравнение синтетических контуров эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 для 1958 и 1959 гг. для обеих звезд показывает, что действительно общий вид контуров указанных эмиссионных линий из года в год остается почти полностью подобным. Повторяются даже некоторые мелкие детали, которые можно отождествить со слабыми линиями поглощения λ 4683 Si III и $\lambda\lambda$ 4690, 4696 O II на эмиссионной линии λ 4686 He II и линиями поглощения $\lambda\lambda$ 4647, 4650, 4651 C III, $\lambda\lambda$ 4638, 4650 O II и λ 4631 Si IV на эмиссионных линиях $\lambda\lambda$ 4641—34 N III. Длины волн некоторых из этих линий указаны на фиг. 5.

На эмиссионном ядре λ 4686 He II λ Сер наблюдается также линия поглощения, немного смещенная в сторону коротких волн по отношению

* Спектрограммы, полученные в самом начале 1959 г., отнесены к наблюдательному сезону 1958 г.

к центру эмиссии. В скоростях это смещение в среднем для обоих лет порядка 150 км/сек. Скорее всего эта линия поглощения принадлежит самому He II.

В крыльях и ядрах эмиссионных линий $\lambda\lambda$ 4641—34 N III и в меньшей степени в крыльях λ 4686 He II особенно для λ Сер наблюдается асимметрия. Эта асимметрия реальна, так как она независимо наблюдается на



Фиг. 5. Синтетические контуры эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III в интенсивностях.

а, б — для λ Сер в 1958 и 1959 гг.; в, г — для λ Sge в 1958 и 1959 г. соответственно.

синтетических контурах эмиссионных линий как за 1958, так и за 1959 г. Она проявляется в том, что интенсивность длинноволнового крыла линий $\lambda\lambda$ 4641—34 N III сильнее, чем интенсивность коротковолнового крыла этой линии, а интенсивность коротковолнового крыла λ 4686 He II сильнее, чем интенсивность длинноволнового крыла. Эта асимметрия частично может быть объяснена наличием слабой эмиссии в линиях $\lambda\lambda$ 4647, 4650 и 4651 С III, если эмиссия в этих линиях действительно имеется. Максимум этого эмиссионного избытка несколько смещен по отношению к длинам волн линий 4650 и 4651 С III в сторону длинных волн. Величина этого смещения, выраженная в скоростях, порядка 200 км/сек. Интенсивность рассматриваемой эмиссии определена вычитанием интенсивности

коротковолнового крыла (пунктирная линия на фиг. 5) из интенсивности длинноволнового для $\lambda\lambda$ 4641—34 N III λ Сер. Она равна $0,44 \pm 0,02 \text{ \AA}$ и $0,50 \pm 0,02 \text{ \AA}$ для 1958 и 1959 гг. соответственно.

§ 4. ПЕРЕМЕННОСТЬ ЛИНИЙ

Мы уже отмечали во введении, что, согласно некоторым исследованиям, интенсивность большинства эмиссионных линий и части линий поглощения H, He и других элементов меняется с течением времени из года в год (Г. Маннино, Д. Эмбле и П. Свингс, О. Струве) и даже в течение ночи (в течение нескольких часов) (Д. Ок) для эмиссионных линий, причем характер изменения интенсивностей эмиссионных и абсорбционных линий оказывается очень сложным и неправильным.

Эти результаты свидетельствуют о явной нестационарности физических условий во внешних слоях Of-звезд. В связи с этим важно указать, что переменность блеска и спектральных характеристик ранних сверхгигантов — весьма обычное явление [19—21]. Of-звезды являются сверхгигантами, так что имеющиеся указания на переменность спектральных характеристик этих звезд следует ожидать и с этой точки зрения. В связи с этим очень важно точное количественное изучение этих изменений. Мы решили проверить наличие возможных изменений интенсивностей наиболее сильных эмиссионных и абсорбционных линий с течением времени по нашему материалу. Из всех обработанных нами абсорбционных и эмиссионных линий выбрано девять наиболее сильных линий для более детального исследования их интенсивностей на переменность с течением времени: H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$, H $_{\delta}$, λ 4686 He II, λ 4541 He II, λ 4200 He II, N III, λ 4471 He I, λ 4026 He I, He II, $\lambda\lambda$ 4641—34 N III. Для них эквивалентные ширины определяются более точно. Переменность этих линий изучена в течение наблюдательного сезона (в течение нескольких месяцев) наиболее подробно для λ Сер за 1958 и 1959 гг., а также для звезд 9 Sge, HD 206267, ξ Per, 68 Cyg и S Mon за 1958 г. (для этих звезд получено меньшее число спектрограмм). Кроме того, эти линии изучались на переменность в течение ночи (в течение нескольких часов); наиболее детально в течение нескольких ночей изучалась λ Сер — в 1958 и в 1959 гг., а также для нескольких ночей с наибольшим числом полученных за одну ночь спектрограмм для звезд ξ Per и HD 206267.

В табл. 3 приведены средние эквивалентные ширины \overline{W}_{λ} исследуемых на переменность девяти линий спектра λ Сер для каждой даты наблюдения в течение сезона 1959 г.; в скобках указано число измерений W_{λ} для каждой линии за одну ночь. На фиг. 6 приведены графики изменения \overline{W}_{λ} этих линий в течение наблюдательного сезона для λ Сер за 1958 и 1959 гг. В табл. 4 приведены значения эквивалентной ширины W_{λ} этих девяти линий в течение ночи с 28.IX на 29.IX 1959 г. для той же звезды. Экспозиция каждой спектрограммы в среднем составляет 35 мин.

Исследование переменности эмиссионных и абсорбционных линий с течением времени основано на сравнении значений дисперсии эквивалентных ширин, определенных в течение ночи, с ошибками одного измере-

Таблица 3

λ		30.VI	20.VII	17.III	13.IX	15.IX	19.IX	28.X
4861	H β , He II	3,42 (2)	2,00 (2)	1,53 (2)	1,45 (4)	1,38 (6)	1,76 (13)	1,86 (10)
4686	He II	-2,35 (2)	-2,39 (2)	-2,85 (2)	-2,76 (3)	-2,67 (5)	-3,19 (12)	-2,84 (10)
4641-34	N III	-3,70 (2)	-3,94 (2)	-4,33 (2)	-4,74 (3)	-3,88 (5)	-5,03 (11)	-4,35 (10)
4541	He II	1,00 (2)	0,88 (2)	0,70 (2)	0,62 (4)	0,77 (6)	0,90 (13)	0,79 (10)
4471	He I	1,00(2)	0,86 (2)	0,33 (2)	0,53 (4)	0,68 (5)	0,65 (13)	0,54 (9)
4340	H γ , He II	2,49 (2)	2,24 (2)	1,68 (2)	1,79 (4)	1,74 (6)	2,04 (13)	1,98 (10)
4200	He II, N III	1,08 (2)	0,84 (2)	0,79 (2)	0,57 (4)	0,69 (6)	0,72 (12)	0,73 (10)
4101	H δ , He II	2,50 (2)	2,29 (2)	1,84 (2)	2,15 (4)	1,89 (6)	2,04 (13)	2,10 (9)
4026	He I, He II	0,92 (2)	0,87 (2)	0,63 (2)	0,75 (4)	0,70 (6)	0,73 (13)	0,74 (8)

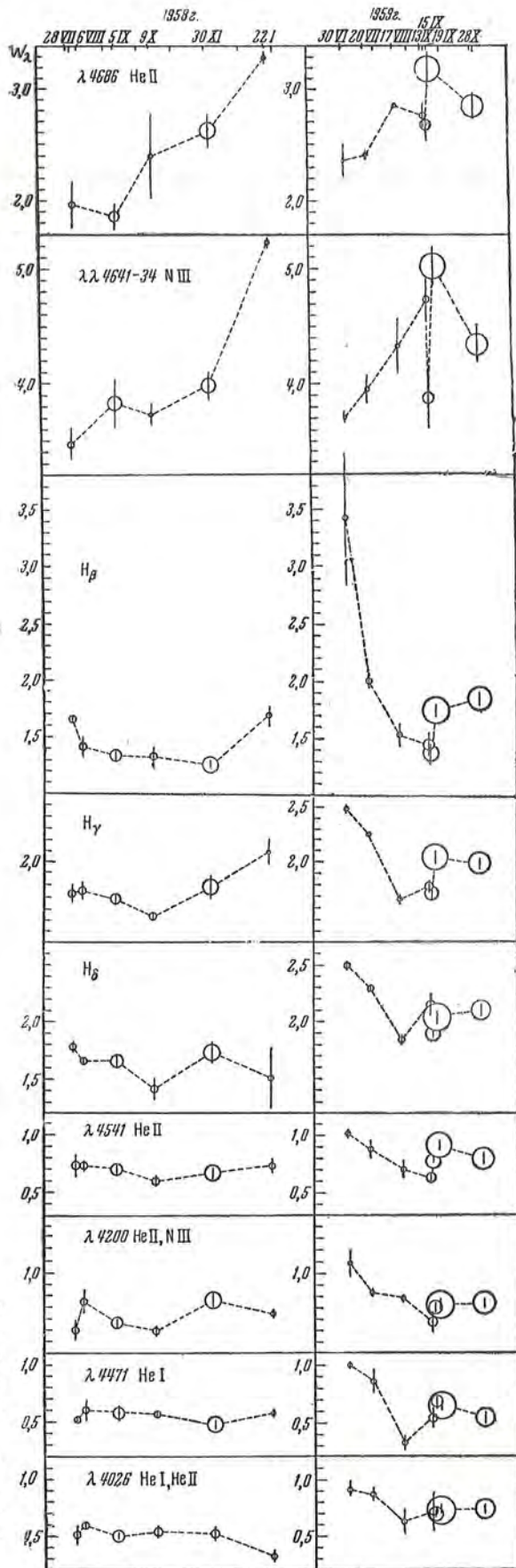
Таблица 4

λ		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4861	H β , He II	1,67	2,14	1,79	1,76	2,02	1,99	1,94	1,80	1,81	1,67
4686	He II	-2,36	-3,21	-2,70	-2,91	-2,84	-2,86	-2,84	-2,08	-3,28	-3,37
4641-34	N III	-5,43	-3,86	-4,31	-4,48	-4,65	-3,82	-3,96	-3,94	-4,75	-4,32
4541	He II	1,02	1,01	0,93	0,61	0,76	0,71	0,78	0,62	0,74	0,73
4471	He I	0,56	0,72	0,66	0,49	0,42	0,39	0,57	0,53	—	0,47
4340	H γ , He II	2,03	2,15	2,01	2,22	1,92	2,08	1,85	1,68	1,80	2,03
4200	He II, N III	0,87	0,69	0,64	0,80	0,72	0,62	1,04	0,62	0,60	0,68
4101	H δ , He II	1,89	2,51	1,96	2,13	2,18	2,14	2,24	1,99	—	1,89
4026	He I, He II	0,65	0,90	—	0,67	0,66	0,53	0,79	0,76	—	0,92

ния W_λ . Поэтому перейдем к определению значений дисперсии W_λ и этих ошибок. Значение дисперсии W_λ вычислялось для всех девяти изучаемых эмиссионных и абсорбционных линий для каждой даты наблюдений почти для всех звезд, спектры которых получены в 1958 г., а для λ Сер также и за 1959 г. Для вычисления дисперсии использовалась обычная формула для средней квадратичной ошибки среднего

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum \varepsilon_i^2}{n(n-1)}}$$

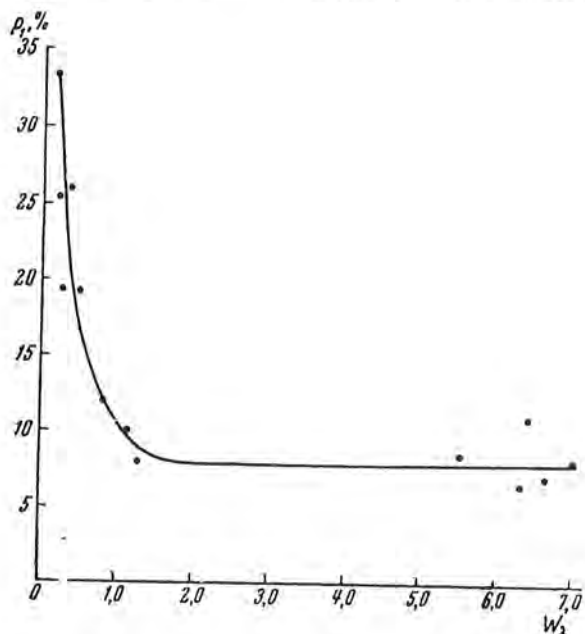
а так как линии, возможно, переменны, то эта σ не может рассматриваться как обычная средняя квадратичная ошибка среднего значения \bar{W}_λ (ошибка обработки), а должна представлять собой меру разброса значений W_λ , полученных за ночь, около \bar{W}_λ . Для определения средней квадратичной ошибки одного измерения W_λ — величины $\rho_1(W_\lambda)$ — были использованы четыре спектрограммы типичной звезды В главной последовательности η UMa (B2,5 V), полученные А. А. Боярчуком со щелью 0,04 с такой же дисперсией на 1220-мм рефлекторе. Для наиболее интен-



Фиг. 6. Изменения значений \overline{W}_λ эмиссионных и абсорбционных линий в спектре λ Сер с течением времени для двух наблюдательных сезонов в 1958 и 1959 гг.

Размер кружков пропорционален числу значений W_λ для данной даты. Вертикальными черточками возле каждого из \overline{W}_λ указана величина дисперсии $\pm \sigma$.

сивных линий в спектре этой звезды были определены значения W_λ , а затем по ним — величины $\rho_1(W_\lambda)$. Затем была построена зависимость $\rho_1(W_\lambda)$ в процентах от W_λ , приведенная на фиг. 7. Оказалось, что для значений эквивалентных ширин больших чем 1,7 Å относительная ошибка с ростом значений эквивалентной ширины уже не растет и составляет



Фиг. 7. Зависимость средней квадратичной ошибки одного измерения — ρ_1 (%) — от значений W_λ абсорбционных линий в спектре η UMa — звезды B2,5V.

около 8%. Так как для этой звезды можно ожидать постоянства интенсивностей линий, то ошибки ρ_1 для этой звезды можно использовать как меру точности обработки абсорбционных линий изучаемых нами звезд.

Однако указанные ошибки ρ_1 нельзя без специального исследования применять к эмиссионным линиям в спектрах Of-звезд. Эти линии слишком широки и обладают малой центральной интенсивностью по сравнению с непрерывным спектром. Поэтому для независимого определения средней квадратичной ошибки одного измерения W_λ эмиссионных линий мы воспользовались методом, подобным использованному Оком [9] применительно к эмиссионным линиям в спектрах Of-звезд. Сущность этого метода сводится к следующему. Предполагается, что если интенсивности эмиссионных линий в спектрах Of-звезд меняются, то они меняются синхронно. Это предположение в общем обосновано данными для эмиссионных линий из табл. 3. По всем спектрограммам в течение ночи для каждой из эмиссионных линий определяется \bar{W}_λ (в нашем случае таких линий две: $\lambda\lambda$ 4641—34 N III и λ 4686 He II). Далее определяется, во сколько раз \bar{W}_λ для одной линии больше \bar{W}_λ для другой. С помощью этого отношения значения W_λ одной эмиссионной линии приводятся к значениям W_λ

другой эмиссионной линии уже для каждого отдельного момента, т. е. для каждой отдельной спектрограммы, полученной в эту ночь. Затем для каждой спектрограммы по двум эмиссионным линиям определяется средняя квадратичная ошибка одного измерения ρ'_1 . Эта ошибка усредняется для всех спектрограмм в течение ночи, и находится средняя квадратичная ошибка одного измерения W_λ в среднем для ряда спектрограмм — $\bar{\rho}'_1$. Зная ее, переходим (формально) к средней квадратичной ошибке среднего $\rho'_2 = \frac{\rho'_1}{\sqrt{n}}$, где n — число спектрограмм за ночь.

Итак, мы можем найти дисперсию значений W_λ около среднего в течение ночи — величину σ (для каждой ночи она своя), средние квадратичные ошибки одного измерения — величины ρ_1 и ρ'_1 (формально) средние квадратичные ошибки среднего — величины ρ_2 и ρ'_1 для абсорбционных и эмиссионных линий. Сравнение средней квадратичной ошибки одного измерения W_λ для абсорбционных водородных линий — ρ'_1 , вычисленной по спектрограммам λ Сер для нескольких ночей в 1958 и 1959 гг. по такому же методу, как и для эмиссионных линий, в среднем практически совпадает с величиной ρ_1 , взятой для значений \bar{W}_λ этих линий с графика на фиг. 7. Это свидетельствует о том, что метод, примененный для определения ρ'_1 -значений W_λ эмиссионных линий, достаточно надежен. Он дает возможность говорить, что точность определения значений W_λ эмиссионных линий в 1,4 раза меньше, чем точность определения значений W_λ абсорбционных линий. Это следует из того, что если, исходя из значения эмиссионных линий, определить по графику (фиг. 7) ошибки ρ_1 , то они в 1,4 меньше, чем ошибки ρ'_1 , т. е. ошибки, вычисленные по методу для эмиссионных линий. Следовательно, мы приходим к следующим равенствам:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho'_1 \text{ для абсорбционных линий;} \\ 1,4\rho_1 &= \rho'_1 \text{ для эмиссионных линий.} \end{aligned}$$

Точность определения значений W_λ абсорбционных линий такого же порядка, как значения W_λ эмиссионных линий, составляет 8%, а точность определения значений W_λ эмиссионных линий — 11%, очевидно, вследствие вида контуров и интенсивности этих эмиссионных линий.

Данные о значениях величины ρ_1 (в процентах) для разных линий в разные дни приведены в табл. 5.

Перейдем теперь к использованию этих ошибок для анализа изменчивости W_λ эмиссионных и абсорбционных линий в течение наблюдательного сезона и в течение ночи. В первом случае сравниваются между собой разность ΔW между значениями \bar{W}_i и \bar{W}_k для каких-либо двух ночей данного наблюдательного сезона с $\sigma_i + \sigma_k$, где σ_i и σ_k дисперсии в W_λ , соответствующие этим двум ночам. Если разность ΔW больше $\frac{\sigma_i + \sigma_k}{2}$ в четыре раза и более, то различие между двумя значениями \bar{W}_i и \bar{W}_k можно считать реальным. Такое сравнение было проведено по возможности для всех звезд. Оказалось, что практически для всех изучае-

Таблица 5

λ	5.IX 1958 г.				15.IX 1959 г.				28.X 1959 г.				Среднее	
	\bar{W}_λ	n	$\rho'_1, \%$	$\rho_1, \%$	\bar{W}_λ	n	$\rho'_1, \%$	$\rho_1, \%$	\bar{W}_λ	n	$\rho'_1, \%$	$\rho_1, \%$	$\bar{\rho}'_1$	$\bar{\rho}_1$
H $_{\beta}$	1,36	5	7,7	8,6	1,24	6	12	9,2	1,86	10	6	8	8,6	8,6
H $_{\gamma}$	1,65	5	7,7	8,0	1,74	6	12	8,0	1,98	10	6	8	8,6	8,0
H $_{\delta}$	1,66	5	7,7	8,0	—	—	—	—	2,10	10	6	8	7,0	8,0
4686 He II	1,86	5	13,3	8,0	2,69	4	5,7	8,0	2,84	10	10	8	9,6	8,0
4641—34 N III	3,83	5	13,3	8,0	3,99	4	5,5	8,0	4,35	10	10	8	9,6	8,0

Примечание. Если использовать данные об ошибках ρ'_1 эмиссионных линий для большего количества ночей, то $\bar{\rho}'_1$ получается равным 11%, а не 9,6%, как это видно из табл. 5.

ных звезд для большинства линий можно установить два и более случаев реальных изменений значений \bar{W}_λ в течение наблюдательного сезона.

Так как характер изменения интенсивности эмиссионных и абсорбционных линий пока неизвестен, то, чтобы установить наличие хотя бы одного реального изменения в течение наблюдательного сезона, были проведены следующие вычисления. Для каждой исследуемой линии в спектре λ Сер в течение двух наблюдательных сезонов найдены средние значения \bar{W}_λ из средних \bar{W}_λ . Далее было найдено среднее значение $\bar{\sigma}_i$ из всех σ_i для данной линии в течение наблюдательного сезона. Затем вычислялась средняя квадратичная ошибка Σ одного измерения значений \bar{W}_λ . Если $\Sigma > \bar{\sigma}_i$ в четыре раза, то отклонение W_i от \bar{W}_λ можно считать реальным, а не возникающим за счет ошибок обработки. Результаты таких сравнений для всех исследуемых линий в течение двух наблюдательных сезонов λ Сер приведены в табл. 6, из которой видно, что для λ Сер в 1959 г. наблюдались реальные изменения значений W_λ , а в 1958 г. изменения сомнительны.

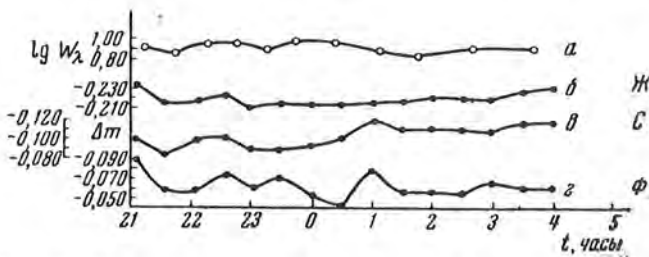
При рассмотрении графиков на фиг. 6 следует обратить внимание на синхронный характер изменения интенсивностей линий H, He II и He I, с одной стороны, и эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III — с другой. Это обстоятельство мы попытаемся ниже объяснить.

Для исследования переменности эмиссионных и абсорбционных линий в течение ночи сравнивались величины σ с величинами ρ_2 и ρ'_2 . Если $\sigma > \rho_2$ или $\sigma > \rho'_2$ в два раза, то это означает, что реальные колебания больше ошибки за счет обработки примерно в 1,7 раза. Это следует из простой формулы $\sigma = \sqrt{\rho_2^2 + \sigma_1^2}$, где σ_1 — дисперсия значений W_λ за счет реальных колебаний, т. е. содержит в себе и ошибки значений за счет обработки и дисперсию значений за счет реальных колебаний. В результате такого исследования линий на переменность в течение ночи оказалось, что величины σ и ρ'_2 для эмиссионных линий в большинстве случаев сравнимы (σ несколько больше ρ'_2) и только для эмиссионных линий 9 Sge $\sigma > \rho'_2$ в два раза. Для абсорбционных линий H, He II и He I $\sigma > \rho_2$ примерно в 1,3 раза.

λ	λ Сер, 1958 г.				λ Сер, 1959 г.			
	\bar{W}	Σ	$\bar{\sigma}_i$	$\frac{\Sigma}{\bar{\sigma}_i}$	\bar{W}_λ	Σ	$\bar{\sigma}_i$	$\frac{\Sigma}{\bar{\sigma}_i}$
H_β	1,48	0,15	0,07	2,0	1,86	0,66	0,14	4,8
H_γ	1,72	0,24	0,08	3,0	1,99	0,27	0,04	7,0
H_δ	1,67	0,14	0,09	1,6	2,13	0,21	0,07	3,0
4686 He II	-2,30	0,53	0,28	1,9	-2,42	0,40	0,11	3,6
4641—34 N III	-3,78	0,74	0,23	3,2	-4,22	0,48	0,25	1,9
4541 He II	0,68	0,15	0,06	2,5	0,82	0,12	0,05	2,4
4200 He II, N III	0,61	0,10	0,05	2,0	0,76	0,15	0,05	3,0
4471 He I	0,56	0,10	0,05	2,0	0,53	0,25	0,04	6,0
4026 He I, He II	0,55	0,11	0,05	2,2	0,91	0,15	0,08	2,0

Однако σ должно быть больше ρ_2^* или ρ_2 по крайней мере в четыре раза, чтобы можно было говорить об реальных изменениях интенсивностей эмиссионных и абсорбционных линий в течение ночи (в течение нескольких часов).

Для более детального изучения характера изменения интенсивностей эмиссионных и некоторых абсорбционных линий, а также блеска звезд



Фиг. 8. Сравнение спектрографических и фотоэлектрических наблюдений λ Сер 19.IX 1959 г.

a — изменение $\lg W_\lambda$ с течением времени; $б-г$ — изменение блеска λ Сер (Δm) с течением времени в желтом, синем и фиолетовом цвете соответственно.

Of с течением времени крайне важны фотоэлектрические наблюдения этих звезд. Выше уже упоминалось, что такие наблюдения были проведены в течение двух ночей для λ Сер наряду со спектрографическими наблюдениями. При сравнении результатов фотоэлектрических (блеска звезды в трех цветах) и спектроскопических наблюдений (значений $\lg W_\lambda$ эмиссионных линий) для λ Сер в течение этих двух ночей никакой корреляции не обнаруживается, как это видно на фиг. 8. Полученные изменения блеска и значений W_λ находятся в пределах ошибок. Число таких наблюдений явно недостаточно для получения уверенных результатов. Только на основании многочисленных наблюдений в различные моменты можно сделать выводы относительно изменения интенсивностей линий и яркостей Of-звезд с течением времени.

Анализ табл. 2 показывает, что значения \bar{W}_λ практически всех эмиссионных и абсорбционных линий в спектрах λ Cep и 9 Sge при переходе к 1959 г. увеличились. Для остальных же звезд значения \bar{W}_λ большинства абсорбционных линий также увеличились, однако для некоторого числа линий значения \bar{W}_λ уменьшились. Значения \bar{W}_λ абсорбционной линии λ 4686 He II в звездах ξ Per, 68 Cyg, HD 206267, т. е. в звездах с слабой

Таблица 7

Название или HD	$\frac{H_\beta}{H_\delta}$	$\frac{H_\gamma}{H_\delta}$	$\frac{H_\delta}{H_\gamma}$
	H_δ	H_δ	H_γ
λ Cep	0,885	1,040	1,00
9 Sge	0,595	1,080	1,00
ξ Per	0,974	1,070	1,00
68 Cyg	0,770	0,922	1,00
206267	1,260	1,150	1,00
λ^1 Ori	1,210	1,080	1,00
S Mon	1,130	1,130	1,00

эмиссией в линиях N III (по нашему материалу), уменьшились. Возможно, что это уменьшение значений \bar{W}_λ λ 4686 He II связано с увеличением неясной эмиссии в этой линии.

Для значений \bar{W}_λ всех исследуемых в отношении переменности линий за 1958 и 1959 гг. были вычислены обычным путем σ_{1958} и σ_{1959} . Оказалось, что для большинства линий $\Delta W > \bar{\sigma} = \frac{\sigma_{1958} + \sigma_{1959}}{2}$ в четыре раза и более. Это говорит о том, что различия значений \bar{W}_λ в 1958 и 1959 гг. реальны.

В Of-звездах линия H_α часто наблюдается в эмиссии. Можно показать, что, по-видимому, и в H_β , а также в меньшей степени и в H_γ имеется эмиссия, но только в неявном виде. Чтобы показать это, сравним отношения значений \bar{W}_λ линий поглощения H_β и H_γ к \bar{W}_λ для линии H_δ в Of-звездах. В табл. 7, составленной по данным \bar{W}_λ для 1958 г. из табл. 2, звезды расположены примерно в порядке убывания эмиссии в линиях N III [7].

Значения \bar{W}_λ линий водорода в табл. 7 не исправлены за блендирование с линиями He II, так как было обнаружено, что учет этих бленд не влияет заметно на величину полученных отношений. Из таблицы видно, что отношения значений \bar{W}_λ линий H_β и H_γ к H_δ в общем возрастает с убыванием эмиссии в линиях N III. Это, возможно, говорит о том, что линии поглощения H_β и отчасти H_γ могут частично замываться эмиссией, интенсивность которой меняется вместе с интенсивностью эмиссии в линиях N III. Если это действительно так, то с возрастанием значений W_λ эмиссионных линий N III значения W_λ наблюдаемых линий поглощения H_β , H_γ и, возможно, других линий должны уменьшаться. Причем этот обратный ход зависимости значений W_λ эмиссионных линий N III может иметься скорее всего для интервала времени в несколько месяцев,

и вот почему. Величина интенсивностей линий поглощения H и других может зависеть не только от интенсивности накладываемой эмиссии, но и сама может заметно меняться в течение длительного промежутка времени. Это следует из того, что интенсивность эмиссии, проявляющаяся в водородных линиях, быстро падает с возрастанием номера линии, а из табл. 2 следует, что наряду с H_β и H_γ и более высокие члены бальмеровской серии, такие, как $H_\delta - H_8$, также заметно меняют свою интенсивность из года в год. Поэтому в течение длительного промежутка времени интенсивность линий поглощения может усилиться или ослабеть независимо от увеличения или ослабления накладываемой эмиссии. Но это усиление и ослабление интенсивности накладываемой эмиссии заметно меньше по сравнению с независимым усилением и ослаблением линий поглощения, так что оно не может существенно повлиять на средний результат за длительный промежуток времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ всех приведенных в статье таблиц и рассмотрение значений \overline{W}_λ исследуемых линий подтверждают выводы других авторов о наличии изменения интенсивности эмиссионных и абсорбционных линий с течением времени. По нашим данным определенно существуют изменения интенсивностей эмиссионных и некоторых абсорбционных линий в спектрах Of-звезд, причем эти изменения скорее всего носят неправильный характер. Для более уверенного суждения об изменениях интенсивностей линий и о возможных закономерностях этих изменений нужны более длительные ряды наблюдений этих звезд с большей точностью. Крайне важны электрофотометрические наблюдения контуров эмиссионных линий в спектрах Of-звезд. Возможно, также существуют изменения интенсивностей эмиссионных и некоторых абсорбционных линий в течение ночи, но точность наших наблюдений и обработки спектрограмм не дает нам возможности их обнаружить.

Полученный в данной работе материал наблюдений будет использован нами для исследования физических условий в атмосферах Of-звезд и для выяснения возможных механизмов образования эмиссионных линий в спектрах этих звезд.

В заключение пользуюсь случаем выразить признательность Э. Р. Мустелло за постоянное внимание и ценные советы при выполнении этой работы, благодарность П. Чугайнову за получение и обработку фотоэлектрических наблюдений, а также Г. Н. Шараповой и Т. С. Галкиной за большую помощь в обработке спектрограмм.

Декабрь 1959.

Л и т е р а т у р а

1. W. W. Morgan., A. D. Code and A. C. Whitford. Ap. J., Suppl. ser., 2, 1—74, 1955.
2. A. Slettebak. Ap. J., 124, 173, 1956.
3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.

4. N. G. Roman. *Ap. J.*, 114, 492, 1951.
5. A. B. Underhill. Université de Liège (Belgique). Institut d'Astrophysique. Cointe Sclessin. Collection in 8° № 396, p. 91—97, 1958. (Extr. Mem in 8° Soc. Roy, Sc. Liege, Quatrieme ser., Tome 20, Fasc. 1).
6. A. B. Underhill. *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 67, 394, 1955.
7. R. Wilson. *Publ. Edinburgh obs.*, 11, № 3, 1958.
8. R. Wilson. *Observatory*, 75, 888, 1955.
9. J. Oke. *Ap. J.*, 120, 1, 1954.
10. P. Swings and O. Struve. *Ap. J.*, 91, 546, 1940.
11. P. Swings. *Ap. J.*, 95, 112, 1942.
12. G. Mannino et J. Humblet. *Ann. d'Aph.*, 18, 4, 1955.
13. G. Mannino et J. Humblet. *Osserv. Spectr. Spectr. La Ricerca Sci.*, 28, f. 5—6, 1199—1204, 1958.
14. О. Струве. Эволюция звезд. ИЛ, 1954.
15. W. A. Hiltner and H. L. Johnson. *Ap. J.*, 124, 2, 1956.
16. Ch. Moore. *Contr. Princeton Univ. obs.*, № 20, 1945.
17. A. Underhill. *A. J.*, 63, № 8, 1958.
18. W. H. Greaves, E. A. Baker and R. Wilson. *Publ. Edinburgh. obs.*, 1, № 2, 1949.
19. H. A. Abt., *Ap. J.*, 126, 1, 1957.
20. Э. С. Бродская. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 6, 84—104, 1951.
21. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 21, 54, 1959.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД ТИПА F

I. СРАВНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕР ЗВЕЗД
С БОЛЬШИМИ И МАЛЫМИ СКОРОСТЯМИ*М. Е. Боярчук*

На основе спектрограмм, полученных на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией $23,4 \text{ \AA}/\text{мм}$ у $H\gamma$, изучены пять звезд с большими пространственными скоростями: HD 218804, HD 136064, γ Ser, θ UMa, χ Her и пять звезд с малыми пространственными скоростями: α CMi, α Tri, χ Dra, θ Per, π^3 Ori (табл. 1). Анализ атмосфер звезд был проведен методом кривых роста. В качестве теоретической кривой была выбрана кривая для однородной модели Милна—Эддингтона. При сравнении химического содержания звезд двух групп была принята попытка освободить определяемое содержание металлов от влияния температуры и электронного давления. Сравнение представлено на фиг. 20, 21, 22, где пунктирными линиями проведены теоретические зависимости функции $f(T) + \text{const}$, проходящие через центры тяжести точек, соответствующих звездам двух групп.

Наиболее сильное различие в содержании обнаружено для углерода (фиг. 22). Отношение содержания углерода к содержанию железа для звезд с большой скоростью в восемь раз больше, чем для звезд с малой скоростью. Отношение содержания водорода к содержанию металлов в звездах с большими скоростями примерно в два раза больше, чем в звездах с малыми скоростями (фиг. 20, 21).

При сравнении относительного содержания металлов между собой для звезд двух групп заметного различия не обнаружено, за исключением бария и стронция, содержание которых по сравнению с содержанием железа в звездах с большими скоростями, возможно, меньше, чем в звездах с малыми скоростями. Звезда с большой скоростью HD 218804, вероятно, является звездой плоской составляющей галактики, так как при сравнении химического содержания она показала все признаки звезд с малыми пространственными скоростями.

A STUDY OF THE ATMOSPHERES OF F TYPE STARS, by *M. E. Boyarchuk*. — I. A COMPARISON OF THE CHEMICAL COMPOSITION OF ATMOSPHERES OF HIGH AND LOW SPACE VELOCITY STARS. Spectrograms obtained with the 1220 mm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory (dispersion $23,4 \text{ \AA}/\text{mm}$ at $H\gamma$) were used for studying 5 high velocity stars: HD 218804, HD 136064, γ Ser, θ UMa, χ Her, and 5 low velocity stars: α CMi, α Tri, χ Dra, θ Per, π^3 Ori (table 1). The stellar atmospheres were analyzed by the curve of growth method. The curve for the homogeneous Milne-Eddington model was selected as the theoretical curve. When comparing the chemical composition of stars of the two groups an attempt was made to eliminate the influence of temperature and electron pressure on the determined metallic abundances. The comparison is illustrated in figs 20, 21, 22, the dotted lines showing the theoretical dependences of the function $f(T) + \text{const}$, passing through the centers of gravity of stars of both groups. The largest difference in abundance was detected for carbon (fig. 22). The carbon/iron ratio of the high velocity stars exceeds that of low velocity stars by a factor of 8, the hydrogen/metal ratio by a factor of 2 (figs 20, 21).

No noticeable difference was found when comparing the relative metallic abundances of stars of both groups. Barium and strontium show a somewhat larger abundance deficiency in high velocity stars. The high velocity star HD 218804 is probably a star of the flat galactic component, as when comparing its chemical content it showed all the characteristics of a star with small space velocity.

1. В связи с развитием более тонкого количественного спектроскопического анализа звездных атмосфер за последнее время установлена разница не только в пространственно-кинематических, но и в спектроскопических характеристиках звезд разных групп. Несколькими авторами за последние годы сравнивалось химическое содержание звезд с большими и малыми скоростями. Такие сравнения наиболее полно были сделаны для звезд-гигантов поздних спектральных классов G5—K5. Дж. Гринстейном и П. Кипаном [1], Г. Хелфером, Дж. Уоллестейном и Дж. Гринстейном [2, 3], М. Шварцшильдом, Б. Шварцшильд, Л. Сирлом и А. Мелцером [4], Л. Грэттоном [5] было изучено спектроскопически около 45 звезд G5—K5 по спектрограммам с большой дисперсией; из них 21 звезда имеет большую пространственную скорость. Несмотря на то что результаты этих авторов несколько расходятся, в общем можно все же считать установленным, что звезды, имеющие большие пространственные скорости, беднее металлами, чем звезды, имеющие малые пространственные скорости.

Авторы отмечают несколько больший недостаток в звездах с большой скоростью таких металлов, как Ca, Sr, Ba, Zr, и редких земель по сравнению с группой железа. Отношение водорода к металлам в звездах с большой скоростью больше, чем в звездах с малой скоростью, примерно в 3—4 раза, т. е. $\left(\frac{N_H}{N_M}\right)_{в.с} : \left(\frac{N_H}{N_M}\right)_{н.с} = 3$ или 4. М. Шварцшильд, Л. Сирл и А. Мелцер [4] нашли, что отношение водорода к группе легких металлов $\left(\frac{N_H}{N_{C,N,O}}\right)$ в 2,5—10 раз больше в звездах с большими скоростями, чем с малыми. Некоторые авторы отмечают усиление молекулярных полос CN и ослабление полос CN в высокоскоростных звездах по сравнению с низкоскоростными. Это усиление CN- и ослабление CN-полос было истолковано М. Шварцшильдом, Л. Спизером и Р. Вильдом [6], как указание на то, что в быстрых звездах водород вдвое, а кислород втрое более обильны по отношению к металлам, чем в обычных звездах. В последнее время этот результат был несколько уточнен К. де Ягером и Л. Невеном [7], которые, решая систему диссоциационных уравнений, нашли, что

$$\lg \left(\frac{N_H}{N_M}\right)_{в.с} - \lg \left(\frac{N_H}{N_M}\right)_{н.с} = 1,2 \text{ и } \lg \left(\frac{N_H}{N_{C,N,O}}\right)_{в.с} - \lg \left(\frac{N_H}{N_{C,N,O}}\right)_{н.с} = 0,50.$$

Что же касается звезд спектральных классов A и F, то пока имеется очень мало работ, посвященных сравнению химического содержания атмосфер звезд с большими и малыми скоростями. Можно отметить, что изучению звезд спектрального класса A по этому вопросу посвящены работы

А. Слеттебака [8] и Дж. Уоллерстейна [9], в которых даны оценки силы линий, и работы Бербидж и Бербиджа [10], Дж. Чемберлина и Л. Аллера [11], в которых количественно изучено девять звезд методом кривых роста, и, наконец, теоретические работы К. де Ягера.

В быстрых А-звездах содержание железа и кальция оказывается заниженным в 3—10 раз, бария — в 30 раз по сравнению с медленными звездами.

Сравнение содержания элементов для F-звезд с большими и малыми скоростями сделано всего для пяти звезд. Звезда θ UMa изучена Дж. Гринстейном [12], четыре звезды с большой пространственной скоростью изучены М. Шварцшильдом и Б. Шварцшильд [13]. М. Шварцшильд и Б. Шварцшильд в результате сравнения получили, что отношение водорода к железу больше в звездах с большими скоростями в два раза, а отношение углерода к железу — в 2,5 раза по сравнению со звездами малых скоростей. Линии же тяжелых элементов ослаблены в звездах с большими скоростями.

Однако следует иметь в виду, что зависимость между возрастом звезды и ее пространственной скоростью имеет до некоторой степени статистический характер. Так, может существовать и относительно «молодая» звезда с большой скоростью, и наоборот. Поэтому результаты М. Шварцшильда, основанные всего лишь на трех звездах, нельзя считать достаточно надежными.

Из всего сказанного видно, что для достаточно обоснованных заключений по данному вопросу необходимы дальнейшие спектроскопические исследования возможно большего числа звезд F обеих групп.

Настоящая работа посвящена изучению физических условий и сравнению химического состава атмосфер звезд F с большими и малыми скоростями.

2. В программу наблюдений было включено 10 звезд спектрального класса F, пять звезд с малыми пространственными скоростями и пять звезд, выбранных из каталога Н. Роман [14] с большими пространственными скоростями (они обозначены в табл. 1 звездочками). Данные об этих звездах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Звезда	HD	Sp (MK)	M_v	m_v	$B - V$	$v \sin i$, км/сек	Q , км/сек
α CMi	61421	F5 IV	+2 ^m 8	0 ^m 5	0 ^m 41	0	21
— *	218804	F5 IV	+3,0	5,8	0,44	—	71
α Tri	11443	F6 IV	+2,1	3,6	0,46	106	25
θ UMa *	82328	F6 IV	+2,2	3,3	0,47	8	102
π^3 Ori	30652	F6 V	+3,8	3,3	0,45	20	30
χ Dra	170153	F7 V	+4,1	3,7	0,50	20	41
θ Per	16895	F7 V	+3,6	4,2	0,48	10	33
γ Ser *	142860	F7 V	+3,3	3,9	0,48	15	80
— *	136064	F8 V	+3,5	5,2	0,54	20	41
χ Her *	142373	F8 V	+3,5	4,6	0,56	10	78

Спектральные классы для звезд выбраны в системе Моргана—Кинана, цвета $B - V$ и M_v для звезд с малыми скоростями взяты из работы [15], а для звезд с большими пространственными скоростями из каталога Н. Роман [14]. Все изучаемые звезды располагаются на главной последовательности диаграммы спектр — светимость.

Спектрограммы указанных звезд были получены на спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией $23,4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Применялись пластинки Кодак 103-аО, охватывающие спектральную область $\lambda 5000-3820 \text{ \AA}$. Ширина щели спектрографа была равна $0,06 \text{ мм}$, что соответствует ширине изображения щели на пластинке, равной $0,04 \text{ мм}$. Высота полученных спектров равна $0,9 \text{ мм}$. Для каждой звезды было получено по 4—5 спектрограмм, для того чтобы охватить весь спектральный интервал, а также уточнить определение эквивалентных ширин.

3. Для фотометрической обработки полученные спектрограммы были прокалиброваны на спектрографе ИСП-51, а затем прсмерены на само-регистрирующем микрофотометре типа Молля с увеличением 50 раз.

Для уверенного проведения непрерывного спектра, чтобы учесть искажающее влияние линий поглощения, был использован фотометрический атлас Р. Вильямса и У. Хилтнера [16], в котором приведены регистрограммы спектров звезд с дисперсией $4,2 \text{ \AA/мм}$ у $\lambda 4500 \text{ \AA}$. В этом атласе была выбрана звезда $\alpha \text{ CMi F5 IV}$, близкая по спектральному классу и классу светимости к звездам нашей программы, приведенным в табл. 1. На регистрограммах $\alpha \text{ CMi}$ указанного атласа были выбраны участки спектра, свободные от линий. Затем эти же участки отсждествлялись на регистрограммах полученных нами спектров и по этим отметкам проводился плавный непрерывный спектр. Такая предосторожность дала возможность провести достаточно уверенно непрерывный спектр, несмотря на небольшую дисперсию полученных спектрограмм.

При отождествлении линий в спектрах изучаемых звезд были использованы списки длин волн спектральных линий в спектрах F-звезд Дж. Свенсона [17], К. Райта [18], Дж. Гринстейна [12] и таблицы спектральных линий С. М. Райского, А. И. Зайделя, В. К. Прокофьева [19]. Так как при дисперсии $23,4 \text{ \AA/мм}$ многие линии блендируются друг с другом, то из наблюдаемых линий были выбраны лишь те, в которых блендированием можно было пренебречь. Из-за сравнительно небольшой дисперсии контуры линий металлов имеют в основном инструментальное происхождение, и для определения эквивалентной ширины их можно представлять в виде треугольничков. Однако из-за блендирования и эти простые контуры во многих случаях сильно искажены. Те линии, которые блендировались сильно, мы не рассматривали. Но были и такие линии, которые блендировались не сильно, у которых взаимно накладывались лишь их крылья, а центральные остаточные интенсивности оставались неискаженными. Эквивалентные ширины этих линий нельзя определять обычным способом, так как для них невозможно построить весь контур. В этом случае был использован метод остаточных интенсивностей, суть которого заключается в следующем.

Для каждого спектра были выбраны полностью свободные от blends линии и для этих линий была построена зависимость центральной остаточной интенсивности линии r_{v_0} от площади контура линии S . В качестве аргумента была выбрана площадь контура, потому что инструментальный контур обусловлен главным образом рассеянием света в эмульсии пластинки и, следовательно, не меняется с длиной волны. Подобные зависимости, построенные отдельно для нескольких спектрограмм одной и той же звезды, давали очень хорошее согласие между собой. Поэтому впоследствии мы строили один общий график для всех спектрограмм данной звезды.

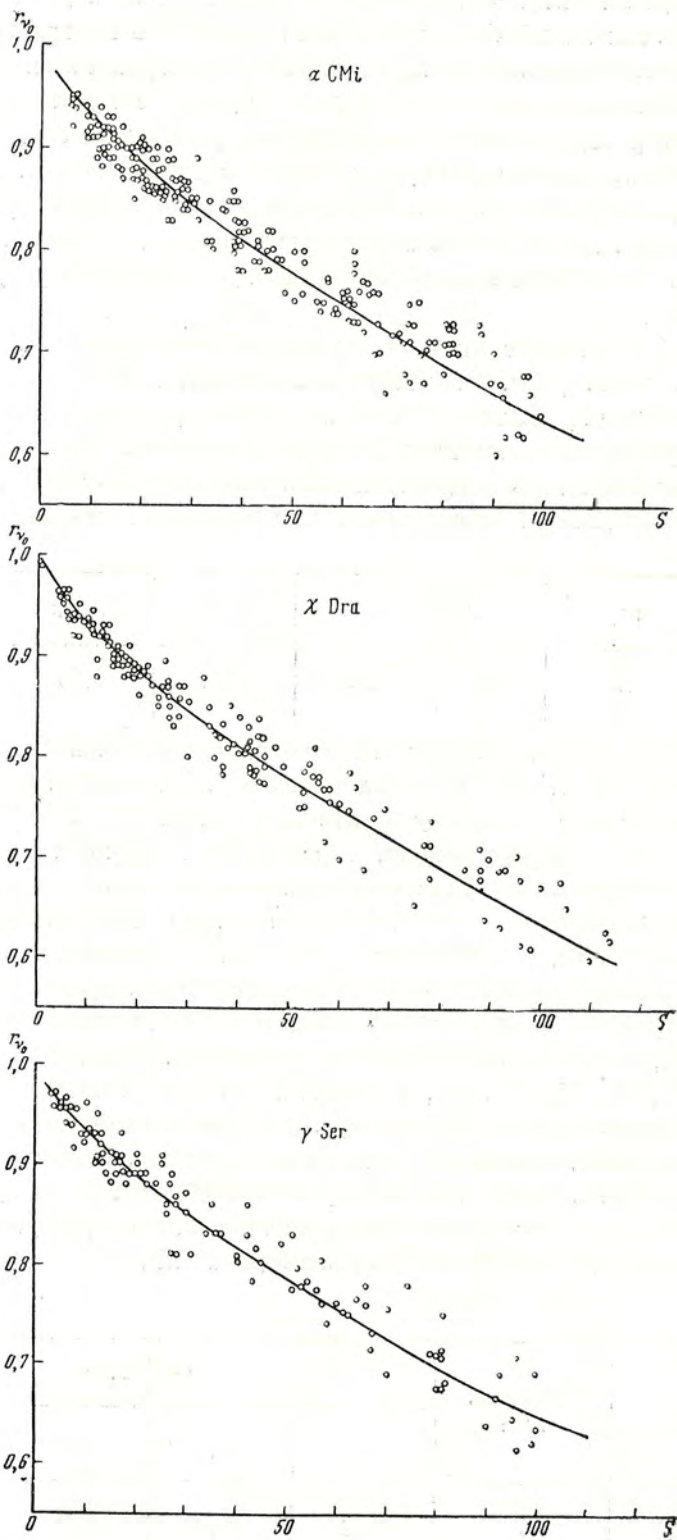
На фиг. 1 в качестве примера приведены зависимости r_{v_0} от S для звезд α CMi, κ Dra, γ Ser. Используя эти зависимости, на основании измеренных величин r_{v_0} были получены величины S , которые затем при помощи дисперсионного множителя были переведены в эквивалентные ширины W_λ для 122 линий металлов и пяти молекулярных полос CN. Относительная ошибка E определений эквивалентной ширины указана ниже.

W_λ	<0,1	0,1—0,2	0,2—0,4	0,4—0,6
E	0,09	0,08	0,05	0,03

Как видно, ошибка уменьшается с возрастанием эквивалентной ширины линии и для $W_\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ она равна 3%. Эквивалентные ширины линий, определенные по методу остаточных интенсивностей, мало отличаются от эквивалентных ширин, определенных обычным путем. Так, в дальнейшем было подсчитано содержание железа по линиям, эквивалентная ширина которых определялась по методу остаточных интенсивностей, и по линиям, для которых эквивалентная ширина определялась обычным методом. Результат получился одинаковым. Данный метод позволил нам выделить большее число линий металлов, которые можно было использовать, несмотря на умеренную дисперсию. Контуров линий водорода H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , H_ζ , H_η , а также линий ионизованного кальция строились полностью с их крыльями, и для них также определены эквивалентные ширины. Сравнение определений эквивалентных ширин для водородных линий с определениями других авторов дает вполне удовлетворительное согласие. Это можно видеть из табл. 2, где приведены эквивалентные ширины, полученные для звезды α CMi.

Таблица 2

Автор	Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$			
		H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ
Райт [18]	48	3,11	3,17	3,20	3,15
Боярчук	23,4	2,99	3,03	3,13	3,19



Фиг. 1. Зависимость центральной остаточной интенсивности линии от площади линии.

Внутренняя точность наших определений эквивалентных ширин линий по r_{v_0} (а таких определений W_λ большинство) вполне удовлетворительна и для основной массы линий составляет $\sim 6\%$. Однако мы использовали спектрограммы со сравнительно небольшой дисперсией, поэтому интересно было установить, существуют ли систематические различия между нашими определениями эквивалентных ширин линий металлов и эквивалентными ширинами, полученными по спектрограммам с дисперсией 2—4 Å/мм. Для этого было проведено сравнение эквивалентных ширин линий, полученных нами в спектрах звезд α CMi, θ UMa, α Per, γ Sgr с эквивалентными ширинами, полученными Дж. Гринстейном [12] и К. Райтом [18] по спектрограммам для этих же звезд, полученным с большой дисперсией. Графики сравнения эквивалентных ширин приведены на фиг. 2 и 3.

Из графиков видно, что наши определения эквивалентных ширин для слабых линий несколько занижены по сравнению с эквивалентными ширинами, полученными с большой дисперсией. По всей видимости, это вызвано небольшой разрешающей силой спектрографа. Чтобы исключить эту систематическую ошибку, был построен редуцированный график. На основе фиг. 2 и 3 и с помощью этого графика наши определения эквивалентных ширин были приведены к эквивалентным ширинам, полученным по спектрограммам с большой дисперсией. Результаты определения эквивалентных ширин, полученных таким образом, собраны в табл. 3. В первом столбце таблицы даны длины волн линий соответствующих элементов, во втором — номер мультиплета, согласно таблицам Ш. Мур [20], в последующих столбцах для каждой звезды приведены эквивалентные ширины линий поглощения, определенные нами непосредственно, т. е.

$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, и эквивалентные ширины линий поглощения, приведенные

к большой дисперсии и обозначенные в табл. 3, как $\lg \frac{W'_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$. Уже из предварительного рассмотрения эквивалентных ширин линий для различных звезд видно, что для некоторых звезд одного и того же спектрального класса и класса светимости некоторые линии металлов слабее, чем для других.

Так были сравнены эквивалентные ширины для следующих пар звезд: γ Ser F7 V и θ Per F7 V; α Tri F6 IV и θ UMa F6 IV; α CMi F5 IV и HD 218804 F5 IV. Различия в эквивалентных ширинах линий поглощения металлов можно ожидать за счет разницы в температурах и давлении звезд, за счет разницы в турбулентных скоростях и, наконец, за счет разницы содержания металлов в звездах. Чтобы заранее освободиться от некоторых из этих эффектов, указанные пары были подобраны одинаковыми по спектральному классу и светимости. Температуры и турбулентные скорости также мало различаются для звезд каждой пары. Поэтому влияние этих параметров можно было не учитывать.

Оставалось допустить, что различия в эквивалентных ширинах линий поглощения металлов в этих звездах вызвано различием содержания данных металлов.

Таблица 3

λ	n	α CMi		α Tri		π^3 Ori		ζ D a		θ Uma		HD 136064		χ Her		γ Ser	
		$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$	$0.01 \cdot \frac{\chi}{\chi_M}$
H I																	
4864,33	1	2,98	2,96	2,81	2,84	2,86	2,98	2,95	2,90	2,98	2,98	2,90	2,80	2,98	2,98	2,98	2,98
4340,47		3,03	3,03	2,99	2,81	2,92	2,99	2,97	2,89	2,97	2,97	2,89	2,74	2,94	2,94	2,94	2,94
4104,74		3,42	3,03	3,01	2,97	3,01	3,07	2,97	2,95	2,97	2,97	2,95	2,91	3,02	3,02	3,02	3,02
H _ε + H CaII																	
3970,07		3,36	3,31	3,26	3,25	3,37	3,29	3,30	3,34	3,30	3,30	3,34	3,34	3,40	3,40	3,40	3,40
H I																	
3889,05	1	3,19	3,10	3,02	3,04	3,08	3,08	2,98	3,08	2,98	2,98	3,08	3,08	3,08	3,08	3,08	3,08
3835,39	1		3,31	3,25		3,24	3,24	3,41		3,41							
CH																	
4323,90		1,41	1,27	1,60	1,40	1,71	1,54	1,60	1,87	1,51	1,51	1,87	1,93	1,78	1,80	1,80	1,80
4323,14		1,21	1,14	1,14	1,27	1,21	1,21	1,28	1,74	1,44	1,44	1,74	1,88	1,57	1,63	1,63	1,63
4311,57		1,21	1,67	1,41	1,54	1,62	1,45	1,52	1,60	1,37	1,45	1,95	1,97	1,71	1,74	1,74	1,74
4303,88		1,41	1,85	1,51	1,65	1,62	1,45	1,52	1,70	1,73	1,76	1,90	2,01	1,78	1,80	1,80	1,80
4281,96		1,15	1,22	1,07	0,97	1,37	0,97	1,03	1,03	1,27	1,35	1,41	1,37	1,15	1,22	1,22	1,22
Mg I																	
5183,60	2		2,07	2,03	2,37	2,47	2,24	2,10	2,47								
5172,68	2		2,16	2,12	1,93	1,91	2,27	2,12	1,91								
4703,29	11	1,53	1,65	1,60	1,53	1,65	1,53	1,59	1,60	1,67	1,72	1,63	1,58	1,53	1,59	1,59	1,59
4167,27	15	1,76	1,58	1,73	1,63	1,83	1,84	1,86	1,68	1,46	1,53	1,83	1,61	1,70	1,74	1,74	1,74
4057,50	15		1,69	1,76	1,79	1,91	1,81	1,82	1,65	1,65	1,70	1,66	1,79	1,81	1,81	1,81	1,81
3986,75	17	1,85	1,54	1,68	1,51	1,88	1,75	1,78	1,58	1,60	1,65	1,66	1,80	1,82	1,82	1,82	1,82
Mg II																	
4481,43	4	1,84	2,09	1,84	1,71	1,93	1,88	1,88	1,74	1,94	1,92	1,93	1,76	1,76	1,79	1,79	1,79

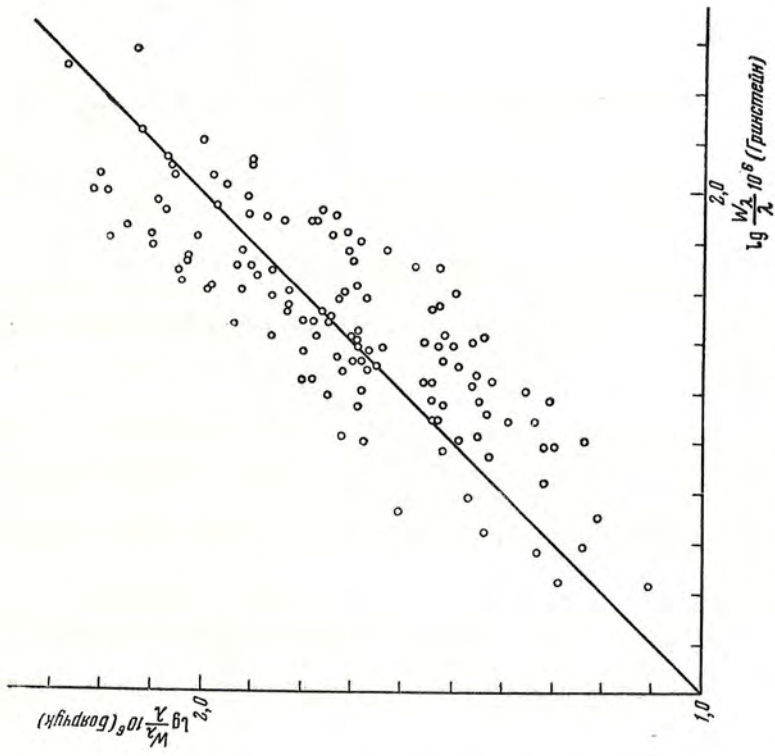
Таблица 3 (продолжение)

λ	n	α CMI		α Tri		π Ori		γ Dra		θ Per		HD 218804		θ UMa		HD 186064		χ Her		γ Ser		
		$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_1$	$0,01 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\lambda}} \beta_2$	
4163,64	105	1,28	1,36	1,28	1,36	1,15	1,22	1,23	1,31	1,28	1,36	1,28	1,36	1,21	1,29	1,16	1,23	1,16	1,23	1,28	1,36	
4028,33	87	1,24	1,32		1,14	1,08	1,14	1,24	1,32	1,32	1,40	1,47	1,24	1,16	1,10	1,10	1,16	1,24	1,16	1,30	1,38	
V I																						
4379,24	22	0,96	1,01	0,96	1,01	1,36	1,44	1,20	1,27	1,26	1,34	1,14	1,21	1,21	1,29	1,31	1,39	1,06	1,12	0,96	1,01	
Cr I																						
4274,80	1			1,77	1,79	1,57	1,63			1,80	1,82	1,57	1,63	1,65	1,70			1,77	1,79			
4254,35	1	1,45	1,52	1,52	1,59	1,49	1,56	1,60	1,66	1,65	1,69	1,52	1,59	1,54	1,60			1,63	1,68	1,65	1,70	
Cr II																						
4876,41	30			1,31	1,39			1,31	1,39	1,46	1,53	1,57	1,62	1,43	1,51	1,21	1,29	1,27	1,35	1,41	1,49	
4848,24	30			1,41	1,49	1,41	1,49	1,42	1,49	1,43	1,50	1,46	1,53	1,43	1,51	1,49	1,56	1,35	1,43	1,39	1,47	
4242,38	31	1,37	1,45																			
4207,35	26			1,28	1,36	1,32	1,40	1,42	1,49	1,63	1,68	1,37	1,45	1,37	1,45	1,67	1,71	1,49	1,56	1,55	1,61	
4012,50	183	1,44	1,51	1,46	1,53	1,40	1,48	1,50	1,57	1,60	1,65	1,48	1,55	1,40	1,46	1,60	1,65	1,38	1,46	1,60	1,66	
Mn I																						
4823,52	16	1,57	1,63	1,49	1,56	1,40	1,48	1,40	1,16			1,36	1,44	1,57	1,63	1,66	1,70	1,27	1,35	1,52	1,59	
4783,40	16			1,36	1,44	1,23	1,31	1,23	1,31			1,10	1,16	1,43	1,50			1,22	1,30			
4761,53	21	1,20	1,27	1,10	1,16	0,96	1,01			1,28	1,36	1,17	1,24			1,36	1,44	1,02	1,06	1,40	1,16	
4041,36	5							1,24	1,32	1,62	1,67	1,60	1,65			1,70	1,74	1,70	1,74	1,54	1,60	
4034,49	2	1,51	1,60	1,47	1,54	1,40	1,48	1,35	1,43	1,63	1,68	1,51	1,58	1,72	1,75	1,72	1,75	1,70	1,74	1,54	1,60	
4033,07	2	1,83	1,84	1,81	1,83	1,78	1,80	1,81	1,83	1,87	1,87	1,81	1,82	1,72	1,75	1,98	1,94	1,86	1,86	1,78	1,80	
4030,80	2	1,87	1,87	1,87	1,87	1,84	1,85	1,84	1,85	2,02	1,97	1,86	1,86	1,83	1,84	2,00	1,96	1,95	1,92	1,87	1,87	
Fe I																						
4920,50	318	1,67	1,71	1,84	1,85	1,65	1,69	1,69	1,73	1,80	1,82			1,59	1,65	1,91	1,90	1,75	1,78	1,97	1,94	
4890,80	318			1,69	1,73	1,57	1,63	1,92	1,90	1,73	1,76	1,71	1,74	1,63	1,68	1,67	1,71	1,55	1,61	1,47	1,54	
4736,80	554	1,32	1,40	1,47	1,54	1,23	1,31	1,32	1,40	1,40	1,47	1,44	1,51	1,32	1,40	1,32	1,40	1,32	1,40	1,28	1,36	

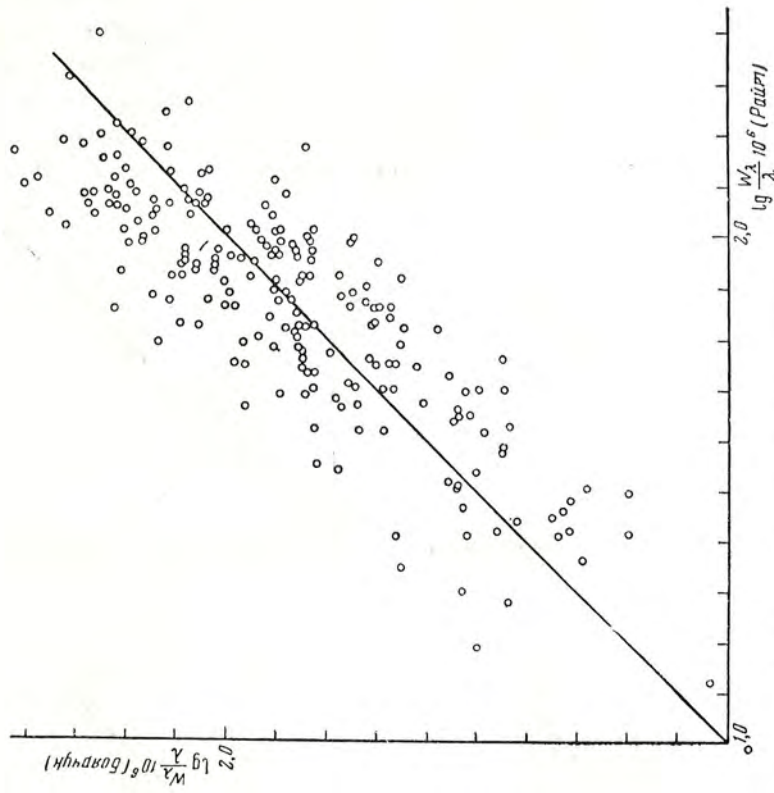
4494, 57	68	1,52	1,59	1,43	1,50	1,36	1,44	1,30	1,38	1,58	1,64	1,46	1,53	1,52	1,59	1,65	1,69	1,49	1,56	1,39	1,47
4476, 02	350	1,74	1,77	1,94	1,43	1,40	1,48	1,72	1,75	1,46	1,53	1,30	1,38	1,78	1,80	1,53	1,59	1,77	1,79	1,74	1,77
4415, 12	41	1,68	1,72	1,83	1,84	1,83	1,84	1,82	1,83	1,89	1,88	1,82	1,83	1,89	1,88	1,77	1,79	1,77	1,79	1,79	1,81
4404, 75	41	2,10	2,02	2,23	2,10	2,16	2,06	2,11	2,03	2,02	2,09	2,16	2,06	2,18	2,07	2,26	2,12	2,22	2,09	2,08	2,01
4383, 55	414	1,59	1,64	1,64	1,69	1,43	1,51	1,88	1,88	1,72	1,75	1,59	1,65	2,05	2,07	1,64	1,69	1,50	1,57	1,59	1,65
4367, 58	42	2,04	1,98	2,14	2,05	2,03	1,97	1,95	1,92	2,23	2,10	2,04	1,98	2,05	1,99	2,27	2,12	2,16	2,06	2,04	1,99
4325, 76	42	1,90	1,89	1,99	1,95	1,98	1,94	1,85	1,86	2,10	2,02	2,01	1,96	1,98	2,18	2,07	2,07	2,14	2,05	2,01	1,96
4271, 76	42	4,85	4,85	4,99	4,95	1,91	1,90	1,85	1,86	2,05	1,99	1,95	1,92	1,86	2,02	1,97	2,00	1,97	1,96	1,94	1,92
4260, 48	152	1,69	1,73	1,78	1,80	1,73	1,76	1,77	1,79	1,85	1,86	1,71	1,75	1,73	1,76	1,92	1,90	1,83	1,84	1,80	1,82
4250, 79	152	4,65	4,70	4,74	4,77	1,67	1,71	4,75	4,78	1,88	1,88	1,80	1,82	1,69	1,73	1,86	1,86	1,83	1,84	1,73	1,76
4235, 94	152	1,33	1,41	1,41	1,41	1,41	1,41	1,45	1,52	1,41	1,49	1,28	1,36	1,52	1,59	1,48	1,48	1,28	1,36	1,22	1,30
4222, 22	42	1,72	1,75	1,78	1,80	1,76	1,79	1,65	1,70	1,84	1,85	1,76	1,79	1,63	1,68	1,93	1,91	1,77	1,79	1,76	1,79
4202, 03	42	1,68	1,72	1,55	1,61	1,63	1,68	1,63	1,68	1,79	1,81	1,68	1,72	1,68	1,72	1,68	1,72	1,66	1,71	1,70	1,74
4191, 44	152	1,83	1,84	1,84	1,85	1,78	1,80	1,70	1,74	1,93	1,91	1,81	1,83	1,72	1,75	1,81	1,83	1,78	1,80	1,52	1,59
4187, 80	152	1,70	1,74	1,84	1,85	1,76	1,79	1,76	1,78	1,85	1,85	1,81	1,83	1,63	1,68	1,76	1,79	1,68	1,72	1,76	1,78
4187, 04	18	1,50	1,57	1,29	1,37	1,55	1,61	1,42	1,49	1,74	1,77	1,76	1,79	1,42	1,50	1,64	1,69	1,53	1,59	1,53	1,59
4152, 17	42	1,34	1,42	1,23	1,31	1,28	1,36	1,93	1,91	1,43	1,50	1,33	1,41	1,80	1,82	1,38	1,46	1,46	1,53	1,34	1,42
4147, 67	43	1,80	1,82	1,93	1,91	1,86	1,86	1,93	1,91	2,05	1,99	1,93	1,91	1,80	1,82	1,98	1,94	2,04	1,98	1,93	1,91
4143, 87	43	1,86	1,86	1,88	1,87	1,81	1,82	1,71	1,74	1,93	1,91	1,83	1,84	1,71	1,74	1,82	1,90	1,89	1,88	1,78	1,80
4132, 06	43	1,91	1,90	1,77	1,79	1,88	1,88	1,93	1,91	2,04	1,98	1,85	1,85	1,77	1,79	2,05	1,99	2,10	2,02	1,91	1,90
4071, 74	43	1,98	1,94	1,91	1,90	1,96	1,93	2,02	1,97	2,04	1,98	2,01	1,96	1,92	1,90	2,12	2,03	2,04	1,98	1,98	1,94
4063, 59	43	2,12	2,03	2,16	2,06	2,06	2,00	2,07	2,00	2,21	2,09	2,09	2,01	2,05	1,97	2,22	2,09	2,23	2,10	2,12	2,03
4045, 82	43	1,35	1,43	1,17	1,24	1,34	1,42	1,24	1,32	1,40	1,47	1,24	1,32	1,18	1,25	1,63	1,68	1,51	1,58	1,35	1,43
4021, 87	278	1,44	1,51	1,17	1,24	1,34	1,42	1,24	1,32	1,51	1,57	1,30	1,38	1,17	1,24	1,60	1,65	1,30	1,38	1,51	1,58
4009, 72	72	2,09	2,01	1,94	1,92	1,89	1,88	1,66	1,71	2,10	2,02	1,98	1,94	1,58	1,64	2,04	2,04	2,04	1,98	1,51	1,58
4005, 25	43	1,68	1,72	1,73	1,76	1,61	1,66	1,66	1,71	1,85	1,85	1,73	1,76	1,76	1,76	1,85	1,85	1,85	1,85	1,85	1,88
3922, 90	4	1,79	1,81	1,73	1,76	1,66	1,71	1,66	1,71	2,03	1,98	1,90	1,89	1,73	1,76	1,85	1,85	1,85	1,85	1,88	1,88
3920, 30	4	1,82	1,83	1,61	1,66	1,61	1,66	1,68	1,72	1,84	1,85	1,71	1,75	1,61	1,66	1,75	1,75	1,92	1,90	1,73	1,76
3917, 48	20	1,85	1,85	1,73	1,76	1,66	1,71	1,66	1,71	2,01	1,96	1,75	1,78	1,66	1,71	1,80	1,80	1,80	1,82	1,82	1,82
3906, 48	4	1,89	1,88	1,56	1,62	1,66	1,71	1,84	1,85	1,98	1,94	1,75	1,78	1,71	1,74	1,71	1,71	1,71	1,71	1,71	1,71
3895, 66	4	2,23	2,10	2,00	1,96	2,13	2,04	2,16	2,06	2,18	2,07	2,17	2,07	2,06	2,00	2,07	2,07	2,07	2,07	2,07	2,07
3878, 02	20	1,52	1,59	1,43	1,50	1,36	1,44	1,30	1,38	1,58	1,64	1,46	1,53	1,52	1,59	1,65	1,69	1,49	1,56	1,39	1,47

Таблица 3 (окончание)

λ	n	α CMi		α Tri		π^2 Ori		χ Dra		0 Per		HD 218804		0 UMa		HD 136064		χ Her		γ Ser	
		$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$	$101 \cdot \frac{\gamma}{\nu_{\text{М}}}$
3873,76	175	1,83	1,84	1,54	1,60	1,53	1,59	1,62	1,67	1,88	1,89	1,81	1,83	1,71	1,74	1,66	1,71	1,90	1,89	1,59	1,65
3872,50	20	2,10	2,02	1,94	1,92	1,87	1,87	1,88	1,88	2,10	2,10	2,00	1,96	1,92	1,90	1,45	1,52	1,88	1,88	1,59	1,65
3865,53		1,86	1,86					1,88	1,69	1,88	1,88	1,76	1,79	1,78	1,78	1,68	1,72	1,88	1,88	1,60	1,65
3859,91	4	2,20	2,08	1,93	1,91	2,14	2,04	2,13	2,04	2,31	2,14	2,03	1,98	1,96	1,93	1,68	1,72	2,18	2,07	1,59	1,60
3856,37		1,92	1,90	1,81	1,83	2,02	1,97	1,89	1,88	2,11	2,03	1,97	1,94	1,76	1,78	1,68	1,72	2,11	2,03	1,59	1,60
3852,57	73	1,53	1,59	1,53	1,59	1,59	1,65	1,32	1,40	1,72	1,75	1,49	1,56	1,62	1,67	1,68	1,72	1,64	1,69	1,60	1,65
3850,82	22	1,83	1,84	1,53	1,59			1,83	1,84	1,89	1,88			1,75	1,78	1,68	1,72	1,75	1,78	1,60	1,65
Fe II																					
5018,44	42	1,87	1,87	1,96	1,93	1,56	1,62	1,75	1,78	1,68	1,72	1,90	1,89	1,75	1,78	1,66	1,71	1,90	1,89	1,59	1,65
4923,92		1,67	1,71	1,75	1,78	1,59	1,65			1,51	1,58	1,54	1,60	1,69	1,73	1,45	1,52	1,88	1,88	1,60	1,65
4583,83	38	1,45	1,52	1,76	1,79	1,52	1,59			1,68	1,72	1,45	1,52	1,68	1,72	1,68	1,72	1,52	1,59	1,60	1,65
4555,89	37	1,42	1,49			1,48	1,55	1,42	1,49	1,60	1,65	1,54	1,61	1,74	1,77	1,68	1,72	1,57	1,63	1,54	1,60
4522,63	38	1,45	1,52	1,65	1,70	1,49	1,56	1,25	1,33	1,52	1,59	1,49	1,56	1,52	1,59	1,58	1,64	1,49	1,56	1,25	1,33
4515,34	37	1,46	1,53	1,42	1,49	1,26	1,34	1,04	1,10	1,60	1,65	1,30	1,38	1,49	1,56	1,42	1,49	1,25	1,33	1,25	1,33
4508,28	38	1,35	1,43	1,42	1,49	1,18	1,26	1,04	1,10	1,25	1,33	1,30	1,38	1,30	1,38	1,43	1,50	1,25	1,33	0,95	1,00
4233,16	27	1,77	1,79	1,79	1,81	1,62	1,67	1,72	1,75	1,82	1,83	1,77	1,79	1,75	1,78	1,87	1,87	1,70	1,74	1,77	1,79
Sr II																					
4215,52	1	1,85	1,85	1,93	1,91	1,83	1,84	1,76	1,79	1,94	1,92	1,82	1,83	1,67	1,71	1,93	1,91	1,76	1,78	1,88	1,88
4077,71	1	1,96	1,93	2,13	2,04	1,92	1,91	1,85	1,85	2,14	2,05	2,03	1,98	1,93	1,91	2,06	2,00	2,11	2,03	1,93	1,91
Ba II																					
4934,09	1			1,70	1,74	1,50	1,57	1,59	1,65	1,65	1,69	1,54	1,60	1,65	1,70	1,45	1,52	1,59	1,65	1,32	1,40
4554,03	1	1,54	1,60	1,85	1,85	1,52	1,59	1,46	1,53	1,68	1,72	1,49	1,56	1,64	1,69	1,49	1,56	1,57	1,63	1,54	1,60

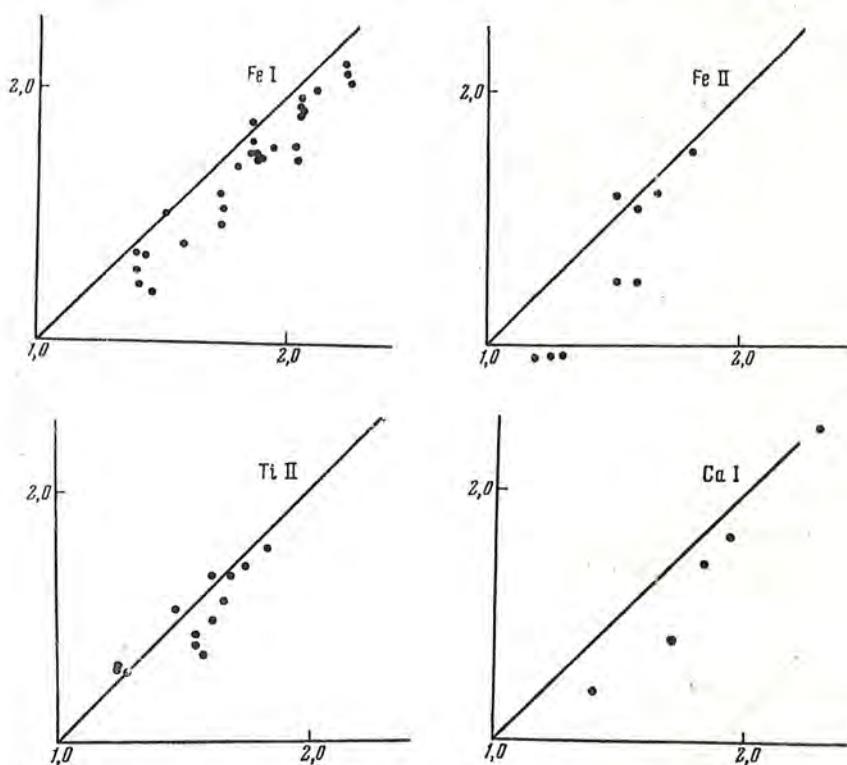


Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий.



Фиг. 3. Сравнение эквивалентных ширин линий.

Указанные сравнения W_2 приведены на фиг. 4—6. Из сравнения видно, что в первой паре (фиг. 4) наиболее сильные линии металлов имеет звезда θ Per, во второй паре (фиг. 5) несколько более сильные линии имеет звезда α Tri, и, наконец, в третьей паре различия в эквивалентных ширинах линий не обнаружено. Звезда HD 218804, несмотря на то что она имеет большую пространственную скорость, показала линии такой же силы, как и звезда с малой пространственной скоростью α CMi. Все эти



Фиг. 4. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения для звезды γ Ser F7 V (ось ординат) и звезды θ Per F7 V (ось абсцисс).

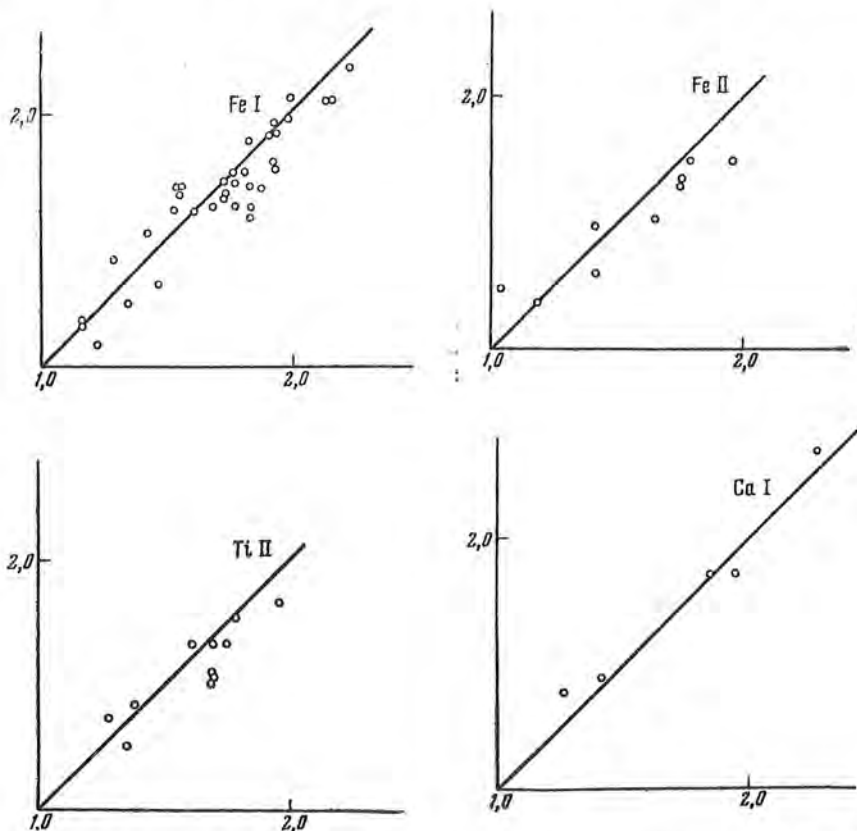
данные несколько не согласуются с оценками Н. Роман [21, 22], так как ее результаты показывают, что звезды γ Ser, α Tri, θ Per, θ UMa все являются звездами со слабыми линиями. Вероятно, причина такого расхождения заключается в различии критериев оценки силы линий и в методике сравнения.

4. Полученные эквивалентные ширины использовались для определения химического состава и параметров атмосфер звезд методом кривых роста. Силы осцилляторов линий, необходимые для построения кривых роста, выбирались из списка, составленного в Крымской астрофизической обсерватории [23].

Кривые роста были построены методом, предполагающим задание некоторого предварительного значения температуры возбуждения T_v [24], т. е. мы откладывали по оси ординат величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, а по оси абсцисс

$$\lg X_f = \lg gf\lambda - \frac{5040}{T_b} \varepsilon_i, \quad (1)$$

где ε_i — потенциал возбуждения нижнего уровня, при переходе с которого возникают данные линии поглощения. Предварительная температура возбуждения T_b выбиралась для каждой звезды по спектральному



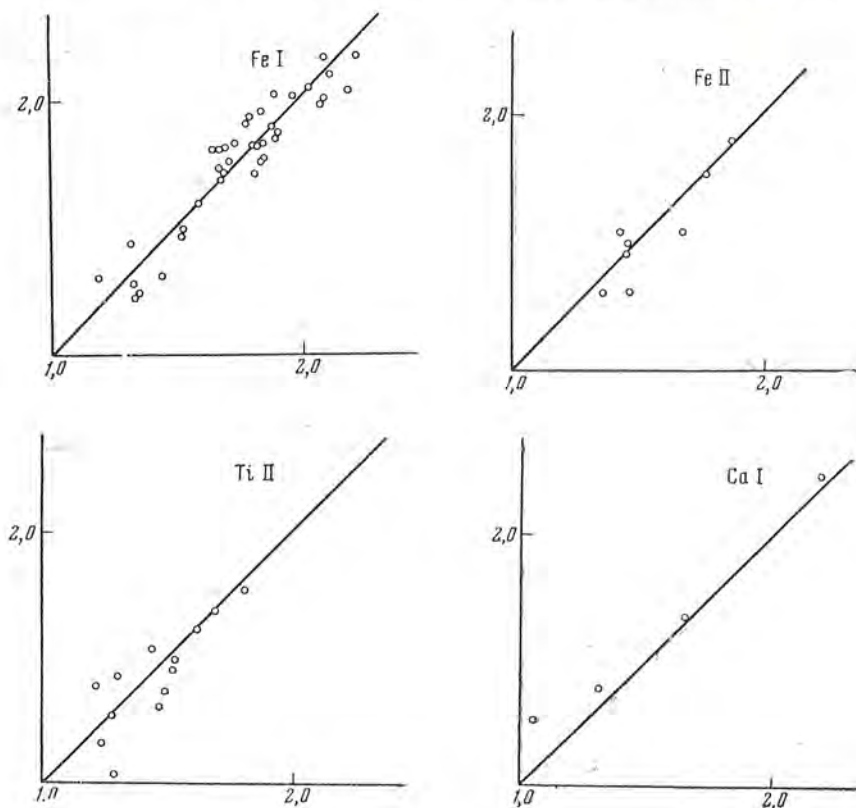
Фиг. 5. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения для звезды θ UMa F6 IV (ось ординат) и звезды α Tri F6 IV (ось абсцисс).

классу; подробнее об этом будет сказано ниже. Построенные таким образом кривые роста для отдельных элементов, находящихся как в нейтральном, так и в ионизованном состоянии, были объединены в одну общую кривую. При объединении наибольший вес придавался тем элементам, которые имели наибольшее число надежных линий поглощения. В нашем случае такими элементами оказались Fe I, Fe II, Ti II.

В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эддингтона, рассчитанная М. Врубелем [25]. Для этой модели во всей атмосфере звезды отношение

$$\eta_v = \frac{\sigma_v}{k_v} N_{ri} \quad (2)$$

принимается постоянным. Здесь σ_i — коэффициент поглощения в линии, k_i — коэффициент непрерывного поглощения и N_{vi} — число атомов данного элемента, находящихся в состоянии ионизации v и возбуждения i , рассчитанное на 1 г водорода. Кривые роста рассчитаны Врубелем для



Фиг. 6. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения для звезды α CMi F5 IV (ось ординат) и звезды HD 218804 F5 IV (ось абсцисс).

различных значений параметра $\frac{B_0}{B_1}$, где B_0 и B_1 суть коэффициенты линейного разложения планковской функции по оптической глубине

$$B(\tau) = B_0 + B_1\tau. \quad (3)$$

Отношение $\frac{B_0}{B_1}$ равно

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{8}{3} \frac{k_\lambda}{k} \frac{1 - e^{-U}}{U}, \quad (4)$$

где $U = \frac{h\nu}{kT_0}$ и T_0 — граничная температура, которая связана с эффективной температурой T_e соотношением $T_e = 1,233 T_0$.

Для звезд, исследуемых в данной работе, $\frac{B_0}{B_1}$ примерно равно $\frac{1}{3}$, и поэтому из семейства кривых роста Врубеля была выбрана теоретическая кривая, соответствующая этому параметру. Теоретические кривые роста были совмещены с наблюдаемыми. Полученные кривые роста для всех

десяти звезд приведены на фиг. 7—16. Сплошная кривая на каждом рисунке соответствует теоретической кривой роста, наилучшим образом удовлетворяющей наблюдениям.

Вернемся к вопросу о температуре возбуждения $T_{\text{в}}$. Предварительное значение температуры возбуждения выбиралось для каждой звезды следующим образом. Вначале задавалась эффективная температура $T_{\text{э}}$, оцениваемая по спектральному классу звезды [26]. Затем на основании этой температуры были получены температура возбуждения и температура ионизации, согласно соотношению (5)

$$T_{\text{э}} : T_{\text{и}} : T_{\text{в}} = 1 : 0,89 : 0,82. \quad (5)$$

Данное соотношение было получено на основании сопоставлений результатов исследований различных звезд по спектрограммам с большой дисперсией, опубликованных различными авторами. Это сопоставление представлено на фиг. 17. Эффективные температуры и предварительно принятые значения температур возбуждения $T_{\text{в}}$ даны в табл. 4 в третьем и четвертом столбцах соответственно. Затем по числу атомов, находящихся

Т а б л и ц а 4

Звезда	Sp (МК)	$T_{\text{э}}$	$T_{\text{и}}$	$T_{\text{в}}^*$	$T_{\text{и}}$	v_l , км/сек	Γ/ν	ν_e	k_{λ}
α CMi	F5 IV	6500°	5330°	5225°	5680°	3,6	$3,8 \cdot 10^{-6}$	2,29	0,05
HD 218804	F5 IV	6500	5320	5205	5650	3,5	$3,7 \cdot 10^{-6}$	2,88	0,08
α Tri	F6 IV	6250	5120	5200	5660	4,0	$4,1 \cdot 10^{-6}$	3,39	0,08
θ UMa	F6 IV	6250	5120	5120	5560	3,2	$3,3 \cdot 10^{-6}$	0,80	0,03
π^3 Ori	F6 V	6400	5250	5160	5610	3,8	$3,1 \cdot 10^{-6}$	2,57	0,08
χ Dra	F7 V	6250	5120	5095	5540	3,8	$4,7 \cdot 10^{-6}$	1,82	0,06
θ Per	F7 V	6250	5120	5190	5640	3,8	$4,0 \cdot 10^{-6}$	4,90	0,13
γ Ser	F7 V	6250	5120	5200	5650	3,6	$4,5 \cdot 10^{-6}$	2,57	0,08
HD 136064	F8 V	6150	5040	5130	5560	3,2	$4,0 \cdot 10^{-6}$	2,30	0,06
χ Per	F8 V	6150	5040	5000	5430	3,6	$4,5 \cdot 10^{-6}$	1,12	0,03

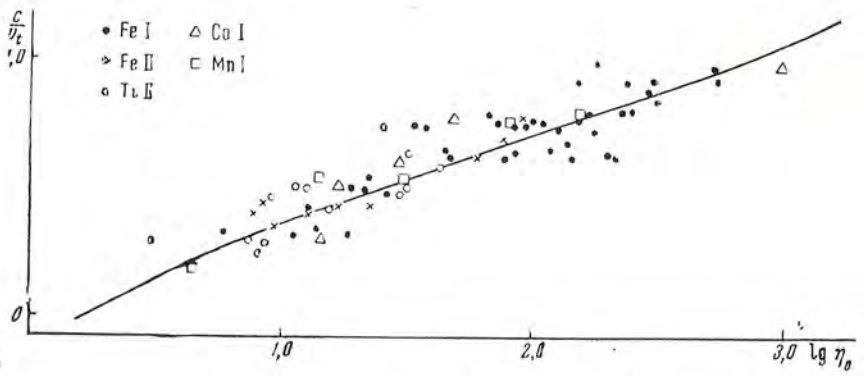
на различных уровнях, были определены с помощью кривых роста температуры возбуждения $T_{\text{в}}^*$. Определение $T_{\text{в}}^*$ производилось графически. По оси абсцисс откладывался потенциал возбуждения нижнего уровня, а по оси ординат — величина

$$\lg \eta_0 - \lg g f \lambda = \lg \frac{N_i}{g_i} + \lg \frac{\pi^2 e^2}{m_e c v_l k_{\lambda}} = \lg \frac{N_0}{g_0} - \theta \varepsilon_i + \text{const.} \quad (6)$$

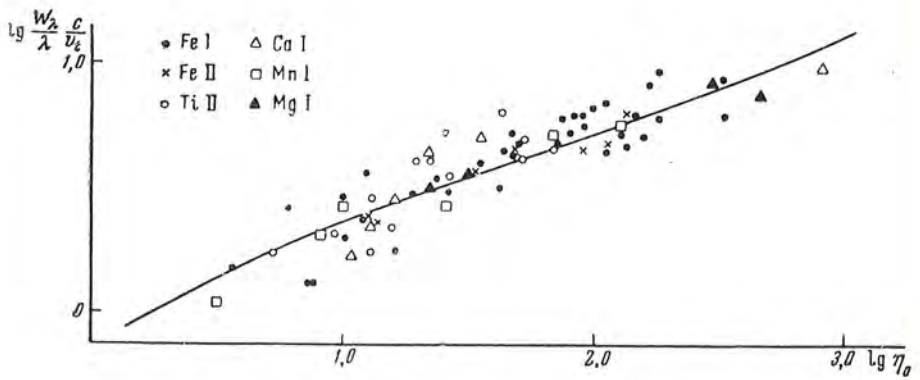
Тангенс угла наклона на подобном графике будет определять температуру возбуждения, т. е.

$$\lg \alpha = \theta = \frac{5040}{T_{\text{в}}^*}. \quad (7)$$

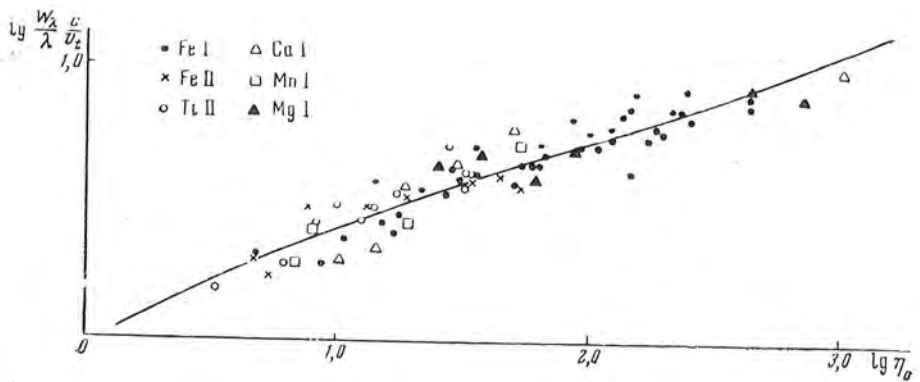
Подобные определения будут тем точнее, чем больше будет диапазон значений потенциала возбуждения ε . Определения температуры возбужде-



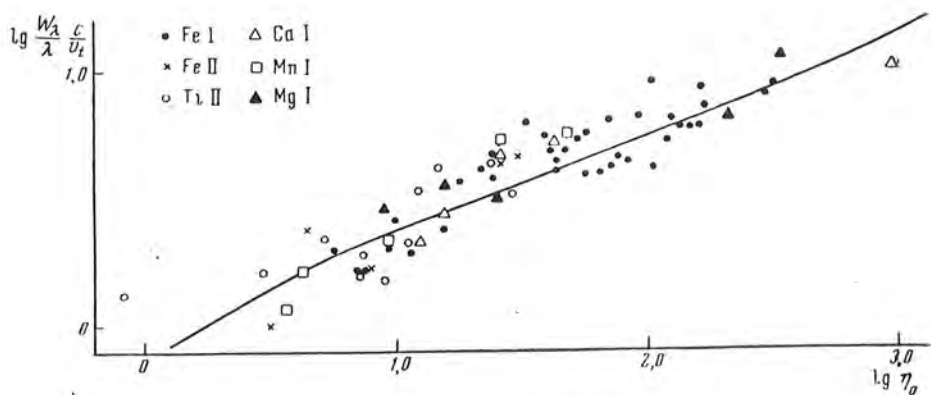
Фиг. 7. Кривая роста для звезды χ Dra.



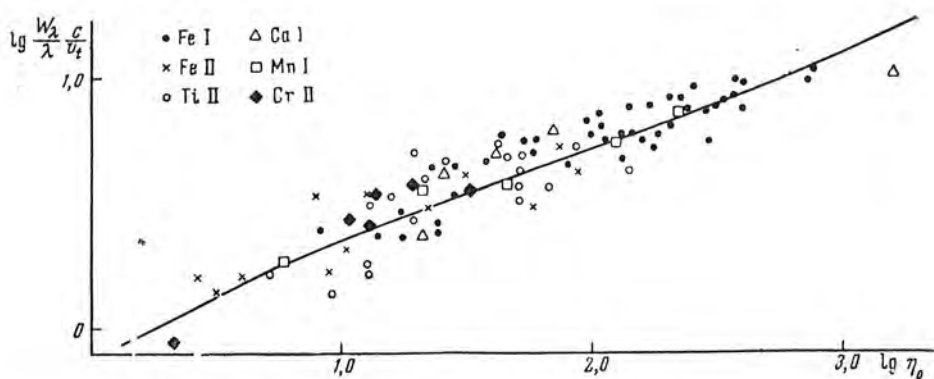
Фиг. 8. Кривая роста для звезды θ Per.



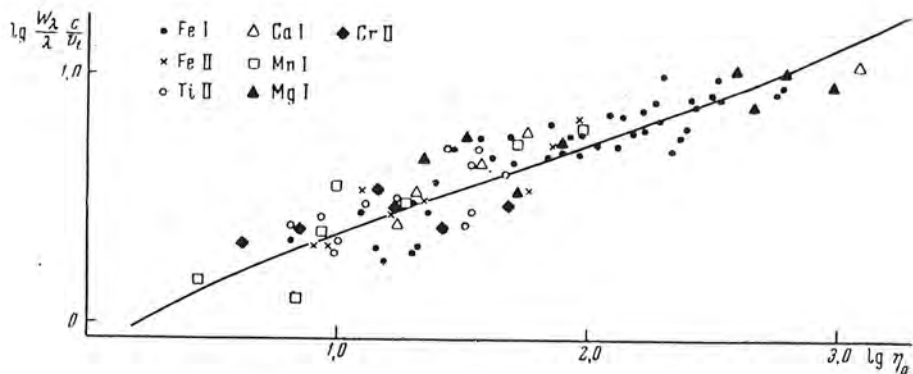
Фиг. 9. Кривая роста для звезды HD 218804.



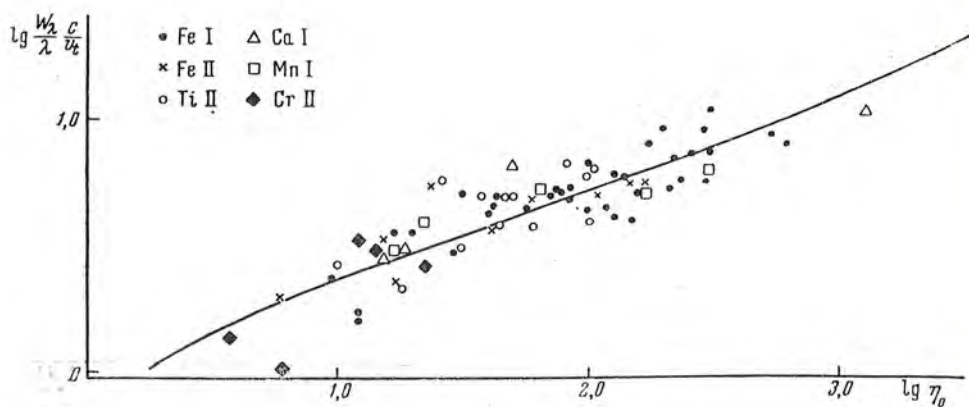
Фиг. 10. Кривая роста для звезды α CMi.



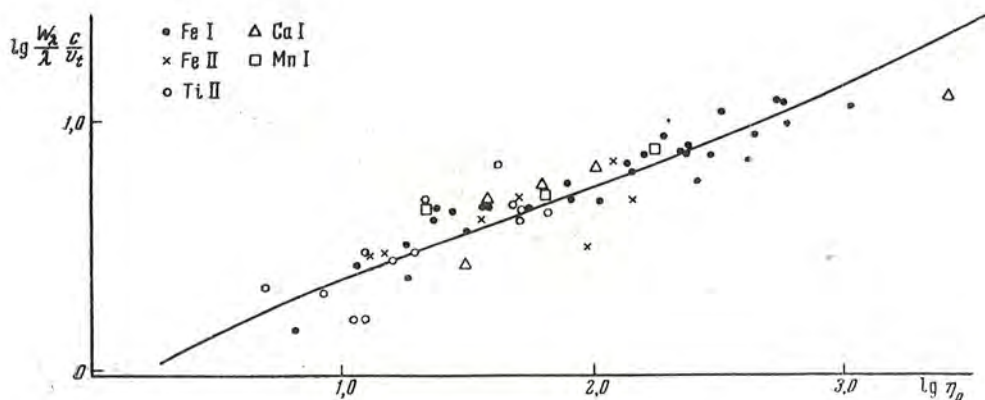
Фиг. 11. Кривая роста для звезды α Tri.



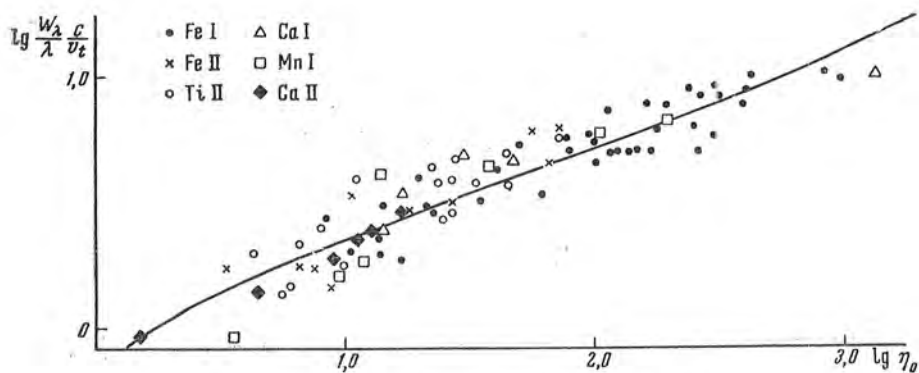
Фиг. 12. Кривая роста для звезды π^3 Ori.



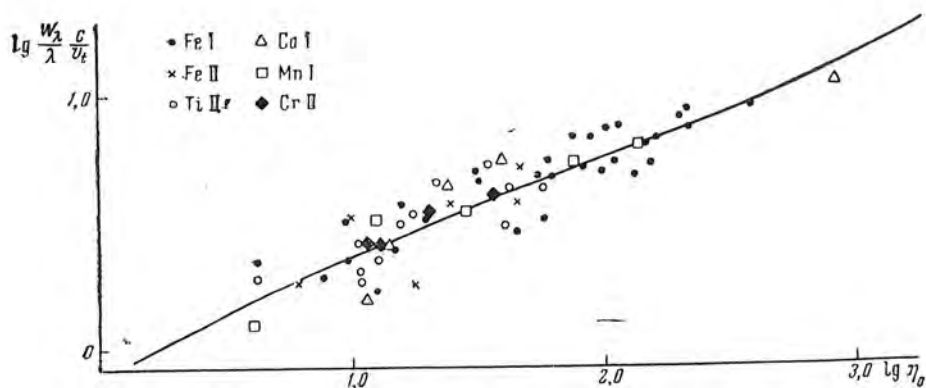
Фиг. 13. Кривая роста для звезды θ UMa.



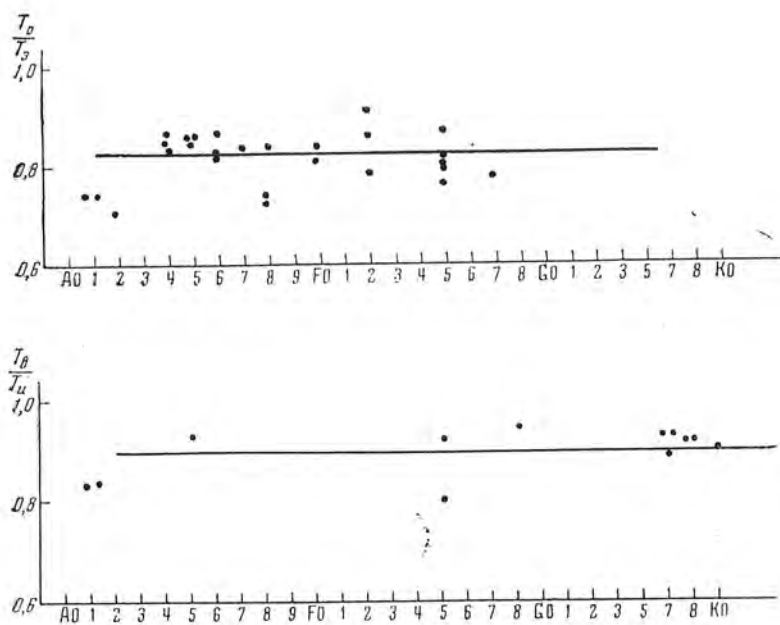
Фиг. 14. Кривая роста для звезды HD 136064.



Фиг. 15. Кривая роста для звезды χ Per.



Фиг. 16. Кривая роста для звезды γ Ser.



Фиг. 17. Зависимость $\frac{T_D}{T_D^0}$ и $\frac{T_B}{T_U}$ от спектрального класса.

ния T_v^* были сделаны по нейтральному железу, марганцу, кальцию и ионизованному титану, и затем было принято среднее значение по всем определениям. Эти новые значения T_v^* помещены в табл. 4 в пятом столбце. Полученные из кривой роста значения температуры возбуждения T_v^* несколько отличаются от ранее принятых значений T_v , но эти различия сравнительно невелики и не носят систематического характера. При вычислении содержания различных элементов бралась уже величина T_v^* .

Из сравнения наблюдаемых и теоретических кривых роста были определены величины турбулентных скоростей v_t и постоянных затухания $\frac{\Gamma}{v}$. Результаты этих определений даны в табл. 4, в седьмом и восьмом столбцах, соответственно. Они находятся во вполне удовлетворительном согласии с определениями v_t других авторов (см., например, [27]). В качестве примера можно привести определения v_t и $\frac{\Gamma}{v}$ для звезды α CMi (табл. 5).

Таблица 5

	Гринстейн [12]	Райт [18]	Вельман [28]	Боярчук
Применяемая дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм} \dots \dots$	2,8	4,8	8	23,4
v_t , км/сек $\dots \dots \dots$	2,9	3,0	3,2	3,6
$\Gamma/v \dots \dots \dots$	$0,21 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$

В среднем величины турбулентных скоростей колеблются от 4 до 3,2 км/сек. Для звезд с большими пространственными скоростями значение турбулентной скорости получилось несколько ниже, чем для звезд с малыми пространственными скоростями. Но такое незначительное отличие (в среднем 0,4 км/сек) нельзя уверенно считать реальным.

По значениям температуры возбуждения T_v^* , полученным на основании кривых роста, используя соотношение (5), были рассчитаны ионизационные температуры T_{ii} для всех изучаемых звезд. Они приведены в шестом столбце табл. 4.

Если нам известны температуры T_{ii} и полные числа атомов одного и того же элемента в двух последующих стадиях ионизации, мы можем, используя формулу Саха, определить электронное давление p_e . Такие определения были сделаны по магнию Mg I и Mg II, кальцию Ca I и Ca II и железу Fe I и Fe II. Однако в первых двух случаях определение p_e недостаточно уверенно, ибо числа атомов, найденные для Mg II и Ca II, основаны на измерениях только одной линии в каждом случае. Определения же электронного давления по железу значительно более уверенны, так как в спектрах изучаемых звезд наблюдается достаточное число линий Fe I и Fe II, чтобы считать число атомов, определенное для этого элемента, надежным.

В работе мы использовали именно эти определения. Они приведены в девятом столбце табл. 4. Сравнивая электронные давления для звезд

«быстрых» и «медленных», можно видеть, что они мало различаются. Полученные выше значения электронной плотности и температуры возбуждения были использованы для определения полного числа атомов различных элементов. Так имеем

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{N}{U} + \lg gf \lambda + \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c v_l k_\lambda} - \frac{5040}{T_n} \varepsilon_i. \quad (8)$$

Отсюда

$$\lg \frac{N}{U} = \lg \eta_0 - \lg gf \lambda + \frac{5040}{T_n} \varepsilon_i + \lg v_l + \lg k_\lambda - \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c}. \quad (9)$$

Таким образом, для определения числа атомов нам необходимо знать величину коэффициента непрерывного поглощения k_λ . Этот коэффициент, являющийся функцией электронной плотности и температуры, был рассчитан по таблицам С. Чандрасекара и Г. Мюнча [29]. Полученные значения коэффициента, рассчитанные на 1 г нейтрального водорода, приведены в табл. 4 в десятом столбце. Коэффициент непрерывного поглощения в рассматриваемом интервале температур и спектральной области определяется в основном поглощением отрицательных ионов водорода, как можно видеть из таблицы в [29].

По формуле (9) были получены числа атомов, находящихся в нейтральном, $\lg N$, и ионизованном, $\lg N^+$, состояниях. Атомы всех рассматриваемых элементов при температурах, соответствующих спектральным классам изучаемых звезд, находятся в нейтральном и в однажды ионизованном состоянии. Вторая фаза ионизации практически отсутствует. Вычисленное содержание для элементов

Mg, Al, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Sr, Ba

представлено в табл. 6, в которой для каждой звезды и каждого данного элемента приведены: логарифм числа атомов элемента в нейтральном состоянии, логарифм числа атомов для однажды ионизованных состояний и логарифм полного числа атомов данного элемента. Все приведенные числа рассчитаны на 1 г нейтральных атомов водорода, т. е. $\lg N_n = 23,78$. Те значения, которые не определены непосредственно из кривой роста, а найдены по формуле Саха, заключены в скобки. Для тех элементов, для которых по кривой роста определены числа атомов как в нейтральном, так и в ионизованном состояниях, полное число атомов было найдено как среднее значение из полного числа атомов, найденного на основе числа нейтральных атомов, и полного числа атомов, найденного на основе числа ионизованных атомов этого же элемента. Такие определения были сделаны для хрома, кальция и железа. Для магния они не были сделаны, так как содержание, определенное на основе числа атомов магния в ионизованном состоянии, завышено по сравнению с содержанием магния на Солнце. Полное число атомов для магния вычислено на основе числа атомов нейтрального магния. Большое отклонение наших данных от содержания, вычисленного для Солнца К. де Ягером [30], показывает

Таблица 6

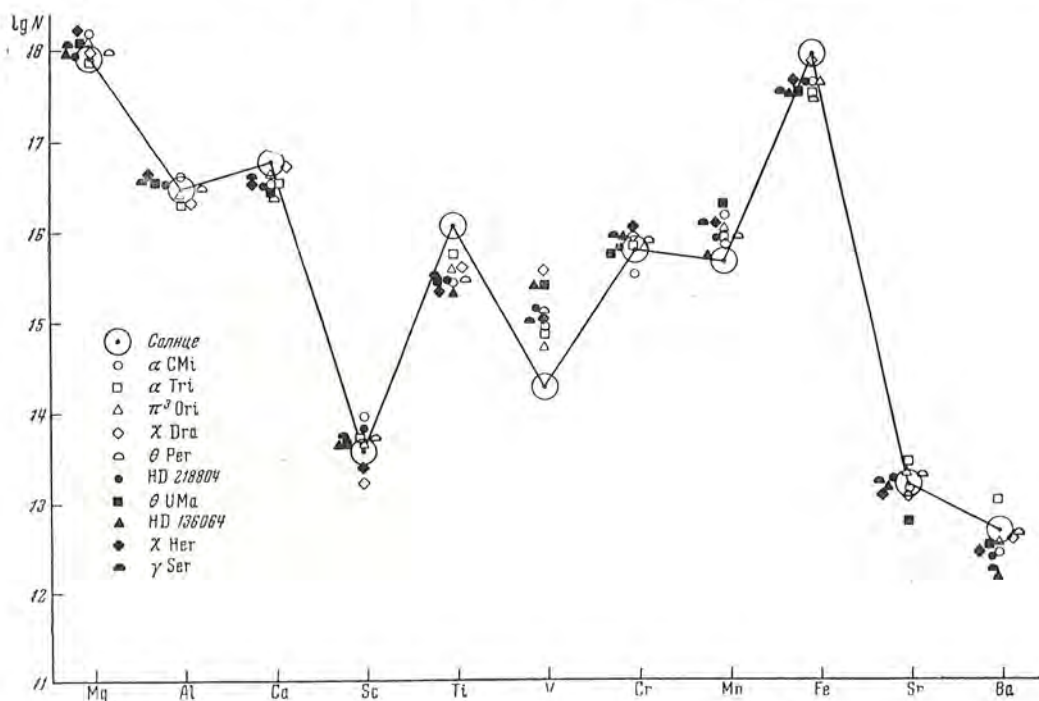
Звезда Элемент											
	α CMi	α Tri	π^3 Ori	χ Dra	θ Per	HD 218804	θ UMa	HD 136064	χ Her	γ Ser	\odot
Mg I	15,82	15,51	15,74	15,52	16,40	15,82	15,40	15,99	15,70	15,75	
Mg II	20,46	20,88	20,66	20,22	21,01	20,75	20,40	20,80	20,60	20,12	
Mg	18,16	17,68	17,95	17,78	18,41	18,05	18,02	18,17	18,00	18,04	17,88
Al I	13,78	13,67	13,68	13,44	14,55	14,07	13,47	—	13,70	13,93	
Al II	(16,51)	(16,23)	(16,30)	(16,10)	(16,92)	(16,67)	(16,49)	—	(16,43)	(16,58)	
Al	16,51	16,23	16,30	16,10	16,92	16,67	16,49	—	16,43	16,58	16,48
Si I	(19,81)	(19,61)	(20,71)	(19,44)	(20,63)	(19,79)	(20,58)	(20,96)	(19,94)	(20,34)	
Si II	21,17	20,80	21,93	20,70	21,66	21,05	22,20	22,14	21,23	21,35	
Si	21,19	20,83	21,96	20,72	21,70	21,07	22,21	22,17	21,25	21,39	17,43
Ca I	13,23	13,29	13,37	13,30	13,71	13,53	13,10	—	13,14	13,23	
Ca II	16,23	16,16	16,15	16,12	16,54	16,19	15,78	—	15,81	16,39	
Ca	16,55	16,46	16,52	16,52	16,80	16,64	16,43	—	16,32	16,62	16,77
Sc I	(10,86)	(10,73)	(10,59)	(9,93)	(11,37)	(10,91)	(10,18)	(10,85)	(10,09)	(10,69)	
Sc II	13,95	13,65	13,56	12,99	14,16	13,93	13,61	13,84	13,20	13,77	
Sc	13,95	13,65	13,56	12,99	14,16	13,93	13,61	13,84	13,20	13,77	13,56
Ti I	(12,44)	(12,87)	(12,59)	(12,48)	(13,25)	(12,69)	(12,12)	(12,67)	(12,14)	(12,60)	
Ti II	15,43	15,69	15,46	15,42	15,92	15,59	15,43	15,53	15,13	15,55	
T	15,43	15,69	15,46	15,42	15,92	15,59	15,43	15,53	15,13	15,55	16,08
V I	12,30	12,32	12,18	12,63	13,12	12,64	12,38	12,99	12,07	12,28	
V II	(14,97)	(14,82)	(14,62)	(15,35)	(15,57)	(15,31)	(15,40)	(15,63)	(14,84)	(15,01)	
V	14,97	14,82	14,62	15,35	15,57	15,31	15,40	15,63	14,84	15,01	14,28
Cr I	12,61	13,21	13,04	12,98	13,77	13,16	12,91	13,46	13,05	13,20	
Cr II	16,17	16,18	16,30	16,25	16,96	16,53	15,95	16,68	16,36	16,56	
Cr	15,54	15,76	15,76	15,73	16,34	15,94	15,72	16,14	15,85	16,00	15,81
Mn I	13,92	13,82	13,76	13,49	14,44	13,87	13,70	14,31	13,63	13,91	
Mn II	(16,19)	(15,92)	(15,93)	(15,69)	(16,39)	(16,04)	(16,27)	(16,44)	(15,87)	(16,14)	
Mn	16,19	15,92	15,93	15,69	16,40	16,04	16,27	16,44	15,87	16,14	15,69
Fe I	15,63	15,97	15,66	15,34	16,24	15,83	15,20	15,91	15,51	15,62	
Fe II	17,63	17,80	17,52	17,29	17,90	17,71	17,49	17,73	17,45	17,56	
Fe	17,64	17,81	17,53	17,29	17,91	17,72	17,49	17,74	17,45	17,57	17,93
Sr I	(9,17)	(9,58)	(9,32)	(8,94)	(10,11)	(9,50)	(8,45)	(9,51)	(8,87)	(9,31)	
Sr II	13,15	13,39	13,19	12,88	13,76	13,37	12,75	13,37	12,89	13,24	
Sr	13,15	13,39	13,19	12,88	13,76	13,37	12,75	13,37	12,89	13,24	13,19
Ba I	(8,04)	(8,72)	(8,16)	(8,00)	(9,02)	(8,24)	(7,77)	(8,06)	(7,81)	(7,94)	
Ba II	12,44	12,95	12,46	12,37	13,09	12,54	12,50	12,35	12,26	12,29	
Ba	12,44	12,95	12,46	12,37	13,09	12,54	12,50	12,35	12,26	12,29	12,69

также кремний. Данные для Солнца приведены к содержанию элементов α CMi и записаны в табл. 6.

По-видимому, такие большие отклонения в содержании от данных для Солнца, какие были получены для ионов магния и кремния, объясняются тем, что линии поглощения этих элементов имеют высокие потенциалы возбуждения, 8—10 эв, и, следовательно, возникают на несколько иной эффективной глубине, чем линии остальных элементов: железа, марганца, кальция, по которым были определены температура возбуждения и электронное давление и которые имеют потенциалы возбуждения порядка 0—3 эв. При высоких же потенциалах возбуждения, 8—10 эв, сильно сказываются

все ошибки в определении температуры. Вероятно, в связи с этим мы и получили завышенное содержание. Кремний из дальнейших рассмотрений был исключен, так как в спектрах исследуемых звезд наблюдаются линии этого элемента только с высокими потенциалами возбуждения.

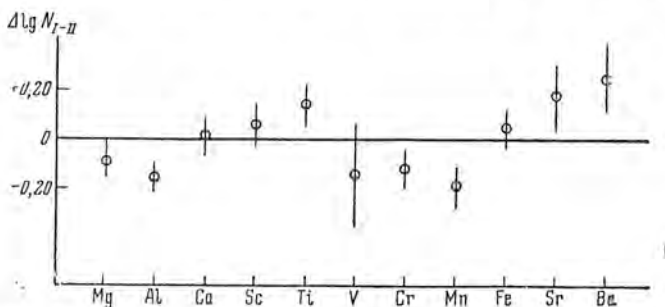
5. Чтобы сравнить относительное содержание металлов для «быстрых» и «медленных» звезд, данные табл. 6 были приведены к среднему содержанию металлов звезды α CMi и нанесены на фиг. 18 против наименования элементов. На фиг. 18 видно, что разброс точек сравнительно невелик.



Фиг. 18. Относительное содержание металлов в атмосферах звезд.

Найденное содержание неплохо согласуется с содержанием для Солнца. Большой разницы в относительном содержании металлов для звезд с большими и малыми пространственными скоростями при таком сравнении обнаружить не удастся. Для наглядности эти результаты представлены на фиг. 19, где по оси ординат отложена разность логарифмов содержания металлов, в среднем, для звезд с малой и большой скоростью, по оси абсцисс — наименование элементов. Вертикальные штрихи означают дисперсию содержания данного элемента. Из фиг. 19 видно, что некоторые металлы (Sc, Ti, Fe, Sr, Ba) по сравнению с другими металлами (Mg, Cr, Mn) имеют меньшее содержание в звездах с большими скоростями, чем с малыми. Наибольшее отличие показывают металлы Ba и Sr. Содержание этих элементов по сравнению с содержанием железа в звездах с большими скоростями меньше примерно в 1,3 раза, чем в звездах с малыми скоростями. Однако это различие нельзя считать очень уверенным, так как оно находится в пределах точности наших определений.

6. Далее рассмотрим вопрос об отношении содержания водорода к металлам. Здесь нужно отметить тот факт, что металлы в атмосферах исследуемых звезд находятся в ионизованном состоянии, а водород — в нейтральном. Поэтому отношение содержания водорода к содержанию металлов, $\lg \frac{N_H}{N_M}$, очень чувствительно к возможным вариациям в найденных электронной плотности и температуре. И, следовательно, при его определении желательно исключить влияние указанных параметров атмосферы



Фиг. 19. Сравнение относительного содержания металлов в атмосферах звезд с большими и малыми скоростями.

звезды. Вообще говоря, мы можем определить содержание водорода, а следовательно, и отношение содержания водорода к содержанию металлов двумя методами: по непрерывному поглощению и на основании эквивалентных ширин линий поглощения водорода. Рассмотрим первый метод. Согласно кривой роста Милна — Эддингтона мы имеем

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c v_i k_\lambda} \frac{N_i}{g_i} g_i f \lambda, \quad (10)$$

где $\lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c} = -1,82$.

Это выражение может быть переписано следующим образом:

$$\lg \frac{N_i}{g_i} = (\lg \eta_0 - \lg g_i f \lambda) + 1,82 + \lg v_i + \lg k_\lambda. \quad (11)$$

Здесь N_i означает число нейтральных атомов какого-либо металла в состоянии возбуждения. С другой стороны, коэффициент непрерывного поглощения может быть представлен как

$$k_\lambda = k_\lambda(T) p_e N_H, \quad (12)$$

где $k_\lambda(T)$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу давления и на 1 атом водорода;

p_e — электронное давление.

Тогда будем иметь

$$\lg \frac{N_i}{g_i} = (\lg \eta_0 - \lg g_i f \lambda) + 1,82 + \lg v_i + \lg k_\lambda(T) + \lg p_e - \lg N_H. \quad (13)$$

Полное число атомов, которое будет примерно равно в нашем случае числу ионизованных атомов (т. е. $N_M \approx N_M^+$), можно определить,

используя формулы Саха и Больцмана

$$\lg \frac{N_M^+}{g^+} p_e = \lg \frac{N_i}{g_i} + \lg \frac{(2\pi m_e)^{3/2} k^{5/2}}{h^3} + \frac{5}{2} \lg T_{\text{и}} - \frac{5040}{T_{\text{и}}} (\chi_M - \varepsilon_i). \quad (14)$$

Подставляя (14) в (13), получим

$$\begin{aligned} \lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}} \approx \lg \frac{N_{\text{H}}^+}{N_{\text{M}}^+} = & -(\lg \eta_0 - \lg g_i / \lambda) - 1,82 - \lg v_i - \lg k_{\lambda}(T) + \lg g^+ - \\ & - \lg \frac{(2\pi m_e)^{3/2} k^{5/2}}{h^3} - \frac{5}{2} \lg T_{\text{и}} + \frac{5040}{T_{\text{и}}} (\chi_M - \varepsilon_i). \end{aligned} \quad (15)$$

Как видно из этой формулы, отношение числа атомов водорода к числу атомов металлов не зависит от электронного давления, если полное число атомов металлов определять на основе числа нейтральных атомов.

Из наблюдений мы можем получить для нейтральных атомов следующую величину A :

$$A = \lg \eta_0 - \lg g_i / \lambda + 1,82 + \lg v_i. \quad (16)$$

Легко видеть, что величина

$$f_1(T) = \frac{5040}{T_{\text{и}}} (\chi_M - \varepsilon_i) - \lg k_{\lambda}(T) + \lg g^+ - \lg \frac{(2\pi m_e)^{3/2} k^{5/2}}{h^3} - \frac{5}{2} \lg T_{\text{и}} \quad (17)$$

является лишь функцией температуры.

Таким образом, отношение содержания водорода к содержанию металлов определяется следующим соотношением:

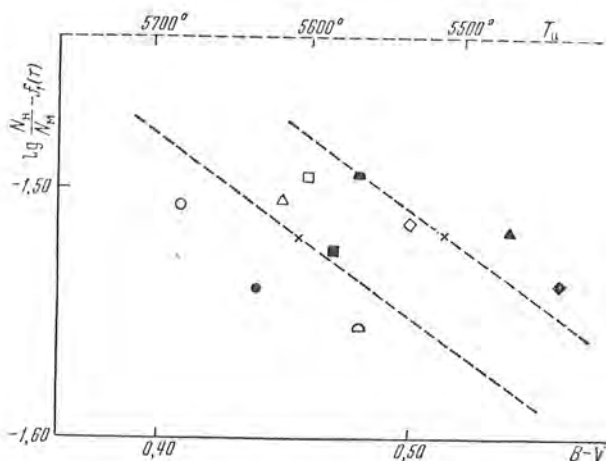
$$\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}} = -A + f_1(T), \quad (18)$$

или

$$-A = \lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}} - f_1(T).$$

Величина A определяется из наблюдений для нейтральных металлов. Величина $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$, как видно из соотношения (18), зависит от температуры. Так как трудно подобрать две звезды так, чтобы они имели одинаковые температуры, то сравнение было выполнено для звезд с большими и малыми скоростями графически. Если отложить величины $-A = \lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}} + f_1(T)$ против температуры или цвета звезды, то мы получим определенную зависимость. Если величины $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$ одинаковы для всех звезд, то точки, соответствующие звездам, должны лечь на одну (прямую) зависимость. Если $\lg \frac{N_{\text{M}}}{N_{\text{M}}}$ для обеих групп звезд не одинаковы, то они не лягут на общую зависимость, и различие в ординатах точек будет соответствовать различию в величинах $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$. Такая зависимость представлена на

фиг. 20. По оси ординат отложена величина логарифма отношения числа атомов водорода к числу атомов железа $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$, а по оси абсцисс — величина $B - V$. Пунктирные линии, проведенные отдельно через центр тяжести точек для обеих групп звезд, представляют ход $f_1(T)$, рассчитанный



Фиг. 20. Сравнение отношения содержания водорода к содержанию металлов для звезд двух групп, определенного на основании непрерывного поглощения водорода.

Обозначения те же, что и на фиг. 18.

теоретически. Центры тяжести на чертеже отмечены крестиками. Очевидно, что разность ординат этих линий и равна разности величин $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$ для двух групп звезд.

Мы видим, что величина $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$ для звезд с большой скоростью больше, чем для звезд с малой скоростью в среднем на 0,42, что соответствует различию в $\frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$ в 2,6 раза. Кроме того, звезда HD 218804 на этом рисунке также соответствует звездам с малой скоростью.

Содержание водорода можно определить также на основании измеренных эквивалентных ширин водородных линий по известной формуле

$$N_{2\text{H}} = \frac{W_{\lambda}^{3/2}}{n_e} \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{-3/2} K^{-1}, \quad (19)$$

где R_c — глубина в центре линии;

K — некоторая постоянная, определяемая Штарк-эффектом. Найденное содержание водорода представлено в табл. 7.

Однако вследствие зависимости величины $N_{2\text{H}}$ от n_e и высокого потенциала возбуждения $\epsilon_2 = 10,15 \text{ эв}$ полученное обилие водорода содержит ряд неопределенностей. Поэтому было вновь проведено сравнение величин $\lg \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{M}}}$ для различных групп звезд, так как при относительном

Звезда	α CMi	α Tri	π^3 Ori	θ Per	χ Dra	HD 218804	θ UMa	γ Ser	HD 136064	χ Her
N_{01} H	27,11	27,08	27,14	26,68	27,17	27,40	27,75	27,09	27,11	27,45
N_{02} H	17,96	17,83	17,79	17,43	17,76	17,85	18,35	17,84	17,76	17,81

сравнении многие неопределенности исключаются. При этом содержание металлов было найдено на основании кривой роста Уизольда.

В этом случае из наблюдений можно получить величину B

$$B = \lg \chi_0 - \lg g_i f \lambda + \lg \pi + \lg 2R_c v_i = \lg \frac{N_i}{g_i}. \quad (20)$$

Имея в виду формулы Саха и Больцмана, можно записать

$$\lg N_M^+ = B - \lg n_e + \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} + \lg g^+ + \frac{3}{2} \lg T_{II} - \frac{5040}{T_{II}} (\chi_M - \varepsilon_M). \quad (21)$$

Здесь величина B определена по нейтральным атомам. С другой стороны, согласно формуле (19),

$$\lg N_{II} = \frac{5}{2} \lg W_\lambda - \lg n_e - \frac{3}{2} \lg \left(\frac{R_c}{0,45} \right) - \lg K + \frac{5040}{T_{II}} \varepsilon_{II}. \quad (22)$$

Обозначим величину

$$\frac{5}{2} \lg W_\lambda - \frac{3}{2} \lg \left(\frac{R_c}{0,45} \right) - \lg K = C. \quad (23)$$

Величина C может быть легко получена из наблюдений. На основании (21), (22), (23) получим

$$\begin{aligned} \lg \frac{N_{II}}{N_M} &\approx \lg \frac{N_{II}}{N_M} = C - B - \frac{3}{2} \lg T_{II} + \frac{5040}{T_{II}} (\chi_M - \varepsilon_M + \varepsilon_{II}) - \\ &- \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} - \lg g^+ \end{aligned} \quad (24)$$

или

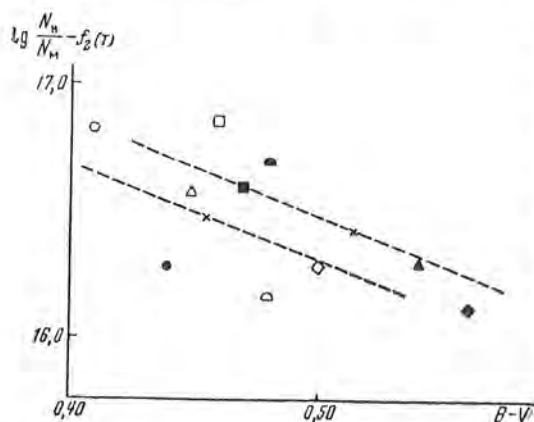
$$\lg \frac{N_{II}}{N_M} = C - B + f_2(T), \quad (25)$$

где

$$f_2(T) = -\frac{3}{2} \lg T_{II} + \frac{5040}{T_{II}} (\chi_M - \varepsilon_M + \varepsilon_{II}) - \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} - \lg g^+. \quad (26)$$

Мы видим, что в уравнение (25), служащем для определения величины $\lg \frac{N_{II}}{N_M}$, не входит n_e . Для исключения влияния температуры на фиг. 21 было проведено аналогично фиг. 20 сравнение величин $\lg \frac{N_{II}}{N_M}$ для разных групп звезд.

Из фиг. 21 видно, что звезды с большой скоростью имеют величины $\lg \frac{N_H}{N_M}$ на 0,17 больше, чем звезды с малой скоростью, т. е. отношение содержания водорода к металлам у одних звезд больше в полтора раза, чем у других. Звезда HD 218804 также попадает в район расположения



Фиг. 21. Сравнение отношения содержания водорода к содержанию металлов, определенного по линиям поглощения водорода.

Обозначения те же, что и на фиг. 18.

составляющей Галактики имеющей большую пространственную скорость.

В спектрах F-звезд наблюдается несколько молекулярных полос CH. Эквивалентные ширины этих полос были использованы для сравнения отношения $\frac{N_C}{N_M}$ у звезд с большой и малой скоростью.

Из кривой роста мы можем определить также число молекул CH, N_{CH} , создающих эту полосу, используя равенство (10)

$$\lg N_{CH} = \lg \eta_0 - \lg g/\lambda + 1,82 + \lg v_l + \lg k_\lambda = A_{CH} + \lg k_\lambda. \quad (27)$$

Согласно диссоциационному уравнению,

$$N_{CH} = N_H \cdot N_C a_{CH}, \quad (28)$$

где a_{CH} — постоянная диссоциации, зависящая от температуры. Если мы напишем равенство (6) для нейтральных атомов металлов, а затем по формуле Саха перейдем к числу ионизованных атомов, то получим

$$\lg N_M n_e = A_M + \lg k_\lambda + \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} - \frac{3}{2} \lg T_u + \frac{5040}{T_B} \chi_M. \quad (29)$$

Имея в виду равенство (27), (28) и (29), легко получить

$$\begin{aligned} \lg \frac{N_{CH}}{N_M n_e} &= \lg \frac{N_H N_C a_{CH}}{N_M n_e} = A_{CH} - A_M - \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} - \\ &\quad - \frac{3}{2} \lg T_u + \frac{5040}{T_B} \chi_M. \end{aligned} \quad (30)$$

В звездах класса F большинство свободных электронов поставляется ионизацией водорода. Поэтому мы можем принять $n^+ \approx n_e$. Тогда из формулы Саха́ получим

$$\lg N_{\text{H}} \approx \lg n_e^2 - \lg \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} - \frac{3}{2} \lg T_{\text{H}} + \frac{5040}{T_{\text{B}}} \chi_{\text{H}}. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (30) и преобразуя, получим

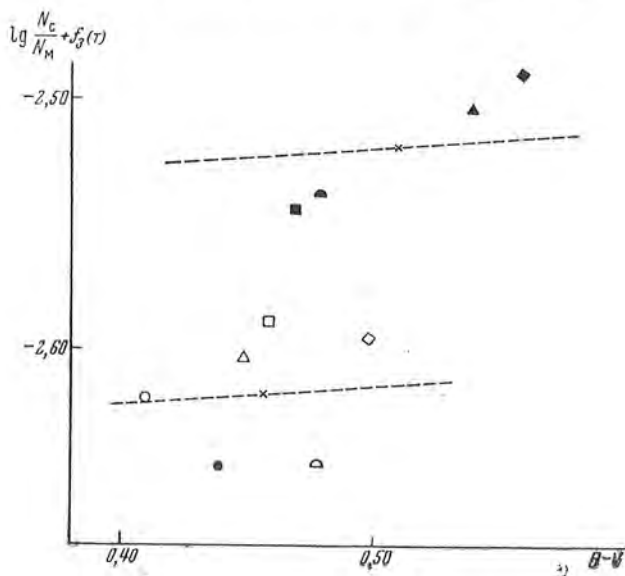
$$\begin{aligned} \lg \frac{N_{\text{C}}}{N_{\text{M}}} &\approx A_{\text{CH}} - A_{\text{M}} - \lg n_e - \frac{5040}{T_{\text{B}}} (\chi_{\text{M}} - \chi_{\text{H}}) - \lg a_{\text{CH}} = \\ &= A_{\text{CH}} - A_{\text{M}} - \lg n_e - f_3(T), \end{aligned} \quad (32)$$

где

$$f_3(T) = -\frac{5040}{T_{\text{B}}} (\chi_{\text{M}} - \chi_{\text{H}}) - \lg a_{\text{CH}} \quad (33)$$

есть функция только температуры.

Сравнение отношения содержания углерода к содержанию железа для звезд рассматриваемых групп приведено на фиг. 22. Как и в предыдущих



Фиг. 22. Сравнение отношения содержания углерода к содержанию металлов.

Обозначения те же, что и на фиг. 18.

случаях, здесь каждая звезда имеет свое обозначение и пунктирные линии, проведенные отдельно через центры тяжести обеих групп звезд, представляют собой теоретический ход функции $f_3(T)$. При рассмотрении этого рисунка можно видеть, что звезды с большой скоростью имеют отношение содержания углерода к содержанию железа примерно в восемь раз больше, чем звезды с малой скоростью, за исключением звезды HD 218804, которая опять-таки показала признаки звезды плоской составляющей Галактики.

В отличие от двух предыдущих случаев в формулу (32) входит значение электронной плотности, которая определяется из наблюдений и может быть несколько ошибочной. Эти ошибки, естественно, войдут в определяемое отношение содержания углерода к содержанию металлов. Однако сам факт, что отношения содержания углерода к содержанию металлов в одной группе звезд отличается от этого отношения для другой группы звезд, остается вполне реальным.

Таким образом, наши результаты показывают следующее.

Наиболее характерным различием между звездами F плоской и сферической составляющей Галактики, т. е. между звездами с малой и большой пространственными скоростями, является повышенное содержание углерода. Отношение $\frac{N_C}{N_M}$ во второй группе звезд в восемь раз больше, чем в первой группе звезд. Несколько меньшее отличие найдено в отношении $\frac{N_H}{N_M}$. Величина этого отношения в звездах с большими скоростями в два раза больше, чем в звездах с малыми скоростями. Сравнение относительного содержания металлов между собой для звезд с большими и малыми скоростями показало, что больших различий, по-видимому, нет. Можно только отметить, что содержание стронция и бария по отношению к содержанию железа меньше в звездах с большими скоростями, чем в звездах с малыми скоростями примерно в 1,3 раза. Все эти результаты свидетельствуют о дефиците содержания металлов в звездах с малыми скоростями по сравнению со звездами с большими скоростями. Если считать, что отношение $H : C : M$ в звездах с малыми скоростями такое же, как на Солнце, то, принимая содержание H за единицу, будем иметь

$$\begin{array}{ll} \text{звезды плоской составляющей} & H : C : M = 1 : 10^{-3} : 10^{-4}; \\ \text{звезды сферической составляющей} & H : C : M = 1 : 4 \cdot 10^{-3} : 0,5 \cdot 10^{-4}. \end{array}$$

В заключение выражаю глубокую благодарность Э. Р. Мустелю за данные советы, а также Г. Н. Шараповой и Т. С. Галкиной за помощь при обработке наблюдательного материала.
Декабрь 1959 г.

Литература

1. J. L. Greenstein, P. C. Keenan. *Ap. J.*, **127**, 172, 1958.
2. H. L. Helfer, G. Wallerstein, J. L. Greenstein. *Ap. J.*, **129**, 700, 1959.
3. G. Wallerstein, H. L. Helfer. *Ap. J.*, **129**, 720, 1959.
4. M. and B. Schwarzschild, L. Searle, A. Meltzer. *Ap. J.*, **125**, 123, 1957.
5. L. Gratton. *Obser. astr. univ. Nacional de la Plata*, № 4, 1954.
6. M. Schwarzschild, L. Spitzer, R. Wildt. *Ap. J.*, **114**, 398, 1951.
7. C. de Jager and L. Neven. *Mémoires Soc. Roy Sc. Liège*, **18**, 357, 1957.
8. A. Slettebak. *Ap. J.*, **115**, 576, 1952.
9. G. Wallerstein. *Ap. J.*, **127**, 583, 1958.
10. E. M. Burbidge. *Ap. J.*, **124**, 16, 1956.
11. J. W. Chamberlain, L. H. Aller. *Ap. J.*, **114**, 52, 1951.
12. J. L. Greenstein. *Ap. J.*, **107**, 151, 1948.
13. M. and B. Schwarzschild. *Ap. J.*, **112**, 248, 1950.
14. N. Roman. *Ap. J. Suppl.*, № 11, 1955.

15. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Рачковский, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 42, 1957.
16. W. A. Hiltner, R. C. Williams. Photometric Atlas of Stellar Spectra. Ann Arbor, 1946.
17. J. W. Swenson. Ap. J., 103, 207, 1946.
18. K. O. Wright. Publ. Dom. Astr. Obs. Victoria, 8, № 1, 1, 1949.
19. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. Таблицы спектральных линий, Гостехиздат, 1952.
20. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. obs., № 20, 1945.
21. N. G. Roman. Ap. J., 112, 554, 1950.
22. N. G. Roman. Ap. J., 116, 122, 1952.
23. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 234, 1960.
24. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Муфель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, стр. 117—179.
25. M. Wriebel. Ap. J., 109, 66, 1949.
26. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären. Berlin, 1955, S. 523.
27. K. O. Wright. Transactions of the Intern. Astr. Union, 9, 739, 1955.
28. P. Wellman. Zs. f. Aph., 36, 194, 1955.
29. S. Chandrasekhar, G. Münch. Ap. J., 104, 446, 1946.
30. C. de Jager. Principes fondamentaux de classific. stellaire. 1953, 141.

ПЛОТНОСТИ И МАССЫ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик

По известным поверхностным яркостям эмиссионных туманностей [1] вычислены их плотности и массы.

THE DENSITIES AND MASSES OF DIFFUSE NEBULAE, by *R. E. Gershberg* and *L. P. Metik*. — The densities and masses of emission nebulae are calculated on the basis of their known surface brightnesses [1].

Для решения ряда вопросов эволюции ранних звезд и межзвездной среды необходимы сведения о плотностях и массах диффузных туманностей. В настоящее время известны средние значения этих величин, диапазон их изменения, а также конкретные значения для некоторых наиболее ярких туманностей. Интересно получить более полные данные о плотностях и массах конкретных эмиссионных туманностей и даже их отдельных частей для сопоставления со структурой туманности и типом возбуждающих звезд. Для выполнения такой работы мы использовали многочисленные снимки диффузных туманностей, полученные Г. А. Шайном и его сотрудниками в 1950—1955 гг., и основанный на них каталог эмиссионных туманностей [1].

1. Метод определения плотностей и масс эмиссионных туманностей по интенсивности свечения линий рекомбинационного спектра хорошо известен; поэтому, не останавливаясь на теоретической стороне вопроса, получим расчетные формулы. Согласно вычислениям [2], 1 см³ водородной плазмы излучает в линии Н_α

$$J_{H\alpha} = 2,6 \times 10^{-26} n^2 \frac{apz}{\text{сек см}^2 \text{стерад}}, \quad (1)$$

если вещество находится в условиях, типичных для эмиссионных туманностей (В-случай поля излучения и $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$), а плотность его $n_i = n_e = n$ (см⁻³). Поэтому средняя плотность туманности, имеющей толщину L вдоль луча зрения, выражается так

$$n = 0,63 \times 10^{13} I_{H\alpha}^{1/2} L^{-1/2} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

а масса ее

$$M = 1,04 \times 10^{-11} I_{H\alpha}^{1/2} \frac{\Omega}{\sqrt{L}}, \quad (3)$$

где Ω — объем туманности. На снимках, полученных со светосильной камерой $F : 1,4$, $d = 640$ мм, 1 мм соответствует $232''$, так что космический объект, удаленный на расстояние R парсеков и имеющий в поперечнике Δ см, дает на пластинке изображение размером

$$\delta = \frac{\Delta}{232 \times 3,09 \times 10^{18} R \cdot \sin 1''} = 2,88 \times 10^{-16} \frac{\Delta}{R}. \quad (4)$$

Выражая Ω и L туманности через их «изображения» на пластинке (в мм) ω и l согласно (4), получаем*

$$n = 1,1 \times 10^5 I_{H\alpha}^{1/2} (Rl)^{-1/2} \text{ см}^{-3}; \quad (5)$$

$$M / M_{\odot} = 3,7 \times 10^{-6} I_{H\alpha}^{1/2} R^{3/2} \frac{\omega}{\sqrt{l}}. \quad (6)$$

Для получения истинных интенсивностей $I_{H\alpha}$ по наблюдаемым $I_{H\alpha}^{\text{набл}}$ необходимо учитывать межзвездное поглощение:

$$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\alpha}^{\text{набл}}} = 10^{0,4\Delta m} = 10^{0,4 \times \frac{5500}{6563} A_v} = 10^{0,31A_v}. \quad (7)$$

Расчетные формулы окончательно имеют вид

$$n = 1,1 \times 10^5 I_{H\alpha}^{\text{набл}^{1/2}} (Rl)^{-1/2} \times 10^{0,17A_v} \text{ см}^{-3}; \quad (8)$$

$$M / M_{\odot} = 3,7 \times 10^{-6} I_{H\alpha}^{\text{набл}^{1/2}} R^{3/2} \frac{\omega}{\sqrt{l}} \times 10^{0,17A_v}. \quad (9)$$

Формулы (8) и (9) показывают зависимость вычисляемых величин от исходных данных, и, в случае уточнения последних, результаты, приводимые в табл. 1, нетрудно исправить.

2. Для определения $I_{H\alpha}^{\text{набл}}$ фотометрическая шкала каталога [1] стандартизована в абсолютных единицах. В качестве опорных точек взяты три диффузные туманности: NGC 1976, NGC 6523 и NGC 7000; для первой из них известно $I_{H\alpha}^{\text{набл}}$ [3] и наблюдаемое отношение $I_{H\alpha} : I_{H\beta}$ [4] (обе величины получены фотозлектрически), для второй и третьей — $I_{H\alpha}$ [5,6] и A_v [7, 8]. На фиг. 1 показана полученная связь между абсолютными единицами яркости $I_{H\alpha}^{\text{набл}}$ и системами единиц, использованных в [1]**.

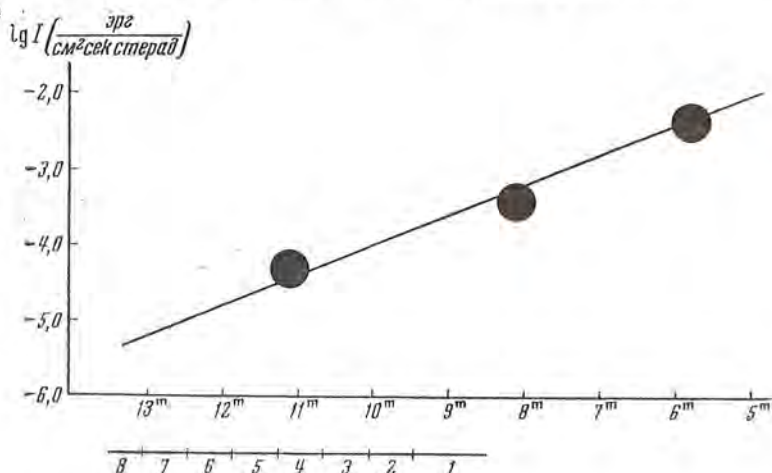
Расстояние и межзвездное поглощение для эмиссионных туманностей брались равными соответственно R и A_v для возбуждающих звезд***. Список возбуждающих звезд, приведенный в [1], нами пересмотрен. Не-

* Для снимков, полученных на светосильной камере $F : 1,4$, $d = 450$ мм, справедливы формулы, отличающиеся от приведенных лишь численными коэффициентами: и (5) вместо 1,1 нужно поставить 0,90 и в (6) вместо 3,7 поставить 9,0.

** Стандартизация шкалы звездных величин заключается в определении переходного множителя K в уравнении $I = K \times 10^{-0,4m}$; согласно фиг. 1, этот множитель $K = 1,0$. По измерениям Лиллера и Аллера (Ap. J. 120, 48, 1954) можно вычислить $K = 2,1$, по вычислениям Ситона и Остерброка (Ap. J., 125, 66, 1957) $K = 0,68$.

*** Известны методы определения этих величин по фотометрическим измерениям самих туманностей в различных лучах [9, 10]; однако для этого требуются наиболее мощные наблюдательные средства (светосильные спектрографы с большой дисперсией либо высокочувствительные радиотелескопы с узкой диаграммой направленности), пока эти методы еще не получили широкого практического применения.

которые звезды были изъяты: они либо слишком далеки от соответствующих туманностей (№ 12, 42, 46, 115, 249 и др. по [1]), либо внутри туманностей обнаружены другие ранние звезды (№ 89, 90, 91 и др. по [1]). С другой стороны, список возбуждающих звезд дополнен данными из [8, 11—13], выполненными после опубликования каталога [1]. Кроме того, для обнаружения возбуждающих звезд просмотрено 15 снимков, ранее



Фиг. 1.

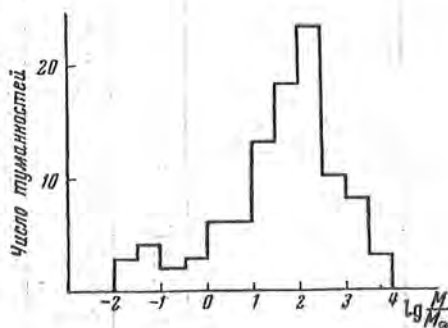
полученных на 40-см рефракторе с объективной призмой. Внутри следующих туманностей найдены слабые звезды ($\sim 12^m$ и слабее) спектральных классов O — B:

№ по [1]	Туманности	№ по [1]	Туманности
76	Mi I 2	217	S 216
89	S 36	218	S 217
90	S 37 = Mi II 4	220	S 218, S 220, S 221
91	IC 2162	225	S 236
158	S 294 = W 56	239	S 259
160	IC 4295	241	S 260
164	S 297	242	S 298
171	S 45 = W 69		

При просмотре списка возбуждающих звезд вероятность возбуждения туманности той или иной звездой оценивалась согласно результатам [14].

3. Плотности и массы определены не для всех туманностей каталога [1]. Некоторые эмиссионные туманности возбуждаются не радиацией, а ударным механизмом (NGC 6960, NGC 6992—5, возможно, S 147, S 149 и др.). В этом случае исходная формула (1) не справедлива, и для определения n и M туманности по ее поверхностной яркости необходимо проводить расчет свечения газа в условиях ударной волны [15, 16]. Несколько туманностей были включены в каталог [1] без указания поверхностной яркости. Не для всех эмиссионных туманностей известны возбуждающие звезды, и не для всех возбуждающих звезд известны R и A_v . Слабые протяженные поля H II имеют весьма неопределенные границы и $I_{H\alpha}^{\text{набл}}$ для них определяются очень неуверенно.

Результаты вычисления плотностей и масс туманностей, для которых мы располагали необходимыми исходными данными, приведены в табл. 1. В первом столбце дается порядковый номер туманности*, во втором — ее обозначение, в третьем — номер по каталогу [1], в четвертом — средняя плотность или диапазон плотности в туманности, в пятом — масса туманности, в шестом — возбуждающая звезда (или скопление звезд), в седьмом и восьмом — расстояние и межзвездное поглощение до возбуждающего центра. В последних трех столбцах указаны источники соответствующих исходных данных; в тех случаях, когда в шестом столбце нет ссылок, возбуждающие звезды отождествлены нами; неуверенные данные отмечены знаком «:». В табл. 1 включено несколько газово-пылевых туманностей (IC 59, IC 63, NGC 2023, IC 432 и др.). Для них общая масса и средняя плотность вещества должны быть выше n и M , приводимых в табл. 1, так как в таких туманностях пыль и нейтральный газ, не учтенные в расчетах, могут составлять значительную долю общей массы. Распределение туманностей по массам показано на фиг. 2.



Фиг. 2.

4. Возможная ошибка в расчете [2] не внесет в наши результаты погрешности более нескольких процентов; даже при отклонениях электронной температуры туманностей от предполагаемой $T_e = 10\,000^\circ$ на $\pm 2000^\circ$ коэффициент в (1) изменится не более чем на 10—15%. Хуже обстоит дело с другими исходными данными. Согласно оценке авторов [1], ошибка в определении поверхностной яркости туманностей может достигать $\pm 0^m,5$, что соответствует погрешности в n и $M \pm 26\%$. Из фиг. 1 видно, что примерно такую же (или несколько меньшую) погрешность в результаты может внести стандартизация шкал [1] в абсолютных единицах.

Предположение авторов [1] о постоянстве отношений интенсивностей $I_{H\alpha} : I_{[NII]} : I_{cont}$ в различных туманностях, использованное при вычислении $I_{H\alpha}$ по I_r , как известно [24, 34, 35], выполняется довольно приблизительно; это обстоятельство может изменить наши результаты не более чем на 12—16%. Однако главный источник ошибок заключается в погрешностях определения ω и l , так как при переходе от плоского изображения к трехмерной модели существенно интуиция вычислителя. Для уменьшения этого субъективного фактора все вычисления выполнены нами в две руки. В случаях туманностей (или их частей) правильной формы и с однородной поверхностной яркостью результаты независимых вычислений отличались на 10—20% для n и 30—50% для M , в то время как в туманностях неправильной формы и с большими перепадами

* Звездочка указывает на примечание в конце таблицы.

Таблица 1

№ п/п	Туманности	№ по [1]	n	M	Возбуждающие центры		
					обозначение	расстояние R, пс	поглоще- ние A_v
1	S 21 = W 121	3	15	57	1383[1] 1544[1] 1810[1] 5005[1]	2000 [8, 17, 18, 19]	^m 1,5 [8, 17, 19]
2	NGC 281	8	16	1400		3500 [17, 18, 19]	1,5 [17]
3*	IC 59 + S 111	9	40	0,04	γ Cas[1]	150 [24]	
4*	IC 63	9	90	0,01			
5*	S 113	11	25	0,1	SA 8—1810:[11]	800: [11]	
6	S 114	14	33	3,8	IC 1805	1500[8, 22]	2,4 [8]
7	IC 1795 + S 1 + S 2	15	23—55	92			
8	IC 1805 центр	16	33	28			
9	IC 1805 периферия	16	30	380			
10	S 4	18	26	57			
11	S 5	23	25	0,6	IC 1848	1700 [8, 22]	1,8 [8]
12	IC 1848	25	23	800			
13	S 6	26	17	420	18326 [1]	1450 [8]	2,0 [8]
14	S 24	27	28	1,4			
15*	S 117, S 118	29	4—14	10	19820: [1]	1000 [8]	
16*	McD 34	31	9	1,3	23180 23675 23800 [1] 24431	360 [8]	
17	S 285, S 286	34	13	37		720 [8]	2,0 [8]
18*	NGC 1491	36	18	4	Hubble [1]	3300 [23]	
19*	S 25	36	4,5	27			
20	NGC 1499	37	20—160	41	ξ Per [1]	400 [8]	2,0 [8]
21	S 124, S 125 и S 126	53	37	7,8	AE Aur [1]	580 [24]	1,7 [17, 19]
22	IC 405	54	27	16	AE Aur [1]	580 [24]	1,7 [17, 19]
23	IC 410	55	21	3100	E 242908 [1] E 242926 [1]	3000 [8]	1,9 [8]
24*	BD + 8° 933	56	9	0,4	BD + 8° 933[1]	400 [23]	
25*	S 131, S 127 и S 138	58, 57 и 61	22	84	35619 35633 35653 [1]	1400: [8]	1,6 [8]
26*	IC 417	60	42	14	35921	BD + 35° 1169	
27*	S 132, S 133, S 134 и S 135	59 и 60	19—46	12			
28	S 136, S 137 S 139, S 140, S 153 и S 154	63, 64	4—14	380	λ, λ' и φ Ori [1]	400 [20]	0,2 [20]
29*	NGC 1976	66	740	760	I Ori [1]	400 [25]	0,1 [37]
30*	NGC 1977	67	30	1,5			
31*	NGC 1982	68	530	6			
32	S 143, поле вокруг NGC 1976 и NGC 1977	65	10	20			
33	S 144	65	36	0,02	I Ori	400 [25]	0,1 [37]
34	S 142	69	4,5	63			
35	S 141	72	9	1,2			
36	S 148	72	146	6×10 ⁻⁴			
37*	S 146, S 152	73, 78	10—30	430			

Таблица 1 (продолжение)

№ п/п	Туманности	№ по [1]	n	M	Возбуждающие центры		
					обозначение	расстояние R, пс	поглощение A_v
33*	IC 432	79	19	0,07	I Ori	400 [25]	^m 0,1 [37]
39	IC 434	80	15—75	0,6	I Ori	400 [25]	0,1 [37]
40*	NGC 2023	81	54:	0,02:	I Ori	400 [25]	0,1 [37]
41*	S 304	82	35	0,03	FU Ori [1]	400 [25]	
42	S 279	84	28	0,04	42088	2000 [8]	1,2 [8]
43	McD 43 и S 34	86	27	14	41997 [1]	1900 [8]	2,1 [8]
44	NGC 2175	87	11	350	42088 [1]	2000 [8]	1,2 [8]
45	S 35	88	10	60	E 253247 [1]	2500 [8]	1,9 [8]
46	NGC 2237—44, S 162 и S 157	97	31—50	9500	NGC 2244 [1]	1660 [25]	1,5 [8]
47	St 27, S 158	98	29	91	46573 [1] 46847	1600 [8]	2,6 [8]
48	S 159	99	12	2,9	NGC 2264	870 [25]	0,5 [17, 19]
49	S 160	100	24	3,2	NGC 2264	870 [25]	0,5 [17, 19]
50	S 163	101	32	15	47432 [1]	1000 [17, 18, 19]	1,8 [17, 19]
51	NGC 2264	102	17	9,6	NGC 2264 [1]	870 [25]	0,5 [17, 19]
52	S 166, S 167	102	53	0,2			
53	S 161, S 164	102	4,8	190			
54	S 165, McD 37 и McD 42	103	7,2	170	NGC 2264	870 [25]	0,5 [17, 19]
55	S 168, McD 55 и St 22	104	19	2,1	48089: [1]	1400 [8]	0,8 [8]
56	IC 2177, St 18	109	41	7,2	53367 [1]	760 [8]	2,2 [8]
57*	S 169	106	10	3,2	53667 53974 53975 [4, 11]	1300: [8, 17, 18, 19]	1,0 [8, 17, 19]
58*	S 170	107	13	0,6			
59*	BD — 12° 1771	110	36	0,7			
60*	S 172, S 173	111	28	250	54662	1300: [8, 17, 18, 19]	1,0 [8, 17, 19]
61*	S 171, S 174, St 9	113, 114	9,3	35	55879		
62*	NGC 2359, IC 468, S 175	116	15—26	2,2	56925 [11]	2200 [11]	
63	H 11	117	14	48	57060 57061 [1] 58350 58978	900 [17, 18, 19]	0,7 [17, 19]
64	S 176, S 177	118	47	0,007	147165 [1]	210 [17, 18, 19]	0,6 [17, 19]
65*	NGC 6334	119	10—170	5+6	156738 [1]	1100	
66*	NGC 6357	120	58—220	0,8+6	157504 [1]	1100	
67	S 181, W 19	123	9,3	220	162978 [1]	1100 [8]	1,1 [8]
68	S 182, W 21	124	13	250	NGC 6530	1600 [25]	1,0 [7]
69*	NGC 6514	125	37	280	164492 [1]	2300 [8]	1,0 [8]
70	NGC 6523	126	30	3000	NGC 6530 [1]	1600 [25]	1,0 [7]
71	S 185	128	8,7	220	165319 [1]	2750 [8]	2,7 [8]
72	S 186	129	13	220	165516 [1]	1500 [8]	1,2 [8]
73	S 188, IC 1274, IC 1275, IC 4685, NGC 6559	130	18	310	165921 [1]	1500 [17, 18, 19]	1,7 [17, 19]

Таблица 1 (продолжение)

№ п/п	Туманности	№ по [1]	n	M	Возбуждающие центры		
					обозначение	расстояние R, пс	поглоще- ние A_V
74*	IC 4701, W 35	137	10	2500	167633 [12] BD — 16° 4770	2900	^m 3,0
75	Mil 8	141	70	14		[17, 18, 19]	[17, 19]
76	S 191	141	42	350	NGC 6604 [1]	1800 [27]	3,2 [27]
77	S 190	141	38	840	NGC 6604 [1]	1800 [27]	3,2 [27]
78	NGC 6611, S 189	142	70	300	NGC 6611 [1]	1700 [27]	2,4 [27]
79	S 192	143	18	200	NGC 6618	1900 [27]	3,2 [27]
80	IC 4706, IC 4707, S 193	144	95	35	NGC 6618	1900 [27]	3,2 [27]
81*	NGC 6618	145	95	1100	NGC 6618	1900 [27]	3,2 [27]
82	S 194, W 44, H 344, O I	146	17	6,8	BD — 14° 5014 [12]	1500 [27]	1,8 [27]
83	S 195, W 45	147	50	4,5	по [12] 3213	1900 [27]	3,7 [27]
84*	Ced 168	163	54	1,5	E 231616 [1]	1000 [20, 18, 19]	4,6 [20, 19]
85	S 199	166	19	660	NGC 6823 [1]	2500 [8]	2,6 [8]
86	S 200	166	24	54	NGC 6823 [1]	2500 [8]	2,6 [8]
87	S 201, W 67	167	31	640	BD + 23° 3759 BD + 23° 3761 186841 [1]	1800 [8]	3,1 [8]
88	S 43, W 66	168	27	150	BD + 25° 3952 [1]	3000 [8]	2,8 [8]
89	S 44, W 68	169	6,7	180	BD + 27° 3512	2900 [8]	1,6 [8]
90	S 202	170	33	0,06	488001: [1]	1500 [17, 18, 19]	1,5 [17, 19]
91	Ced 173	175	20	160	E 227018 [1]	2500 [8]	2,1 [8]
92*	S 204	176	7	240	Пространствен- ные группиров- ки ранних звезд	1900 [13]	1,4 [13]
93*	S 205, S 206 S 47, S 50, S 51,	177	18	200			
94*	McD 12, S 207 и S 209	179	18	1400			
95*	S 49	178	27	110	Cyg VI и др. [28]	1500 [28]	2,0 [28]
96*	McD 11	180	15	230			
97*	S 53	181	44	80			
98*	S 52	182	17	50			
99*	S 54	184	17	51			
100	NGC 6888	185	71	40	192163 [1]	1600 [29]	1,5 [29]
101*	S 52a	186	19	290	Cyg VI и др. [28]	1500 [28]	2,0 [28]
102*	McD 10, Mi II 11	187	27	95			
103*	S 208	188	9	240	см. № 92—94 [13]	1900 [13]	1,4 [13]
104*	S 210	189	32	0,6	Cyg VI и др. [28]	1500 [28]	2,0 [28]
105*	S 57	191	55	90			
106*	S 58	192	13	650			
107*	IC 1318a	193	27	300			
108	S 56 и S 211	194	21	34			
109*	S 55, S 61	196	21	360	P Cyg: Cyg VI и др. [28]	1600 [29]	2,2 [29]
110	S 212	197	28	48	193928	1600 [29]	3,8 [29]
111*	S 213	198	42	19	см. №№ 95— 99	1500 [28]	2,0 [28]

Таблица 1 (продолжение)

№ п/п	Туманности	№ по [1]	n	M	Возбуждающие центры					
					обозначение	расстояние R, пс	поглощение A_v			
112*	S 63	199	8	150	см. №№ 95—99	1500 [28]	m 2,0 [28]			
113*	IC 1318b, S 60, S 62, S 66, S 68	201	31	2100						
114*	S 67	202	55	170						
115*	S 69, S 70	204	8	160						
116*	S 71	205	17	300						
117*	IC 1318c	206	27	570	195592 [1]	1300 [8]	3,5 [8]			
118	S 73	207	43	66						
119	S 74	208	13	4,6						
120*	S 75	210	31	12				см. №№ 95—99	1500 [28]	2,0 [28]
121*	S 77	211	27	0,6						
122	BD + 45° 3216	212	41	45	BD + 45° 3216 [1]	2600 [8]	2,1 [8]			
123*	S 72, S 79	213	24	3,8	195965:	1150 [8]	0,8 [8]			
124	S 215	214	27	110	195592	1300 [8]	3,5 [8]			
125	S 219	219	45	16	BD + 42° 3835	1050 [8]	3,7 [8]			
126*	IC 5068, S 81, S 82, S 83, S 84	223	32	76	198931	720 [8]	2,6 [8]			
127	IC 5070	229	19	150	198931 [1]	720 [8]	2,6 [8]			
128	S 85	230	38	62	BD + 42° 3914	760 [8]	4,0 [8]			
129*	NGC 7000, S 255	234	7,5	3000	199579 [1]	1000 [8]	1,1 [8]			
130*	S 254, S 256, S 257	236	12	30		720	0,5			
131	S 258	237	12	32	201795 [1]	1200	1,0			
132	Ced 190, S 86	238	27	11	202349	[17, 18, 19]	[17, 19]			
133	S 88	240	18	150	202214 [1]	500 [8]	1,2 [8]			
134*	IC 1396	245	11	5300	203064 [1]	950	1,0			
135	IC 5146	246	70	6,8	206183 [1]	1050	1,6			
136	McD 30	250	12—24	34	206267	[8, 17, 18, 19]	[8, 17, 19]			
137*	O'Keef	252	36	150	BD + 46° 3474 [1]	1000 [32]	1,4 [32]			
138	S 266, S 268	255	15	65	211880	830 [8]	1,8 [8]			
139	S 305, S 306	257—8	9—16	15	по [8] № 1415:	2300 [8]	2,1 [8]			
140	NGC 7380	261	34	82	213087	720 [8]	2,0 [8]			
141	S 301	263	24	0,4	214168					
142	McD 32, W 103	266	46	18	214680 [1]	520	0,7			
143*	S 269	269	9	240	214993	[17, 18, 19]	[17, 19]			
144	S 99	271	15	120	215835 [1]	2200 [8]	2,0 [8]			
145*	S 100, S 272	273	3—6	450	215835 [1]	2200 [8]	2,0 [8]			
146	S 13	274	47	470	217035					
147	S 14 = MiI 23	274	28	1700	217061 [1]	800 [8]	2,7 [8]			
148	S 12, S 271	274	8,5	710	217086					
149	S 15, W 108	275	22	13	E 240165 [1]	2750 [8]	2,3 [8]			
150	S 16	276	37	140	248323:	1100 [8]	2,6 [8]			
					BD + 61° 2408:	1900 [8]				
					по [8] № 1202 и № 1208	3300 [8]	2,6 [8]			

Таблица 1 (окончание)

№ п/п	Туманности	№ по [1]	n	M	Возбуждающие центры		
					обозначение	расстояние R, пс	поглоще- ние A_D
151	NGC 7635	277	32	110	BD + 60° 2522 [1]	3300 [8, 18]	2,2 [8]
152	S 18, S 17, S 19	277	40	560	BD + 60° 2525 [1]	3300 [8]	1,8 [8]
153	S 101, S 102	278	30	4,6	BD + 59° 2735: BD + 60° 2584:	2200 [8]	3,4 [8]
154	S 103	280	11	46	BD + 61° 2509: BD + 60° 2615:	2700 [8]	2,4 [8]
155	S 275	282	16	88	BD + 66° 1661 BD + 66° 1675	1000 [8]	3,0 [46]
156	NGC 7822	283	40	160			
157	S 274, S 276, S 277, S 109, S 110	285	12	920			
158	S 278 = Ced 214	286	40	380	BD + 63° 2093 [1]	1800 [33]	2,1 [33]
159	S 105, W 117	284	13	50			

ПРИМЕЧАНИЯ К ТАБЛ. 1

- 3,4. Поглощение не учитывалось.
5. Поправка на поглощение не учтена.
15. Поправка на поглощение не учтена, так как звезда HD 19820 расположена в темной поглощенной области, ограничивающей светлые туманности.
16. Поправка за поглощение не учтена, так как звезда HD 23180 окружена отражательной туманностью IC 348, и поглощение света звезды и McD 34 может быть различно.
- 18, 19, 24. Поправка за поглощение не учтена.
- 25, 26, 27. Модули расстояний указанных возбуждающих звезд имеют значительный разброс.
29. Предполагаем туманность непрозрачной, сферической формы, светящийся слой толщиной 0,1 пс [26].
30. Только яркая часть; туманность предполагается прозрачной; если непрозрачна, то масса примерно вдвое больше.
31. Только яркая часть; туманность предполагается непрозрачной, сферической формы, светящийся слой толщиной 0,1 пс [26].
37. Внешний вид этих туманностей позволяет предполагать их физическую общность.
- 38, 40. Туманности газово-пылевые.
41. Поправка за поглощение не учтена.
- 57, 58, 59, 60, 61. Модули расстояний указанных возбуждающих звезд имеют большой разброс.
62. Поправка за поглощение не учтена.
65. $5M_{\odot}$ составляют яркие части туманности, $6M_{\odot}$ — слабое поле; расстояние взято по неопубликованным оценкам Г. А. Шайна. Поправка за поглощение не учтена.
66. $0,8 M_{\odot}$ составляет яркий центр туманности, $6M_{\odot}$ — окружающие центр более слабые волокна. Расстояние взято по неопубликованным оценкам Г. А. Шайна. Поглощение не учитывалось.
69. Остальные звезды, указанные в [1] как возбуждающие, группируются на более близком расстоянии, но далеки от видимого центра туманности.
74. Расстояние до BD-16° 4770 взято из неопубликованных материалов И.И. Проник. Возможно, что туманность возбуждается звездами BD-17° 5092 и 1652 [12]; первая из них находится на расстоянии 1600 пс, тогда $n = 18$, $M = 730$.

81. Центральная часть туманности, по-видимому, закрыта пылевым облаком, так что общая масса комплекса, состоящего из NGC 6618 и S 193, несколько больше.
- 92, 93, 94, 103. Звезд указанных группировок, вероятно, недостаточно для возбуждения столь протяженной эмиссионной системы; можно предполагать, что здесь мы имеем аналог области около γ Cyg, где, согласно [28], часть возбуждающих звезд закрыта темной материей.
- 95—99, 101, 102, 104, 107, 109, 111—117, 120, 121. Согласно [28], весь комплекс туманностей около γ Cyg расположен на расстоянии около 1500 *пс*. Наблюдаемое распределение светлых эмиссионных туманностей в значительной степени обусловлено эффектом поглощающей материи. При вычислении n и M всюду предполагалось $A_v = 2^m, 0$.
123. Возможно, продолжение волокнистой системы S 107 и S 108, механизм возбуждения которых неясен.
126. По-видимому, составляет один комплекс с IC 5070, поглощение определено неуверенно.
129. Вероятно, № 126—129 — единый комплекс, расположенный на расстоянии 700—1000 *пс*, центр возбуждения которого закрыт от нас темной материей [30, 6].
130. По-видимому, являются продолжением NGC 7000, но расположены ближе (как IC 5070) и меньше поглощены.
134. Если принять расстояние по [31] — 720 *пс*, то получаем соответственно $n = 14$, $M = 2100$.
137. Звезды, указанные в [1] как возбуждающие, подробно не изучались, поэтому не могут служить для определения расстояний до туманности.
143. Если туманность возбуждается звездой HD 240168, то $n = 12$, $M = 70$ ($A_v = 2^m, 4$, $R = 1600$ [8]).
145. Поправка за поглощение не учтена, так как возбуждающая звезда сильно ослаблена темной материей, граничащей со светлой туманностью.

яркости расхождения достигали 50% для n и до 1,5—2 раз для M . Заметную погрешность может внести сделанное нами предположение о равенстве межзвездных поглощений до туманности и до возбуждающей ее звезды; когда прямые снимки явно показывают различие этих поглощений, в примечаниях сделаны соответствующие оговорки.

Следует отметить, что метод определения плотности туманности по ее поверхностной яркости дает возможность найти среднюю квадратичную плотность, которая может заметно превышать среднюю плотность, если распределение вещества по объему туманности не равномерно. Эта систематическая ошибка в значительной степени компенсируется тем, что мы не учитываем гелия, который составляет 12—15% плотности по числу атомов и соответственно 34—42% общей массы [36, 37].

Таким образом, приводимые в табл. 1 значения плотности едва ли ошибочны более чем на 50%, а массы — лишь для самых нерегулярных объектов могут быть ошибочны в три раза; для большинства туманностей погрешность в определении n не превышает 20—30% и ошибка в M — не превышает 1,5—2 раз.

5. В табл. 2 приведены массы наиболее ярких туманностей, найденные различными авторами. Учитывая сильную зависимость вычисленных масс от предполагаемых расстояний до туманностей, мы пересчитали данные из [31, 38—41] в соответствии с принятыми нами расстояниями.

Т а б л и ц а 2

Туманности	Масса	
	Наши определения	Определения других авторов, приведенные к нашим R
NGC 2237	9500	14000 [38], 75000 [41]
NGC 6523	3000	8000 [38], 920 [39], 1800 [5]
NGC 6514	280	410 [39]
NGC 6611	300	380 [39]
NGC 6618	1100	1300 [38], 890 [39], 2600 [40]
IC 1396	5300	12000 [31]

Расхождения между данными во втором и третьем столбце могут быть обусловлены различиями в использованных пространственных моделях и предполагавшихся значениях A_v ; при оценке массы NGC 6523 А. Боджесс [39], видимо, не учитывал внешнюю слабую оболочку туманности. Результаты наших вычислений трудно сопоставить с [42], так как мы принимали иную модель туманности (см. примечания) и учитывали более внешние ее части. Вместе с тем полученная нами средняя плотность NGC 1976 не выходит за пределы диапазона плотностей, найденных для этой туманности по отношению интенсивностей $I_{\lambda 3729} : I_{\lambda 3726}$ [43].

В табл. 3 наши вычисления плотности сравниваются с результатами [44]; за исключением двух туманностей, согласие хорошее.

Т а б л и ц а 3

Туманности	Плотность	
	Из табл. 1	По [44]
NGC 7000	7,5	7,6
IC 1396	11	11,8
NGC 2244	31—50	23
IC 1848	23	28
IC 1805	32	32
NGC 281	16	46
NGC 6611	70	64
NGC 6514	37	148

Плотности туманностей, приводимые в [24], систематически ниже наших в два раза и более; явно заниженная плотность для NGC 1976, приводимая в [24] (ср., например, с [4] и [43]), позволяет предполагать, что систематической ошибкой отягощены данные [24].

Следует подчеркнуть, что приводимые в табл. 1 массы относятся только к видимым участкам туманностей, хотя иной раз нет сомнения в том, что несколько эмиссионных объектов составляют одно целое, частично экранированное темной материей. Это обстоятельство затрудняет сопоставление оптических и радионаблюдений плотностей и масс, так как большинство радионаблюдений диффузных туманностей относится именно к таким большим и ярким туманностям, связанным с облаками

поглощающей материи. Поэтому естественно, что радионаблюдения [45; 10] дают большие массы.

Авторы искренне благодарны И. И. Проник и В. И. Пронику за помощь и полезные советы.

30 ноября 1959 г.

Литература

1. В. Ф. Газе. Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 11, 1955.
2. A. Burgess. M. N., 118, 477, 1958.
3. Н. А. Размадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., № 23, 91, 1958.
4. L. H. Aller, W. Liller. Ap. J., 130, 45, 1959.
5. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 46, 1960.
6. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 215, 1959.
7. M. F. Walker. Ap. J., 125, 636, 1957.
8. W. A. Hillner. Ap. J., Suppl. Ser., № 24, 1956.
9. M. J. Seaton. M. N., 114, 154, 1954.
10. Ю. Н. Парийский. Изв. ГАО, 21, № 164, 54, 1960.
11. И. Л. Генкин. Астр. журн., 33, 817, 1956.
12. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 208, 1958.
13. А. Б. Нумерова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 189, 1958.
14. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Астр. журн., 36, 902, 1959.
15. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 93, 1954.
16. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, 1958.
17. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford. Ap. J. Suppl., № 14, 1955.
18. И. М. Копылов. Диссертация, 1959.
19. Th. Schmidt. Zs. f. Ap., 46, 145, 1958.
20. J. Stebbins, C. M. Huffer, A. E. Whitford. Ap. J., 91, 65, 1940.
21. W. W. Morgan. Publ. Obs. Univ. Michigan, 10, 33, 1951.
22. S. Sharpless. A. J., 60, 178, 1955.
23. S. Cederblad. Meddelande Lund Astr. Obs., Ser. II, № 119, 1943.
24. H. M. Johnson. Ap. J., 118, 370, 1953.
25. H. L. Johnson. Ap. J., 126, 121, 1957.
26. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., 11, 22, 1954.
27. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 46, 1960.
28. Р. Н. Иксанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 31, 1960.
29. N. G. Roman. Ap. J., 114, 492, 1951.
30. W. W. Morgan, B. Strömberg, H. M. Johnson. Ap. J., 121, 611, 1955.
31. А. Алкснис. Изв. АН Латвийской ССР, № 9, 87, 1958.
32. M. F. Walker. Ap. J., 130, 57, 1959.
33. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 14, 3, 1955; 16, 162, 1956.
34. M. L. White. Ap. J., 115, 71, 1952.
35. G. Courtes. C. R., 238, 877, 1954.
36. L. H. Aller. Ap. J., 125, 84, 1957.
37. J. S. Mathis. Ap. J., 125, 328, 1957.
38. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. obs., 8, 80, 1952.
39. L. H. Aller. Gaseous nebulae. London, 1958, p. 286.
40. Д. П. Гук. Астр. журн., 28, 253, 1956.
41. R. Minkowsky. P. A. S. P., 61, 1953, 1949.
42. О. Д. Докучаева. Астр. журн. 36, 461, 1959.
43. D. Osterbrock, E. Flather. A. J., 63, 310, 1958.
44. S. Pottasch. B. A. N., 13, 77, 1956.
45. G. Westerhout. B. A. N., 14, 215, 1958.
46. V. M. Blanco, A. D. Williams. Ap. J., 130, 482, 1959.

**СПЕКТРЫ, ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ
И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА 3206 ЗВЕЗД
В СОЗВЕЗДИИ КАССИОПЕИ**

Э. С. Бродская

На площадке около 45 квадратных градусов с центром $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^{\circ}00'$ определены спектральные классы, фотографические величины и для большинства звезд показатели цвета. Предельная величина каталога $12^{\text{m}},5$. В отличие от других наших каталогов [1, 2] при определении визуальных величин (m_v) в данной области использовались пластинки 0a-D Kodak Limited London в сочетании с прежним фильтром OC-12. Для определения соотношения между нашими m_v и V наблюдались скопления IC 4665 [3], NGC 129 [4] и ассоциация Serpeii III [5] с известными величинами в системе U, B, V . По 66 звездам разных спектральных типов с $B-V$ в интервале от $0^{\text{m}},47$ до $1^{\text{m}},82$ по способу наименьших квадратов получено следующее соотношение:

$$m_v = V - 0,22(B - V) + 0,06 \\ \pm 0,012 \quad \pm 0,009$$

(ошибки средние квадратичные).

Для определения фотографических величин m_{pg} использовались, как и прежде, Agfa Astro Platten. Измеренные m'_{pg} звезд спектральных классов F, G, K и M приведены к системе величин B согласно соотношению

$$m'_{pg} = B + 0,15(B - V) - 0,03 \\ \pm 0,028 \quad \pm 0,036$$

Звезды спектральных типов O, B и A не имеют уравнения цвета в пределах точности фотографического метода. В качестве стандарта величин мы воспользовались последовательностью фотоэлектрических величин, опубликованных в работе [6] и расположенной близко к центру нашей области. Кроме того, свыше 80 звезд каталога [7] с фотоэлектрическими величинами в системе U, B, V , разбросанных по всей нашей области, служили стандартами и хорошим контролем при определении нами величин фотографическим методом. Фотографические величины m_{pg} и показатели цвета CI даются в системе (B, V) . Измеренные CI' приведены к системе $B-V$ согласно соотношению

$$B - V = CI' - 0,267 CI' + 0,06 \\ \pm 0,012 \quad \pm 0,034$$

SPECTRA, PHOTOGRAPHIC MAGNITUDES AND COLOUR INDICES OF 3206 STARS IN CASSIOPEIAE, by E. S. Brodskaya. — The spectral types, photographic magnitudes and most of the colour indices were obtained for stars in an area of 45 square degrees with the center $\alpha = 1^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +61^{\circ}00'$. The limiting magnitude of the catalogue is $12^{\text{m}},5$. The present catalogue differs from our previous catalogues [1, 2] in that the OC-12 filter was used in combination with 0a-D Kodak (London) plates for

the determination of m_v . The clusters IC 4665 [3] and NGC 129 [4] and the association Cephei III [5] with known magnitudes on the U, B, V system were observed for deriving the relationship between m_v and V . The following expression was found by the method of least squares, using 66 stars of different spectral classes and with $B-V$ within the interval $0^m.17$ to $1^m.82$:

$$m_v = v - 0,22 (B - V) \pm 0,06 \\ \pm 0,012 \qquad \pm 0,009$$

The errors are mean square errors.

As previously Agfa Astro Platten were used for the determination of m_{pg} . The measured m'_{pg} of F, G, K and M type stars were reduced to the B system by the following relation:

$$m'_{pg} = B - 0,03 \pm 0,15 (B - V) \\ \pm 0,036 \pm 0,028$$

O, B and A type stars have no colour equation within the limits of precision of the photographic method. The photoelectric magnitude sequence given by A. N. Farnsworth [6], which is located close to the center of the investigated region, served as a standard. Besides, in our region there are more than 80 stars with photoelectric magnitudes on the U, B, V system listed in Hiltner's catalogue [7]. These served as standards and were also a good means for a check up of the photographic magnitudes. The m_{pg} and colour indices CI' are given on the (B, V) system. The measured colour indices CI' were reduced to the $B-V'$ system according to:

$$B - V_* = CI' - 0,276 CI' \pm 0,06 \\ \pm 0,012 \quad \pm 0,034.$$

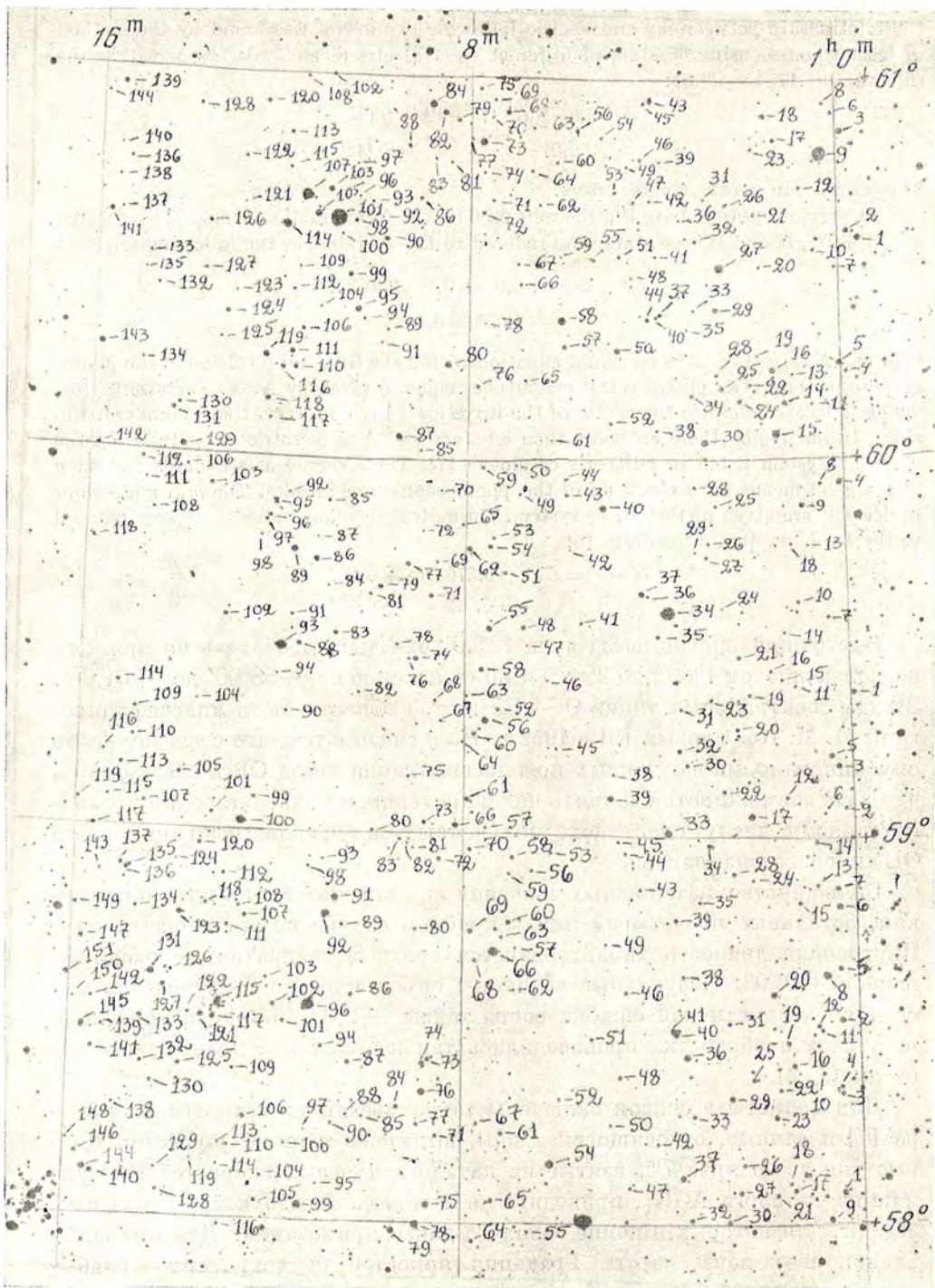
Настоящий список звезд ярче $12^m,5$ охватывает область по прямому восхождению от 1^h00^m до 2^h00^m и по склонению от $+58^\circ00'$ до $+64^\circ00'$. Звезды спектральных типов O — B5 в этой области были классифицированы И. М. Копыловым [8] в 1952 г. Но в связи с тем, что с тех пор было опубликовано много данных по классификации звезд OB в системе МК, что дает возможность уточнить наши критерии, а также благодаря дополнительному числу пластинок, полученных нами, классификация звезд OB произведена заново.

Большинство каталожных значений m_{pg} определены по пяти пластинкам, остальные по четырем или в крайнем случае по трем пластинкам. Внутренняя точность характеризуется средней квадратичной ошибкой, равной $\pm 0^m.03$. Визуальные величины определены по 3—4 пластинкам, средняя квадратичная ошибка равна также $\pm 0,03$. Методика измерений негативов и обработка производилась так же, как и в предыдущих работах [1, 2].

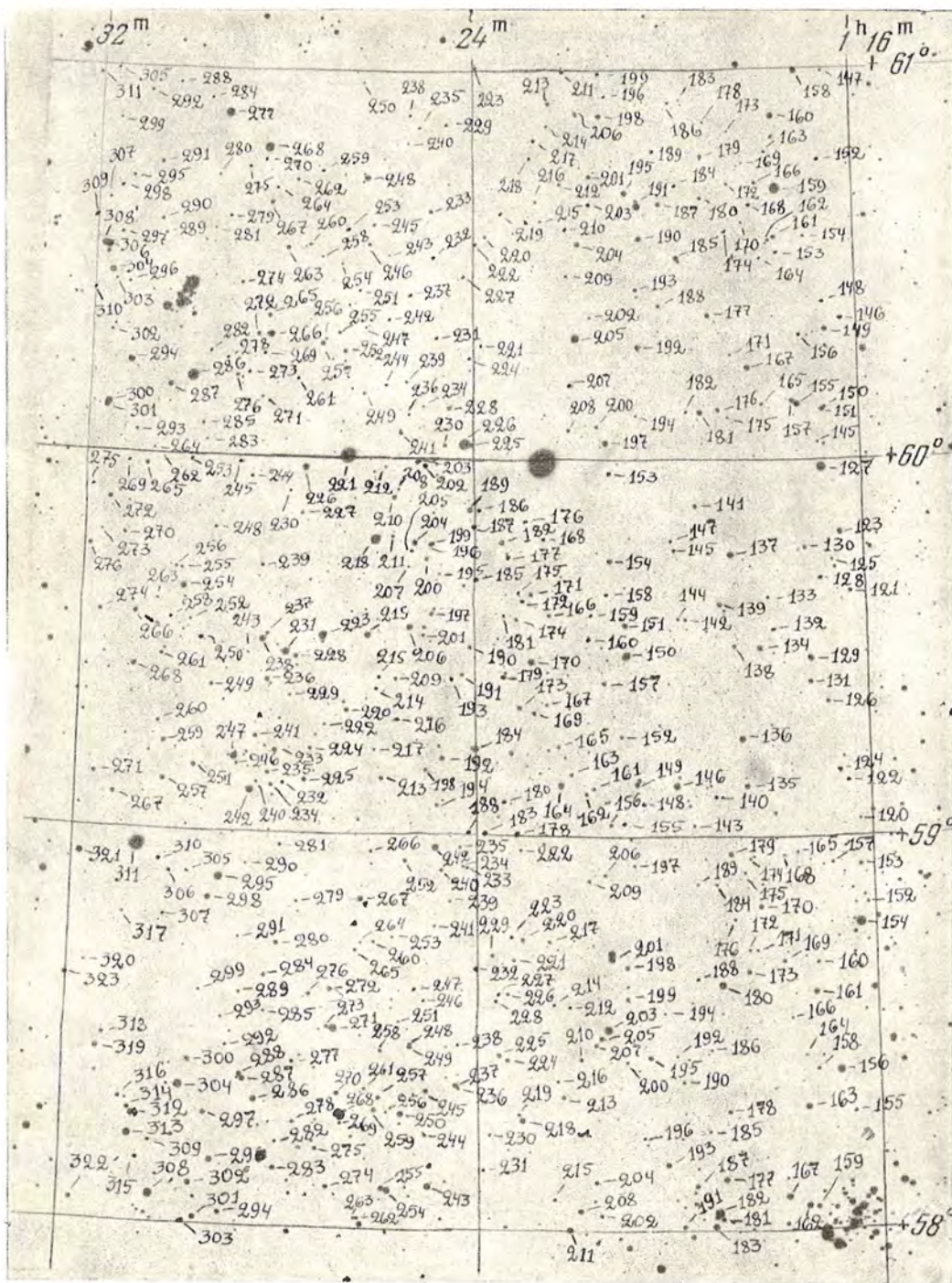
Для полноты в список включены также звезды из каталога Хильтнера [7] и данные, относящиеся к ним, выделены жирным шрифтом. Данные для звезд ярче 7^m , взятые из каталога лучевых скоростей Вилсона или из каталога АГК₂, приводятся в скобках. Звездочкой (*) отмечены звезды, для которых в конце каталога даны примечания. Для отождествления звезд даны карты. Градация яркостей не сохранена — слабые звезды подрисованы.

Выражаю благодарность В. В. Гаврилову за измерение негативов на микрофотометре и Е. И. Иосько за изготовление карт.

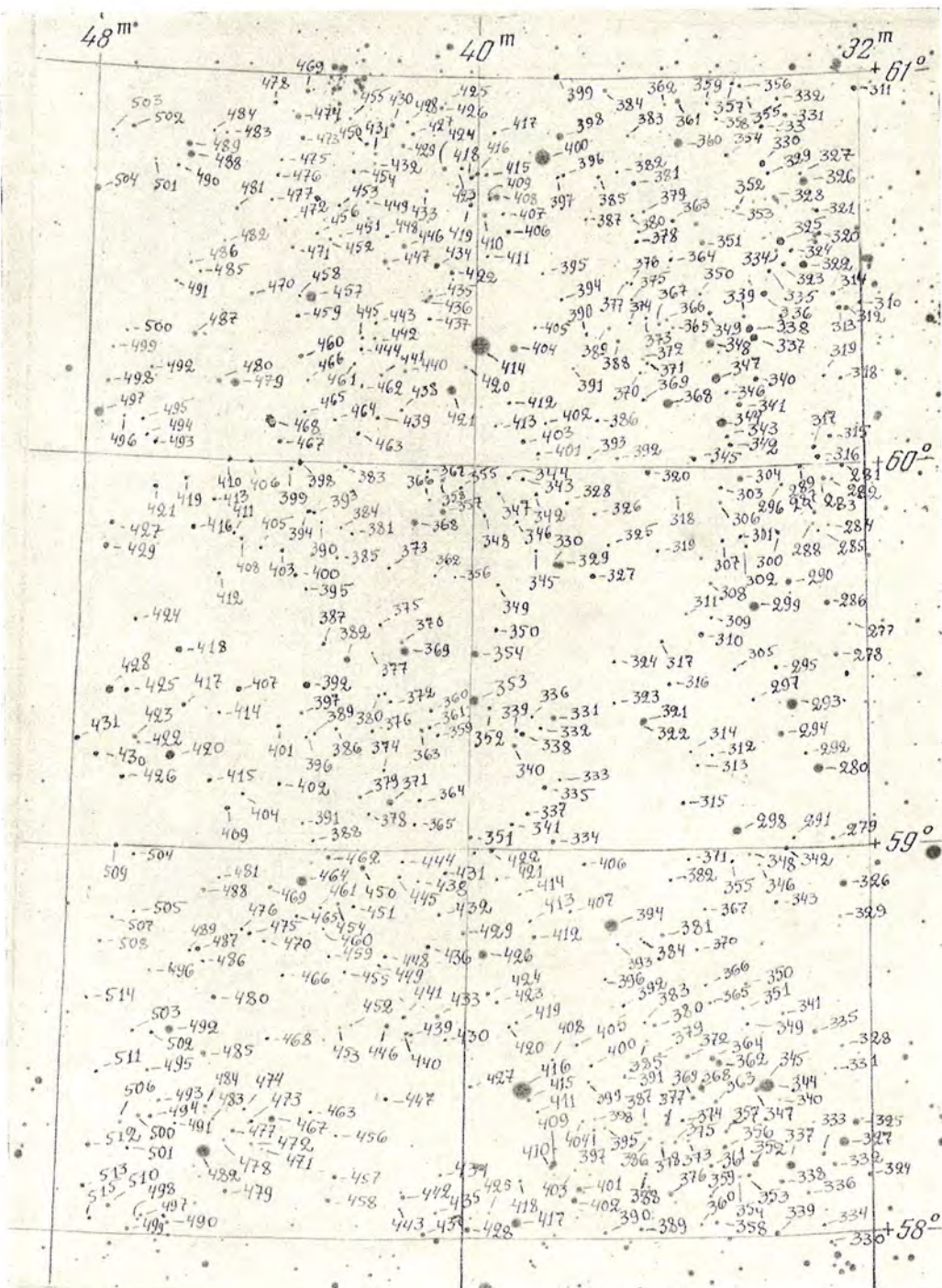
14 декабря 1959 г.



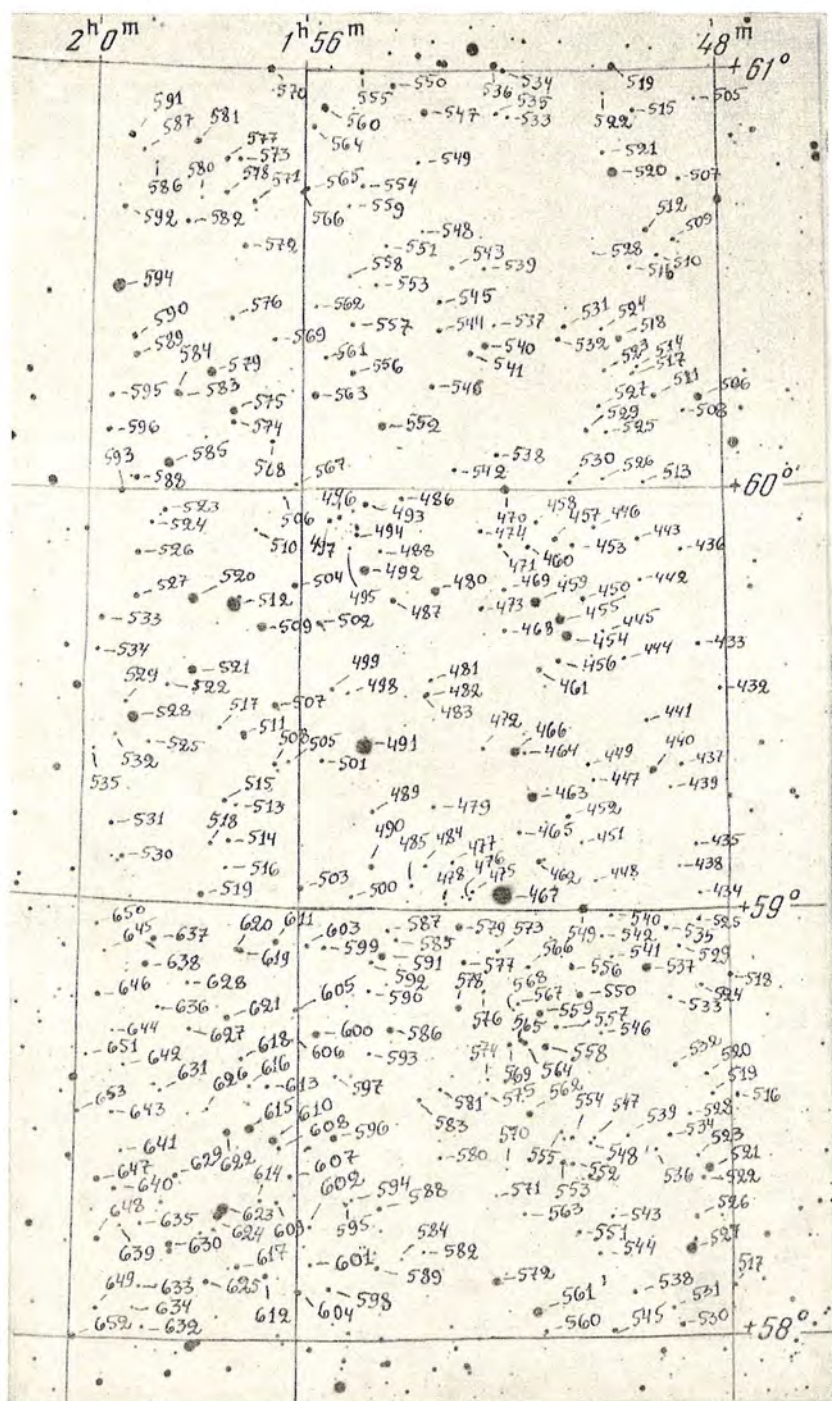
Фиг. 1.



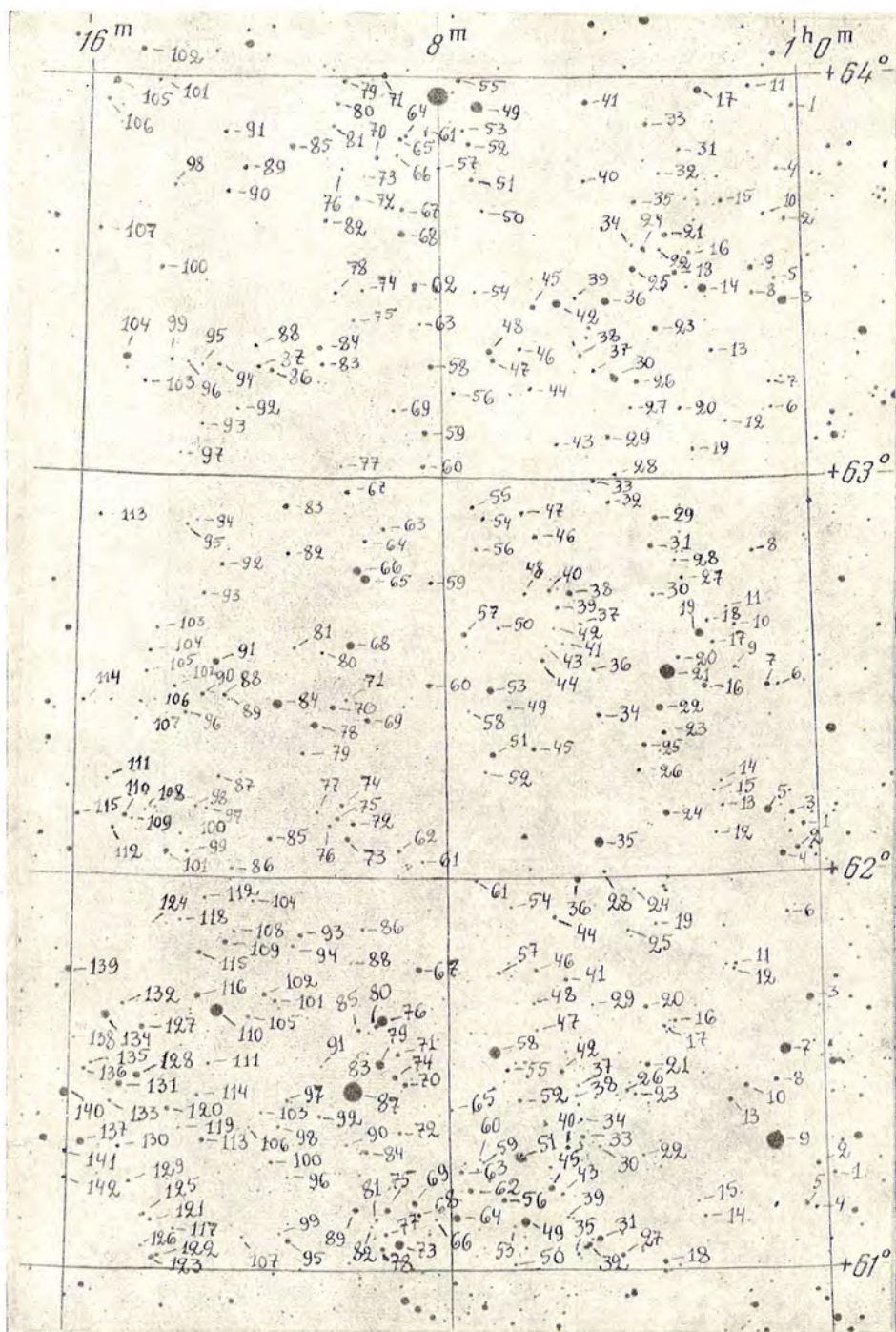
Фиг. 2.



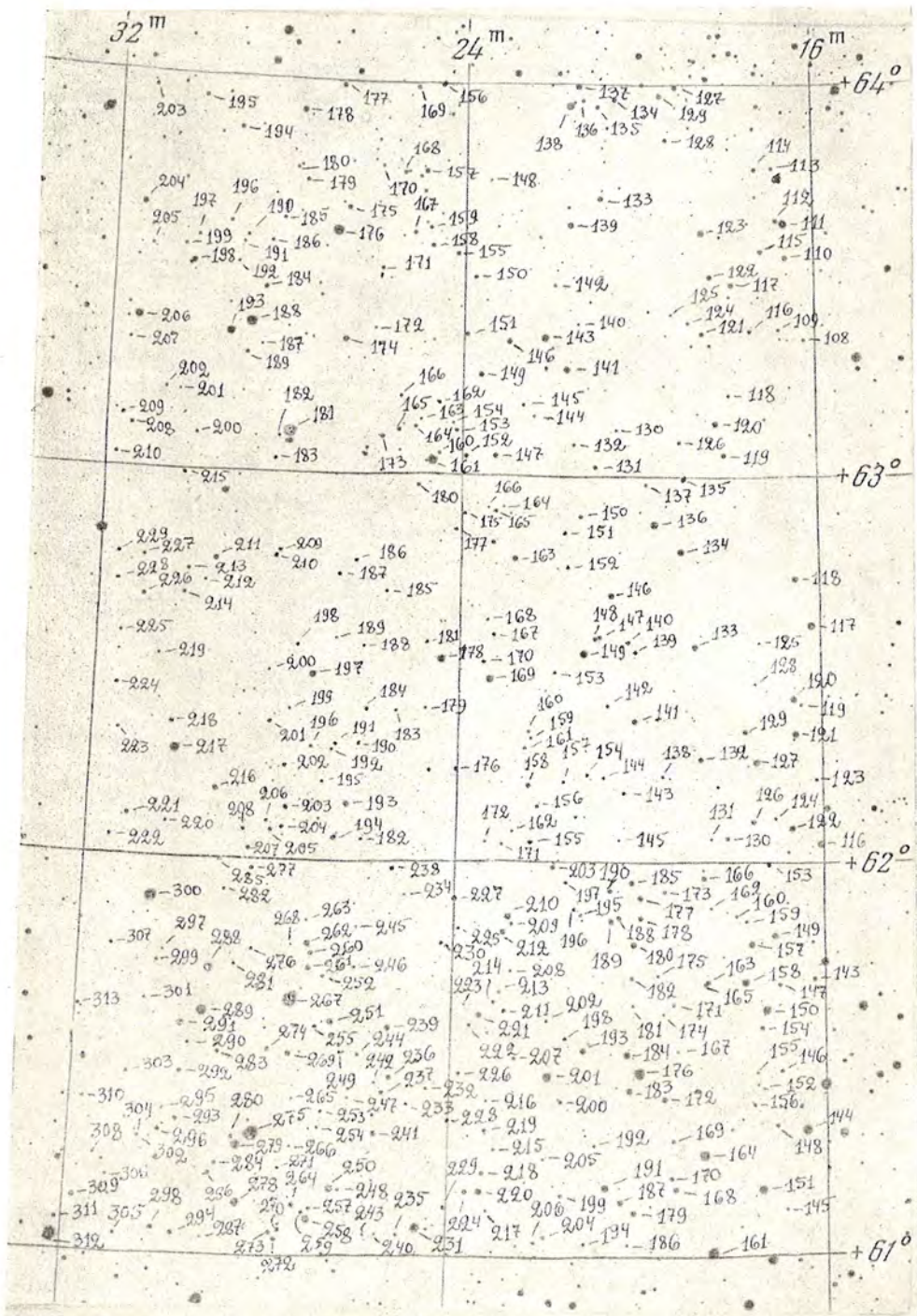
Фиг. 3.



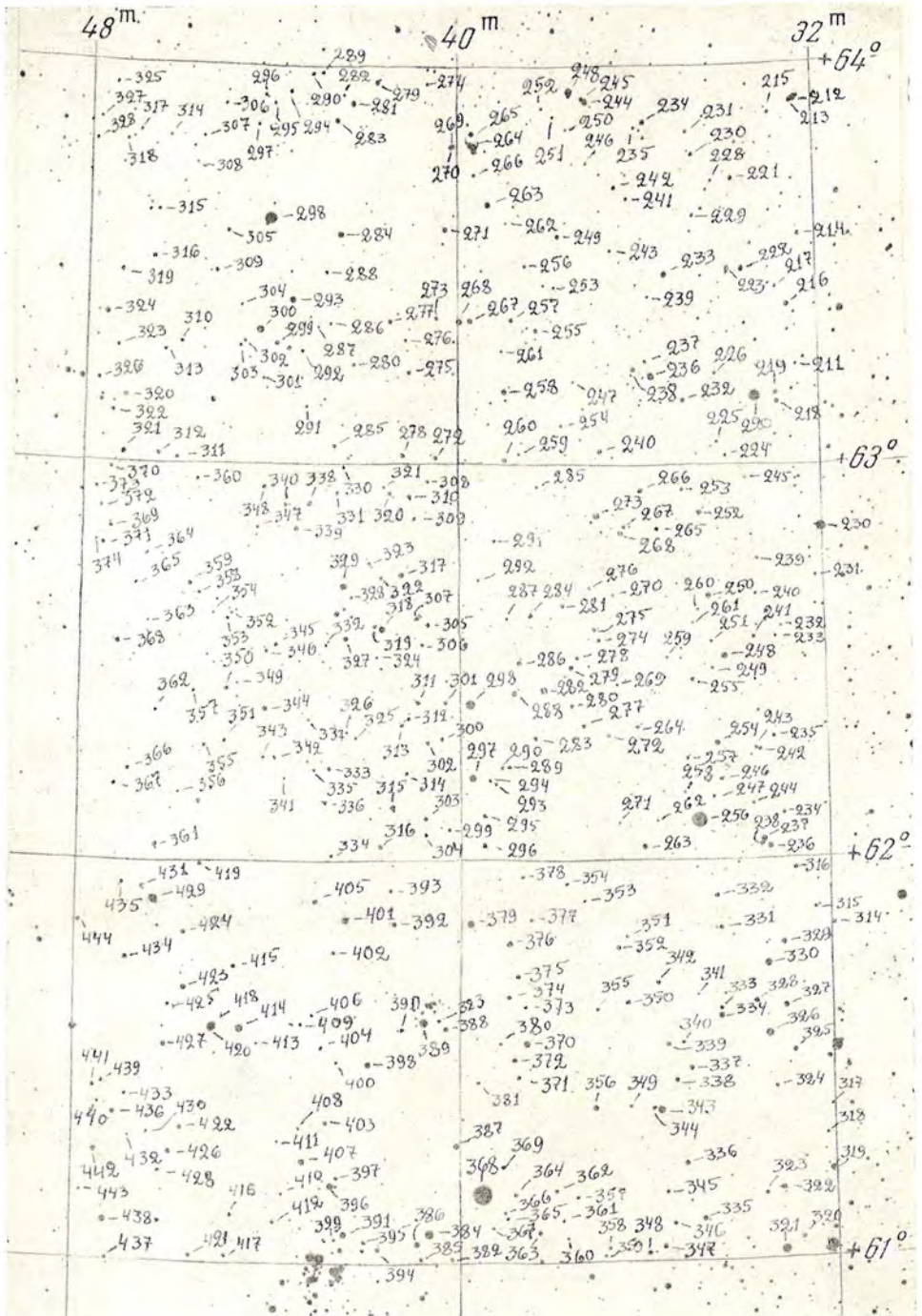
Фиг. 4.



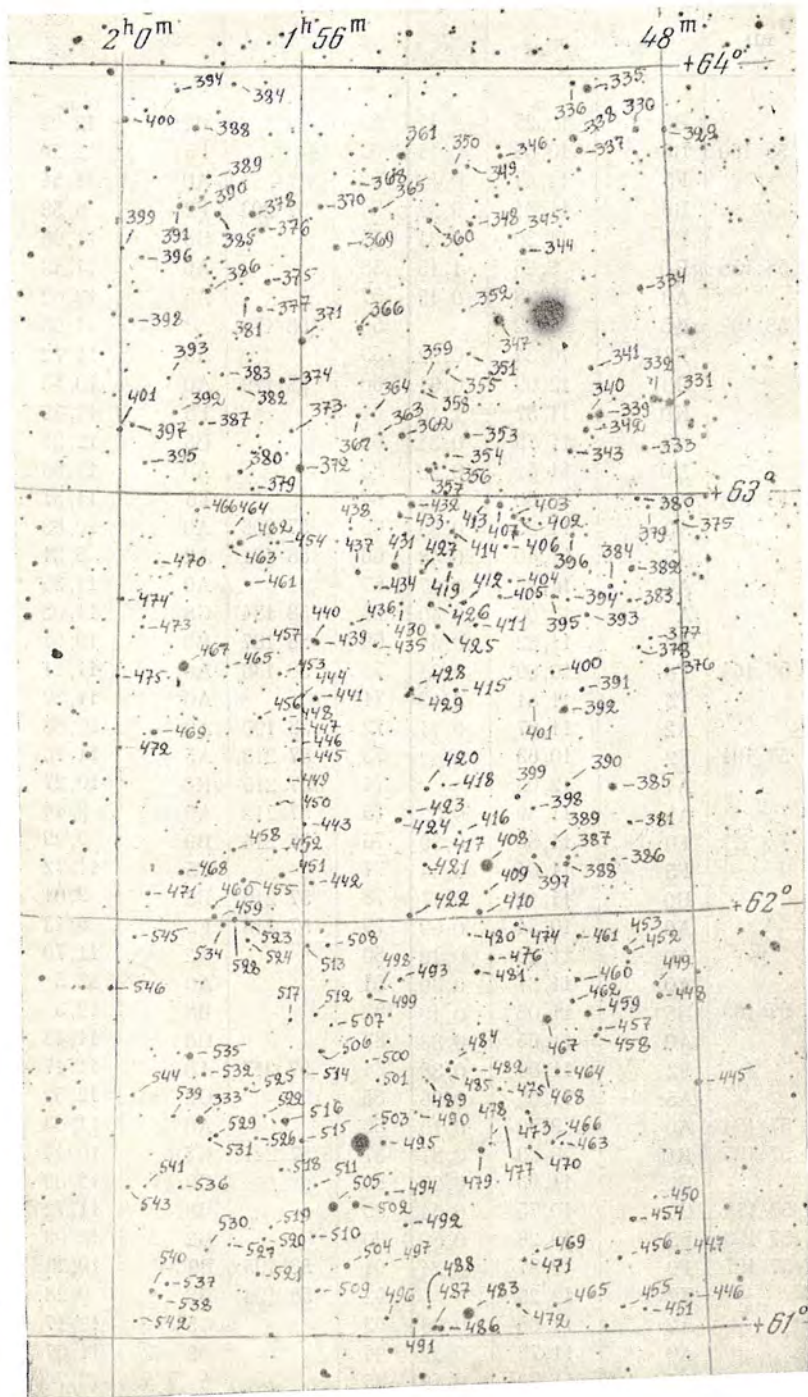
Фиг. 5.



Фиг. 6.



Фиг. 7.



Фиг. 8.

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1		B3	^m 10,25	^m -0,11	51		B2:	^m 12,02	^m 0,53
2	58°160	B5	10,54	0,14	52		F5	12,20	0,58
3		F5	11,41	0,43	53		A0	11,54	0,26
4		B8	11,84	0,32	54	57°203	F2	8,56	0,27
5		F5	11,30	0,34	55		G8	11,66	0,97
6	58 158	gK0	9,25	1,15	56		A0	11,43	0,22
7		A0	10,28	0,15	57		A5	12,02	0,42
8	58 162	gK5	8,32		58	58 178	A0	11,09	0,26
9		F2	10,34	0,32	59		A5	11,72	0,44
10		G0	12,09	0,61	60	58 179	A0	10,43	0,30
11		K0	11,57	1,16	61		F8	11,45	0,55
12		B8	11,75	0,33	62		B5	12,36	0,82
13		K0	11,51	0,93	63		A0	11,66	0,37
14	58 163	K3	10,60	1,29	64		F5	11,37	0,84
15		A2	11,35	0,38	65	57 206	A0	10,83	0,16
16		A5	11,40	0,48	66	58 181	A2	8,31	0,14
17		A0	11,25	0,27	67		A0	11,89	0,32
18		A	12,06	0,40	68	58 184	G8	11,02	1,00
19		F0	11,32	0,44	69	58 187	B9	10,61	0,16
20	58 164	F8	10,09	0,37	70	58 186	A0	11,11	0,24
21		F5	11,81	0,47	71		A0	11,39	0,16
22		A2	11,87	0,14	72	58 190	A0	10,68	0,24
23	57 191	F2	10,63	0,42	73	57 213	A5	11,10	0,28
24		A1	12,03		74	57 215	gK0	10,27	1,11
25		A5	11,59	0,32	75	57 212	A5	9,44	0,16
26		F0:	11,80	0,39	76	57 214	B9	9,29	0,09
27		F5	11,04	0,44	77		F5	11,72	0,53
28		B0	11,19	0,17	78	57 216	B5	9,01	-0,09
29		A0	10,54	0,09	79	57 218	F2	9,43	0,28
30		A0	11,25	0,19	80		K2	11,70	1,55
31		A0	11,37	0,30	81		A0	12,5	
32	57 193	B5	11,08	0,19	82		B8	12,5	
33		A0	11,65	0,33	83		G8	11,48	1,02
34		F2	11,06	0,38	84	57 217	A0	11,17	0,16
35		A5:	11,66	0,26	85		G2	12,3	
36	57 194	A0	9,52	0,19	86		A0	11,83	0,39
37	57 195	K0	9,99	0,87	87	57 221	K5	10,44	1,59
38		B0:	11,93	0,25	88		G0:	12,09	0,61
39	58 178	G0	10,75	0,54	89		B8	11,72	0,41
40	57 196	F5	10,26	0,50	90		B2	12,09	0,28
41	57 197	F0	9,87	0,24	91	58 195	B0.5V	10,23	0,21
42		F2	12,29		92	58 196	B8	9,28	0,10
43		A2	11,68	0,33	93		G5	12,17	0,78
44		A0	11,79	0,29	94		B2	11,67	0,35
45		A5	11,70	0,42	95		A	12,7	
46	58 174	B8	11,59	0,22	96	58 198	F5	(7,6)	
47		K0	12,04	1,02	97		G	12,5	
48		B8	11,11	0,21	98		G5	11,91	0,64
49		B	12,46		99	57 224	B9	8,42	-0,17
50		A0	12,15	0,33	100	57 225	G8	11,82	1,00

Зона +58°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
101		G0	m 11,63	m 0,72	151	58°216	F5	m 10,37	m 0,45
102	58°200	B8	11,16	0,28	152		G0	12,10	0,66
103		K0	11,69	1,37	153		A2	12,05	0,40
104		B2	11,99	0,20	154	58 217	B8	8,75	0,07
105		B2	11,56	0,25	155		K2	11,55	1,43
106	57 230	B2	11,40		156	57 255	B5	9,76	0,24
107		A8	11,22	0,40	157		K2	12,1	
108		F5	11,85	0,55	158		B3	11,98	0,31
109		A	12,7		159	57 261	A0	11,03	0,17
110		B3:	11,99	0,24	160		A0	11,93	0,51
111		A0	11,54	0,34	161		A0	10,87	0,26
112		B2	11,77	0,54	162	57 263	A0	10,05	0,15
113		G	12,3		163	57 262	B2	10,56	0,32
114		F8	12,06	0,60	164		G0	12,3	
115	58 205	B0:	10,82	0,09	165		K2	12,2	
116		B5:	12,00	0,27	166		G2	12,3	
117		B2	11,23	0,18	167	57 265	B9	10,06	0,18
118		K2	11,37	1,24	168		B5	12,6	
119		F5	12,3		169	58 221	K0	11,21	0,99
120	58 207	F2	11,08	0,53	170		A2	11,08	0,25
121	58 206	F2	10,18	0,57	171		A5	12,28	
122		K2	11,48	1,24	172		A0	12,00	0,32
123		B8	10,34	0,21	173	58 223	K0	10,80	1,00
124		G2	12,4		174		G0	12,32	0,71
125	57 235	A0	10,65	0,21	175		F8	12,34	0,60
126		F5	12,17	0,58	176		K0	11,62	1,02
127	58 209	K0	10,55	1,03	177	57 268	F2	10,30	0,39
128		G0	12,3		178		B0	11,57	0,43
129		A2	11,88	0,35	179		F2	11,01	0,42
130		A2	11,41	0,34	180	58 225	B1	9,85	0,25
131	58 210	B1	10,02	0,15	181		A0	11,15	
132		A0	11,27	0,26	182	57 269	B2	8,17	0,41
133		B2	11,70	0,29	183	57 270	B9	9,59	0,25
134		K0	11,77	1,05	184		G5	11,91	0,83
135		A0	11,87	0,31	185		B0	12,21	0,59
136	58 211	A2	11,08	0,25	186		B2	12,32	
137		A5	11,56	0,43	187		B5	11,14	0,21
138		A2	11,97	0,37	188		K0	12,19	1,23
139		A0	12,00	0,30	189		G0	12,06	0,61
140	57 238	B5	10,65	0,12	190		A2	11,93	0,43
141	57 239	K0	10,68	1,03	191		A2	11,08	0,24
142		A5	11,84	0,38	192		F8	12,34	0,58
143		B5	12,11	0,32	193	57 272	A0	10,71	0,37
144	57 240	B1.5(V)pe	9,74	0,28	194		B2:	12,6	
145	57 241	B8	10,53	0,07	195		B8	10,94	0,25
146	57 242	K2	10,27	1,13	196		K2	11,99	1,08
147	58 214	F8	10,91	0,50	197		G8	11,81	1,05
148		F8	12,27	0,73	198		A2	11,08	0,27
149	58 215	B9	11,32	0,25	199		B	11,49	0,31
150		K0	12,4		200		B3	12,03	0,35

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
201	58° 230	K	$\overset{m}{9,25}$	$\overset{m}{1,59}$	251		B8	$\overset{m}{12,17}$	$\overset{m}{0,44}$
202		K2	11,55	1,22	252	58° 243	G8	11,00	0,77
203	58 232	F5	9,24	0,39	253		G0	12,41	0,69
204		A0	11,55	0,32	254	57 296	A5	9,36	0,53
205	57 278	K2	10,56	1,36	255		A2	10,51	0,37
206		A5	11,71	0,47	256		K2	12,25	1,13
207		A0	11,30	0,32	257		G8	11,08	0,73
208	57 279	G2	10,50	0,59	258		B8	11,70	0,26
209		F2	11,57	0,72	259	57 297	B3	11,06	0,22
210		A0	11,52	0,33	260		A2	11,91	0,31
211	57 280	gK0	9,69	1,22	261		A0	12,28	0,57
212		G5	12,2		262		A0	11,77	0,31
213		B2	11,65	0,32	263		B9	11,95	0,29
214		A	12,8		264		A0	12,44	
215		B8	12,00	0,41	265		A2	11,69	0,45
216		A0	12,12	0,44	266		A2	11,65	0,53
217		G0	11,60	0,61	267	58 247	B0	10,46	0,32
218	57 282	G5	10,38	0,64	268		A0	12,32	0,49
219		B5	11,73	0,38	269		F2	11,62	0,50
220	58 237	G0	11,18	0,58	270	57 300	A2	11,12	0,32
221	58 238	M0	10,84	1,68	271	58 249	gF5	8,61	0,83
222		G0	12,05	0,63	272		A0	11,07	0,22
223		A8	12,26	0,48	273	58 250	K0	11,13	0,91
224		B3	11,55	0,35	274	57 301	F8	11,12	0,62
225		A0	11,16	0,25	275		A2	11,48	0,35
226		A0	11,46	0,16	276		G2	11,01	0,55
227		A0	12,32	0,52	277	57 303	K0	11,82	1,21
228		K	11,6		278		A2	11,66	0,41
229		A1	11,43	0,35	279		B3	11,96	0,42
230		F0:	12,2		280		F2	10,94	0,42
231		B	12,5		281		A0	11,33	0,35
232		F8	11,57	0,49	282	57 306	K0	11,70	0,96
233		B9	11,64	0,32	283	57 305	A8	11,01	0,35
234		A0	12,07	0,33	284		A0	11,07	0,32
235		F5	11,53	0,52	285		K0	11,96	1,14
236	57 286	K0	11,61	1,02	286	57 309	A2	10,13	0,29
237	57 287	F0	10,92	0,40	287	57 310	A0	10,80	0,24
238		F5	11,83	0,53	288	57 311	G5	10,62	0,66
239		B2	11,91	0,47	289		A5	11,82	0,55
240		A0	11,61	0,43	290		B5:	12,34	0,54
241		A0	11,53	0,31	291		B8	12,28	0,64
242	58 241	B2	10,20	0,28	292		A2	11,91	0,48
243	57 288	B5	9,68	0,25	293		A0	12,31	0,53
244		A2	11,86	0,43	294	57 313	B8	10,57	0,21
245		A2	10,84	0,27	295	58 258	gA5	8,78	0,69
246		F8	12,17	0,59	296	57 314	G5	9,54	0,70
247		F5	12,37	0,55	297		B5	10,97	0,28
248	57 289	K0	11,99	1,11	298	58 259	A0	10,17	0,19
249	57 291	A5	10,94	0,30	299		G2	12,04	0,71
250	57 295	A5	10,21	0,35	300		B8	10,81	0,23

Зона +58°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
301	57°316	A2	^m 9,54	^m 0,36	351		G2	^m 11,57	^m 0,70
302	57 317	A0	10,18	0,31	352	57°345	B8	9,73	0,09
303	57 318	A5	10,58	0,47	353		A0	11,52	0,23
304	57 319	F0	8,26	0,30	354		A0	12,5	
305		F8	11,90	0,62	355		A5	12,16	0,41
306		G0	12,2:		356		A0	11,00	0,21
307		B0	12,24	0,58	357		F5	11,46	0,53
308	57 320	gK2	(7,0)		358		A5	11,60	0,27
309		G8	11,91	1,02	359		G0	11,84	0,64
310		G0	12,16	0,72	360		A2	12,34	
311	58 260	gG5	(5,9)		361		A0	11,63	0,23
312	57 323	A0	10,10	0,28	362	57 350	F2	9,61	0,43
313	57 324	B9	8,93	0,12	363		F2	11,23	0,51
314		A2	11,28	0,24	364	57 351	B5	10,34	0,31
315		A8	12,58	0,80	365		A0	11,61	0,30
316		F2	11,43	0,49	366		A2	12,33	0,58
317	58 262	K2	11,18	1,24	367		A0	11,55	0,37
318	57 326	K2	11,34	1,20	368	57 354	A0	9,85	0,10
319	57 327	F2	10,11	0,41	369		A0	11,08	0,17
320		A0	12,28	0,53	370		F5	12,44	0,64
321	58 264	A0	9,80	0,22	371		B8	12,57	0,75
322	57 330	A0	10,92	0,18	372	57 356	G0	10,78	0,61
323		A2	11,99	0,67	373		G8	11,97	1,03
324		B8	12,21	0,63	374		B8	12,37	
325	57 331	B8	10,03	0,36	375		F5	11,63	0,53
326	58 265	B8	9,46	0,18	376	57 358	K2	10,66	1,23
327	57 333	B9	8,63	0,12	377		A0	10,56	0,15
328		A0	11,86	0,52	378		F5	11,97	0,51
329		A0	11,77	0,57:	379		A0	11,87	0,44
330		F5	11,76	0,53	380		B5	11,08	0,31
331		G2	12,03	0,56	381	58 271	B8	10,76	0,28
332		A0	11,42	0,32	382		F8	11,86	0,64
333		B2	11,71	0,38	383		G5	11,55	0,73
334		G2	12,45	0,78	384		A5	11,89	0,50
335	58 267	G0	10,63	0,62	385		B	12,14	0,45
336	57 338	K0	11,76	1,02	386		K0	11,41	1,06
337	57 340	B9	9,08	0,12	387		K0	11,25	1,12
338		K0	11,44	0,99	388		K	11,67	0,95
339	57 341	G8	10,68	0,84	389		A2	11,43	0,25
340		G8	12,13	0,97	390		A5	11,82	0,40
341		B8	11,69	0,37	391		F8	12,21	0,59
342		A1	11,52	0,37	392		B8	11,96	0,36
343		F8	12,27	0,64	393		K0	11,36	1,04
344	57 343p	B8	7,36	0,13	394	58 273	B8	(7,0)	
345	57 343s	K0	8,3		395		B8	11,93	0,39
346		F8	11,53	0,55	396		F5	12,3	
347		A5	10,80	0,36	397		F0	11,65	0,40
348		F8	11,43	0,59	398		K	12,07	0,93
349		A9	12,13	0,45	399		F2	11,57	0,42
350		F5	11,31	0,46	400		gF0:	12,35	0,87

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
			<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
401	57°365	K2	10,18	1,28	451		B5:	12,39	
402	57 366	K0	9,85	0,84	452		F5	11,45	0,54
403		K	11,74	1,13	453		A0	11,27	0,22
404		F0	11,73	0,43	454	58°294	F2	10,69	0,40
405		A0	11,67	0,27	455		A0	12,12	0,40
406		F2	11,21	0,44	456		K0	11,76	1,04
407		B8	12,31	0,53	457	57 384	F2	10,89	0,42
408		F0	12,25	0,53	458		A0	10,89	0,12
409	57 368	A0	10,01	0,19	459		K2	11,89	1,26
410	57 369	gG8	10,88	1,11	460		A2	12,24	0,47
411		B9	12,20		461		F0	12,00	0,52
412	58 276	A0	10,43	0,20	462	58 295	gG8	9,70	1,04
413		A0	11,33	0,22	463		A0	11,74	0,30
414		F2	11,77	0,50	464	58 297	F8	7,96	0,53
415		B8	11,1		465		F5	11,43	0,50
416*	57 370p	B8	(6,2)		466		B8:	12,36	0,53
417	57 372	B5	8,65	0,15	467	57 390	F8	9,61	0,51
418		B8	11,82	0,23	468		A5:	11,84	0,26
419		G2	12,21	0,85	469		F0	11,72	0,46
420		A2	12,28	0,46	470		B8	12,36	
421		K0	11,82	1,08	471		A5	12,14	0,42
422	58 280	K5	11,28	1,62	472		B3:	11,60	0,32
423		K0	12,16	1,17	473		F2	11,70	0,46
424		A5	11,49	0,50	474		F2	12,10	0,53
425		F8	12,37	0,63	475	58 299	A0	11,31	0,34
426	58 281	B9	8,48	-0,03	476		B8	11,64	0,47
427		A5	11,95	0,28	477		B9	11,09	0,16
428	57 374	K0	10,39	0,72	478		A1	11,90	0,28
429	58 283	gK0	10,30	1,07	479	57 393	F2	10,79	0,40
430		F2	11,78	0,52	480		B5	11,46	0,28
431		gF8	12,10	0,94	481		F5	11,83	0,49
432		A0	12,66		482	57 399	B2 II	7,75	0,35
433	58 284	gG0	9,98	0,87	483		B5	11,62	0,25
434		F8	11,74	0,58	484		B5	11,52	0,22
435		A0	12,02	0,30	485	57 400	A2	10,12	0,27
436		F2	11,35	0,49	486		B8	12,21	
437		A0	11,12	0,22	487	58 304	A5	10,52	0,32
438		M	11,94	1,74	488		gK0	10,39	1,30
439		B5	11,94	0,42	489		A2	12,24	0,45
440	58 289	G8	11,16	1,03	490		F0	11,48	0,41
441		A0:	12,4		491		A2	12,11	
442	57 377	A0	11,08	0,18	492	58 305	A0	8,61	-0,04
443		A	12,52		493		A0	11,49	0,31
444		B0	12,5		494	57 401	F5	10,64	0,48
445	58 288	A5	11,64	0,48	495		F0	11,17	0,29
446	58 291	K0	9,80	0,94	496		B5	11,32	0,28
447		F5	11,62	0,54	497		B3	11,94	0,28
448		F5	11,36	0,55	498		B5	12,04	0,27
449		F5	11,84	0,58	499		A0	11,20	0,26
450	58 292	B1	10,06	0,44	500		A0	10,88	0,15

Зона +58°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
501		F5	$\overset{m}{11,73}$	$\overset{m}{0,49}$	551	57°420	G8	$\overset{m}{10,86}$	$\overset{m}{0,92}$
502		A2	12,34		552		B5:	11,72	0,20
503		A5	11,86		553	57 421	A5	11,24	0,42
504		A0	12,06	0,31	554		F8	11,02	0,40
505		B2	12,41		555		A0	11,42	0,16
506	57°403	K5	10,51	1,45	556		F2	10,51	0,38
507		A5	11,92	0,48	557		F2	10,76	0,39
508		K0	11,06	1,13	558	58 323	K0	9,59	0,94
509	58 310	B1V	10,42	0,25	559	58 324	A0	9,83	0,14
510		B9	11,20	0,22	560		K2	11,64	1,15
511		F0	12,22	0,47	561	57 424	gF0	9,30	0,73
512	57 404	K5	9,66	1,74	562	58 326	A0	10,11	0,16
513		B5	11,72	0,22	563		K0	11,31	1,02
514		F2	12,18	0,62	564	58 327	F5	10,50	0,42
515		A2	12,46		565		G8	10,57	0,88
516		F5	11,61	0,44	566		A0	11,19	0,19
517		A8	11,93	0,38	567		F5	11,27	0,44
518		B2	11,03	0,26	568		B5	11,94	0,28
519		A2	11,79	0,38	569	58 329	B8	11,07	0,32
520		A0	12,49		570		A2	12,25	
521	57 407	A0	9,16	0,18	571		A5	12,33	
522		A0	11,06	0,11	572	57 427	A2	10,06	0,28
523		F8	11,45	0,55	573		B3	11,30	0,28
524		F8	12,20	0,59	574		A5	12,02	0,35
525		F8	11,89	0,61	575		A0	11,99	0,27
526	57 408	A1	10,89	0,24	576		A2	12,33	
527	57 409	O8 V	9,56	0,19	577	58 332	B8	10,53	0,16
528		B5	12,26		578	58 333	A0	10,03	0,22
529		F8	11,94	0,58	579	58 334	F0	9,54	0,36
530	57 410	F8	11,36	0,55	580	57 432	K0	11,30	1,03
531		G2	12,22	0,70	581	58 335	M0	10,99	1,51
532	58 314	K0	11,14	1,06	582		F5	12,27	0,55
533		B2:	12,40	0,49	583	58 336	A5	11,13	0,32
534		A0	11,43	0,24	584		G0	12,59	0,73
535		B0	11,71	0,32	585	58 337	gK0	10,86	1,15
536		F5	11,86	0,53	586	58 338	B2	10,34	0,20
537	58 316	A0	8,91	-0,02	587		K0	12,06	1,10
538	57 415	F2	11,08	0,42	588		A0	11,25	0,26
539		A5	12,26		589		A5	11,44	0,33
540		B8	12,15	0,31	590		B8	12,57	
541		A0	11,73	0,35	591	58 339	B8	9,89	0,15
542		A0	11,66		592		F2	11,97	0,45
543		F5	12,12	0,46	593		F0	12,12	0,44
544		A0	12,16		594		A5	12,33	
545		A0	11,73	0,14	595		A2	12,03	0,32
546		B0	11,58	0,34	596	57 438	B9	10,27	0,18
547		B8	11,58	0,28	597		A2	12,24	
548	57 418	G0	11,27	0,44	598		F5	11,37	0,58
549	58 319	A5	9,41	0,32	599		A0	11,15	0,23
550	58 320	F2	9,85	0,38	600	58 343	B2 III	10,00	0,36
					601		F8	11,62	0,64

Зона +58°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
602		F5	$\overset{m}{11,83}$	$\overset{m}{0,55}$	628		B3	$\overset{m}{11,69}$	$\overset{m}{0,29}$
603		B3	11,37	0,18	629	57° 454	F2	10,89	0,37
604		A2	12,40		630	57 457	G8	10,14	0,67
605		A5	11,07	0,29	631		A5	11,74	0,28
606		A0	11,85	0,22	632		F0	12,00	0,35
607	57° 440	gK0	10,81	1,19	633		F5	12,25	0,49
608		B5	11,40	0,25	634		F8	12,29	0,59
609		A0	11,42	0,22	635		F8	11,55	0,70
610	57 441	B3	9,95	0,13	636		B5	11,80	0,40
611	58 345	gK0	9,82	1,87	637	58 354	A0	10,42	0,15
612	57 442	F5	10,95	0,45	638	58 355	F2	10,00	0,43
613		A0	11,19	0,13	639		F0	12,10	
614		A0	11,78	0,17	640	57 458	F0	11,24	0,38
615	58 347	F2	9,14	0,37	641		A2	11,82	0,15
616		A0	11,53	0,29	642		B2	12,05	0,39
617	57 443	G5	10,91	0,77	643		F5	12,12	0,60
618		A0	11,52	0,27	644		B2	12,32	
619	58 349	A5	10,52	0,34	645		B3:	12,06	0,36
620		B	11,41	0,10	646	58 358	A0	10,80	0,20
621	58 351	B1 III	10,46	0,46	647	57 463	B8	10,31	0,46
622	57 445	B1	10,19	0,17	648	57 460	B5	10,75	0,46
623	57 447	F0	8,43	0,31	649		B5	12,43	
624	57 448	B8	9,63	-0,03	650		A5	11,32	0,37
625	57 449	A2	11,03	0,17	651		B1	12,18	
626		F5	11,85	0,49	652	57 466	K0	9,81	0,84
627		B2	11,55	0,30	653		B	11,73	0,24

Зона +59°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1	58° 157	gK2	$\overset{m}{19,86}$	$\overset{m}{1,27}$	17	58° 165	A0	$\overset{m}{9,34}$	$\overset{m}{-0,06}$
2		A0	11,60	0,24	18		A	12,28	
3	58 159	A0	10,03	0,13	19		F2	11,39	0,46
4	59 172	F5	9,98	0,41	20	58 167	A8	11,09	0,29
5	58 161	B8	10,28	0,11	21	58 166	A5	10,74	0,36
6		B5	11,98	0,31	22	58 168	G8	10,94	0,76
7		F0	11,50	0,49	23		B5	10,74	0,49
8		A0	11,20	0,11	24		A2	11,98	0,26
9	59 174	F2	9,98	0,39	25		F2	11,55	0,46
10	59 175	B8	11,41	0,25	26		B8	11,18	0,29
11		F2	11,54	0,45	27		B8	11,08	0,29
12		A5:	11,67	0,46	28		F2	11,50	0,46
13		A2	11,60	0,36	29		A2	12,00	0,31
14		K0	11,72	1,17	30	58 169	A0	11,15	0,17
15		K0	11,65	1,13	31	58 170	M0	11,41	1,83
16		F2	11,80	0,46	32	58 171	B9	10,58	0,08

Зона +59°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
33	58°173	F0	$\begin{matrix} m \\ 9,24 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 0,22 \end{matrix}$	83	59°208	B2	$\begin{matrix} m \\ 11,02 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 0,22 \end{matrix}$
34	59 181	A0	(7, 1)		84		G8	11,72	0,99
35	59 183	F8	10,70	0,52	85		B5	11,22	0,28
36		F0	11,43	0,38	86	59 209	B8	11,19	0,21
37	59 185	F5	9,58	0,48	87		F0	12,03	0,49
38	58 175	K0	11,24	1,13	88	58 199	K0	10,26	1,04
39	58 176	gG8	9,49	0,95	89	59 211	A8	9,17	0,35
40	59 188	gG5	8,99	0,80	90		A5	11,61	0,41
41		F0	11,42	0,46	91	59 213	A0	11,12	0,29
42		F8	12,09	0,67	92		F2	11,59	0,49
43		A2	10,80	0,14	93	58 201	F0	8,15	0,26
44		A0	11,48	0,48	94	58 202	K2:	11,76	1,27
45		F5	11,95	0,49	95	59 217	gF5	10,29	1,04
46	58 177	gK0	11,64	1,36	96		B2	11,35	0,31
47		K0	11,17	0,93	97		A0	11,20	0,24
48	59 193	A0	10,78	0,12	98		F2	11,74	0,63
49		B3	11,74	0,66	99		A2	11,24	0,37
50		B3	12,09	0,37	100	58 203	A0	8,65	0,15
51		B3	11,40	0,39	101		B3	11,76	0,30
52	58 180	G8	11,04	1,02	102	59 221	A2	10,48	0,30
53	59 194	A0	11,06	0,28	103		B0	11,15	0,36
54	59 195	A0	10,54	0,09	104		A0	11,93	0,31
55	59 196	F2	9,74	0,45	105		B5	11,33	0,28
56	58 182	F5	9,53	0,39	106		A	11,93	0,49
57		B8	12,07	0,32	107		A0	11,53	0,31
58	58 183	A0	10,26	0,17	108		A2	11,33	0,22
59		A2	11,02	0,62	109		B2	11,68	0,45
60	58 185	K5	10,22	1,59	110		B2	11,71	0,36
61	58 188	B3	10,91	0,24	111		K2	11,53	1,33
62	59 198	A0	9,83	0,10	112	59 226	F5	10,80	0,53
63		B0	11,69	0,37	113	58 212	F5	10,99	0,55
64		A5	11,82	0,57	114	58 213	A0	10,83	0,25
65		A0	11,53	0,24	115		A2	11,93	0,43
66	58 189	A0	10,02	0,22	116		A0	11,95	0,52
67		A8	11,68	0,49	117		A2	12,24	0,45
68	58 191	gK	11,04	1,51	118		A2	12,04	
69	59 200	gK0	11,14	1,26	119		F8	11,68	0,60
70		B8	12,39		120		K	12,23	1,16
71	59 201	A2	10,63	0,68	121		B8	11,44	0,28
72		F5:	12,31	0,60	122		F8:	12,57	0,71
73		B1	11,49	0,31	123	59 229	A	11,19	
74	58 192	F2	10,41	0,39	124		B8	12,02	0,33
75		B2	12,18	0,49	125		F8	12,19	0,65
76		F5	11,82	0,52	126		A0	11,72	0,33
77	59 202	F8	10,39	0,51	127	59 232	A5	8,24	0,25
78		F5	11,55	0,59	128		B8:	12,4	
79	59 205	B2	10,80	0,24	129	58 219	A0	10,84	0,12
80	58 193	A0	11,64	0,25	130		A2	11,42	0,48
81		F8	11,50	0,59	131	58 220	F2:	11,23	0,48
82	58 194	G8	11,38	0,89	132		K2	11,79	1,47

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
133		F5	$\overset{m}{12,22}$	$\overset{m}{0,64}$	183		A2	$\overset{m}{11,22}$	$\overset{m}{0,28}$
134	59°235	A5	10,45	0,51	184	58°239	B8	10,43	0,09
135	58 222	B9	10,97	0,32	185		A0	11,36	0,22
136	58 224	A2	10,08	0,40	186		A5	11,48	0,44
137	59 237	A5	9,57	0,39	187	59 249	B0	11,44	0,32
138		B8	11,57	0,40	188		A2	11,19	0,32
139		B8	10,84	0,29	189	59 250	B0	10,54	0,22
140		F8	11,84	0,61	190		A0	11,26	0,28
141		B3	11,14	0,32	191	58 240	K0	11,36	1,00
142	59 240p	A2	11,74	0,38	192		B8	11,12	0,23
143		G0	12,09	0,67	193		A0	12,48	
144	59 240s	K2:	11,62	1,70	194		F5:	11,63	0,52
145		A2	11,44	0,40	195		K0	11,67	0,91
146	58 226	A0	9,90	0,22	196		B2	11,53	0,31
147		B3	12,35	0,55	197		G0	11,31	0,57
148		F8	12,00	0,60	198		gG8	11,18	1,15
149		B8	10,94	0,14	199		B2	11,39	0,23
150	58 227	B3	9,76	0,12	200		gK2	11,57	1,81
151	59 243	A8	10,50	0,45	201		A0	12,04	0,39
152		F8	11,86	0,57	202	59 254	A2	10,51	0,22
153	59 244	A0	11,62	0,19	203		B3	11,27	0,29
154	59 245	A2	10,41	0,37	204	59 255	A0	10,67:	0,09:
155	58 228	K2	12,32	1,58	205		A2	11,95	0,36
156		A0	11,78	0,30	206	59 256	B5	10,30	0,26
157		A0	11,18	0,22	207		A5	12,26	0,60
158		B5	12,52		208		G0	12,02	0,65
159		F2	11,86	0,52	209	58 245	G2	11,51	0,70
160		F0	12,06	0,45	210	59 257	K0	10,25	0,89
161	58 233	K0	11,78	1,37	211		B3:	11,84	0,36
162	58 234	K0	11,51	1,23	212		B5	11,87	0,32
163		B8	11,80	0,22	213		B5	11,10	0,21
164	58 235	A1	9,92	0,25	214		K0	11,90	1,09
165		B8	11,63	0,29	215		A2	12,30	
166		F2	11,43	0,43	216	58 244	K2	11,59	1,62
167		A0	12,29	0,43	217	58 246	K5	11,62	1,78
168		A	12,40	0,53	218	59 258	F2	(7,6)	
169		B8	11,94		219	59 259	F5	9,94	0,50
170	58 236	F2	9,70	0,38	220	58 248	F8	10,78	0,51
171		A0	11,11	0,16	221	59 260	B0.5V	7,30	0,02
172		B8	12,24		222		A0	12,27	
173		B5	10,96	0,15	223	59 261	gK2	8,48	
174		B8	11,56	0,28	224		A0	11,48	0,38
175		F5	11,88	0,53	225	58 251	K5	10,52	1,60
176		B5:	12,23	0,45	226	59 263	B5	9,93	0,25
177		B	11,73	0,16	227*		A5	11,37	
178		A0	11,95	0,41	228		B3	11,16	0,22
179		F5	11,01	0,48	229		G8	11,95	0,83
180		A0	11,52	0,40	230		B5	12,36	
118		F5	12,06	0,54	231	58 252	B1.5III	9,78	0,21
182		B1	10,84	0,18	232		A2	12,27	0,53

Зона +59°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
233	58°253	G0	m 10,56	m 0,48	283	59°285	gK5	m 9,59	m 1,73
234		G0	11,19	0,52	284		F8	11,92	0,63
235	58 254	G2	11,16	0,62	285		B8	12,58	
236		F8	10,82	0,50	286	59 284	B3	9,93	0,28
237		K0	11,48	0,95	287		B3	10,97	0,26
238	59 266	B0	10,20	0,19	288		A0	11,54	0,31
239	59 267	M0	10,84	1,80	289		B8	11,86	0,43
240		A2	12,01	0,45	290	59 286	B1 III : n	9,86	0,30
241		A0	11,21	0,24	291		B8	12,45	0,54
242	58 256	B1: V: nmp	9,78	0,29	292		F5	11,82	0,64
243		F5	12,14	0,55	293	58 268	A8	(7,3)	
244		F8	11,97	0,54	294	58 269	B8	9,67	0,35
245		B2	11,41	0,24	295		A5	11,84	0,69
246		A0	11,83	0,30	296		K2:	11,85	1,39
247	58 257	B9	9,60	0,25	297		F8	11,90	0,62
248		A2	12,44		298	58 270	A2	8,21	0,25
249		A0	11,29	0,22	299	59 290	B5	8,36	0,20
250		B3	11,31	0,27	300		B2	11,81	0,36
251		B3	11,04	0,29	301		B1	11,92	0,39
252		B3	12,11	0,37	302		B2	12,32	0,49
253		B3	12,03	0,35	303		G0	11,75	0,67
254	59 270	A0	9,94	0,13	304	59 292	B8	9,57	0,20
255		F5:	11,75	0,57	305		F5	11,52	0,67
256	59 272	G8	11,35	0,95	306	59 294	F2	10,69	0,48
257		B8	10,70	0,38	307		A0	11,72	0,40
258		B2	11,89	0,42	308		A0	10,72	0,30
259		B3	10,92	0,35	309		K0	11,84	1,16
260		F5	11,71	0,55	310		B1	11,16	0,40
261		F2	11,49	0,42	311		B1	11,45	0,48
262		B2	12,18	0,66	312		G0	11,71	0,70
263		B2	12,32		313		F5	11,68	0,54
264		A0	12,14	0,46	314		K0	11,76	1,22
265	59 277	A0	10,55	0,20	315		F8	11,60	0,65
266		B5	10,75	0,25	316		F5	11,46	0,57
267		F8	10,83	0,48	317		B8	11,94	0,61
268	58 261	A5	10,47	0,29	318		F5	11,01	0,60
269		B2	12,17		319		A5	12,13	0,56
270		A5	11,57	0,48	320		B8	11,13	0,28
271		K0	10,68	1,69	321	58 272	G0	9,32	0,59
272		B1	11,00	0,24	322		B3	10,79	0,25
273		A2	12,42		323		F8	12,12	0,65
274		F5	11,24	0,47	324		A5	11,96	0,53
275		G0	12,09	0,67	325		F8	12,12	0,65
276		B3	11,09	0,29	326		B5	12,20	0,52
277		A0	11,51	0,44	327	59 301	B2	10,89	0,37
278	59 282	A0	10,41	0,23	328		A5: p	11,94	0,63
279		A0	10,90	0,34	329	59 302	B5	9,14	0,21
280	58 266	F5	8,19	0,48	330	59 303	gK0	9,72	1,10
281		F2	11,48	0,58	331	58 274	B2	9,81	0,25
282		B3	11,58	0,30	332		B5	12,26	

Зона +59°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
333		F5:	$\overset{m}{12,40}$	$\overset{m}{0,58}$	383		F5	11,69	0,55
334		A1	11,50	0,35	384		G5	11,84	0,74
335	58°275	A5	10,95	0,47	385		B8	11,48	0,48
336		B	12,35		386		A0	11,35	0,27
337	58 277	B8	10,79	0,28	387		B8	11,72	0,35
338	58 278	B2	10,62	0,20	388		B8	11,73	0,24
339		F2	11,51	0,46	389		B0	12,07	0,44
340	58 279	B8	9,97	0,17	390		K2:	12,44	1,30
341		F5	11,44	0,76	391		B2	11,64	0,35
342		B5	11,80	0,46	392	58°296	G5	9,54	0,67
343		B3	11,55	0,34	393		A0	11,76	0,35
344		B2	11,58	0,33	394	59 317	gK0	10,72	1,17
345		A0	12,00	0,35	395		F2	12,02	0,48
346		B3	11,71	0,46	396		K2:	12,17	1,16
347		B2	11,38	0,21	397	58 298	B8	10,56	0,14
348		B5	12,28	0,43	398	59 320	A0	10,96	0,28
349		B5	12,10	0,55	399		A2	11,67	0,44
350		F8	11,94	0,67	400		A5	11,74	0,54
351		G0	11,23	0,51	401		B5	11,60	0,38
352		B1	11,79	0,30	402		A5	10,84	0,34
353	58 282	gK0	(7,5)		403		A0	10,97	0,20
354	59 308	A0	9,01	0,12	404		A5	12,42	
355		B2:	12,21	0,46	405		B5	12,23	0,57
356		B0:	12,57		406		A0	12,58	
357	59 310	B3	10,03	0,23	407	58 300	gK0	10,02	1,50
358		A0	10,64	0,17	408		B2:	12,62	
359		F8	11,75	0,67	409	58 301	F5	10,50	0,46
360	58 285	K0	11,15	1,09	410		K0	12,22	1,08
361	58 286	G5	10,58	0,58	411		A	12,51	0,86
362		A5	11,75	0,51	412		A	12,50:	
363	58 287	A0	10,46	0,13	413		B2	11,61	0,44
364		A2	12,20	0,49	414	58 302	M0	11,26	1,73
365		B3	11,60	0,40	415		G2	10,96	0,59
366		K2	11,63	1,40	416	59 327	F8	11,01	0,55
367		A8	11,87	0,46	417		F2	10,98	0,36
368	59 311	B8	9,20	0,17	418	59 329	F2	10,16	0,38
369	59 312	A1	8,31	0,13	419		F8	11,72	0,65
370		F2	10,77	0,48	420	58 306	B9	9,19	0,13
371	58 290	A0	9,36	0,17	421	59 330	B5	10,99	0,27
372		B1	11,66	0,40	422	58 307	A0	10,74	0,27
373		A0	12,06	0,34	423	58 308	gK0	9,54	1,00
374		B5	12,27		424		B3	11,96	0,37
375		G5:	12,08	0,75	425	58 309	K2	11,60	1,31
376		F8	11,97	0,66	426		A0	11,62	0,32
377	59 315	K0	11,46	1,16	427	59 332	B3	11,14	0,28
378		B8	12,06	0,43	428	58 311	A0	10,25	0,16
379	58 293	A0	10,42	0,15	429	59 333	B2	10,67	0,19
380		A5	11,57	0,62	430		A5	10,86	0,29
381		A0	12,29	0,44	431	58 312	K0	9,86	1,05
382	59 316	gG8	8,62	0,95	432		A0	11,90	0,36
					433		B2	11,67	0,53

Зона +59°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
434		K0	m 11,74	m 1,19	485		A2	m 11,16	m 0,28
435	58° 313	A0	10,86	0,35	486	59° 363	K5	9,83	1,93
436		B5	12,00	0,53	487		B1 V	10,39	0,43
437		F8	11,94	0,56	488		B5	11,02	0,28
438		A0	11,41	0,26	489		B5	11,17	0,25
439		A0	12,00	0,42	490		B2	10,77	0,24
440	58 315	B2	10,11	0,09	491	58 341	A0	(6,6)	
441		A0	12,42		492	59 366	B8	8,81	0,12
442	59 340	A0	10,71	0,26	493	59 365	A0	9,56	0,16
443	59 341	B9	10,41	0,26	494		B1	10,65	0,46
444		F2	11,64	0,44	495		B3	11,39	0,54
445		A0	12,09	0,64	496	59 368	F5	10,65	0,44
446	59 344	M0	9,87	1,93	497	59 369	A2	10,26	0,22
447	58 317	K5	10,72		498		A5	11,80	0,45
448	58 318	K2	10,91	1,63	499		B2	11,00	0,31
449		A0	12,15		500	58 342	M0	10,57	1,97
450	59 346	A5	9,91	0,67	501		A8	11,32	0,35
451		A0	11,60	0,32	502	59 370	A2	10,20	0,17
452		F2	11,07	0,41	503	58 344	B8	10,45	0,09
453		B0	11,96	0,53	504	59 373	K5	9,16	1,75
454	59 348	B3	8,47	0,20	505		A8	11,35	0,54
455	59 350	F5	8,78	0,42	506		B2	11,72	0,63
456	59 351	gK0	9,82	1,12	507	59 374	B1 V	10,08	0,40
457	59 352	gK0	10,58	1,80	508	58 346	K0	10,28	1,09
458		B3	11,85	0,49	509	59 375	F5	8,64	0,40
459	59 354	A0	8,27	0,10	510		K0	10,81	0,80
460		B8	10,99	0,34	511	58 350	G8	9,80	0,67
461	59 353	A8	10,08	0,36	512	59 376	A0	(6,7)	
462	58 322	A5	10,94	0,42	513		F8	12,40	0,64
463	58 325	A5	8,40	0,26	514		A0	10,90	0,21
464		A5	11,12	0,24	515		F2	10,60	0,43
465	58 328	A8	10,69	0,25	516		F8:	12,42	0,72
466	58 330	A0	8,62	0,10	517		B5	11,42	0,43
467	58 331	B0	(6,9)		518	58 352	K5	10,35	1,72
468		B5	11,87	0,40	519	58 353	A2	10,02	0,21
469		A5	11,73	0,50	520	59 382	A0	(7,7)	
470		B3	10,05	0,27	521	59 381	A0	8,56	0,22
471		B2	12,14	0,45	522		F2	11,10	0,40
472		A5	10,97	0,36	523	59 386	G0	10,40	0,68
473		G5	11,50	0,74	524		F8	10,95	0,49
474		B0	11,27	0,36	525		B2	11,69	0,45
475		F0	11,37	0,35	526	59 387	B3 II	10,22	0,63
476		A0	11,49	0,22	527	59 388	B3 II	10,22	0,60
477		B3	11,84	0,36	528	58 356	B1 : V : pe	8,31	0,25
478		F5	11,75	0,53	529	59 391	F5	10,94	0,40
479		G8	10,87	0,93	530	58 357	K0	10,46	0,84
480	59 360	B3	9,11	0,27	531		A0	10,67	0,19
481		A2	11,43	0,46	532		B1	11,59	0,36
482		A5	10,84	0,46:	533	59 393	B8	10,11	0,24
483	59 362	K0	10,64:		534		F8:	12,26	0,50
484		B2:	12,17		535		G5:	11,84	0,65

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1	60°149	B2	m 9,91	m -0,07	51		B2	m 11,50	m 0,44
2		B3	10,46	0,10	52	59°187	A0	10,99	0,22
3	60 154	F5	9,55	0,32	53		A2	11,64	0,40
4		A2	11,29	0,30	54		A5	11,76	0,43
5	59 171	A5	10,16	0,41	55		A0	11,40	0,19
6		A2	11,71	0,19	56		A0	10,82	0,13
7	60 155	K2	11,24	1,32	57	59 190	B9	10,44	0,19
8	60 156	K5	10,97	1,81	58	59 191	B0,5III	9,55	0,39
9	60 157	A9	(6,2)		59		B5:	12,40	
10		A5	11,77	0,29	60		A0	11,16	0,21
11		B8	11,97	0,28	61		O	12,13	1,73
12		B8	11,17	0,31	62		B5	12,12	
13		A0	11,90	0,34	63		A0	11,65	0,38
14		F5	10,58	0,46	64	60 172	gK0	11,06	1,34
15	59 176	B1	9,49	0,17	65		O	11,61	1,53
16	59 177	B3	10,07	-0,02	66		B2	11,74	0,27
17		A0	10,85	0,11	67		B2	11,88	0,44
18	60 159	B9	10,35	0,12	68	60 174	B9	10,24	0,19
19		A2	12,17	0,45	69		F0	11,55	0,35
20		A0	11,72	0,19	70		K0	11,78	0,96
21		K0	11,27	1,06	71		B5	11,85	0,31
22		A2	11,36	0,36	72		B3	11,18	0,23
23		A0	11,35	0,16	73	60 175	B0	9,54	0,19
24		WR	11,17		74		B8	11,77	0,24
25	59 178	A0	10,58	0,17	75		B8	11,52	0,21
26		F8	11,36	0,79	76	59 197	B0	11,34	0,47
27	60 162	A0	8,25	-0,14	77		B5	12,19	
28		A0	11,33	0,17	78		A2:	12,46	0,68
29	59 179	A0	10,15	0,14	79		A0	10,49	0,17
30	59 180	A0	9,08	0,15	80	59 199	gK0	9,06	0,93
31		A1	11,44	0,28	81		B5	12,08	0,50
32		A0	11,15	0,22	82	60 177	F5	9,94	0,43
33		F8	11,53	0,63	83		B8	12,02	0,32
34		B2	11,03	0,30	84	60 179	F2	9,20	0,35
35		B5:	12,24	0,51	85		B8	11,87	0,39
36		A2	12,03	0,38	86		A5	11,01	0,41
37	59 182	A0	10,96	0,11	87	59 203	B5	9,51	0,43
38		A2	11,80	0,28	88		F5	11,40	0,48
39		A2:	12,10		89	59 204	K2	11,08	1,64
40		A0	11,41	0,22	90	60 184	A0	10,44	0,17
41		A5	11,80	0,38	91		K0	11,76	1,27
42		gK0	11,54	1,27	92		B8	12,32	
43	60 164	A8	10,41	0,38	93		K2	11,19	1,30
44	59 184	B0	11,16	0,35	94		B2	11,88	0,35
45		K0	11,18	1,23	95	59 206	B8	9,62	0,13
46		F5	11,23	0,44	96		A0	11,99	0,28
47		A	11,88	0,33	97		A0	12,04	0,36
48		A5	11,93	0,54	98		A0	11,56	0,56
49		B	12,14	0,40	99	59 207	G0	10,16	0,55
50	59 186	B2	10,29	0,17	100		A0	11,61	0,32

Зона +60°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
101	60°188	B1 V	m 7,21	m 0,09	151	59°231	A2	m 10,61	m 0,39
102		A5	12,30	0,49	152		B8	11,96	0,35
103	60 190	B8	9,95	0,12	153		B5:	12,25	0,57
104		A	12,10	0,48	154		AO	12,44	
105	60 192	B5	9,49	0,11	155	59 233	B2	10,25	0,22
106	59 210	K0	10,48	0,91	156		B8	12,10	0,34
107	60 193	F5	(7,6)		157		B2	10,79	0,17
108		B8	11,74	0,36	158	60 207	A0	9,27	0,18
109		B8:	12,45		159	60 209	A0	(7,4)	
110	59 214	B1	10,66	0,54	160	60 211	F0	8,92	0,20
111	59 215	A2	9,77	0,24	161	60 210	B8	10,54	0,08
112		F0	11,19	0,49	162	60 212	A8	11,06	0,38
113		B0	11,35	0,37	163		F2	12,5	
114	60 194	B5	8,89	0,12	164		B5	12,52	
115		B0	11,26	0,48	165		F5	11,85	0,55
116	59 216	B3	10,72	0,44	166		A5	10,95	0,47
117	59 218	K0	10,95	1,14	167	59 236	A2	9,99	0,13
118	59 219	B5	10,20	0,28	168		F5	11,84	0,52
119	59 220	gK0	8,97	1,12	169		A2	12,01	0,41
120	60 195	A1	10,63	0,22	170		A0	11,48	0,29
121		A0	12,16	0,42	171		B2	12,30	0,46
122	60 196	G0	11,32	0,67	172	60 215	K0	10,79	1,06
123		K0	11,63	1,14	173		G0	11,81	0,62
124	59 222	G8	9,94	0,83	174		F5:	12,24	0,59
125		F8	11,88	0,71	175		A2	12,18	0,49
126		A0	11,02	0,20	176		A0	11,32	0,32
127		A0	11,40	0,24	177	59 238	F0	10,31	0,37
128		A0	11,04	0,19	178		B1	11,87	0,56
129	59 223	B9	9,44	0,25	179	60 216	B2	10,88	0,32
130	59 224	O	11,19	1,65	180		A0	10,73	0,19
131	59 225	A2	10,35	0,17	181	59 239	A0	9,99	0,30
132		B2	11,70	0,40	182		B9	12,09	0,47
133		F5	11,19	0,49	183	60 219	K2	11,31	
134	59 227	G8	11,51	1,07	184*		K0	11,95	1,03
135		G0	12,04	0,65	185	60 220	B8	9,85	0,11
136		A2	11,42	0,30	186		A5	11,24	0,36
137		B5	12,04	0,45	187	60 222	B8	10,23	0,20
138		K0	11,62	1,08	188		A0	11,20	0,19
139	60 202	F2	10,35	0,42	189		B	12,43	
140		B5	12,30	0,64	190	60 225	A2	9,57	0,23
141	60 204	A0	10,12	0,25	191	60 226	B3	9,22	0,19
142		A0	12,16	0,40	192	59 241	F0	10,19	0,32
143	59 228	B8	9,55	-0,02	193	59 242	B8	10,88	0,33
144		G2	11,33	0,60	194		B2:	12,04	0,36
145		B3	12,32	0,45	195	60 228	B5	9,74	0,18
146		A5	12,09	0,50	196		F5	11,99	0,58
147		G5	11,80	0,75	197	59 246	B5	9,90	0,48
148		B8	12,23	0,47	198	60 229	F0	9,62	0,31
149	59 230	B0	10,29	0,24	199		B5	12,33	0,54
150		G0:	11,45	0,54	200		B5	11,28	0,37

Зона +60°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
201	60° 230	B5	m 10,09	m 0,80	251		B5	m 12,01	m 0,29
202		A0	11,20	0,26	252		B8:	10,78	0,28
203	60 231	K0	10,87	1,07	253		A2	11,97	0,33
204	60 232	B2 III	10,24	0,27	254		A0	11,44	0,31
205	59 247	B8	8,51	-0,14	255		B2	11,29	0,29
206	60 233	B2	10,91	0,41	256		B5	11,99	0,40
207		B5	11,92	0,51	257	59°262	B2	10,69	0,26
208		A0	11,15	0,26	258	60 249	K2	11,27	1,39
209		K2	11,79	1,13	259		B0	12,07	0,38
210		G8	11,62	0,80	260		B9	11,89:	
211		B8	12,10	0,51	261		B8:	12,46	
212		B8	12,07	0,35	262	60 251	F0	10,85	0,38
213	60 235	A0	10,45	0,19	263	60 252	B8	10,48	0,42
214		A0	11,14	0,26	264		B8	12,31	
215		A0	11,35	0,26	265	59 265	B1	10,75	0,37
216		B9	11,01	0,60	266	59 264	B0	9,98	0,31
217		B8	11,66	0,35	267	60 254	K2	9,54	1,46
218		B1	12,09	0,55	268	60 255	B8	8,02	-0,03
219		G0	12,20	0,68	269		G0	11,81	0,65
220		B5	11,30	0,34	270		A0	11,73	0,33
221		G0	12,26	0,61	271		A0	11,58	0,27
222		B8	12,18	0,57	272		B1	10,98	0,16
223		F5	12,40	0,61	273		B5	12,50	
224		A2	11,42	0,34	274		B5:	12,38	
225		F2	10,99	0,39	275		B5	12,10	0,32
226	127	B3 Ia	8,36	0,46	276	59 268	K0	10,60	0,89
227		F5	11,91	0,70	277	60 261	O7	0,94	0,31
228	59 252	B2	10,75	0,45	278		B3	11,99	0,33
229		G0	11,92	0,60	279		B5	12,53	
230		B0	11,37	0,25	280	60 262	F0	11,20	0,35
231		G2	11,85	0,67	281	60 263	K2	11,33	1,62
232		G0	12,08	0,64	282		F8	12,19	0,62
233	60 241	A2	10,45	0,36	283		G8	11,51	1,05
234		K0	11,77	1,37	284		B1	12,52	0,68
235		B2	12,00	0,47	285		B2	11,64	0,29
236		F5	11,82	0,53	286	59 269	A0	(7,4)	
237		F8	11,83	0,54	287	59 275	F5	10,05	0,46
238*		B8	11,94	0,48	288		A0	11,47	0,48
239		A5:	11,40	0,48	289		A2	11,97	0,49
240		B0	11,92	0,46	290		B8	10,89	0,24
241		B9	11,03	0,26	291		F2	10,45	0,48
242		B5	12,32		292	60 267	F0	11,21	0,44
243		G0	11,59	0,58	293		B5	11,37	0,32
244		A2	12,66		294	59 278	B3	9,96	0,22
245	60 244	A1	10,93	0,57	295		B8	11,06	0,29
246	60 245	A0	10,97	0,17	296		F8	12,31	0,67
247		B5	12,06	0,39	297		A0	11,63	0,39
248*	60 246	B5	9,72		298		B3	12,28	
249		F8	11,19	0,50	299	60 268	K0	11,02	1,09
250		G2	11,50	0,64	300	59 279	F0	9,45	0,32

Зона +60°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
301	59°281	B8	m 10,49	m 0,10	351	60°292	gK2	m 9,58	m 1,90
302		B8:	12,06	0,52	352		F8	10,91	0,59
303		A2	12,12	0,52	353		G0	11,50	0,67
304	59 280	B2	9,90	0,23	354	60 287	K2	10,95	2,00
305		A2:	12,06	0,51	355		B8	11,72	0,46
306	60 269	F5	9,01	0,50	356		B3	12,14	0,41
307		F8:	12,19	0,66	357		B2	11,65	0,39
308	60 271	F5	9,52	0,42	358		B1:	10,93:	0,22:
309		B2	11,02	0,25	359		B8	12,42	
310		A5:	12,11	0,53	360	60 296	F8	(7,5)	
311		B2	11,26	0,39	361	60 295	gG2	9,47	1,25
312		B3	11,85	0,28	362		F5	11,38	0,48
313		A0	11,37	0,28	363		B3:	11,92	0,44
314		B5	11,75	0,32	364		B8	11,43	0,26
315	59 283	K2	11,01	1,42	365		A5	11,19	0,51
316		A0	11,13	0,29	366		B3	11,75	0,36
317		A0	12,31	0,51	367		B3	11,20	0,25
318		G5	12,04	0,90	368	59 297	B0.5III	8,74	0,22
319		gK0	12,05	1,29	369		A0	11,79	0,29
320	60 278	F0	11,50	0,42	370		A0	12,35	0,59
321		A0	12,21	0,40	371		B3	11,72	0,39
322	60 280	A0	9,20	0,12	372		B8	12,17	0,48
323		A2	11,46	0,34	373		K0	11,76	1,04
324	60 283	K2	11,54	1,41	374		B8:	11,90	0,34
325	60 284	B2	10,18	0,16	375		F8:	11,72	0,61
326	60 279	B2 II	9,27	0,19	376		B8	12,18	0,39
327		A2	11,33	0,42	377		B8	12,43	
328		B2	11,11	0,08	378	60 300	B3	11,15	0,25
329		A5	12,28	0,56	379	60 299	M0	10,24	2,03
330	60 286	A8	10,36	0,46	380		B3	11,88	0,36
331		G8	11,40	0,79	381		B2	11,34	0,31
332		A0	11,91	0,43	382		F5	12,23	0,59
333		F8	11,8		383		B5	12,35	0,53
334		F2	11,08	0,56	384	60 302	B3	10,56	0,44
335		F8	12,13	0,65	385		B5	11,24	0,32
336	59 287	gK2	9,82	1,50	386		K0	11,51	0,94
337	59 288	F2	10,65	0,45	387		B5:	12,23	
338	59 289	A5	10,29	0,40	388	59 299	A0	10,61	0,18
339	59 291	F2	10,98	0,33	389	59 300	B5	10,88	0,33
340		B3	11,19	0,28	390		B2	11,93	0,44
341		B0	11,56	0,24	391		A0	11,38	0,33
342		B3	11,68	0,27	392		A2	10,47	0,55
343		B5	11,88	0,41	393		B3	12,37	0,48
344	59 293	B2	10,61	0,22	394		A5	11,54	0,53
345		A0	11,04	0,27	395		B5	12,60	
346		B3	11,66	0,33	396		F5	11,41	0,52
347	59 295	B2	9,77	0,21	397	60 304	F5	11,42	0,53
348	59 296	B2 III	8,92	0,25	398	60 305	B9	8,65	0,13
349		B5	11,84	0,34	399		gG8	10,96	1,06
350		B2:	12,37		400	60 308	B8	(6,6)	

Зона +60°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
401	59°304	A0	m 11,03	m 0,31	451		B2	m 11,41	m 0,52
402		B8	12,56		452		A5	11,92	0,38
403	59 305	F8	10,54	0,56	453		B8	11,07	0,32
404	59 306	gK1	8,25:		454	60°335	M0	11,34	2,34
405		B8	11,69	0,33	455		B1	11,47	0,47
406	60 311	B2 III:nn	10,24	0,28	456		B3	11,91	0,53
					457	59 318	B8 Ia	7,98	0,44
407		A0	11,29	0,32	458		B8	12,03	0,45
408	60 313	B5	9,49	0,15	459		B8	11,66	0,41
409	60 314	gG2	9,95	0,96	460	59 321	A0	10,59	0,25
410	60 316	A0	10,42	0,22	461		A0	12,32	0,58
411	60 315	gG5	11,38	1,03	462		B8	12,01	0,42
412		F8	10,97	0,51	463		B2	11,47	0,35
413		B8	12,21	0,48	464		F5	11,32	0,55
414	59 307	B8	(5,7)		465	59 319	K5	10,91	2,05
415		B2	12,05	0,43	466		F8	11,84	0,67
416		B2	11,25	0,29	467		B2	11,01	0,25
417		B3	11,99	0,49	468	59 322	B5	11,12	0,31
418		B0	11,52	0,32	469	60 347	B3	10,43	0,82
419		B2	11,38	0,31	470		B1	10,76	0,33
420		B1	11,16	0,46	471		B0	11,57	0,68
421	59 309	A2	(7,9)		472		B0	12,34	0,69
422		A5	11,57	0,48	473	60 350	B5	10,84	0,48
423		B5	11,97	0,44	474	60 351	B3	9,75	0,63
424		B8	10,22	0,31	475		B3	12,05	0,53
425		F8	11,57	0,52	476		A0	11,88	0,49
426	60 320	A0	10,53	0,32	477		G0	11,73	0,68
427		A0	10,89	0,39	478		B5	11,61	0,54
428		B2	11,89	0,57	479	59 324	F0	8,60	0,34
429	60 323	A0	10,50	0,24	480	59 325	A2	9,73	0,21
430	60 325	B0	10,36	0,47	481	60 352	A2	10,49	0,51
431	60 327	K2	10,47	2,14	482		A0	11,55	0,47
432		A2	11,63	0,40	483		B3	12,25	0,68
433		A0	10,85	0,37	484		B3	12,14	0,62
434		B8	10,88	0,27	485		B5	11,53	0,48
435		B0:	11,07	0,51	486	60 356	A0	10,85	0,29
436		B1:	12,02	0,54	487	59 328	B8	9,98	0,16
437		B3	11,23	0,52	488	60 357	B8	8,56	
438		A0	11,78	0,35	489	60 358	B5	9,74	0,47
439		A1	11,19	0,35	490		B8	12,74:	
440		A8	10,73	0,49	491		B3	11,70	0,51
441	59 313	gG8	10,42	1,06	492	59 331	A2	10,69	0,35
442		A0	11,29	0,36	493		A0	11,89	0,40
443	59 314	gG5	11,12	1,12	494		A0	11,82	0,39
444		A0	11,38	0,39	495		B5	11,45	0,40
445		B	11,94	0,47	496		F5:	11,91	0,68
446	60 322	B2 III	10,27	0,54	497	59 336	B9	(7,9)	
447	60 326	B2	10,33	0,48	498	59 334	B0	10,73	0,32
448		B3	11,59	0,49	499		B8	10,85	0,39
449	60 328	A5	11,00	0,39	500		B8	12,07	0,60
450		B0	12,22	0,56					

Зона +60°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
501		B3	m 11,45	m 0,49	549		A5	m 12,29	m 0,70
502	60°361	F5	10,50	0,43	550	60°392	gK2	9,42	1,37
503	60 365	B2	10,99	0,74	551	60 396	K5	10,69	1,67
504	60 366	F2	9,11	0,36	552	59 364	A2 Ia	8,92	0,88
505		B8	11,85	0,60	553	60 397	A5	10,95	0,71
506	59 337	A1	8,91	0,10	554	60 399	G8	10,46	1,03
507		O	11,95	1,22	555		B5	11,94	0,54
508		F0	11,83	0,59	556	59 367	O9.5Ib	10,30	0,53
509	60 368	B1:III:	11,23	0,61	557	193	BIpe	10,91	0,75
510		F8	11,99	0,57	558	60 402	G0	10,99	0,54
511	59 338	B2	10,29	0,34	559		A2	12,00	0,63
512	60 369	B1	10,42	0,71	560	60 404	B8	9,38	0,26
513	59 339	B8	10,95	0,29	561		B2	11,53	0,46
514		A2:	12,36	0,62	562		A0	11,32	0,37
515	60 371	A0	10,84	0,37	563	59 371	A2	9,08	0,27
516		F8	12,28	0,57	564	60 405	A0	10,43	0,30
517		A2:	12,10	0,57	565	60 406	G8	10,42	1,00
518	59 342	A2	9,51	0,37	566	60 407	F5	10,66	0,45
519	60 373	A2	10,55	0,82	567	59 372	M	11,76	2,23
520	60 372	F2	8,63	0,38	568		K2	11,66	1,21
521		A2	11,43	0,42	569		F5	12,07	0,55
522		A0	12,17	0,49	570	60 408	A2	10,31	0,25
523	59 343	B1	11,07	0,49	571	60 410	A5	10,37	0,51
524		B1	12,27	0,59	572	60 411	B3	10,19	0,86
525		A0	12,22	0,52	573	60 412	K5	10,14	1,58
526		A0	12,03	0,40	574	59 377	A0	10,24	0,11
527		F8	11,40	0,46	575	59 378	B9	9,17	0,18
528	60 374	F5	11,46	0,58	576	59 379	F8	10,64	0,52
529	59 345	A0	10,38	0,31	577	60 414	F8	10,64	0,52
530	59 347	B5	10,79		578	60 413	B5	11,36	
531		B0	11,68	0,46	579	59 380	A8	8,21	0,25
532		B5	11,09	0,35	580	60 415	A0	11,40	0,42
533		B0	11,94	0,58	581	60 416	B0,5III	10,23	0,67
534		A5	11,89	0,53	582	60 417	A2	10,32	0,32
535		B1	11,92	0,59	583	59 383	F8	10,74	0,33
536	60 379	A2	10,55	0,34	584	59 384	F8	9,65	0,49
537		B1	12,20	0,67	585	59 385	A0	8,14	0,11
538		F0	11,10	0,27	586		B	12,20	0,70
539		A0	11,93	0,59	587		A0	11,81	0,50
540	59 356	F8	9,32	0,45	588	59 389	F0	10,08	0,90
541	59 357	B0, 5 IV	10,44	0,47	589	59 390	B8	10,59	0,28
542		B5:	12,35	0,56	590		B	11,86	0,78
543	60 384	A2	10,74	0,32	591	60 420	B9	9,57	0,23
544		A0	11,33	0,40	592	60 421	K0	11,63	1,27
545		B2	11,90	0,60	593	59 392	K5	11,30	1,66
546	59 361	A0	10,08	0,21	594	60 423	A0	7,5	
547	59 389	B3 Ib	9,87	0,59	595		A2	10,87	0,29
548	60 388	A8	11,53	0,50	596		B0	11,36	0,75

Зона +61°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1		F8	^m 11,52	^m 0,45	51	60°170	dF5	^m 8,20	^m 0,48
2		B2	11,30	0,25	52		B3	11,31	0,22
3	61°198	F8	9,31	0,41	53		F2	12,33	0,56
4		B8	12,4		54		A0	11,92	0,37
5		G8	11,44	1,14	55		B8:	12,4	
6		G0	11,92	0,58	56	60 173	A0	10,32	0,23
7	61 200	B1 I bp	8,70	0,47	57		F2	11,26	0,44
8		B8	11,06	0,45	58	61 218	B8	8,20	0,09
9	60 158	dF5	(6,4)		59		A2:	12,23	0,42
10	60 160	K5	10,50	1,93	60		B8:	12,39	
11		F8	11,60	0,52	61		A2	11,49	0,48
12		A	11,92	0,44	62		B5	10,70	0,10
13	60 161	A0	10,54	0,09	63		A2	11,04	0,29
14	60 163	gK2	11,46	1,31	64	60 176	B8	9,44	0,10
15		A	12,50		65		F0	11,92	0,46
16		G0	11,67	0,49	66		K0	11,75	1,02
17		A2	11,74	0,53	67	61 221	B8	9,80	0,10
18		B5:	10,98	0,32	68		B5	12,27	
19		gG8	11,54	1,25	69		B5	10,58	0,12
20		A8	10,90	0,37	70	60 178	A0	10,52	0,12
21	61 210	A5	10,33	0,32	71	61 222	F8	10,98	0,45
22		A2	12,20		72		A0	11,32	0,19
23		B3	12,34		73	60 180	B0 : pe	9,57	0,25
24		A5	12,12	0,39	74	60 181	B8	10,50	0,22
25		A0	11,99		75	60 182	F5	10,13	0,31
26		A0	11,37	0,25	76	61 223	B3 Ib	8,88	0,53
27	60 165	gK0	10,86	1,11	77		A0	10,14	0,17
28		F5	11,31	0,42	78	60 183	A0	10,89	0,17
29		A0	12,07	0,29	79	61 224	B9	8,77	-0,18
30		A5	11,91	0,30	80		A0	11,27	0,29
31	60 166	A0	9,85	-0,03	81		B8	11,75	0,34
32	60 167	G0	10,93	0,49	82		A0	12,31	
33		A0	11,04	0,25	83		F0:	12,27	0,55
34		A0	11,76	0,32	84		A0	11,11	0,12
35		A0	11,74	0,28	85		B9	11,11	0,21
36	61 213	B8	9,59	0,33	86		F8	11,43	0,50
37		A0	11,97	0,32	87	60 186	B9	(6,3)	
38		A0	11,68	0,32	88		B8	12,47	
39		B2	12,34		89	60 185	B9	10,13	0,15
40		A0	12,26	0,46	90		B3	12,29	
41		B3	11,26	0,29	91		B3	12,6	
42	60 168	A0	10,71	0,18	92		F8	11,67	0,53
43		B2	11,92	0,37	93		G0	10,74	0,58
44		F8	11,14	0,51	94		G5	11,68	0,66
45	60 169	B1 V	10,24	0,26	95	60 191	B2 IV	10,55	0,61
46		B8	11,34	0,21	96		B3	12,34	0,49
47		B8	12,10	0,43	97		B3	11,72	0,40
48		B	12,01	0,29	98		A0	11,51	0,40
49	60 171	B0	9,50	0,14	99		B5	11,95	0,51
50		A2	12,06	0,37	100		F0	12,27	0,47

Зона +61°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
101		B0	m 11,37	m 0,62	151	60°208	B5	m 9,88	m -0,03
102	61°230	gG8	10,32	1,14	152		A5	12,04	
103		B8	12,14	0,46	153		B9	11,61	0,36
104		B8	11,87	0,46	154		A0	11,32	0,26
105	61 231	gG8	11,37	1,21	155		B5	12,09	0,53
106		B5	12,66	0,47	156		F2	12,12	0,50
107		A2	12,18	0,49	157	61 251	A5	10,10	0,83
108		B8	11,92	0,36	158	61 252	O	9,93	0,87
109	61 232	F5	10,58	0,43	159		K2	11,67	1,24
110	61 233	F5	(7,6)		160		F5	11,92	0,54
111		A0	11,56	0,44	161	60 213	A2	8,63	-0,06
112		A8	11,52	0,49	162		G0	12,10	0,71
113		A0	10,67	0,22	163		A0	11,18	0,17
114		A0	11,40	0,22	164	60 214	F2	9,04	0,29
115	61 235	A2	10,47	0,38	165		B0	11,76	0,74
116		B1	10,63	0,34	166	61 253	K0	10,65	1,19
117	60 197	K0	11,33	1,06	167		A0	12,09	0,36
118		A8	11,85	0,41	168	60 217	gG8	10,29	1,15
119		B3:	12,39	0,60	169	119	Bpe	11,61	0,85
120	60 198	K2	10,10	1,43	170		F0	11,14	0,41
121		B5	12,50:	0,69:	171		A5	11,80	0,51
122		B0	12,53:	0,72:	172	60 218	B8	10,68	0,38
123	60 199	B9	10,77	0,79	173		F0	11,54	0,39
124		K0	12,12	1,21	174		A5	12,52	
125		A2	11,41	0,35	175		G5	11,91	0,71
126		A2	11,95	0,33	176	60 221	A0	8,44	-0,05
127	61 238	G0	10,39	0,50	177	61 254	gG8	10,15	1,11
128	60 200	B8	9,73	-0,03	178		F5	10,78	0,46
129		G2	12,44	0,58	179		A0	10,94	0,15
130		F0:	12,5		180	61 256	K0	9,96	0,97
131	60 201	K5	9,36	1,66	181		K0	11,66	1,37
132		A0	11,42	0,19	182		A0	11,42	0,29
133		B1	11,78	0,43	183	60 223	A0	10,14	0,14
134	61 240	B5 II	9,45	0,58	184	61 258	F2	10,09	0,37
135	61 241	gK0	11,73	1,33	185	61 257	K0	10,39	0,89
136		A0	11,54	0,32	186		G5	12,35	0,70
137	60 203	B8	9,58	0,14	187	60 224	G2	10,44	0,60
138		B0	12,21	0,76	188		F8	11,09	0,49
139	61 244	F2	9,72	0,43	189		A2	10,76	0,34
140	60 205	F0	8,70	0,32	190		A0	10,83	0,21
141		G0	12,12	0,68	191	60 227	B1	10,30	0,38
142		G0	11,87	0,60	192		gG8	11,57	1,05
143		A0	11,51	0,34	193	61 260	B5	10,49	0,79
144	60 206	F5	9,23	0,45	194		B3	12,29	0,46
145		A2	12,14	0,42	195		A0	11,44	0,28
146		G0	11,56	0,63	196		B5	12,34	0,52
147	61 248	K2	11,25	1,58	197		B0	12,11	0,60
148		A0	11,62	0,30	198		B1:	12,51	0,69
149	61 249	G0	10,64	0,57	199		B2	11,30	0,75
150	61 250	F8	9,51	0,52	200		B0	11,68	0,62

Зона +61°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
201	60°234	A0	$\overset{m}{8,98}$	$\overset{m}{0,18}$	251	61°273	F5	$\overset{m}{10,14}$	$\overset{m}{0,54}$
202		F8	11,65	0,56	252		A	12,9	
203	61 261	A0	10,62	0,23	253		B2	11,91	0,56
204		A0	11,72	0,47	254		G8	12,03	0,78
205		G0	11,90	0,65	255		F0	12,01	0,55
206		A0	11,83	0,27	256		F5	12,1	
207		A2	11,48	0,42	257		B5:	11,66	0,40
208		B1	12,04	0,60	258	60 248	B2	10,32	0,28
209		A2	11,31	0,32	259		A0	11,75	0,32
210	61 263	F0	9,68	0,84	260	61 274	F8	10,61	0,47
211		G0	11,98	0,64	261	61 275	F8	10,53	0,49
212	61 264	B8	10,43	0,15	262	61 278	A5	9,98	0,35
213		B2	11,92	0,59	263	61 279	K2:	11,28	1,35
214		B2	11,49	0,57	264	60 250	B2	10,89	0,61
215		B1	12,05	0,68	265		B8	12,04	0,42
216		G2	12,35	0,70	266		A0	12,05	0,37
217		A0	12,07	0,34	267	61 281	B8	8,13	0,41
218		A0	11,05	0,32	268		F0:	12,00	0,45
219	60 236	B1	11,40	0,45	269	61 280	gK2	10,50	1,23
220	60 237	A2	10,20	0,31	270		A0	11,26	0,36
221	61 267	gK0	9,87	1,07	271		F5	12,25	0,58
222		A0	11,45	0,32	272		A0	11,13	0,28
223		F8	12,07	0,64	273		F2	11,12	0,57
224	60 238	K2	10,22	1,27	274		B9	11,24	0,35
225		A0	12,47:		275	60 253	A0	(7,7)	
226		B9	11,26	0,27	276		A2:	12,41	0,70
227		F8	11,35	0,64	277		B3:	12,26	0,53
228		F5	12,18	0,56	278	60 256	gK0	9,06	1,15
229	60 239	G0	11,65	0,64	279	60 257	F8	9,07	0,98
230		B0	12,42	0,73	280	60 258	B5	11,55	0,47
231	60 240	A0	9,29	0,07	281		F5	11,69	0,50
232		B3	11,77	0,69	282		B3:e	12,34	
233		F5	12,19	0,57	283		G0	11,16	0,54
234		F8	11,90	0,52	284		B0	11,91	0,50
235		A8	12,17	0,49	285		G5	12,15	0,73
236		B8	10,89	0,19	286	60 260	F5	10,90	0,99
237	60 242	A5	10,91	0,40	287		B5	12,55	
238		G2	12,28	0,74	288	61 285	B0.5 III	9,84	0,42
239	61 268	A0	10,39	0,25	289	61 286	A0	8,93	0,11
240		A5:	12,58		290	61 287	K0	11,30	1,20
241	60 243	F8	10,58	0,38	291	61 288	B9	9,86	0,27
242		A2	12,37	0,60	292	60 264	K0	10,63	1,04
243		B3:	12,67		293		B3	11,12	0,41
244	61 270	M0	11,23	2,07	294		F5	10,97	0,58
245		B5	11,76	0,59	295		A5p	11,74	0,48
246		B1	11,86	0,54	296	60 265	K2	10,75	2,38
247		F5	11,94	0,53	297		F5	12,20	0,60
248		B8	11,71	0,23	298		B3	11,02	0,26
249		F5	12,48		299		B3	11,70	0,53
250	60 247	B3	10,16	0,29	300	61 291	A0	(7,7)	

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
301		B0	11,78	0,67	351		G2	12,50	0,73
302		B3	12,11	0,42	352		A2	10,34	0,32
303		B3	11,59	0,72	353		B5:	12,60	0,74
304		G8	12,32	0,97	354		G2	12,06	0,65
305		B5	11,97	0,50	355		K2	11,71	1,40
306		A0	11,66	0,37	356	60°301	G5	9,91	0,75
307		B2	12,59:		357		F8	12,41	0,66
308		G8	11,95	0,63	358		A2	11,55	0,59
309		B0	11,12	0,37	359		B8	11,96	0,56
310		B0	11,38	0,53	360		G8	11,78	0,87
311		B1	11,54	0,46	361		B3	11,81	0,61
312		B1	11,34	0,18	362	60 303	A5	11,03	0,38
313	61°295	F8	11,34	0,47	363	60 307	B0	11,09	0,63
314	61 296	A5	10,88	0,70	364	60 310	Oe	11,11	1,79
315		B3	11,84	0,50	365		B2:	12,51	
316		B9	11,47	0,32	366		B2:	12,29	0,60
317		F8	11,92	0,53	367		B2:	12,21	0,50
318		B8	11,80	0,53	368	60 312	B8	(6,4)	
319	60 273	gK2	10,08	1,54	369		B0	12,35	0,69
320		B2	11,47	0,50	370	61 310	B2	9,93	0,60
321	60 281	A0	9,01	0,27	371		K0	11,42	1,03
322	60 282	B2	11,02	0,43	372	60 309	G2	11,17	0,72
323	60 285	A0	11,16	0,28	373		A0	12,14	0,45
324		cB0	11,46	0,95	374		A0	12,63	
325		F5	10,76	0,46	375		A0	11,78	0,51
326	61 301	cB8:	9,07	0,92	376		G8	11,03	0,70
327	61 298	A2	10,05	0,20	377		B8	12,05	0,57
328		B3	11,79	0,54	378		B2	12,07	0,54
329	61 297	A0	10,13	0,18	379	61 314	B5	9,51	0,16
330	61 300	A2	9,12	0,25	380		B0	11,64	0,65
331		B1	11,61	0,57	381		B0	12,21	0,63
332		F2	11,64	0,44	382		B2	11,45	0,45
333		A0	10,88	0,20	383		B1	12,08	0,68
334	61 303	gK0	9,34	1,44	384	60 318	A0	8,79	0,11
335	60 289	B 2II—III	10,69	0,52	385		B8	11,23	0,36
336		A2	10,76	0,33	386	60 324	gK0	9,60	1,32
337		A2	10,42	0,37	387	60 317	B9	9,96	0,33
338	60 290	A2	10,69	0,31	388	61 315	B3	10,44	0,89
339	60 293	B2 V	10,92	0,55	389	61 316	gF8	8,38	1,12
340	61 305	F5	12,43	0,56	390		B2	11,76	0,60
341		A0	12,41	0,58	391		B1	10,52	0,40
342		A0	10,52	0,22	392	61 318	A0	10,59	0,38
343		A2	9,14	0,27	393		A2	11,14	0,48
344	60 297	F2	11,87	0,46	394		A0	10,62	0,31
345		F0	11,20	0,47	395		F5	11,74	0,55
346		B3	11,25	0,62	396	60 336	B9 I ab	9,87	0,78
347	60 294	A5	10,60	0,31	397		F5	11,14	0,40
348		A8	10,87	0,52	398	61 319	A0	10,01	0,24
349	60 298	A0	11,36	0,30	399		B2	11,43	0,60
350	61 308	G8	12,32	0,81	400		G5	11,99	0,75

Зона +61°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
401	61°320	B5	^m 9,65	^m 0,46	451		F2	^m 11,90	^m 0,56
402	164	B1 II	11,21	0,66	452		B0	11,38	0,43
403	60 337	B5	10,79	0,80	453	61°341	K0	10,15	1,00
404		A5	11,56	0,53	454		A2	11,90	0,53
405	61 321	K2	10,89	1,49	455	60 370	B2	11,59	0,62
406		G0	11,91	0,59	456		B1	12,05	0,67
407	60 345	B0 II:	10,33	0,59	457		B	11,95	0,47
408	60 346	B0	11,08	1,12	458		G0	11,81	0,67
409*		A2	11,18	0,46	459	61 344	F0	9,44	0,30
410	60 348	K8	11,5		460		B3	11,40	0,40
411	60 349	K0	11,76	1,15	461		B3	11,56	0,44
412		B2	11,37	0,59	462		B3	10,56	0,28
413		B8	11,81	0,50	463		G0:	12,11	0,72
414	61 327	A0	8,95	0,15	464		B5	11,13	0,32
415		G0	11,65	0,56	465		F5	12,04	0,53
416		G0	12,02	0,57	466		A2	11,75	0,42
417		B0	11,48	0,55	467	61 348	A0	8,78	-0,03
418	61 329	A8	8,88	0,31	468		A2	11,63	0,57
419		F5	12,06	0,70	469		B0	12,01	0,58
420	61 330	F8	9,66	0,76	470	60 376	G5	10,31	0,65
421	60 353	A5	11,00	0,47	471		K0	11,21	1,09
422	60 354	G0	10,74	0,59	472	60 378	A5	11,40	0,45
423	61 332	B3	10,25	0,30	473		F	12,31	0,67
424	61 331	A5	10,50	0,45	474		F2	11,40	0,52
425		A0	11,64	0,42	475		B2	12,25	0,53
426	60 355	G0	10,45	0,49	476	61 351	A0	10,18	0,20
427	61 333	A0	10,31	0,30	477		A2	11,52	0,48
428		B0	11,65	0,53	478		B8	12,26	0,53
429	61 334	G5	8,85	0,79	479	60 380	F0	9,48	0,36
430		B1	12,16	0,64	480	61 355	M	11,13	1,63
431	61 335	A5	10,49	0,55	481	61 354	A8	10,62	0,43
432		B3	12,22	0,78	482		B8	12,54	
433		B0	11,96	0,48	483	60 383	A0	7,34	
434		A8	10,59	0,43	484		F5:	11,86	0,56
435	61 336	A0	10,85	0,24	485		B	11,79	0,38
436	60 359	G0	10,46	0,56	486	60 386	K0	9,40	1,08
437	60 360	B9	10,97	0,36	487	60 387	A2	10,24	0,28
438	60 362	B2II—III	10,22	0,64	488		F5	11,59	0,62
439		K0	12,24	1,11	489		F8	11,71	0,54
440	60 363	G2	11,62	0,86	490		F5	11,83	0,63
441		A	12,61	0,75	491	60 390	A0	9,74	0,21
442	60 364	A2	10,10	0,30	492	60 391	F5	10,62	0,44
443		B2	11,88	0,49	493		A5	11,43	0,71
444	61 337	B8	11,01	0,24	494	60 393	B2pe	11,10	0,44
445	61 338	A0	9,51	0,32	495	60 395	gK0	9,56	1,06
446		A2	11,98	0,58	496		B8	11,51	0,43
447		K0	11,80	1,15	497	60 394	G0	11,84	0,67
448		A0	10,12	0,24	498		A8	11,61	0,46
449		G0	11,23	0,54	499	61 359	A0	10,52	0,26
450		G0	12,03	0,59	500	190	B IV:	11,96	0,79

Зона +61°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
501		A2	^m 12,6		524		A	^m 12,13	^m 0,58
502	60°400	gG8	8,60	^m 1,15	525		A0	11,34	0,38
503	60 398	B8	(6,0)		526		F5	11,69	0,52
504	60 401	A0	9,72	0,14	527		B0	12,02	0,45
505	60 403	B9	8,24	0,11	528		B5	11,56	0,41
506		B8	11,24	0,35	529		B8	11,52	
507		B3	12,28	0,53	530		F8	11,66	0,59
508		B8	11,08	0,45	531		F8	11,84	0,56
509		F5	12,01	0,64	532	201	B1V:	11,00	0,51
510		G2	11,65	0,64	533	61° 365	B3	9,11	0,26
511		B8	11,36	0,40	534		A0	10,88	0,24
512		B1	12,45	0,60	535	61 366	K5	9,03	1,50
513		B8	11,43	0,48	536		A2	12,02	0,53
514		F2	11,15	0,56	537		B2	11,70	0,50
515		F2	11,78	0,57	538	60 419	A2	10,74	0,43
516	61 361	F5	9,60:	0,48:	539		F8	12,19	0,54
517		B5	11,90	0,53	540	60 418	F8	10,63	0,53
518		A5	11,81	0,44	541		B8	12,51	
519		K2	12,08	1,26	542		F8	12,05	0,70
520		B2	11,73	0,41	543	60 422	gF8	11,18	1,25
521	60 409	A2	10,81	0,29	544		K0	11,04	0,84
522		B1	12,11	0,50	545	61 369	M	11,26	2,08
523		gK0	11,15	1,24	546		G0	12,07	0,60

Зона +62°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1		B5	^m 11,49	^m 0,42	19	62° 195	A5	^m 8,51	^m -0,05
2		B8	10,95	0,22	20		B3	11,37	0,32
3		B8	10,97	0,27	21	61 206	A3n	(6,5)	
4	61° 199	B9	9,57	-0,01	22	61 208	K0	8,71	0,96
5	61 202	B9	8,94	0,28	23		F8	12,06	0,57
6		B8	11,65	0,39	24	61 207	A5	9,66	0,14
7	61 201	K0	9,78	0,98	25	61 209	A0	10,27	0,30
8		A2	11,01	0,11	26		G5	12,29	0,76
9	62 192	K0	11,25	1,11	27		A	12,47	0,69
10		A2	11,63	0,21	28		F5	11,67	0,46
11		B5	11,92	0,53	29		F5	9,92	0,36
12	61 204	M	12,06	2,41	30	62 198	K5	10,80	1,82
13	61 203	K2	12,18	1,18	31	62 199	F5	9,96	0,29
14		M	12,28	2,30	32	62 205	K2	11,15	1,18
15		F8	12,35	0,58	33		B	12,41	
16	61 205	A0	9,98	0,17	34	61 211	M0e	8,72	0,93
17		F8	11,38	0,51	35	61 212	B9	8,53	
18		F8	11,41	0,48	36		A5	11,26	0,35

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
37		A	m 12,5		87		B	m 12,56	m 0,75
38	62° 208	F5	9,80	m 0,35	88		A0	11,49	0,22
39	62 210	B8	10,96	0,40	89		A0	11,77	
40	62 211	B8	10,52	-0,01	90	61° 234	K0	10,12	1,24
41		A2	11,89	0,58	91	62 229	A0	9,22	0,16
42		B8	12,11	0,41	92	62 228	K0	11,44	1,28
43		B8	11,76	0,45	93	62 230	A0	10,99	0,37
44	102	B0 III	11,19	0,77	94		G5:	12,32	0,70
45	61 214	G0	10,43	0,46	95		G8	12,19	0,83
46		F5	11,56	0,40	96		A0	11,31	0,31
47		F5	12,20	0,54	97		B8	12,16	0,49
48		K2:	12,27	1,42	98		F2	11,67	0,50
49	61 215	B8	11,00	0,31	99	61 236	K0	10,88	1,18
50		B0	11,33	0,60	100		G2	11,65	0,58
51	61 216	B5	9,98	0,33	101	61 237	gK0	9,99	1,37
52	61 219	Oe	11,68	2,16	102		B	12,64	
53	61 217	K0	9,06	1,20	103	62 234	K0	10,80	1,13
54		B	12,57		104		A0	11,91	0,56
55		B0	11,68	0,45	105		A2	11,98	0,55
56		A2	10,91	0,26	106		F5	12,09	0,60
57	62 215	F0	10,04	0,29	107		A2	12,08	0,41
58		A0	11,75	0,48	108		A	12,50	0,63
59		F8	11,71	0,59	109		F5:	12,31	0,55
60	61 220	B7 Ib	10,60	0,92	110	61 239	B8	10,84	0,32
61		B5	12,04	0,61	111		A0	12,13	0,45
62		B0	11,40	0,59	112		K0	12,29	0,92
63		A2	10,64	0,35	113		A2	12,58	
64		K0	11,77	0,90	114		F5:	12,38	0,62
65	62 221	A8	8,67	0,20	115*	61 242	B3	10,80	
66	62 222	F0	8,92	0,25	116	61 243	G5	10,08	0,61
67		A2	12,18	0,60	117	62 236	K0	9,21	1,17
68	62 224	gK0	8,52	1,21	118		G0	10,54	0,39
69	61 225	A0	10,34	0,24	119		G8	11,59	0,99
70	61 227	gK0	9,60	1,06	120	61 245	F5	10,16	0,41
71		B2	11,64	0,57	121	61 246	A0	10,00	0,10
72	61 226	gK2	10,54	1,30	122	61 247	gK0	10,07	1,27
73		A0	10,33	0,31	123		F5	11,56	0,55
74		A5	11,03	0,42	124		A2	11,97	0,40
75		F5	11,12	0,48	125		G2:	12,5	
76		F8	11,55	0,54	126		A0	11,07	0,27
77		G2	11,67	0,72	127	116	B0 V:	10,72	0,50
78	61 228	F2	9,52	0,39	128		G2:	12,35	0,62
79		A0	11,16	0,28	129	117	B1 V	11,37	0,52
80		G	12,52	0,72	130		B8	11,38	0,62
81	62 226	K2	11,10	1,66	131		A0	12,29	
82		G0	12,31	0,56	132		F2	10,69	0,45
83		A0	11,06	0,61	133	62 241	cF5:	9,75	1,36
84	61 229	A0	8,52	-0,06	134	62 242	F0	9,88	0,37
85		B8	10,63	0,28	135		B0	12,28	0,86
86		K0	11,51	1,14	136	62 243	A0	9,47	0,17

Зона +62°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
137		F5	^m 11,61	^m 0,57	187		B	^m 12,5	^m
138		A0	11,96	0,37	188		K0	12,19	1,16
139		B5	12,19	0,71	189		B0	11,91	0,75
140		B8	12,32	0,51	190		G0	12,43	0,65
141		K0	10,72	0,96	191		K0	12,04	1,05
142		K2	11,56	1,15	192		G8	12,17	0,93
143		B5	12,26	0,71	193	61°269	A0	10,02	0,13
144		F5	12,37	0,58	194	61 272	K0	10,38	1,10
145		A5	12,18	0,53	195		B0	12,50	
146	62°244	F5	10,35	0,45	196	61 276	G8	10,94	0,65
147		F2	11,27	0,48	197	61 277	B0	10,21	0,57
148	62 245	B1:pe(V)	11,05	0,90	198		K0	11,73	1,18
149	62 246	B5 Ia	9,65	0,91	199		B0	11,94	0,62
150	123	B1 : V:	11,50	0,72	200		A0	11,72	0,53
151		G0	12,01	0,63	201		B8	11,83	0,51
152		A0	12,46	0,66	202		B8	11,91	0,42
153		F8	12,42	0,64	203		B0	10,98	0,51
154		G0	12,58	0,75	204		B0	11,96	0,55
155		A5	10,57	0,30	205		B0	11,25	0,42
156		B2	12,12	0,79	206	61 282	M0	11,28	
157		B2	12,41	0,64	207	61 283	A2	10,64	0,60
158	61 262	A0	10,28	0,21	208*	61 284	M0	11,01	2,49
159		F5	11,79	0,57	209		F8:	12,17	0,60
160		B0	11,76	0,41	210	62 260	G8	11,17	0,96
161		B	12,49	0,77	211	62 265	B0	10,86	0,70
162		B0	11,97	0,60	212		A5	11,47	0,53
163	62 249	O9,5 V	10,74	0,70	213	62 267	F5	10,88	0,54
164		B5	12,31		214	62 268	F5	10,76	0,58
165		A0	11,64	0,37	215		A5	12,00	0,63
166		B	12,63		216		A0	10,25	0,31
167		B8	11,99	0,64	217	61 289	K2	8,26	1,08
168	62 252	M	11,88	2,20	218	61 290	G0	10,27	0,49
169	61 266	FO	9,38	0,30	219		G0	11,47	0,65
170		B	12,6		220		B2	12,51	0,79
171	61 265	gK0	10,90	1,30	221	61 292	A0	10,54	0,14
172		F8	11,82	0,55	222	61 293	K0	11,63	1,11
173		B	12,6		223		A0	11,87	0,40
174		B0	11,36	0,51	224	61 294	K0	11,01	1,05
175		B3	12,20	0,73	225		A2	11,29	0,37
176		A0	11,09	0,25	226	62 270	B2	10,99	0,52
177		B	12,62		227	62 269	B9	11,28	0,52
178	62 253	A0	9,03	0,17	228		B5:	12,39	0,62
179		B8	11,72	0,44	229		B5	12,21	0,80
180		B5	11,42	0,41	230	62 274	K0	(7,5)	
181		B	12,6		231		K0	11,94	1,20
182		G8	12,01	0,93	232		F8	12,41	0,61
183		G0	12,53	0,69	233		A0	12,30	0,53
184		G8	10,81	0,86	234		B8	11,68	0,58
185		B3:	12,57		235		B9	11,54	0,44
186	62 257	K2	11,78	1,40	236	61 299p	A8	10,00	0,19

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
237	61°299s	B0	^m 10,24	^m 0,43	287		F5	^m 12,32	^m 0,59
238		B2	11,17	0,54	288	61°311	F8	9,88	0,38
239		B0	12,24	0,63	289		A0	12,32	0,53
240		G0	12,26	0,69	290		G2:	12,11	0,78
241		A2	11,31	0,38	291		G2	12,00	0,69
242		A0	11,24	0,33	292		A0	12,01	0,46
243		A0	11,96	0,40	293		G0	11,87	0,71
244		G0	11,89	0,74	294		G2	12,11	1,01
245		K5:	12,23	1,84	295		A2	12,53	
246		B0	12,23	0,84	296		F8	11,66	0,61
247		B0	11,54	0,47	297	61 312	B1 III	9,75	0,53
248	62 280	B2	10,15	0,29	298	61 313	B9	8,36	0,14
249		B2	11,75	0,44	299		A0	12,43	
250	62 282	F0	10,10	0,49	300		K0	11,92	1,15
251	62 281	M	11,33	2,24	301		B8	11,07	0,39
252	62 283	F0	10,30	0,47	302		K0	11,72	1,45
253		B8	11,54	0,45	303		A0	11,51	0,33
254	61 302	B1	10,35	0,37	304		A0	11,77	0,47
255		B2	11,15	0,41	305		A0	12,15	0,50
256	61 304	B8	(6,6)		306		B8	10,89	0,28
257		K5:	11,80	1,97	307		A2	11,00	0,43
258		A2:	11,81	0,57	308		G0	11,52	0,59
259		B3	11,96	0,51	309		A5	11,40	0,47
260		G0	12,13	0,63	310		B2	10,97	0,64
261		F8	12,39	0,68	311		A0	12,19	0,38
262		F8	11,96	0,70	312		G0	11,36	0,58
263	61 307	A0	10,50	0,26	313		F8	11,47	0,49
264		F2	11,52	0,57	314		B8	11,60	0,47
265		G0	12,25	0,68	315		B8	10,87	0,61
266		K2	11,66	1,72	316		A0	10,88	0,29
267		B1	11,36	0,53	317	62 298	gG8	9,52	0,99
268	62 286	F0	10,15	0,39	318	62 300	B1 : pne	10,29	0,33
269		B5	12,24	0,76	319		B8	12,32	
270		B8	12,48	0,72	320		A0	11,11	0,48
271		B3	12,34	0,62	321		B3	12,10	0,56
272		F8	11,05	0,52	322		K0	11,35	1,11
273	62 287	B5	9,36	0,36	323		F5	11,38	0,58
274		A2	11,17	0,40	324		K0	11,58	0,91
275	62 288	B5	11,01	0,41	325		F8	11,81	0,58
276		B1	12,02	0,50	326		B8	12,38	
277	153	B3 : II:	11,20	0,62	327	62 302	A0	10,39	0,33
278		A	12,7		328		G0	11,80	0,64
279		B5	12,02	0,52	329	62 301	A0	9,24	0,28
280		G2	12,49	0,70	330		A5	11,96	0,55
281	62 289	F8	11,17	0,61	331	62 303	F5	10,97	0,49
282	61 309	gK0	9,84	1,10	332		B3	12,17	
283		B8	10,81	0,29	333	61 322	A0	10,95	0,32
284		B2	12,03	0,45	334		A0	12,10	0,44
285		G5	11,56	0,63	335		A0	11,61	0,42
286	62 291	A0	10,22	0,21	336	61 323	K0	12,01	1,28

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
337		K0	11,38	1,41	387		B2	12,30	0,57
338		A2	12,49		388		B1	11,58	0,56
339	62°304	B3 IIIa	10,72	0,47	389		B2	12,07	0,55
340		A5	11,14	0,52	390	61°347	B1	11,31	0,65
341		A0	11,82	0,60	391	62 317	K0	11,04	1,15
342		G5	12,36	0,70	392	62 319	F2	9,78	0,41
343	61 325	B3	11,75	0,38	393		B8	11,65	
344	61 326	gK0	10,17	1,06	394		B8	12,33	
345		B5	11,91	0,45	395		A0	11,70	0,47
346		B3	11,63	0,41	396		A5	11,67	0,49
347		A0	11,86	0,57	397		B8:	12,35	
348		G2	12,37	0,71	398		A	12,6	
349		G5	11,90	0,76	399	61 350	F0	11,24	0,49
350	61 328	gK0	10,38	1,13	400		A5	12,59	
351		B0:	12,39	0,53	401		K0	12,27	1,36
352	62 308	B8	11,97	0,40	402		B3	12,04	0,45
353		K0	12,08	1,06	403		B2	11,37	0,36
354		G2	12,55	0,67	404		B8	12,28	0,53
355		K5:	12,34	1,38	405	62 323	K0	11,33	1,06
356		G0	11,82	0,70	406		A0	12,46	
357		A0	11,58	0,48	407		B0	11,28	0,36
358		G0	11,94	0,66	408	61 352	A0	(7,5)	
359		G0	11,75	0,62	409		B1	11,42	0,50
360		A5	12,40	0,61	410	61 353	B3	10,36	0,34
361		G0:	11,93	0,65	411		G0	11,96	0,71
362		G8	12,05	0,77	412		K0	11,71	1,10
363		G8	12,05	0,77	413		B8	11,50	0,43
364		G2	12,43	0,65	414		B8	11,59	0,73
365		A	12,54		415		B8	12,05	0,58
366		A0	12,40	0,57	416		F0:	12,22	0,66
367		K2	11,64	1,52	417		A0	11,81	0,55
368		B3	12,43		418		G0	12,00	0,67
369	62 309	A2	11,05	0,45	419		B2	11,39	0,36
370		A0	11,65	0,38	420	61 357	B9	10,91	0,56
371	62 312	F8	11,32	0,66	421		B8	12,24	0,60
372		A0	11,78	0,43	422	61 358	A0	10,47	0,25
373		B3	11,70	0,41	423		A0	12,43	0,65
374		B5	12,35		424		F5	11,58	0,56
375		B3	12,00	0,45	425		A5	11,19	0,56
376		A2	11,02	0,41	426	62 325	K0	10,01	1,30
377		B8	12,23	0,62	427		B2	11,40	0,44
378		A0	11,87	0,45	428	62 327	B1	11,40	0,40
379		G2	12,50	0,70	429		B2	11,88	0,47
380		B3	12,31	0,53	430		F5	11,83	0,55
381		F5	11,94	0,67	431	62 328	B5	9,89	0,47
382		B5	10,98	0,37	432	62 326	A2	10,31	0,36
383		B	12,27	0,55	433		B8	11,44	0,40
384		B8	11,71	0,58	434	62 329	K2	11,37	1,83
385	61 342	B0,5 II	10,00	0,44	435		B9	11,93	0,45
386	61 343	K5	11,47	1,76	436		K0	11,69	0,79

Зона +62°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
437		A0	m 10,83	m 0,38	457	197	B2 V	m 11,05	m 0,41
438		G2	12,07	0,83	458	200	B2 : V:	11,68	0,52
439	62° 332p	B1	10,75	0,42	459		A0	10,75	0,28
440	62 332s	K5	10,68	1,59	460	61° 364	K0	11,34	1,08
441	62 331	B3	10,89	0,45	461	198	B1 V	11,07	0,50
442		A0	11,49	0,42	462	62 336	G8	10,39	0,93
443	61 360	F5	11,90	0,67	463		G2	11,52	0,75
444		A5	12,33	0,71	464		B2	12,23	0,53
445		K0	12,14	1,25	465		G8	12,12	0,81
446		G2	11,91	0,67	466	62 337	gK0:	11,51	1,41
447		G8	12,05	0,83	467	62 338	B1	9,51	0,32
448		B5	12,66		468	61 367	F2	10,61	0,49
449		A5	12,5		469	61 368	A5	10,69	0,56
450		B3	12,43		470		F8	11,79	0,58
451	61 362	B2 III	10,73	0,44	471		A0	11,18	0,37
452		B8	11,70	0,47	472		F8	12,13	0,84
453		A0	11,79	0,51	473	62 339	F2	12,05	0,56
454		G2	12,07	0,67	474		F2	11,96	0,60
455		B2	11,20	0,43	475		F5	11,73	0,53
456		B5	12,39	0,52					

Зона +63°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
1		A2	m 11,16	m 0,52	21	63° 136	F2	m 10,38	m 0,42
2		A2	11,65	0,37	22		B8	11,88	0,49
3	62° 191	F8	8,74	0,52	23	62 197	F8	10,09	0,42
4		F2	11,81	0,39	24	63 140	B8	10,40	0,41
5		B0	11,89	0,45	25*	63 141	G2e	9,07	1,53
6		G0	12,04	0,70	26	62 200	F2	10,68	0,45
7		B8	11,90	0,56	27		B0	11,88	0,72
8		B0	11,72	0,52	28		M	12,09	1,48
9	97	B1 IV	10,69	0,65	29	62 204	F0	10,30	0,68
10		F8	12,10	0,65	30	62 201	G2	9,23	0,85
11	63 131	G8	11,60	0,91	31		gG8	11,47	1,23
12		G2	11,83	0,75	32		A0	11,87	0,49
13	62 193	G8	10,96	0,95	33	63 138	G8	9,44	0,75
14	62 194	F8	8,86	0,50	34		B8	11,94	0,66
15		F5	10,71	0,58	35	63 137	K5	10,31	1,28
16		F5	11,42	0,56	36	62 203	gG5	8,78	1,05
17	63 134	G0	9,34	0,55	37		F8	11,79	0,78
18	62 196	B2	10,57	0,49	38	62 206	B2	11,78	0,64
19		F8	12,25	0,73	39		F5:	12,12	0,74
20		F5	12,11	0,63	40		G2	12,46	0,76

* Водородные и другие линии имеют эмиссионные компоненты

№	BD	Sp	m_{pg}	Cl	№	BD	Sp	m_{pg}	Cl
41	63°143	F5	9,95	0,52	91		F5:	12,63	0,88
42	62 209	F5	8,82	0,55	92		0	12,63	1,48
43		G5	12,56		93		B3:	12,48	0,67
44		B2:	12,48	0,92	94		B0	12,43	0,82
45	62 212	B0,5 V	10,41	0,79	95	62°231	G8	11,30	1,25
46		B5	12,35	0,70	96	62 232	F5	11,23	0,86
47	62 213	F8	10,44	0,53	97		F8	11,47	0,70
48	62 214	A0	9,68	0,46	98		K0:	12,12	1,39
49	63 147	A3	(7,6)		99	62 233	K0	10,85	0,98
50		A0	12,50	0,55	100	63 165	B8	10,51	
51	63 148	F0	10,81	0,39	101	63 166	K5	11,42	1,98
52		A0	10,52	0,37	102		B1	10,85	0,46
53		A2	11,51	0,47	103		G2	12,55	0,72
54		B8	12,17	0,52	104	62 235	A1	8,59	0,16
55		F8	10,79	0,49	105	63 168	F0	9,44	0,34
56		K2	11,89	1,58	106		F5	11,47	0,54
57		B8	11,01	0,48	107		G2	12,69:	
58	62 216	B9	9,81	0,32	108		G0	12,35	0,62
59	62 218	gK2	9,32	1,42	109		B	12,50	0,66
60	62 217	M0:	11,73	2,07	110	63 171	G2	11,27	0,62
61		A0	11,17	0,38	111	63 172	F8	9,77	0,50
62	62 219	A2	9,97	0,52	112		F8	11,83	0,47
63		A5p	11,37	0,65	113	63 173	M2	11,88	1,87
64	63 151	K0	11,85	1,62	114		A8:	12,25	0,58
65	63 154	K0	11,50	1,65	115		F5	11,60	0,50
66	63 155	K0	11,12	1,26	116		G8	11,59	0,83
67	63 152	A0	10,53	0,45	117		K0	11,18	1,07
68	63 153	F5	9,48	0,52	118		B8	12,10	0,72
69		B8	12,36	0,64	119	62 238	B0	11,37	0,80
70		F5	10,87	0,49	120	62 239	gG8	10,30	1,15
71		G0	12,26	0,83	121		A0	11,54	0,63
72	63 159	A0	10,00	0,22	122	62 240	K0	10,95	1,22
73		B8:	12,67		123	63 177	F5	10,37	0,40
74	62 220	G8	10,98	1,05	124		B5	12,35	0,62
75	62 223	A2	11,27	0,65	125		K	12,60	1,23
76		F2	12,00	0,59	126		A0	11,70	0,40
77		B8	11,72	0,62	127		G5	11,64	0,75
78		B8	12,35	0,70	128		F8	12,37	0,63
79		gK0	10,44	1,36	129		A5:	11,96	0,51
80		G0	11,32	0,72	130		F8	12,22	0,64
81		G0	11,58	0,65	131		A5	11,44	0,56
82		B8	11,96	0,45	132		B5	12,02	0,75
83		A0	12,08	0,47	133	63 180	A0 : Ia	11,05	1,04
84	62 225	A0	9,84	0,30	134		A5	12,09	0,52
85	63 122	F2	9,93	0,36	135		F8	12,35	0,75
86	62 227	A0	10,18	0,19	136		A2	12,42	0,79
87		B2	12,31	0,86	137		F2	11,00	0,48
88		F8	11,91	0,59	138	63 183	G5	9,93	0,76
89		A5	11,86	0,64	139	63 182	F8	10,38	0,49
90		BO:	12,06	0,84	140		0	12,64	0,91

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
141	62 247	gG2	m 10,27	m 0,85	191		K5:	m 12,23	m 1,58
142		A5	11,98	0,64	192		B2	12,63	
143	62 248	F5	9,49	0,45	193	62° 264	K0	8,52	1,29
144		A8	11,95	0,53	194		G0	11,88	0,72
145		G5	12,11	1,09	195		G0	12,15	0,79
146	62 250	G0	10,77	0,55	196		B0	12,06	0,74
147	62 251	A0	10,79	0,28	197		B9	12,19	0,54
148		K2	12,35	1,43	198	63 201	F2	10,46	0,40
149		B8	10,81	0,46	199		A0	11,89	0,72
150		F8	11,62	0,64	200	62 262	K0	11,24	1,20
151		B3	11,46	0,53	201		B8	12,55	
152		A0	11,12	0,30	202		G8	11,90	0,78
153		A5	11,49	0,57	203		G0	12,28	0,76
154		F5	12,10	0,69	204	63° 204	B8	10,53	0,37
155		B5	11,53	0,62	205		A0	12,22	0,49
156		B0	12,22	0,94	206	62 271	B3	9,19	0,65
157	63 189	B8	11,31	0,63	207	62 273	gK0	11,60	1,21
158	63 188	G8	11,18	0,75	208		F5	11,02	0,52
159		K0	11,67	1,16	209		G8	12,41	0,94
160		F5	11,42	0,57	210		B5	11,31	0,48
161	62 254	O9.5 IV	9,09	0,40	211		A0	12,38	0,55
162		A2	12,28	0,59	212	63 206p	A2	8,56	0,20
163		G8	12,33	0,75	213	63 206s	A0	10,16	
164		F5	11,53	0,66	214	63 205	gK0	10,96	1,30
165		A5	11,17	0,58	215		F8	11,55	0,55
166		A5	11,63	0,56	216	62 275	B3? III	10,66	0,84
167		B1	11,69	0,65	217		G5	12,36	0,73
168		A2	11,80	0,58	218	62 277	A0	(7,5)	
169		F8	11,81	0,55	219	62 276	gK0	10,86	1,22
170		K0	11,89	1,25	220	62 276up	B3	11,38	0,56
171		B1	11,64	0,55	221		B8	10,95	0,34
172		B5	12,16	0,62	222	62 278	B0,5 III	10,50	0,65
173	62 255	A0	10,91	0,38	223	62 279	B8	10,76	0,20
174	62 258	B1 IV	10,54	0,67	224		G8	11,92	0,81
175		B1	11,46	0,62	225		K5	11,97	1,64
176	63 193	A0	8,1		226		F8	11,89	0,55
177		A5	11,74	0,51	227		B2	12,18	0,60
178	63 195	F5	10,85	0,51	228		G8	12,28	0,77
179		F8	11,91	0,69	229		B0	11,94	0,52
180		G2	12,60	0,75	230		F8	11,94	0,48
181	62 259	B5 Iab	8,02	0,55	231		G0	11,54	0,61
182		F0	11,85	0,53	232		A8	10,91	0,39
183		G0	12,41	0,76	233	62 284	K0	9,46	0,86
184	62 261	F5	11,14	0,59	234	63 214	A2	9,74	0,30
185		B5	12,14	0,65	235		B0:	12,32	0,55
186		F8	11,92	0,60	236	62 285	B3	9,38	0,59
187		B2:	12,39	0,68	237		A0	11,53	0,51
188	62 262	A0	7,9		238		B8	10,74	0,40
189		B2	11,43	0,90	239		A2:	12,43	0,74
190		B5	12,57	0,73	240		A2	11,66	0,62

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
			m	m				m	m
241	63°215	A2	11,57	0,53	291		K2	11,12	0,99
242		A0	12,23	0,50	292		G0	12,18	0,60
243		K2	11,45	1,03	293	62°305	gG8	8,92	1,17
244	63 217	A0	9,24	0,32	294		G2	12,34	0,69
245		F2	10,4		295		G2	11,74	0,69
246		G0	11,95	0,62	296	63 240	B8	11,11	0,87
247		A2	12,42	0,59	297		G0	11,68	0,63
248	63 218	O9,5 Ib	8,53	0,31	298	63 238	K0	(6,7)	
249	63 219	B8	10,50	0,43	299		B5	12,32	0,66
250		B8	12,57		300	62 306	A2	8,48	0,32
251		B5:	12,19	0,44	301		G2	11,96	0,70
252		A2	11,88	0,53	302	62 307	B5	11,67	0,43
253		B8	11,79	0,62	303		B5	11,71	0,46
254		G0	12,38	0,70	304		A0	12,07	0,59
255	62°290	A2	10,53	0,42	305		B8	10,99	0,47
256		B5	11,96	0,70	306		A0	12,20	0,49
257	62 292	B1 : pe	10,95	0,55	307		A0	12,03	0,56
258	62 295	A5	9,30	0,73	308		G2	12,27	0,72
259		K2	11,73	1,43	309		B8	12,56	
260		B0	10,60	0,57	310		B8	12,24	0,40
261	62 293	G8	11,33	0,98	311		B0	12,24	0,59
262		B8	12,47		312		B9	11,94	0,45
263	63 224	gG8	9,02	1,18	313		G0	12,54	0,68
264*	63 226	O	9,88	0,19:	314		gF0	12,06	1,05
265		B0	10,28	0,30	315		G0	12,28	0,60
266		B1	11,52	0,52	316		G0	11,55	0,65
267	62 296	B1 IV	10,38	0,54	317		A0	11,92	0,43
268	62 297	B1 Ib	9,77	0,63	318		A5:	11,94	0,54
269		B1	10,93	0,38	319		B2:	12,48	0,82
270	63 228	B1	11,10	0,36	320		A0	12,11	0,55
271	63 229	dM0	9,62	1,22	321		B8	12,07	0,53
272		B3	11,02	0,58	322		F2	11,24	0,50
273		A2	11,05	0,52	323		F5	11,50	0,53
274		B3	11,70	0,55	324	62 310	B8	10,36	0,28
275		B8	10,81	0,28	325		G0	11,62	0,62
276		F5:	11,98	0,62	326		A0	11,49	0,33
277	62 299	G8	10,51	0,93	327		F8	12,02	0,56
278		A0	11,97	0,50	328		B5	11,95	0,44
279	63 231	A2	10,03	0,32	329		K0	12,02	1,17
280		A2	10,94	0,50	330		A0	10,89	0,27
281	63 234	A0	9,69	0,27	331	62 313	A0	9,98	0,32
282		F8	11,77	0,61	332	62 314	B9	10,19	0,27
283	63 235	F5	10,16	0,44	333	62 315	B2	11,45	0,46
284	63 236	G5	9,28	0,64	334	63 251	G0	11,07	0,67
285		F2	10,93	0,48	335	63 253	B0 III	9,77	0,45
286		gK0	11,37	1,45	336		F5	11,66	0,53
287		A	12,35		337		G0	10,80	0,56
288		K5	12,12	1,69	338		B8	10,28	0,33
289		B5	12,38		339	62 316	B5	10,09	0,33
290		B8	12,10	0,49	340		B3	11,16	0,31

Зона +63°

№	BD	Sp	m_{pg}	CI	№	BD	Sp	m_{pg}	CI
341		F5	11,53	0,63	372	62°334	A1	9,27	0,30
342		A8	10,82	0,47	373		A5	11,96	0,61
343	62°318	A0	11,33	0,39	374		B8	11,20	0,36
344	63 256	F8	10,90	0,68	375	63 267	A0	11,04	0,35
345		B5	12,38	0,61	376	63 268	gK0	10,60	1,28
346		K0	11,49	1,08	377		A2	11,37	0,54
347	62 322	A0	8,53	0,17	378	63 269	K0	10,49	1,08
348		A2	11,68	0,51	379		G8	11,76	0,94
349		F5	12,39	0,60	380	62 335	B2	11,29	0,89
350		A5	11,44	0,49	381		A2	12,20	0,42
351		B	12,27	0,65	382		B0	12,30	0,89
352		K2:	12,34	1,31	383		G2	12,17	0,70
353	62°324	A0	10,66	0,44	384		G5	11,66	0,96
354		B8	11,87	0,47	385		A0	10,91	0,45
355		G0	11,87	0,72	386	63 271	F5	11,36	0,52
356		G0	12,23	0,61	387		B8	11,82	0,52
357		B2	11,35	0,46	388	63 272	A0	10,59	0,37
358		B	12,59	0,70	389		G0	12,03	0,62
359		K0	12,23	1,24	390		A2	11,35	0,41
360	63 259	K0	11,26	1,18	391		F8	11,34	0,54
361	63 261	Врпне	10,13	0,51	392		A0	11,50	0,48
362		B2	10,55	0,33	393		B8	12,32	0,48
363		B8	12,11	0,45	394		G2	11,73	0,68
364		B5	11,93	0,71	395		B2	12,20	0,52
365		A2	11,34	0,45	396		A0	12,19	0,53
366	62 330	K2	10,29	1,69	397		A0	11,70	0,49
367		B2	11,73	0,68	398		A0	11,75	0,47
368		G0	12,11	0,64	399		A0	12,25	0,47
369	63 264	F5	10,82	0,61	400	63 276	A0	10,73	0,39
370		A0	11,73	0,47	401		A	12,42	
371	62 333	A0	10,02	0,21					

П Р И М Е Ч А Н И Я

Зона +58°
 416. Двойная, ADS 1334 A
 Зона +59°
 227. Переменная, IL Cas
 Зона +60°
 184. Переменная, XZ Cas
 238. Переменная, BV Cas
 248. Переменная, XX Cas

Зона +61°
 409. Переменная, ВУ Cas
 Зона 62°
 115. Переменная, АQ Cas
 208. Переменная, IM Cas
 Зона +63°
 264. Скопление звезд OF

Л и т е р а т у р а

1. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 14, 1956.
2. Э. С. Бродская, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 299, 1958.
3. H. L. Johnson. Ap. J., 119, 181, 1954.
4. H. Arg. A. Sandage a. C. Stephens. Ap. J., 130, 80, 1959.
5. A. Blaauw, W. A. Hiltner a. H. L. Johnson. Ap. J., 130, 69, 1959.
6. A. H. Farnsworth. Ap. J. Suppl. Ser., 2, № 15, 1955.
7. W. H. Hiltner. Ap. J. Suppl. Ser., 1, № 24, 1956.
8. И. М. Копылов Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 120, 1953.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО ГИДИРОВАНИЯ ТЕЛЕСКОПОВ
С ПОЛУДИСКОВЫМ МОДУЛЯТОРОМ СВЕТОВОГО ПОТОКА

Ю. А. Сабинин, П. В. Николаев

Описывается фотоэлектрическая следящая система с полудисковым модулятором светового потока, предназначенная для автоматического гидирования телескопов. Изложен принцип построения системы, проведен анализ работы наиболее важных ее узлов, представлены материалы экспериментальных исследований, даны рекомендации по выбору параметров оптической системы гида.

На основе данных опыта показано, что применение подобной системы позволяет полностью исключить визуальное гидирование при выполнении широкого круга астрофизических исследований, так как она обеспечивает точность, достаточную для получения хороших прямых фотографий участков неба при экспозициях в несколько часов.

Экспериментальная проверка системы была проведена на ряде телескопов Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, где в настоящее время фотогид с полудисковым модулятором находится в опытной эксплуатации на 1220-мм рефлекторе.

A SYSTEM WITH A SEMI-DISK MODULATOR OF LIGHT BEAM FOR AUTOMATIC GUIDING OF TELESCOPES, by Y. A. Sabinin, P. V. Nikolayev. A photoelectric following system with a semi-disk modulator of the light beam for automatic guiding of telescopes is described. The principle of the design of the system, an analysis of the operation of its main parts, data on experimental investigations and recommendations for the selection of parameters of the optical system of the guide are given.

On the basis of experimental data it is shown that the application of such a system permits the total exclusion of visual guiding in a wide range of astrophysical investigations, as it provides for a precision of guiding sufficient for obtaining good photographs with an exposure of several hours.

The system was tested on several telescopes of the Crimean Astrophysical Observatory. At present a photoguide with a semi-disk modulator is being tested on the 1220 mm reflector.

В Институте электромеханики АН СССР (ИЭМ) в последние годы был разработан ряд автоматических устройств для управления астрономическими инструментами. К их числу относится система автоматического гидирования телескопов с полудисковым модулятором светового потока.

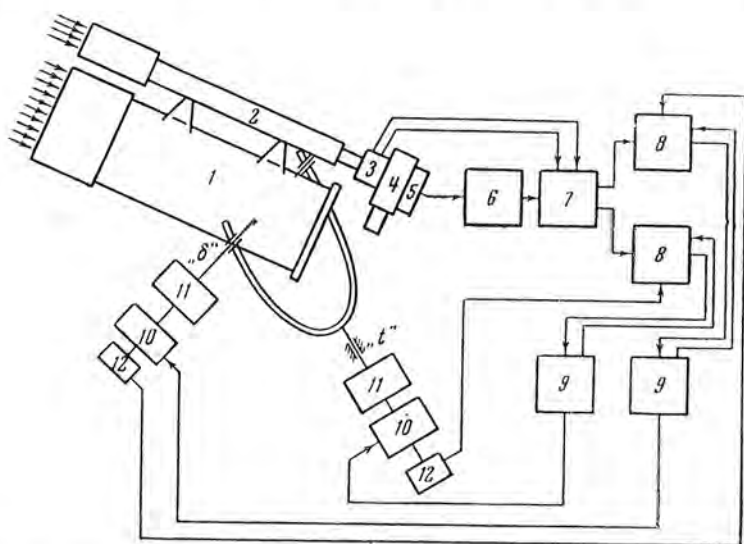
Впервые полудисковый модулятор светового потока для фотогидирования был применен Бэбкоком в 1947 г. Однако в системе Бэбкока был использован релейный выход на исполнительные двигатели, что обеспечивало лишь периодический контроль положения телескопа, а наличие щеточного механического коммутатора снижало надежность. Система

Бэбкока использовалась исключительно при спектрографических работах, и в литературе нет никаких сведений о точности работы этой системы, ее предельной чувствительности и применимости для получения автоматическим путем прямых фотографий участков неба.

Система автоматического гидирования, разработанная в ИЭМ АН СССР, является системой непрерывного действия и может с успехом применяться как при прямом фотографировании, так и при любых других астрономических наблюдениях.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА СИСТЕМЫ

При описании структурной схемы (фиг. 1) и принципов работы отдельных ее узлов будем предполагать, что полудиск модулятора светового потока вращается в фокальной плоскости гида, хотя для работы системы может быть использован свет звезды, отраженный от щели спектрографа,



Фиг. 1. Структурная схема системы фотоэлектрического гидирования.

или искаженное аберрациями изображение звезды на краю поля основной трубы.

Собранный гидом 2 световой поток от звезды, по которой ведется гидирование, модулируется в модулирующем устройстве 3 и попадает на фотокатод фотоумножителя 4, где преобразуется в электрический ток. При наличии ошибки, т. е. при смещении изображения звезды с визирной оси, на нагрузочном сопротивлении фотоумножителя возникает переменная составляющая напряжения. Это напряжение усиливается в предусилителе 5 и поступает на вход усилителя напряжения низкой частоты 6. Далее усиленный сигнал переменного тока подается в блок амплитудно-фазового детектора 7, куда одновременно от модулирующего устройства подводятся два синусоидальных опорных напряжения, сдвинутые по фазе на 90° . В результате сопоставления фаз опорных напряжений и

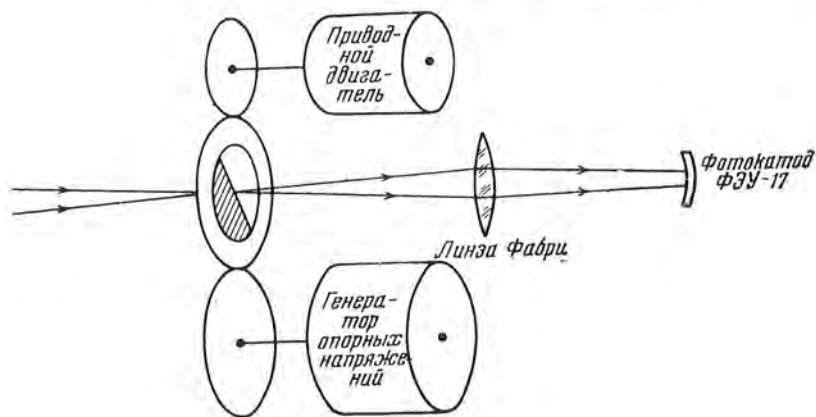
сигнала в амплитудно-фазовом детекторе вырабатываются два напряжения постоянного тока, которые являются сигналами ошибки по осям прямого восхождения (α) и склонения (δ). В дальнейшем каждый сигнал ошибки усиливается своим усилителем постоянного тока 8 и электромашинным усилителем 9. Последний питает якорь исполнительного двигателя 10, связанного с телескопом посредством редуктора 11. Двигатель, отрабатывая возникшее рассогласование, корректирует положение телескопа.

Для стабилизации системы и обеспечения аperiodического характера переходного процесса в системе предусмотрены отрицательные обратные связи:

- а) жесткая по скорости от тахогенераторов 12, установленных на валах исполнительных двигателей;
- б) гибкая по напряжению выхода электромашинного усилителя.

МОДУЛИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

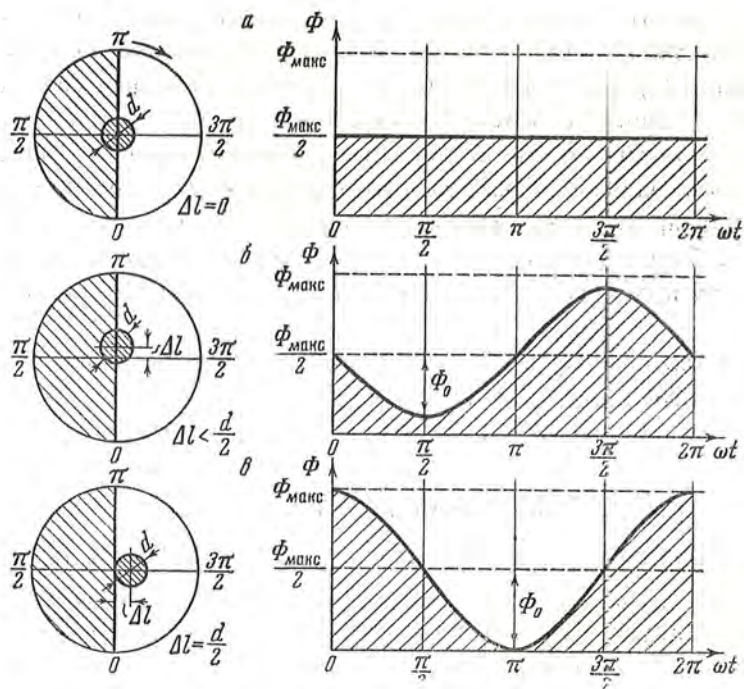
Модулирующее устройство состоит из полудиска модулятора светового потока, приводного двигателя и генератора опорных напряжений. Схематично модулирующее устройство показано на фиг. 2. Приводной двигатель сообщает вращение полудиску модулятора и жестко связанному



Фиг. 2. Модулирующее устройство.

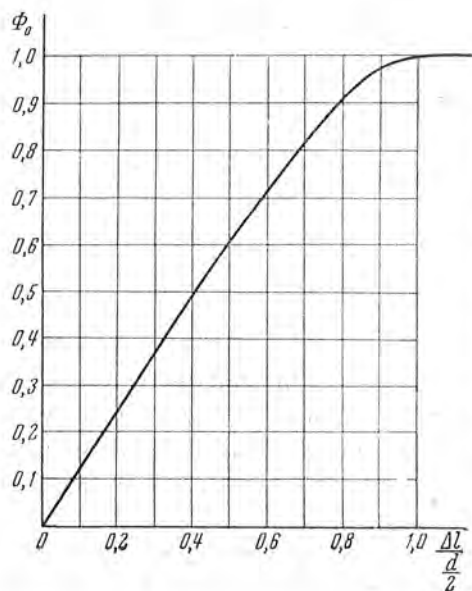
с ним ротору генератора. Генератор опорных напряжений имеет две сдвинутые на 90° статорные обмотки, с которых снимаются синусоидальные напряжения. Частота опорных напряжений равна частоте вращения полудиска модулятора (частота модуляции светового потока), и они сдвинуты по фазе на 90° .

Модулятор юстируется таким образом, чтобы срезанная часть пока во время вращения оставалась касательной к визирной оси, а сам нож располагался в фокальной плоскости гида. Чтобы световое пятно изображения звезды не перемещалось по фотокатоду ФЭУ при смещении изображения с визирной оси, между полудиском модулятора и фотокатодом установлена линза Фабри.



Фиг. 3. Модуляция светового потока.

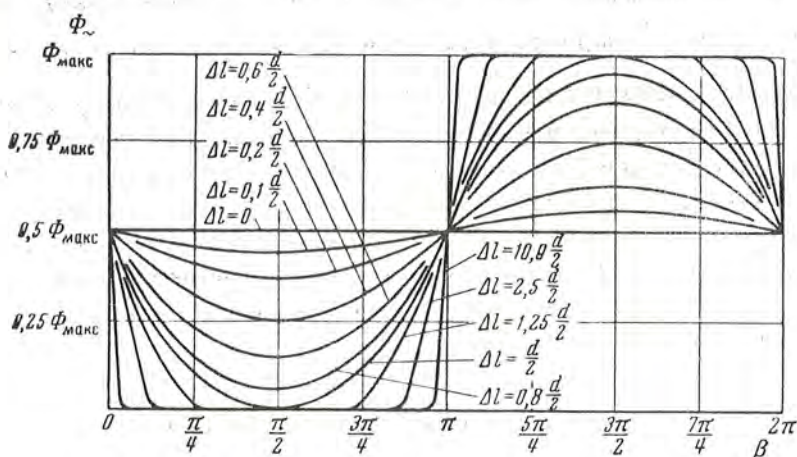
Процесс модуляции светового потока полудисковым модулятором пояснен на фиг. 3. Если смещение изображения звезды с визирной оси Δl равно нулю, то полудиск при вращении затеняет половину светового пятна.



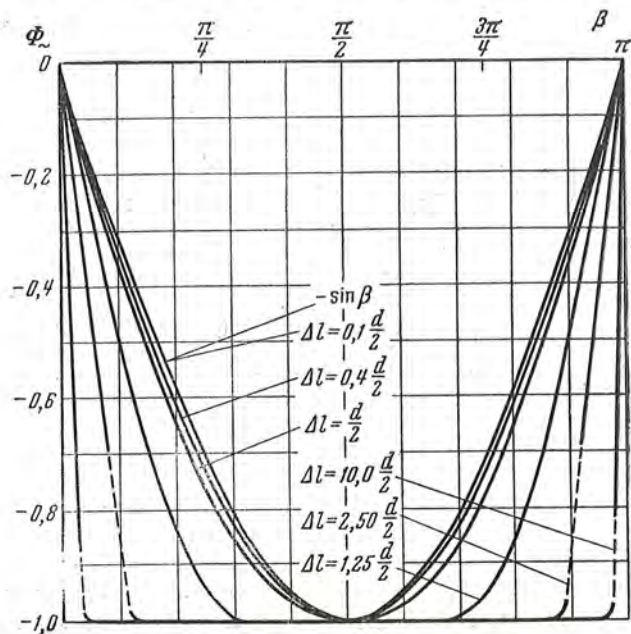
Фиг. 4. Зависимость амплитуды переменной составляющей светового потока от величины смещения изображения звезды.

При этом световой поток, поступающий на фотокатод, будет величиной постоянной, равной половине максимального потока $\Phi_{\text{макс}}$ от данной звезды. При уходе изображения звезды с оси визирования в световом потоке за модулятором появится переменная составляющая. Ее амплитуда Φ_0 возрастает от 0 до $\frac{\Phi_{\text{макс}}}{2}$ при смещении изображения Δl в пределах от 0 до $\frac{d}{2}$, где d — диаметр изображения звезды в фокальной плоскости гда. Как следует из фиг. 4, зависимость $\Phi_0 = f(\Delta l)$ в интервале $0 < \Delta l < \frac{d}{2}$ почти строго линейная.²¹ Форма переменной составляющей светового потока при

$\Delta l < \frac{d}{2}$ весьма близка к синусоидальной, а при $\Delta l > \frac{d}{2}$ постепенно переходит в прямоугольную. Зависимость переменной составляющей светового потока Φ_{\sim} от угла поворота полудиска β для различных значений Δl



Фиг. 5. Кривые модулированного светового потока



Фиг. 6. Кривые переменной составляющей светового потока в относительных единицах.

представлена на фиг. 5 в абсолютных, а на фиг. 6 в относительных величинах. На последнем графике нанесена также отрицательная полуволна кривой $\sin \beta = f(\beta)$, которая практически совпадает с кривой $\Phi_{\sim} = -f(\beta)$ для $\Delta l = 0,05 d$.

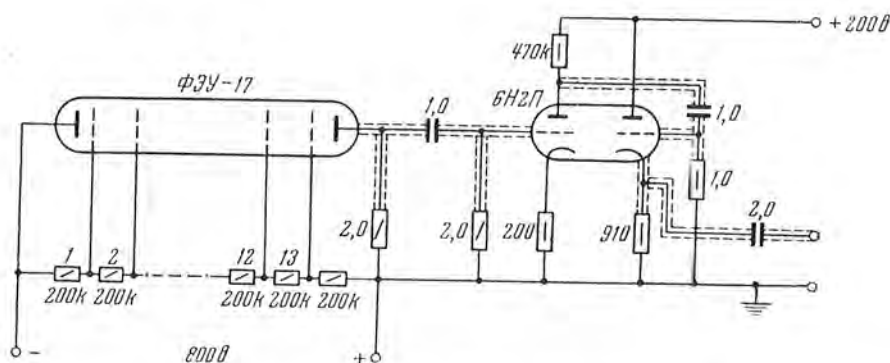
Из фиг. 3 можно легко заметить, что фаза переменной составляющей светового потока зависит от направления смещения изображения звезды.

Таким образом, при $\Delta l \leq \frac{d}{2}$ и неизменной яркости звезды амплитуда переменной составляющей светового потока за модулятором однозначно определяет величину смещения изображения звезды с визирной оси, а фаза ее — направление этого смещения. Следует иметь в виду, что диапазон $0 < \Delta l < \frac{d}{2}$ нормально является рабочим диапазоном системы, так как смещения изображения звезды в гиде больше, чем на $\frac{d}{2}$, приводят к большому ухудшению четкости изображения звезд на негативе.

Частота переменной составляющей светового потока при данном способе модуляции равна частоте вращения полудиска. В рассматриваемой системе она принята равной 37,5 гц; при этом удается хорошо отфильтровать помехи, вызванные токами промышленной частоты. Вопрос об оптимальной частоте модуляции будет решен окончательно лишь после изучения характера мерцаний звезд.

ФОТОПРИЕМНИК И ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ

В качестве приемника световой энергии в системе применяется стандартный фотоумножитель с сурьмяно-цезиевым фотокатодом типа ФЭУ-17. Для питания его использован стабилизированный высоковольтный выпрямитель ВВС-1.



Фиг. 7. Принципиальная схема предусилителя.

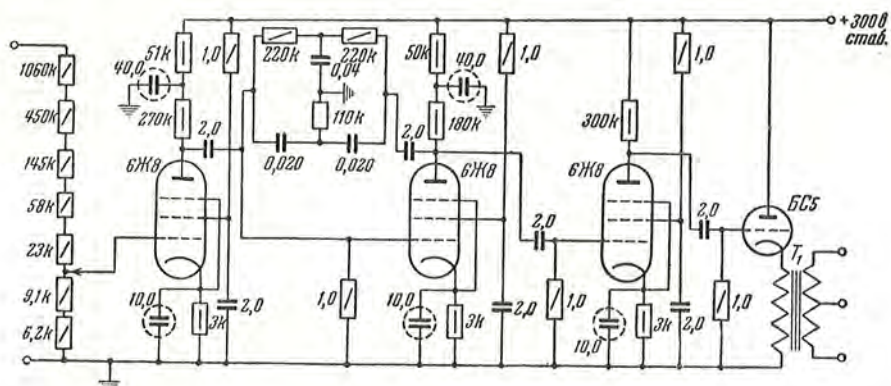
Предусилитель (фиг. 7) представляет собой каскад усиления напряжения низкой частоты, собранный по реостатно-емкостной схеме, и катодный повторитель, выход которого связан с входом усилителя напряжения низкой частоты. Катодный повторитель применен для уменьшения влияния шунтирующей емкости кабеля и его микрофонного эффекта. Оба каскада выполнены на двойном триоде 6Н2П. Для уменьшения длины соединительного кабеля они смонтированы в одном кожухе с фотоумножителем и паходятся непосредственно на телескопе. Общий коэффициент усиления предусилителя по напряжению равен 30.

Перечисленные выше мероприятия и тщательное экранирование анодных и сеточных цепей обеспечивают низкий уровень помех, вызываемых

токами промышленной частоты 50 гц и работой выпрямительных устройств. Питание анодных и накальных цепей предусилителя производится постоянным током от электронного стабилизатора напряжения.

УСИЛИТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ

Усилитель напряжения низкой частоты (фиг. 8) представляет собой трехкаскадный избирательный усилитель на сопротивлениях с катодным выходом. В качестве избирательного элемента служит двойной T-образный мост, включенный между анодом и сеткой второго каскада как



Фиг. 8. Принципиальная схема усилителя напряжения низкой частоты.

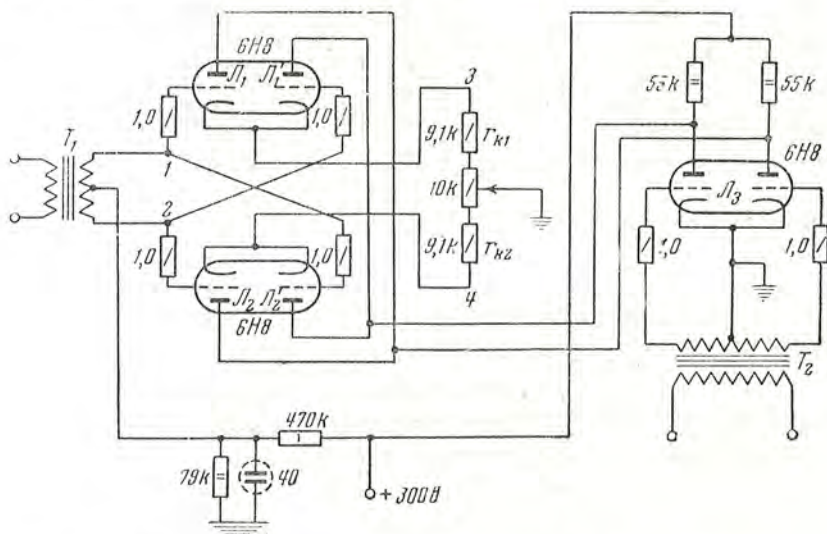
элемент отрицательной обратной связи. Усилитель настроен на частоту модуляции светового потока 37,5 гц и имеет полосу пропускания $\Delta f = 20$ гц. Для возможности регулирования коэффициента усиления на выходе первого каскада установлен ступенчатый делитель напряжения. Максимальный коэффициент усиления усилителя составляет $k = 10^5$. Сопротивления делителя напряжения подобраны так, что переключение на одну ступень изменяет коэффициент усиления в 2,5 раза; это позволяет градуировать переключатель усиления непосредственно в звездных величинах. Последнее необходимо для поддержания постоянства погрешности работы системы независимо от яркости звезды, по которой ведется гидрирование.

Как известно, величина изображения звезд в фокальной плоскости не зависит от блеска звезды, а определяется оптическими параметрами телескопа или гида. Поэтому зависимость $\Phi_0 = f(\Delta)$ будет иметь различную крутизну для разных по блеску звезд. Соответственно при постоянном коэффициенте усиления усилительного тракта мы будем иметь различные погрешности в работе системы и различный характер протекания переходных процессов. Для устранения этого необходимо при изменении блеска звезды менять коэффициент усиления тракта, чтобы крутизна системы в целом оставалась постоянной, для чего и служит делитель напряжения на входе усилителя напряжения низкой частоты. Избирательные свойства усилителя обеспечивают синусоидальную форму сигнала на его

выходе при смещениях изображения звезды с визирной оси, больших, чем $\frac{d}{2}$, когда форма переменной составляющей светового потока становится прямоугольной. Этим достигается нормальная работа системы при больших рассогласованиях, которые происходят в момент наведения телескопа на новую звезду. Все усилительные каскады выполнены на лампах 6Ж8, а катодный повторитель — на лампе 6С5.

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР

В амплитудно-фазовом детекторе выполняется преобразование сигнала переменного напряжения, поступающего от усилителя напряжения низкой частоты, в два сигнала постоянного тока, которые служат сигналами ошибки по двум осям телескопа. При этом полярность этих сигналов определяет направление ухода изображения звезды по каждой из осей управления (по оси α и по оси δ).

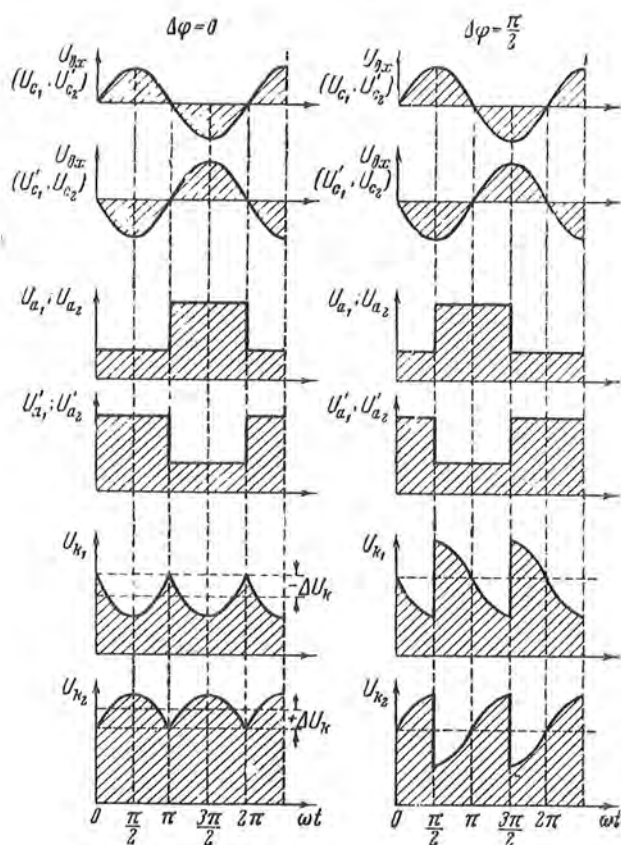


Фиг. 9. Принципиальная схема амплитудно-фазового детектора.

Схема детектора состоит из двух идентичных половин, собранных на лампах 6Ж8 и представляющих собой двухтактные амплитудно-фазовые детекторы, питаемые опорным напряжением прямоугольной формы. Разберем работу одной половины схемы, представленной на фиг. 9. Входной сигнал переменного напряжения синусоидальной формы с выходного трансформатора T_1 усилителя напряжения низкой частоты подводится к сеткам ламп L_1 и L_2 . При этом фаза напряжения в точке 1 отличается от фазы напряжения в точке 2 на 180° . Выходное напряжение постоянного тока снимается с катодных сопротивлений r_{k1} и r_{k2} между точками 3 и 4. Опорное напряжение синусоидальной формы через повышающий трансформатор T_2 с заземленной средней точкой подводится к сеткам формирующей лампы L_3 , которая работает в режиме двухстороннего ограниче-

ния. На анодах этой лампы выделяется напряжение почти строго прямоугольной формы. Этим напряжением попеременно питаются аноды ламп L_1 и L_2 .

Графики работы детектора приведены на фиг. 10. Из них следует, что, когда входной сигнал $U_{вх}$ находится в фазе с опорным напряжением, на сопротивлениях r_{k1} и r_{k2} напряжение получает приращение, среднее значение которого для r_{k1} равно $-\Delta U_k$, а для r_{k2} составляет $+\Delta U_k$.



Фиг. 10. Графики, иллюстрирующие работу амплитудно-фазового детектора.

Результирующий выходной сигнал $U_{вых}$ между точками 3 и 4 вследствие симметрии схемы равен $\pm 2\Delta U_k$. Знак минус относится к случаю, когда фаза входного сигнала отличается от фазы опорного напряжения на угол $\Delta\varphi = 180^\circ$. Если угол сдвига фаз между входным сигналом и опорным напряжением $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$, то $U_{вых} = \pm 2\Delta U_k = 0$. При любых других значениях $\Delta\varphi$ на выходе фазочувствительного выпрямителя будет существовать управляющий сигнал, величина и полярность которого могут быть определены из равенства

$$U_{вых} = 2\Delta U = \frac{4S_\partial r_k U_{\Delta u}}{\pi} \cos \Delta\varphi,$$

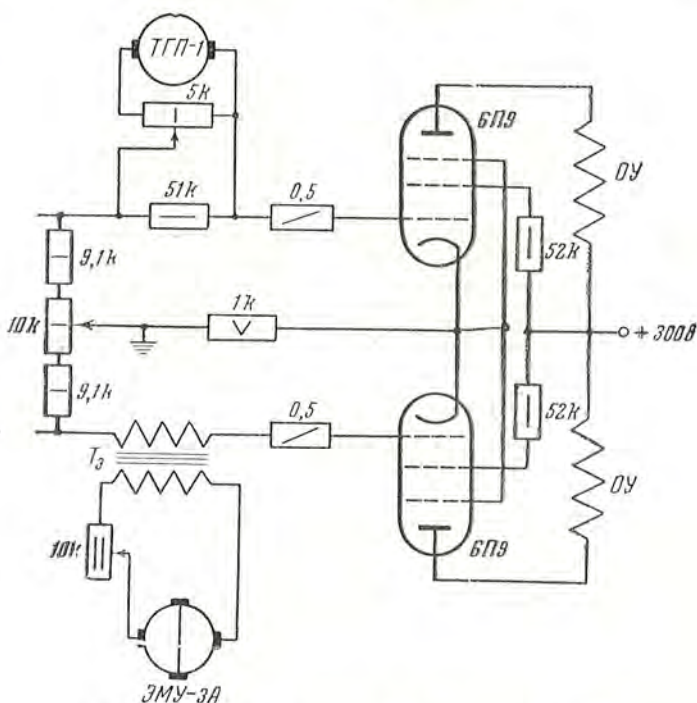
где S_{δ} — динамическая крутизна лампы; U_m — амплитуда входного напряжения; $r_k = r_{k1} = r_{k2}$.

Эта формула верна и для другого канала, если за $\Delta\varphi$ принять соответствующий угол сдвига фазы между сигналом и опорным напряжением.

Таким образом, величина выходного напряжения пропорциональна амплитуде входного сигнала и косинусу угла сдвига фазы между опорным напряжением и выходным сигналом и равна нулю при $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$. Следовательно, при уходе изображения звезды по одной из осей управления (x или δ) по второй оси сигнал ошибки будет отсутствовать, так как для него $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$. Это обстоятельство используется при настройке системы, которая сводится к компенсации фазовых сдвигов, вызываемых усилителем напряжения низкой частоты. При этом, рассогласовав предварительно систему по одной оси, поворотом статора генератора опорных напряжений добиваются равенства нулю управляющего сигнала в том канале, для которого рассогласование равно нулю.

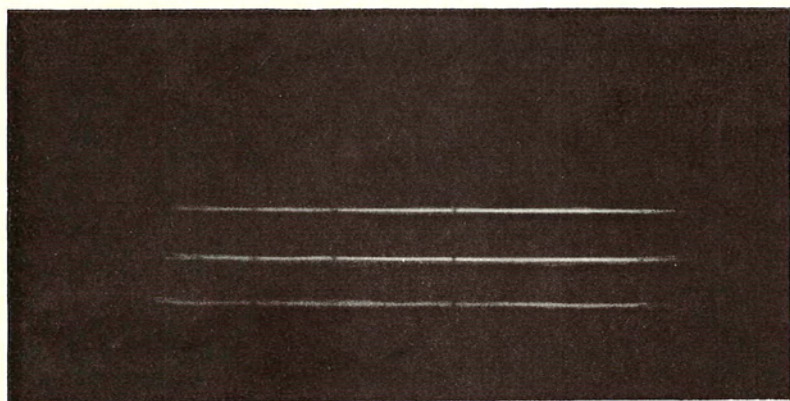
УСИЛИТЕЛЬ ПОСТОЯННОГО ТОКА

В обоих каналах управления после амплитудно-фазового детектора стоит в качестве усилителя мощности усилитель постоянного тока, со-



Фиг. 11. Схема усилителя постоянного тока.

бранный на лампах 6П9 по балансной схеме с симметричным входом. В анодные цепи ламп 6П9 (фиг. 11) дифференциально включены обмотки управления электромашинного усилителя ЭМУ-3А. В сеточных цепях



Фиг. 12. Спектрограмма звезды γ Лиры; A0; $m = 3,30$, экспозиция 40 мин, дисперсия спектрографа 36 \AA/мм .

усилителя находятся ограничительные сопротивления по 0,5 мом и элементы обратных связей: в одном плече на сопротивлении 51 ком выделяется сигнал жесткой отрицательной обратной связи по скорости, а во второй от вторичной обмотки дифференцирующего трансформатора вводится гибкая обратная связь по напряжению ЭМУ. Питание анодных цепей усилителя производится от кенотронного выпрямителя; накальные цепи подключены к переменному напряжению 6,3 в, снимаемому с одной из обмоток силового трансформатора, питающего кенотроны. Первичная обмотка этого трансформатора подключена к феррорезонансному стабилизатору напряжения, что необходимо для уменьшения дрейфа нуля усилителя постоянного тока.

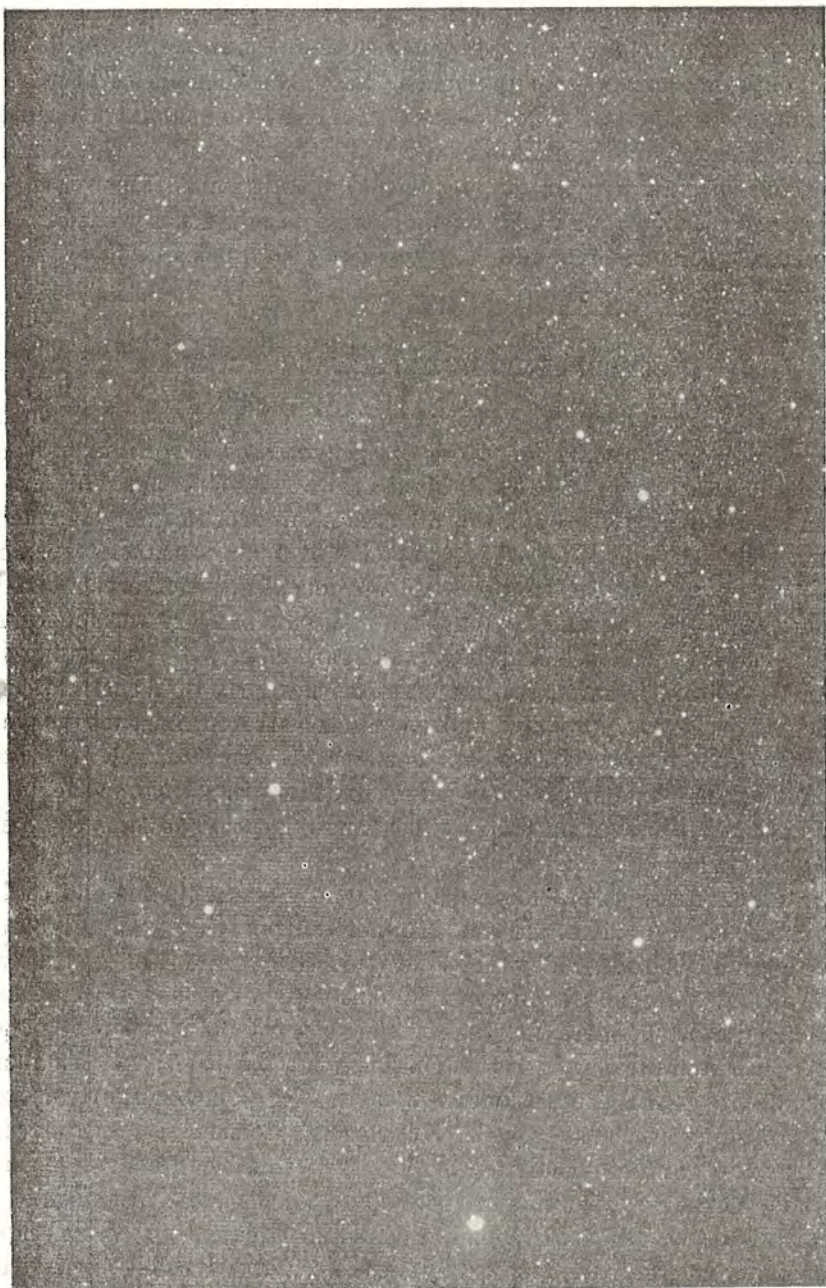
ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ

Рассматриваемая система автоматического гидирования телескопов с полудисковым модулятором света была испытана в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Макет системы первоначально был установлен на рефлекторе с зеркалом 1220 мм и опробован при спектрографических работах. При этом для гидирования использовался отраженный от щек спектрографа световой поток спектрографируемой звезды. Испытания показали, что система по точности гидирования удовлетворяет требованиям спектрографии. Был получен ряд спектров различных звезд при автоматическом гидировании, один из которых приведен на фиг. 12.

Следует заметить, что при проведении испытания на спектрографе не было устройства для расширения спектра. В связи с тем, что фотогид удерживал изображение звезды неподвижным относительно щели, спектрографии спектров имели ширину, определяемую размерами турбулентного диска звезды.

Для оценки предельно достижимой точности гидирования летом 1957 г. испытания были перенесены на двойной астрограф с диаметром входного отверстия 400 мм. Модулятор системы был установлен на гиде астрографа, а контроль работы системы производился по качеству прямых фотографий участков неба, получаемых в фокальной плоскости основной трубы. Снятые таким путем фотографии (фиг. 13 и 14) свидетельствуют о высокой точности работы системы и ее несомненной пригодности для получения прямых снимков неба. Хорошее качество фотографий при длительных экспозициях указывает на то, что ошибки при гидировании в линейной мере не превышают размеров зерна фотоматериала.

Численно в угловой мере ошибку можно оценить по осциллограмме, приведенной на фиг. 15. Эта осциллограмма иллюстрирует отработку системой рассогласования по одной из осей (по оси α). При ее съемке система при закрытой крышке гида рассогласовывалась на величину $\Delta l \gg \frac{d}{2}$, затем крышка гида открывалась и записывались кривые: 1) изменения сигнала на выходе усилителя переменного тока U_c ; 2) тока в якоре исполнительного двигателя I_n ; 3) скорости вращения исполнительного двигателя n ; 4) напряжения на выходе электромашиного усилителя U_b . По кривой изменения U_c видно, что сигнал, вызванный рассогласованием



Фиг. 13. Фотография звездного неба, полученная при автоматическом ведении телескопа по звезде ПД 29241, $m = 6.01$, $\alpha = 20^{\text{h}}54^{\text{m}}$, $\delta = +44^{\circ}43'$, экспозиция 2 часа 30 мин.



Фиг. 14. Фотография звездного неба, полученная при автоматическом ведении телескопа по звезде HD 183363 (A0), $m = 7,23$, экспозиция 1 час 30 мин.

системы, при обработке уменьшается в четыре раза. В связи с линейностью зависимостей $\Phi_0 = f(\Delta l)$ (фиг. 4) и $U_c = k\Phi_0$ можно утверждать, что статическая ошибка системы в четыре раза меньше, чем половина диаметра изображения звезды в фокальной плоскости гида, т. е. $\Delta_{ст} \leq \frac{d}{8}$, где d — размер изображения звезды в угловой или линейной мере.

Для гида с входным отверстием 150 мм

$$d'' = \frac{2,44\lambda}{D} \cdot 206\,265 = \frac{2,44 \cdot 0,55 \cdot 10^{-3}}{150} \cdot 206\,265 = 2'',1$$



Фиг. 15. Осциллограмма отработки системой начального рассогласования.

$\lambda = 0,55 \cdot 10^{-3}$ мм — средняя длина волны видимого спектра); откуда

$$\Delta_{ст.н}'' \leq \frac{d''}{8} \leq \frac{2,1}{8} \approx 0'',3.$$

Линейная величина дифракционного изображения звезды в фокальной плоскости гида при испытаниях была равна

$$d = \frac{d'' f}{206\,265} = \frac{2,1 \cdot 1800}{206\,265} = 0,018 \text{ мм}$$

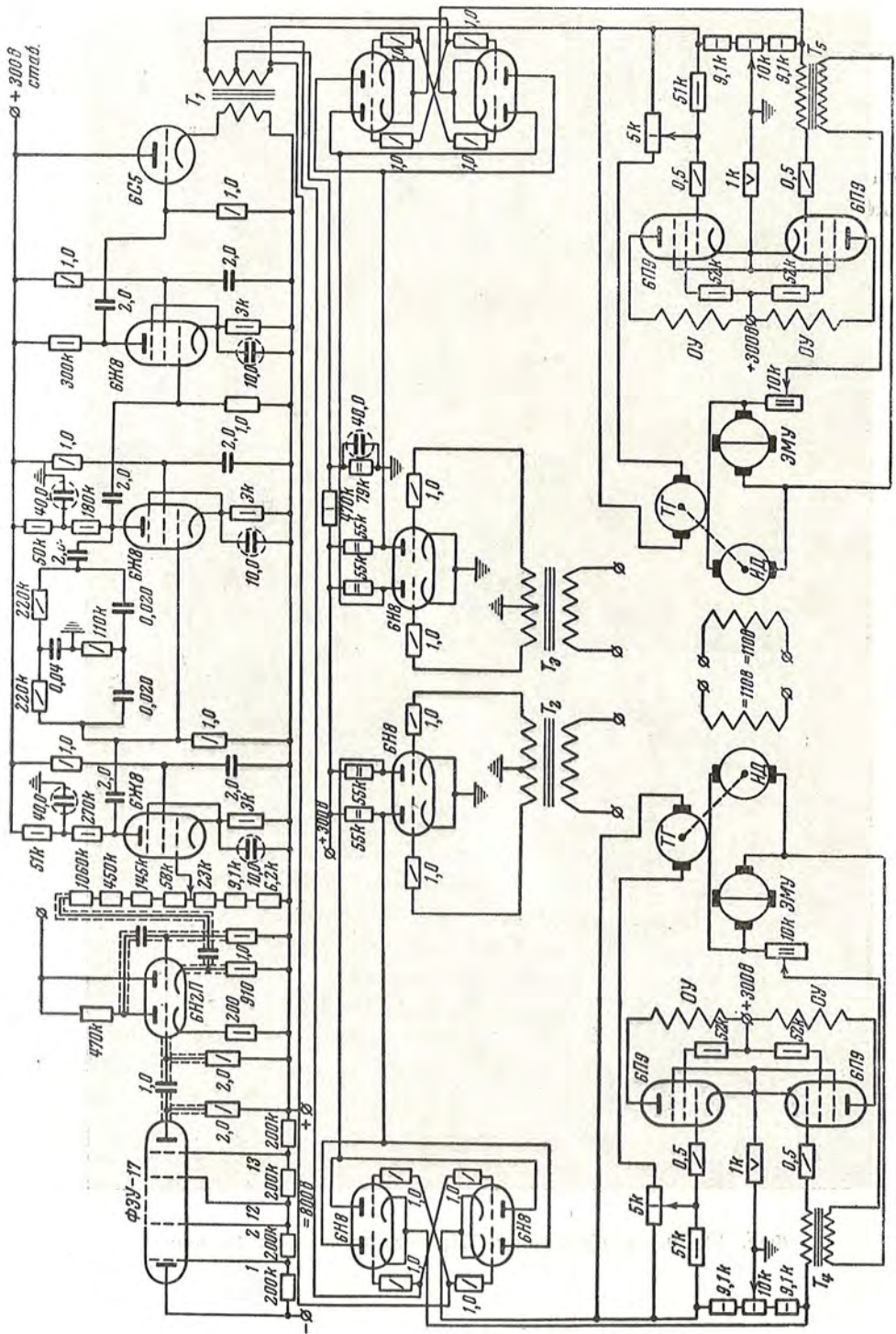
(f — фокусное расстояние гида). При этом размере изображения обеспечивается нормальная работа полудискового модулятора.

На основе приведенных соображений можно по допустимой угловой ошибке $\Delta_{ст}$ ведения телескопа (последняя определяется характером предполагаемых работ и относительным отверстием телескопа) определять параметры оптического гида для автоматического гидирования. Так, входное отверстие D [мм] определится из соотношения $D \geq \frac{2,44\lambda}{8\Delta_{ст}} \cdot 206\,265$, а фокусное расстояние, обеспечивающее требуемый диаметр изображения d [мк], получим из выражения $f = \frac{206\,265d}{d''}$.

Предельная звездная величина, по которой может осуществляться автоматическое гидирование, зависит от чувствительности ФЭУ и входного отверстия гида. Так, при применении ФЭУ-17 и входном отверстии гида 150 мм система обеспечивает надежное гидирование по звезде седьмой величины. С этой точки зрения всегда выгодно увеличивать входное отверстие гида; однако светосилу не следует иметь больше $\frac{1}{14} \div \frac{1}{15}$, чтобы обеспечить диаметр изображения звезды в гида не менее 18—20 мк. Последнее



Фиг. 16. Фотография кометы Мркоса, экспозиция 40 мин.



Фиг. 17. Принципиальная схема системы автоматического регулирования.

требование вызвано тем обстоятельством, что прецизионные шарико-подшипники в модуляторе не идеальны и могут иметь радиальный бой. Для нормальной работы модулятора бой подшипников должен быть значительно меньше диаметра изображения звезды.

Проведенные испытания подтвердили реальную возможность построения автоматических систем управления телескопами, полностью заменяющих визуальное гидрирование. При этом объектом автоматического гидрирования могут быть не только звезды, но и небесные тела, не имеющие круглой формы. В этом случае система осуществляет ведение по световому центру тяжести изображения. В подтверждение сказанному на фиг. 16 приведена фотография кометы Мркоса, полученная при автоматическом гидрировании на двойном 400-мм астрографе в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Применение двигателей и генераторов постоянного тока позволяет использовать систему практически для телескопов любых размеров: установив вместо электромашинных усилителей магнитные, можно перевести системы на двухфазные индукционные двигатели, что целесообразно при автоматизации малых телескопов.

В заключение на фиг. 17 представлена полная электрическая схема системы без источников питания.

Май 1959 г.

СЧЕТНО-РЕШАЮЩИЕ ПРИБОРЫ
АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕСКОПОМ

З. Н. Мамедова

Дается описание трех счетно-решающих приборов на вращающихся трансформаторах для определения текущих значений z , ρ , A и поправок за среднюю рефракцию в положение телескопа при различных его монтировках.

COMPUTING MECHANISMS FOR AUTOMATIC OPERATION OF A TELESCOPE, by Z. N. Mamedova. — A description is given of three computing devices on rotating transformers, which are used for the determination of current values of z , ρ , A and the corrections to mean refraction in the position of a telescope.

В ближайшем будущем астрономические обсерватории нашей страны будут оборудованы новыми телескопами, как крупнейшими в Европе, так и всевозможными телескопами средних и малых габаритов специального назначения. В связи с этим необходимо разрешить ряд вопросов, связанных с комплексной автоматизацией астрономических наблюдений. К ним относятся такие, как автоматическое гидирование по звезде, согласование положения телескопа и купола, автоматическое наведение и другие. Завершением комплексной автоматизации будет полностью автоматизированный телескоп, работающий в течение всей ночи по заранее составленной программе. Одним из основных вопросов программного управления телескопами является автоматическое программное наведение телескопа на звезду. При этом заданные программой координаты необходимо вводить с поправками, наличие которых обусловлено рефракцией, гнутием инструмента, прецессией и другими факторами. В настоящей статье рассматриваются счетно-решающие приборы для получения поправок за среднюю рефракцию. Этот вопрос был решен ранее другими путями [1]. Среднюю рефракцию считают пропорциональной тангенсу зенитного расстояния звезды, что справедливо до $z \lesssim 75^\circ$.

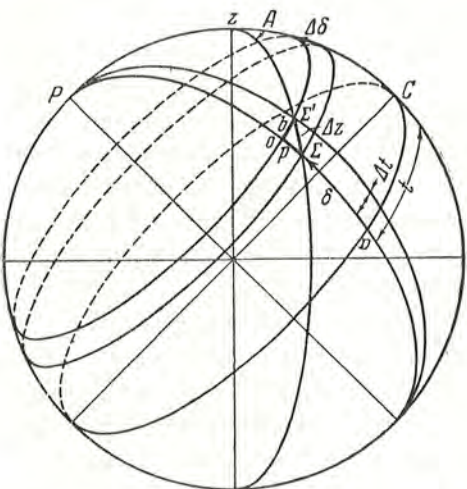
$$\Delta z = r_0 \operatorname{tg} z. \quad (1)$$

Здесь $r_0 = 57'',5$ — постоянная средней рефракции, z — зенитное расстояние звезды.

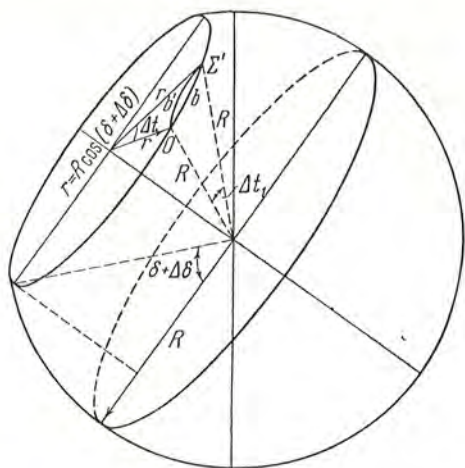
Таким образом, при азимутальной монтировке телескопа необходимо вводить поправку только по одной оси телескопа — по оси зенитных расстояний. При параллактической монтировке телескопа для учета

погрешностей за счет рефракции необходимо ввести поправки в положение телескопа по часовой оси Δt и по оси склонений $\Delta\delta$.

Используя формулу (1), можно получить выражение для Δt и $\Delta\delta$. На фиг. 1 точка Σ определяет положение звезды на небесной сфере. В экваториальных координатах ее положение определяется часовым углом t — дуга CD и склонением δ — дуга $D\Sigma$. Благодаря явлению рефракции звезда поднимается над горизонтом на величину Δz . Соответственно координаты t и δ изменяются на величину Δt и $\Delta\delta$.



Фиг. 1. К выводу зависимостей для Δt и $\Delta\delta$.



Фиг. 2. К выводу зависимости для Δt .

Рассмотрим прямоугольный сферический треугольник $O\Sigma\Sigma'$. Для его сторон $O\Sigma = \Delta\delta$ и $\Sigma\Sigma' = \Delta z$ справедливо соотношение

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta z} = \cos p, \quad (2)$$

где p — параллактический угол в сферическом треугольнике полюс — зенит — звезда. С другой стороны, имеем (фиг. 2)

$$\frac{O\Sigma'}{\Sigma\Sigma'} = \sin p. \quad (3)$$

Выразив дугу $O\Sigma'$ через Δt и используя формулу (3), можем получить следующее выражение для Δt :

$$\Delta t_1 = 2 \arcsin \left[\sec(\delta + \Delta\delta) \cdot \sin \left(\frac{\Delta z}{2} \sin p \right) \right]. \quad (4)$$

При малых значениях Δt , $\Delta\delta \cdot \Delta z$ и $\delta < 90^\circ$ получим приближенное выражение для Δt

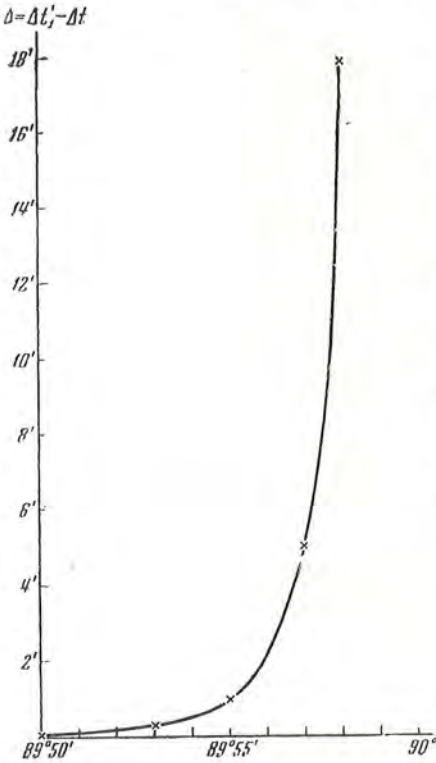
$$\Delta t \approx \sec \delta \cdot \Delta z \cdot \sin p = \sec \delta \cdot r_0 \cdot \operatorname{tg} z \cdot \sin p. \quad (5)$$

В таблице (фиг. 3) приведены значения максимальных поправок при $p = 90^\circ$ и δ , близких к 90° , подсчитанных по формулам (4) и (5).

$$p = 90^\circ$$

δ	$88^\circ 46'$	$89^\circ 50'$	$89^\circ 53'$	$89^\circ 55'$	$89^\circ 57'$	$89^\circ 58'$	$89^\circ 59'$
Δt	$46'27''.6$	$5^\circ 43' 47''$	$8^\circ 11'$	$11^\circ 27' 33''$	$1^\circ 5' 55''$	$28^\circ 38' 52''$	$57^\circ 17' 45''$
Δt_1	$46'27''.7$	$5^\circ 43' 50''$	$8^\circ 11' 18''$	$11^\circ 28' 29''$	$19^\circ 10' 54''$	$28^\circ 56' 42''$	$59^\circ 59' 12''$
$\Delta = \Delta t_1 - \Delta t$	$0''.1$	$3''$	$17''$	$56''$	$4' 55''$	$17' 50''$	$2^\circ 41' 27''$

Как видно из таблицы и графика (фиг. 3), при решении задачи по формуле (5) значительно возрастает погрешность при значениях δ , отличающихся от 90° на несколько минут. Эта зона практически является перерабочей. При наблюдении же звезд, склонение которых отличается от 90° больше чем на $10'$, погрешность практически отсутствует. Так, ее максимальное значение для Полярной звезды (α Ursae Minoris, $\delta = 88^\circ 46'$) равно $0''.1$. Таким образом, для получения поправки за среднюю рефракцию по часовой оси можно воспользоваться приближенной формулой (5), что значительно облегчит задачу. Для поправок по t и δ имеем формулы



Фиг. 3. Максимальные поправки.

Здесь Δt и $\Delta \delta$ являются функциями p , z и δ . Используя следующие зависимости, справедливые для сферического треугольника полюс — зенит — звезда ($PZ\Sigma$)

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= -r_0 \cdot \operatorname{tg} z \cdot \sin p \cdot \sec \delta, \\ \Delta \delta &= r_0 \cdot \operatorname{tg} z \cdot \cos p. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin z &= \frac{\cos \varphi \cdot \sin t}{\sin p} = \frac{\cos \delta \cdot \sin t}{\sin A}; \\ \sin z \cdot \cos p &= \sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \sin \delta \cdot \cos t; \\ \cos z &= \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Δt и $\Delta \delta$ можно выразить в функции от t , δ и $\varphi = \text{const}$ — широты места наблюдения.

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= -r_0 \frac{\cos \varphi \cdot \sin t \cdot \sec \delta}{\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t}; \\ \Delta \delta &= +r_0 \frac{\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \sin \delta \cdot \cos t}{\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

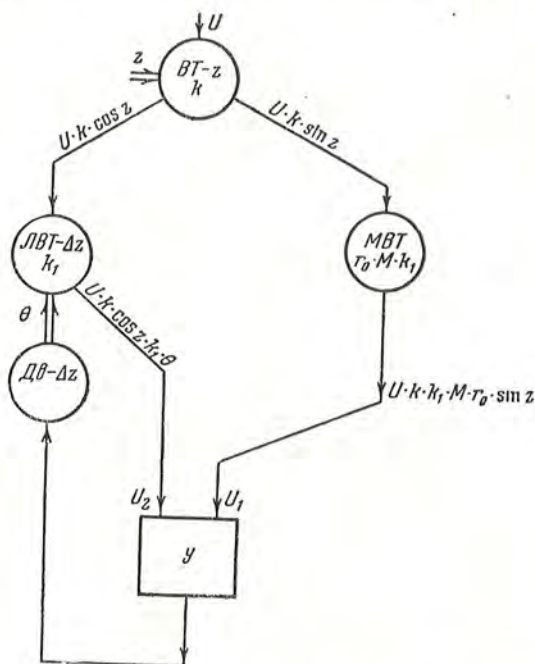
Рассмотрим различные варианты счетно-решающих приборов для получения поправок за среднюю рефракцию.

При азимутальной монтировке телескопа для получения поправки необходимо решить уравнение (1), которое может быть переписано в виде

$$\cos z \cdot \Delta z = r_0 \cdot \sin z.$$

Такое уравнение легко разрешается с помощью синусно-косинусных вращающихся трансформаторов (СКВТ).

На оси высоты телескопа устанавливается СКВТ- z (фиг. 4)*, первичная обмотка которого питается переменным напряжением U . Со вторичных обмоток BT снимаются напряжения $U \cdot k \cdot \sin z$ и $U \cdot k \cdot \cos z$; здесь



Фиг. 4. Счетно-решающая система для получения поправки Δz .

k — коэффициент трансформации BT . Напряжение $U \cdot k \cdot \sin z$ подается на первичную обмотку масштабного BT с коэффициентом трансформации $k_1 \cdot r_0 \cdot M$. С вторичной обмотки напряжение $U_1 = M \cdot k_1 \cdot U \cdot k \cdot r_0 \cdot \sin z$ подается на вход дифференциального усилителя.

Напряжение $U \cdot k \cdot \cos z$ подается на линейный вращающийся трансформатор ($ЛВТ-\Delta z$), с вторичной обмотки которого снимается напряжение $U_2 = U \cdot k \cdot \cos z \cdot k_1 \cdot \theta$, которое также подается на вход усилителя $У$. В случае равенства напряжений $U_1 = U_2$ на входе усилителя сигнал отсутствует; в случае неравенства появляется сигнал и двигатель $Д\theta-\Delta z$ поворачивает ось $ЛВТ-\Delta z$ на угол θ до тех пор, пока не получим равенст-

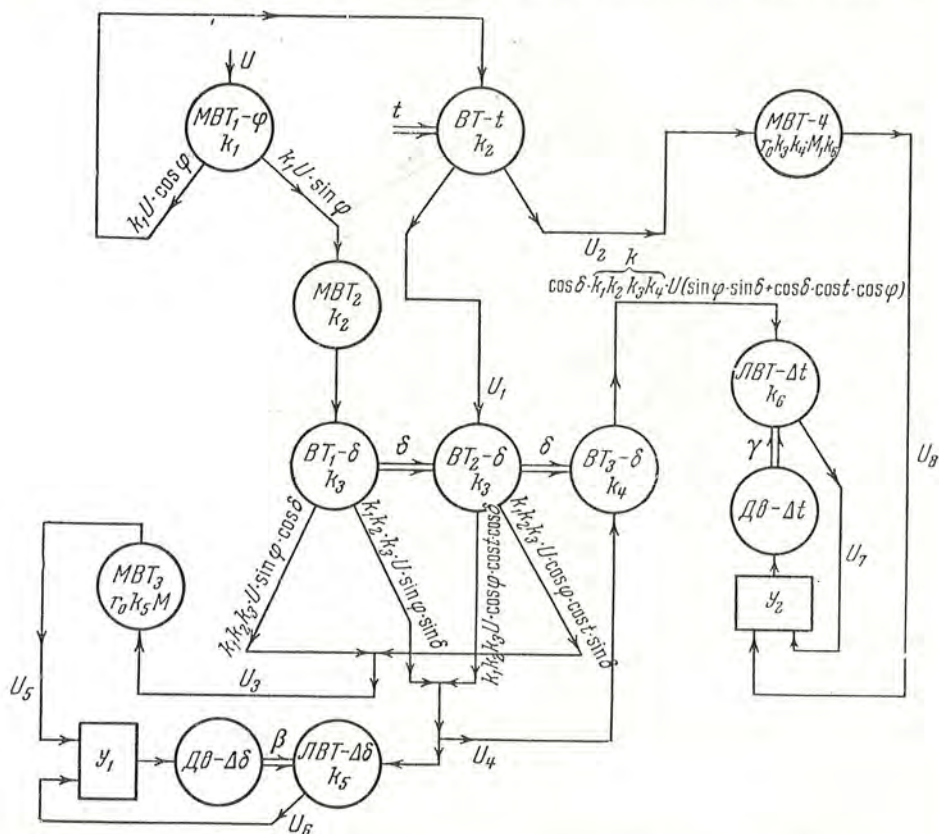
* На этом и последующих рисунках одной линией обозначаются электрические связи между элементами системы, двумя линиями — механические связи.

ва $U_1 = U_2$. (Здесь θ — угол поворота $ЛВТ-\Delta z$, пропорциональный Δz ; $\theta = M \cdot \Delta z$, где M — масштаб.) В этом случае ось Δz повернется на угол θ , пропорциональный поправке за рефракцию Δz , и поворот этой оси может быть использован для коррекции положения телескопа.

При параллактической монтировке телескопа для получения поправок необходимо решить уравнения (6) или (8).

Рассмотрим счетно-решающий прибор на $ВТ$, разрешающий систему уравнений (8), которую можно представить в виде

$$\begin{aligned} \cos \delta (\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t) \Delta t &= -r_0 \cdot \cos \varphi \cdot \sin t; \\ (\cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t + \sin \varphi \cdot \sin \delta) \cdot \Delta \delta &= r_0 (\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \sin \delta \cdot \cos t). \end{aligned}$$



Фиг. 5. Счетно-решающая система для получения поправок Δt и $\Delta \delta$.

Схема такого прибора представлена на фиг. 5. Переменное напряжение U питает $МВТ_1-\varphi$, с обмоток которого снимаются напряжения $k_1U \cdot \sin \varphi$ и $k_1U \cdot \cos \varphi$; первое из них через $МВТ_2$ с коэффициентом трансформации k_2 подается на $ВТ_1-\delta$, а второе — на $ВТ-t$, с вторичных обмоток которого снимаются напряжения $U_1 = Uk_1k_2 \cdot \cos \varphi \cdot \cos t$ и $U_2 = k_1k_2U \cdot \cos \varphi \cdot \sin t$. Напряжение U_1 поступает на первичную обмотку $ВТ_2-\delta$. Напряжения, снимаемые с $ВТ_1-\delta$ и $ВТ_2-\delta$, попарно суммируются, в результате чего получаем напряжения

$$U_3 = k_1 k_2 k_3 U (\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \cos t \cdot \sin \delta);$$

$$U_4 = k_1 k_2 k_3 U (\sin \varphi \sin \delta + \cos \delta \cdot \cos t \cdot \cos \varphi).$$

Напряжение U_3 подается на $МВТ_3$ с коэффициентом трансформации $k_5 r_0 M$; с вторичной обмотки $МВТ_3$ снимается напряжение

$$U_5 = M r_0 k_5 k_1 k_2 k_3 U (\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \cos t \cdot \sin \delta),$$

которое подается на вход дифференциального усилителя \mathcal{Y}_1 . Напряжение U_4 подается на первичную обмотку $ЛВТ-\Delta\delta$, угол поворота которого β пропорционален поправке по оси склонений

$$\beta = M \cdot \Delta\delta,$$

где M — масштаб.

Действительно, на выходе $ЛВТ-\Delta\delta$ снимаем напряжение

$$U_6 = k_1 k_2 k_3 k_5 \beta U (\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \delta \cdot \cos t \cdot \cos \varphi),$$

которое подается на вход дифференциального усилителя \mathcal{Y}_1 , который управляет $Дв-\Delta\delta$, поворачивающим $ЛВТ-\Delta\delta$ до тех пор, пока не будут равны напряжения $U_5 = U_6$.

Поправке по t пропорционален угол поворота $ЛВТ-\Delta t$, который изменяется двигателем, управляемым дифференциальным усилителем \mathcal{Y}_2 . Сигнал на выходе \mathcal{Y}_2 появляется в случае неравенства напряжений

$$U_7 = k_1 k_2 k_3 k_4 k_6 U \gamma (\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \delta \cdot \cos t \cdot \cos \varphi) \cos \delta;$$

$$U_8 = k_1 k_2 k_3 k_4 k_6 M_1 U r_0 \sin t \cdot \cos \varphi.$$

Здесь $M_1 = \frac{\gamma}{\Delta t}$, где γ — угол поворота $ЛВТ-\Delta t$. Напряжение U_7 снимается с $ЛВТ-\Delta t$, первичная обмотка которого питается напряжением, снимаемым с косинусной обмотки $ВТ_3-\delta$. Первичная обмотка $ВТ_3-\delta$ питается напряжением U_4 .

Напряжение U_8 снимается с $МВТ-4$ с коэффициентом трансформации $r_0 k_3 k_4 k_6 M_1$, первичная обмотка которого питается напряжением, U_2 снимаемым с $ВТ-t$.

Таким образом, углы поворотов $ЛВТ-\Delta t$ и $ЛВТ-\Delta\delta$ пропорциональны поправкам за среднюю рефракцию по часовой оси и оси склонения телескопа.

При разрешении задач комплексной автоматизации телескопов наряду с задачей автоматического наведения при параллактической монтировке телескопа возникает необходимость иметь текущие значения z , p , A , для чего надо строить преобразователи координат или построительные механизмы того или иного типа. С помощью $ВТ$ эти задачи можно решать параллельно и с высокой точностью. В результате одновременного решения этих задач значительно упростится общая схема систем автоматизации и сократится число составных ее элементов.

Рассмотрим счетно-решающую систему на $ВТ$, дающую текущие значения z , p , A , и значения поправок за среднюю рефракцию — Δt и $\Delta\delta$.

При решении этих задач разрешается следующая система пяти уравнений (см. уравнения (7) и (8)):

$$\left. \begin{aligned} \cos z &= \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t; & (a) \\ \cos p \cdot \sin z &= \sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \sin \delta \cdot \cos t; & (б) \\ \Delta \delta \cdot \cos z &= r_0 \cdot \sin z \cdot \cos p; & (в) \\ \Delta t \cdot \cos z \cdot \cos \delta &= r_0 \cdot \sin z \cdot \sin p; & (г) \\ \sin A \cdot \sin z &= \cos \delta \cdot \sin t. & (д) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Последовательность решения задачи такова: определяется z , затем p . Имея p и z , можем определить $\Delta \delta$, Δt и A по уравнениям (10 в, г, д).

На фиг. 6 представлена схема системы, решающей эти уравнения.

На часовой оси и оси склонения закрепляется по два вращающихся трансформатора. С BT - φ снимаются напряжения $Uk_1 \cdot \cos \varphi$ и $Uk_1 \cdot \sin \varphi$, которые подаются на BT_1 - t и BT_1 - δ . С BT_1 - t напряжения $k_1 k_2 U \cdot \cos \varphi \cdot \cos t$ подается на MBT_1 с коэффициентом трансформации $\frac{k_2}{k_3 k_4}$ и затем на BT_2 - δ . Напряжения

$$Uk_1 k_2 \cdot \cos \varphi \cdot \cos t \cdot \sin \delta \text{ и } Uk_1 k_2 \cdot \cos t \cdot \cos \delta \cdot \cos \varphi,$$

снимаемые с синусной и косинусной обмоток BT_2 - δ , суммируются с напряжениями $k_1 k_2 U \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta$ и $k_1 k_2 U \cdot \sin \varphi \cdot \sin \delta$, снимаемыми с BT_1 - δ .

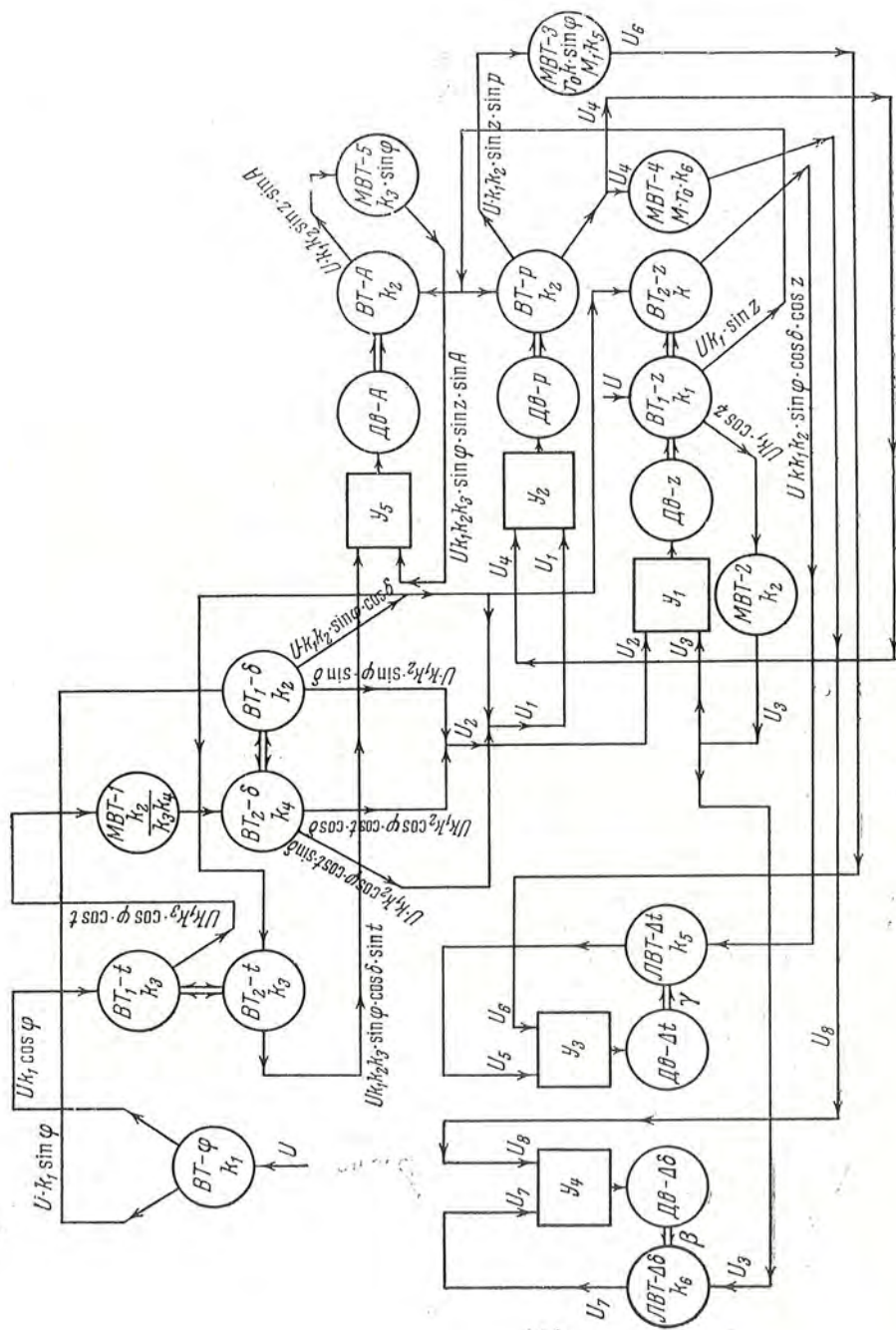
В результате суммирования получаем напряжения

$$\begin{aligned} U_1 &= k_1 k_2 U (\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \cos t \cdot \sin \delta); \\ U_2 &= k_1 k_2 U (\cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t + \sin \delta \cdot \sin \varphi), \end{aligned}$$

т. е. напряжения, пропорциональные правым частям уравнений (10а) и (10б). Для получения напряжений, пропорциональных левым частям этих уравнений, необходимо смоделировать углы z и p . Для этого на осях двигателей z и p устанавливаются BT_1 - z и BT - p . На первичную обмотку BT_1 - z подается напряжение U , с вторичных обмоток снимаются напряжения $Uk_1 \sin z$ и $Uk_1 \cos z$, которые подаются соответственно на первичную обмотку BT - p и MBT -2 с коэффициентом трансформации k_2 . Напряжение U_2 и $U_3 = Uk_1 k_2 \cdot \cos z$ подаются на вход дифференциального усилителя \mathcal{Y}_1 . В случае неравенства напряжений U_2 и U_3 на входе усилителя появляется сигнал и двигатель $D\theta$ - z поворачивает BT_1 - z до тех пор, пока не получим равенства $U_2 = U_3$. В этом случае $D\theta$ - z и BT_1 - z повернутся на угол z , удовлетворяющий уравнению (10а).

Аналогично получаем угол p . Напряжение $U_4 = k_1 k_2 U \cdot \sin z \cdot \cos p$, снимаемое с косинусной обмотки BT - p , совместно с напряжением U_1 подается на вход дифференциального усилителя \mathcal{Y}_2 . В момент равенства напряжений $U_1 = U_4$, $D\theta$ - p и BT - p поворачиваются на угол p , удовлетворяющий уравнение (10б).

Имея теперь p и z , можем приступить к формированию системы для решения уравнений (10 в, г), причем будем использовать уже имеющиеся в схеме BT .



Фиг. 6. Схема системы обработки текущих значений $z, p, A, \Delta t, \Delta\delta$.

Для получения левой части уравнения (10 г) на ось двигателя $D\theta-z$ укрепляется еще один BT_2-z , первичная обмотка которого питается напряжением $k_1k_2U \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta$, снимаемым с $BT_1-\delta$. Напряжение $kk_1k_2U \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos z$, снимаемое с BT_2-z , подается на вход линейного вращающегося трансформатора $LBT-\Delta t$, с выхода которого снимается напряжение

$$kk_1k_2k_5 \cdot U \cdot \gamma \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos z = U_5,$$

которое вместе с напряжением $U_6 = kk_1k_2k_5M_1Ur_0 \cdot \sin \varphi \cdot \sin z \cdot \sin p$ подается на вход дифференциального усилителя Y_3 . Напряжение U_6 снимается с $MBT-3$ с коэффициентом трансформации $k_5M_1r_0k \cdot \sin \varphi$, первичная обмотка которого питается напряжением $k_1k_2U \cdot \sin z \cdot \sin p$, снимаемым с синусной обмотки $BT-p$.

Напряжение, снимаемое с выхода усилителя Y_3 , управляет двигателем $D\theta-\Delta t$, который вращается до тех пор, пока $LBT-\Delta t$ не повернется на угол γ , пропорциональный Δt , т. е. пока не получим равенства $U_5 = U_6$ ($\gamma = M_1 \cdot \Delta t$, где M_1 — масштаб). Для решения уравнения (10в) напряжение $U_3 = k_1k_2U \cdot \cos z$ с выхода $MBT-2$ подается на вход $LBT-\Delta \delta$, с выхода которого снимается напряжение $k_1k_2k_6\beta U \cdot \cos z = U_7$, которое вместе с напряжением $U_8 = k_1k_2k_6MUr_0 \cdot \sin z \cdot \cos p$ подается на вход дифференциального усилителя Y_4 . Напряжение U_8 снимается с $MBT-4$ с коэффициентом трансформации, равным $r_0 \cdot M \cdot k_6$. Первичная обмотка $MBT-4$ питается напряжением $U_4 = k_1k_2U \sin z \cdot \cos p$, снимаемым с косинусной обмотки $BT-p$.

В случае равенства $U_7 = U_8$ угол поворота двигателя $D\theta-\Delta \delta$ и $LBT-\Delta \delta$ будет пропорционален поправке за среднюю рефракцию $\Delta \delta$.

Для решения уравнения (10д) напряжение $k \cdot k_2U \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta$, снимаемое с $BT_1-\delta$, подается на первичную обмотку BT_2-t , с синусной обмотки которого снимается напряжение $k_1k_2k_3U \cdot \sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \sin t$, которое подается на вход дифференциального усилителя Y_5 .

Напряжение $Uk_1 \cdot \sin z$, снимаемое с BT_1-z , подается на вход $BT-A$, с синусной обмотки которого снимается напряжение $k_1k_2U \cdot \sin z \cdot \sin A$, которое затем через $MBT-5$ с коэффициентом трансформации $k_3 \cdot \sin \varphi$ подается на вход усилителя Y_5 . В случае равенства входных напряжений на усилителе Y_5 $D\theta-A$ и $BT-A$ повернутся на угол A , определяемый уравнением (10д).

Как видно из схемы, параллельное использование одних и тех же BT значительно сокращает число составных элементов системы по сравнению с их числом, необходимым при решении каждого из уравнений (10) отдельно.

Обе рассмотренные системы должны обеспечить необходимую точность, так как при их построении используются вращающиеся трансформаторы высокого класса точности. Лабораторные макеты обеих систем сейчас создаются и в ближайшее время будут испытаны, после чего можно будет судить о точности реальных систем.

Июль 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Н. Михельсон. Изв. ГАО, 21, вып. 3, № 162, 1958.

О ПРИМЕНЕНИИ ИЗБИРАТЕЛЬНЫХ *RC*-ФИЛЬТРОВ
«ДВОЙНОЕ Т»

И. И. Доброправин

Приводится описание некоторых практических приемов, полезных при работе с фильтрами «двойное Т».

ON THE APPLICATION OF «DOUBLE T» SELECTIVE FILTERS, by P. P. Dobronravın. — Some practical methods useful for work with «double T» filters are described.

При конструировании различных электронных схем очень часто бывает необходимо ввести в схему избирательный фильтр, в одних случаях режекторный, в других обеспечивающий острый максимум усиления на заданной частоте. Иногда бывает необходимо построить усилитель, обеспечивающий равномерное усиление в полосе шириной порядка 10—15% от центральной частоты при резком спаде на краях.

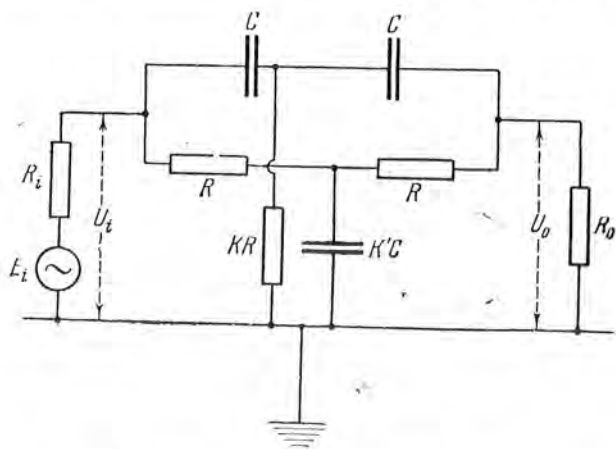
Все эти задачи могут быть успешно решены с помощью избирательных *RC*-цепей «двойное Т» (в дальнейшем для краткости будем писать 2Т-фильтр). Такая цепь (фиг. 1) имеет острый минимум передачи напряжения на некоторой частоте и резкое возрастание его даже при сравнительно малом уходе от этой частоты. Поэтому она может выполнять роль режекторного фильтра для вредной, паразитной частоты, а при введении в цепь отрицательной обратной связи усилителя даст возможность получить высокое усиление на выбранной частоте. Комбинация двух каскадов с несколько различными частотами позволит построить усилитель, имеющий относительно широкую равномерную полосу с резким спаданием по краям.

Хотя литература по 2Т-фильтрам довольно многочисленна (см., например, [1, 2]) и они широко применяются, однако при практической работе с ними обычно приходится сталкиваться с рядом трудностей. Так, в усилителе нередко получается вместо острой довольно размытая полоса усиления, середина которой оказывается смещенной по отношению к рассчитанной и т. д. Такие трудности испытали и мы в нашей работе, пока не удалось разобраться в ряде особенностей 2Т-фильтров, не освещенных в «широкой» литературе.

Ключом к успешному применению 2Т-фильтров может служить интересная статья [3], где дан хороший теоретический анализ и приведены

важные соотношения, на которые обычно не обращают внимания, что нередко и бывает причиной неудач и разочарований при построении схем с 2Т-фильтрами.

Приведем некоторые основные соотношения из этого анализа, существенные для дальнейшего. Пусть (фиг. 1) некоторый источник переменной э. д. с. E_i частоты f с внутренним сопротивлением R_i включен на вход



Фиг. 1. Избирательная RC - цепь «двойное Т».

2Т-фильтра. Фильтр нагружен сопротивлением R_o . Обозначим через β коэффициент передачи, т. е. отношение напряжения на выходе U_o к напряжению на входе U_i :

$$\beta = \frac{U_o}{U_i}. \quad (1)$$

Из теоретического анализа следует, что фильтр будет полностью «непрозрачен» ($\beta = 0$) для некоторой частоты f_∞ только в том случае, если выполнено соотношение

$$\frac{K'}{K} = 4, \quad (2)$$

в противном случае не будет существовать частоты, для которой $\beta = 0$, а будет существовать лишь минимум β , отличный от 0.

В обычных описаниях 2Т-фильтров [1,2] рекомендуется принимать $K'=2$ и $K=1/2$, что обеспечивает поставленное условие. Однако точный подбор значений емкостей и сопротивлений, соответственно этим K и K' , — длинное и утомительное занятие, а даже незначительное отклонение от заданных величин приводит к сильному ухудшению качества фильтра.

Между тем указанные значения являются лишь частным случаем более общего соотношения (2), которое может быть выполнено гораздо легче.

В самом деле, можно поступить следующим образом. Пусть нами подобраны равные по величине емкости и сопротивления в плечах фильтра. Равенство значений R и C в обоих плечах должно быть выполнено с высокой

точностью. Затем в вертикальную ветвь «Т» ставим емкость, примерно (но не обязательно точно!) равную $2C$, а во вторую вертикальную ветвь — переменное сопротивление, близкое к $0,5R$.

Теперь 2Т-фильтр изменением R в вертикальной ветви может быть «настроен» на некоторую частоту f_1 , для которой он будет полностью «непрозрачен». Такая частота при данных постоянных емкостях и сопротивлениях будет только одна. Условно назовем ее «естественной частотой» 2Т-фильтра.

Она может быть найдена следующим образом. Включим звуковой генератор (ЗГ) на горизонтальный вход осциллографа непосредственно, а на вертикальный — через 2Т-фильтр. На экране осциллографа появится фигура, в общем случае — эллипс. Изменением частоты сигнала можно добиться превращения эллипса в прямую линию, которая будет наклонной, что покажет наличие напряжения, прошедшего через фильтр.

Теперь несколько изменим переменное сопротивление и вновь повторим ту же процедуру. Действуя таким образом, можно добиться, что прямая будет горизонтальной при некоторой частоте для любой величины сигнала (она может быть лишь слегка волнистой, из-за неидеальной синусоидальной формы сигнала ЗГ). Найденная частота и будет «естественной частотой» фильтра.

Воспользовавшись соотношением:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad (3)$$

где индексом 1 обозначены имеющиеся сопротивления в плечах фильтра и найденная «естественная частота», а индексом 2 — частота, на которую должен быть изготовлен фильтр, найдем значения новых сопротивлений в плечах фильтра, при которых частота $f_2 = f_\infty$ станет его «естественной».

Сопротивления R при первоначальном изготовлении 2Т-фильтра должны быть рассчитаны по приближенному соотношению

$$f_\infty = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (4)$$

и вторая попытка, как правило, приводит к нужному результату.

Заметим, что строгая связь между RC и f_∞ выражается соотношением

$$f_\infty = \frac{1}{2\pi RC \sqrt{2K}}. \quad (5)$$

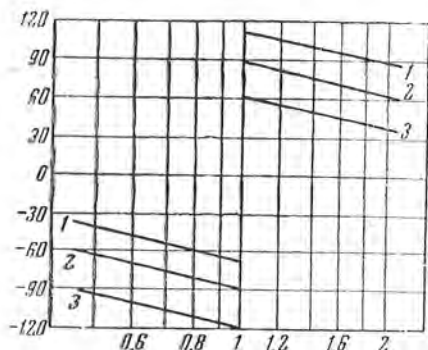
Точное значение K нам неизвестно, но обычно оно близко к 0,5, поэтому для предварительных расчетов и можно брать приближенную формулу (4).

После того, как фильтр настроен на частоту f_∞ , необходимо замерить величину переменного сопротивления и заменить его постоянным.

Предложенная методика изготовления фильтров избавляет от необходимости тщательного подбора величины емкости в вертикальной ветви и сильно облегчает работу.

2Т-фильтр, построенный таким образом, будет хорошей «пробкой» для частоты f_{∞} , однако, поставленный в цепь отрицательной обратной связи усилителя (см., например, [1, стр. 83]), он даст, как правило, не эту частоту максимального усиления, а некоторую близкую к ней. К тому же полоса усиления окажется довольно широкой.

Во избежание этого должны быть выполнены еще некоторые условия.



Фиг. 2. Изменение фазы сигнала на выходе 2Т-фильтра по отношению к сигналу на входе при разных частотах и различных соотношениях параметров фильтра.

По оси абсцисс отложено отношение частот $\frac{f}{f_{\infty}}$ по оси ординат — изменение фазы.

1. $R^2 = 200 R_i R_o$
 2. $R^2 = 2 R_i R_o$
 3. $R^2 = 0,02 R_i R_o$
- } $R_i : R_o = 0,02, K = 0,5.$

отношение между сопротивлением плечей фильтра R , сопротивлением входа R_i и сопротивлением нагрузки R_o

$$R^2 = 2R_i R_o. \quad (6)$$

Зависимость смещения фаз от параметров входа и выхода показана на фиг. 2.

Далее, обычное включение фильтра в цепь обратной связи прямо с анода на сетку лампы нередко все же не дает хорошей избирательности, по-видимому, потому, что входной сигнал различно для разных частот шунтируется фильтром. Можно показать, что входное сопротивление 2Т-фильтра на частоте f_{∞} при $K' = 4K$ будет равно

$$|Z_{in}| = \sqrt{2K/(2K+1)} R, \quad (7)$$

откуда видно, что сопротивления R в плечах фильтра выгодно брать достаточно большими. В этом отношении существенно лучше схемы, в которых вход и выход разделены, например схемы, приведенные в [2, стр. 274 и 275].

Наилучшей из них и более простой является, по-видимому, схема на двойном триоде (фиг. 3), в которой сигнал подается на сетку «верхнего» триода, а обратная связь — через фильтр на сетку «нижнего». В этом случае легко может быть выполнено и соотношение (6), так как на сопротивление утечки сетки нижнего триода не накладывается каких-либо строгих условий. Отметим, что соотношение (6) не является очень критическим, нужно лишь, чтобы сопротивление плеча фильтра R было заключено в пределах

$$1,25 \sqrt{R_i R_0} < R < 2 \sqrt{R_i R_0} \quad (8)$$

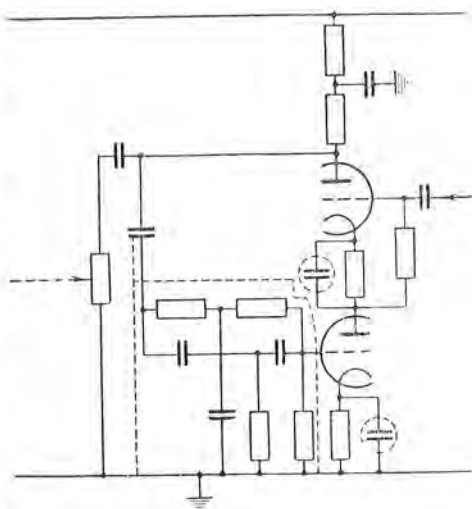
Некоторым недостатком схемы фиг. 3 будет отсутствие усиления, но зато в комбинации с дополнительным простым каскадом на триоде можно получить усилитель с весьма острой частотной характеристикой.

Та же схема (фиг. 3) оказывается особенно пригодной в том случае, когда необходимо построить полосовой усилитель, дающий практически постоянное усиление в полосе частот шириной порядка 10—20% от средней частоты с резким падением вне ее.

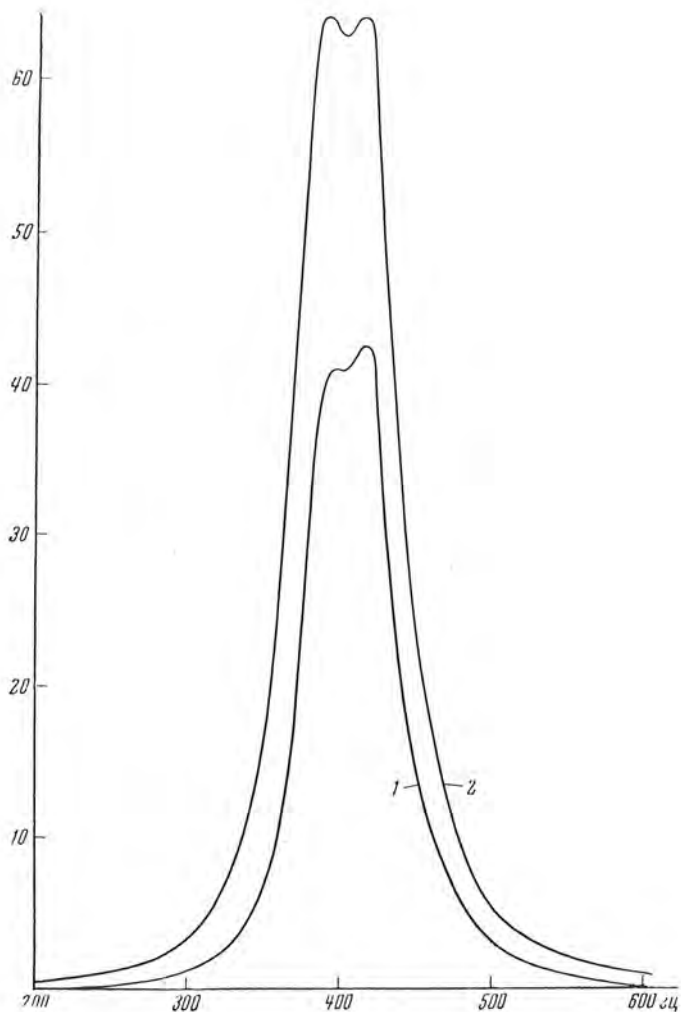
Такой усилитель может быть осуществлен последовательным включением двух описанных каскадов, настроенных на крайние частоты желаемой полосы. Легко видеть, что частотная характеристика будет равна произведению характеристик обоих каскадов. Крутизна характеристики каждого каскада будет определяться анодной нагрузкой «верхнего» триода. Поэтому, если она у одного из триодов недостаточна, полоса усиления будет неравномерной и один максимум ниже другого (фиг. 4, кривая 1). В этом случае необходимо увеличивать анодную нагрузку соответствующего каскада до тех пор, пока максимумы не сравняются и вершина кривой частотной характеристики не станет практически плоской. Такой же регулировкой можно добиться и желаемой крутизны краев полосы, в некоторых случаях за счет известного снижения равномерности ее рабочего участка.

В качестве примера можно привести характеристику построенного нами усилителя для полосы 380—420 гц (фиг. 4, кривая 2). Легко видеть, что неравномерность усиления в этих пределах частот не превосходит 2—3% от его максимального значения.

Иногда случается, что различие в крутизне характеристик обоих каскадов очень велико. В этом случае частотная кривая усилителя будет острой, с одним максимумом, что может привести в недоумение экспериментатора. Нужно резко увеличить анодную нагрузку того из каскадов, частота которого «не проявилась» на кривой, и она сразу обнаружится.



Фиг. 3 Схема с двойным триодом.



Фиг. 4. Частотная характеристика избирательного усилителя с двумя последовательно включенными каскадами, собранными по схеме фиг. 3.

Кривая 1 снята в процессе регулировки, кривая 2 — по окончании ее. По оси абсцисс — частоты, по оси ординат — произвольные единицы.

Выполнение описанных выше правил и соотношений при расчете 2Т-фильтров позволит легко конструировать надежные и устойчивые узкополосные усилители с желаемой полосой частоты.

19 июня 1959 г.

Литература

1. Справочник радиолюбителя. Госэнергоиздат, 1958, стр. 83—84.
2. М. А. Б о н ч - Б р у е в и ч. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. Гостехиздат, 1955, стр. 263, 275.
3. Electronic Engineering, 29, 71, 1957 (Febr. 1957, No 348).

ДИНАМИКА ЛИМБОВЫХ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ
И ПИНЧ-ЭФФЕКТ

А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова

Из 180 H_{α} -фильмов вспышек на лимбе отобрано 25 и из них 14 подвергнуто подробному количественному изучению (фиг. 1, 2 и табл. 1). Обнаружено, что большинство вспышек над краем диска имеет вид яркого холма (часто с конической верхушкой), передний фронт которого быстро вытягивается, а затем сокращается. Эти вытягивания и сокращения не равномерны (скорость их колеблется от 50 до 600 $км/сек$), а показывают иногда пульсации (фиг. 3—8, показывающие ход длины выступа и площади вспышки). Соответствующие ускорения движения переднего фронта очень большие — от $5 \cdot 10^4$ до 10^6 $см/сек^2$. [Аналогия с возвратными выбросами (surges) имеется, хотя вытягивание вспышки идет значительно быстрее (в среднем 3 *мин*); высоты, достигаемые передним фронтом, не больше 50 тыс. $км$, а яркость такая же, как у вспышек на диске]. Вытягивание и сокращение выступа идет практически синхронно с изменением площади яркой области вспышки (фиг. 3—8). Особенно характерна кумулятивность выступа (образование конической верхушки или заострений), исключаяющая возможность истолкования вспышки как простого некумулятивного взрыва и его последующее сокращение.

Показано также, что рост расстояния фронта от первоначального ядра вспышки со временем более быстрый, чем при ядерных взрывах (фиг. 9). Простые вычисления показывают, что выделение тепловой энергии во вспышках должно быть $\sim 10^3$ $эрг/см^3сек$, для того чтобы обеспечить наблюдаемые ускорения за счет расширения. Если эта энергия образуется за счет магнитного поля, то достаточно уничтожения поля ~ 100 $гс$ (например, при пинч-эффекте), чтобы покрыть эти потери энергии. Кумулятивность взрывоподобных выступов во вспышках и, возможно, движений вдоль каналов вообще может быть объяснена геометрией скрещенных магнитных полей (типа cusped field), окружающих вспышку, возникающую в нейтральной точке такого поля в результате пинч-эффекта (фиг. 10—11). Высокотемпературная плазма вспышки в таких случаях находится в магнитной ловушке, из которой она стремится выйти или расширяться в направлениях наименьшего сопротивления со стороны окружающего поля, указанных стрелкой на фиг. 10—11. (Достаточно полей ~ 100 $гс$, чтобы вспышка не могла пройти поперек поля). Электродинамическое ускорение, испытываемое током, возникающим в нейтральной области при пинч-эффекте, может достигнуть наблюдаемых значений при окружающих полях всего ~ 100 $гс$.

DYNAMICS OF LIMB FLARES AND THE PINCH-EFFECT, by A. B. Severny and E. F. Shaposhnikova.— From 180 H_{α} films of limb flares, 25 were selected and 14 of these were studied in detail quantitatively (figs 1, 2 and table 1). It was found that the great majority of flares above the limb appear as a brilliant hill (frequently with a sharp conical top), the upper front of which undergoes a rapid dilatation and then contraction. These dilatations and contractions are not uniform (their velocities being from 50 to 600 km/sec) but show some pulsations (see figs 3—8, which illustrate the course of dilatation and bright flare area with time). The corresponding accelerations of motion

of the upper front are very high, from $5 \cdot 10^4$ to 10^6 *cm/sec*². [There is a similarity to surges, although the dilatations of the flares are considerably more rapid (about 3 minutes in the mean); the heights reached by the upper front do not exceed 50 000 *km* and the brightness is the same as that of the usual disk flares]. The dilatations and contractions of these flare prominences are practically synchronous with a variations of the bright region of the flare area (figs 3—8). Especially characteristic is a cumulative effect on the upper edge (the formation of a cone-like top) and its consequent contraction, which excludes the possibility of interpreting the flare as a simple explosive-like phenomenon.

It is shown also that the increase of the distance of the front from the original «core» of the flare with time is more rapid than those observed for nuclear explosions (fig. 9). Simple computations show, that in order to provide for the observed accelerations, assuming that they are caused by the expansion of hot plasma, the amount of heat energy released in flares should be $\sim 10^8$ *ergs/cm*²*sec*. If this heat energy is a transformation of magnetic field energy due to the pinch-effect, then the destruction of a magnetic field of the order of ~ 100 *gs* is sufficient to provide for this output. The cumulativity of explosive-like flare-prominences can in general be explained by the peculiar geometry of crossed magnetic fields (cusped-field geometry) surrounding the flare, which appears in the neutral point of such a field as a result of the pinch-effect (figs 10, 11). In this case high-temperature plasma of the flare is trapped in a «magnetic bottle» and it tends to escape or expand in directions of least counteraction on the part of the surrounding magnetic field (indicated by arrows in figs 10, 11). (Fields of ~ 100 *gs* are sufficient to prevent the flare plasma from moving across the lines of force).

The electrodynamic acceleration of a current, appearing in the neutral region due to the pinch-effect, can attain the observed values if the strength of the surrounding field is ~ 100 *gs*.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

Наиболее достоверные данные о движении во вспышках можно, очевидно, получить из наблюдений вспышек над краем диска — вспышек на лимбе. Если исключить явления ярких выбросов и в особенности возвратных выбросов (surges), которые часто можно спутать со вспышками, появление вспышек на лимбе — явление сравнительно редкое. Это указывает на то, что наиболее яркий очаг вспышки в большинстве случаев залегает в нижних слоях хромосферы или в фотосфере. Однако вспышки на лимбе временами появляются и изучение их поведения по H_{α} -кинофильмам и их спектров имеет большой интерес, так как оно свободно от мешающего влияния подложки — фона окружающей солнечной атмосферы, которая сама подвергается возмущениям.

Появление вспышки на лимбе представляет единственную возможность изучить вспышку саму по себе. Из 180 вспышек и ярких выбросов на лимбе, зарегистрированных с 1955 по 1958 г. на H_{α} -кинофильмах, полученных на врезатменном коронографе КГ-1 [1], было отобрано 25 и из них детально обработано 14 случаев, когда можно было уверенно сказать, что мы имеем дело со вспышкой, а не с выбросом типа яркого протуберанца или возвратного выброса. Основным критерием здесь является, во-первых, яркость, которая в случае вспышек в несколько раз больше яркости солнечного диска у его края в лучах H_{α} *. Во-вторых, вспышки

* Особенно легко отличить вспышку от возвратного выброса в том случае, когда она частично проектируется на диск: часть вспышки на диске заметно ярче диска, в то время как возвратный выброс на диске очень темный, хотя над краем их яркости кажутся иногда сравнимыми (благодаря контрасту).

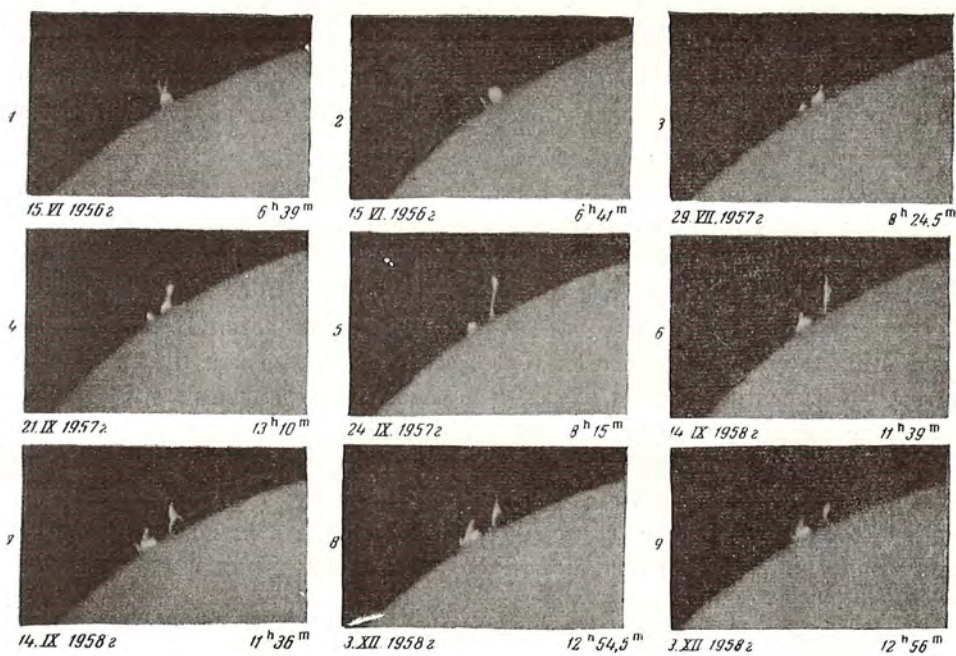
на лимбе, как и вообще вспышки,— явление кратковременное, которое длится обычно не более 20 *мин* (от начала возгорания до погасания), но наиболее характерна не полная длительность явления, которая сравнима с длительностью ярких и возвратных выбросов, а длительность фазы возгорания (*flash-phase*), которая у вспышек чрезвычайно коротка и исчисляется минутами.

Развитие типичной вспышки на лимбе протекает следующим образом. Если очаг вспышки располагается на видимой стороне диска у его края, то мы видим сначала яркую компактную область (точку), которая быстро набирает яркость; иногда это время образования точки сравнимо с промежутком между кадрами, который обычно устанавливается 15^с. Затем область яркого свечения расширяется, причем из-за эффекта проекции кажется, что расширение идет главным образом в направлении края диска, но вскоре возникает бугор или холм, который довольно быстро увеличивается и поднимается над краем. Очень характерно при этом, что в большинстве случаев этот бугор имеет заостренную верхушку — конусообразную форму (в особенности в начальной фазе он имеет вид сопки), реже возникают бугры с плоской или сферообразной вершиной.

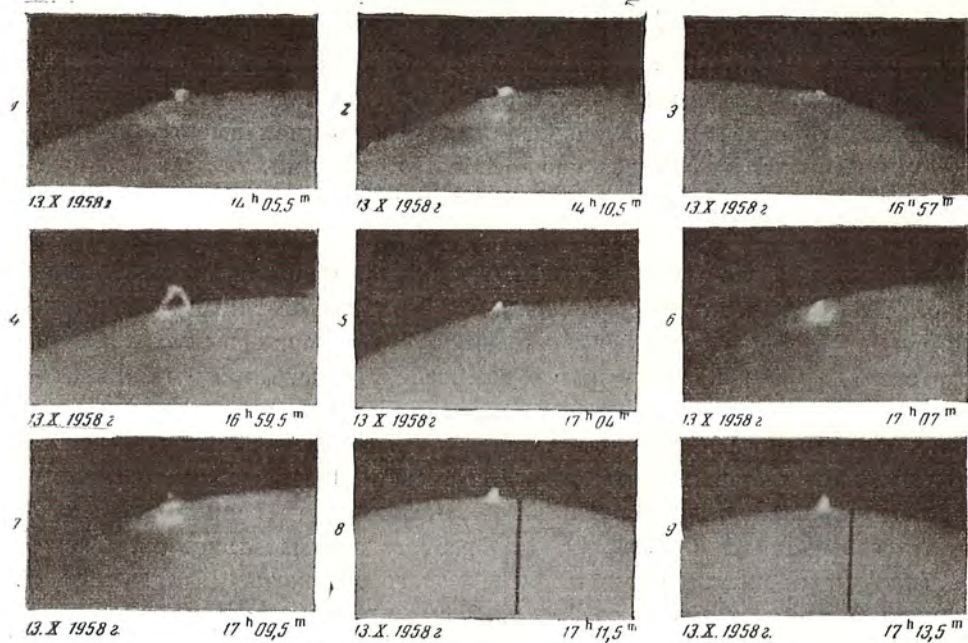
Если вспышка у края возникла на невидимой стороне диска, то мы сразу наблюдаем появление из-за края такого яркого конуса или бугра с тупой вершиной. Дальнейшее развитие может быть разнообразным, но в подавляющем большинстве случаев оно сводится к быстрому росту, вытягиванию выступа или бугра до сравнительно небольшой высоты (не более 50 000 *км*), после чего рост приостанавливается и вспышка имеет вид шипа, конуса (иногда искривленного). Затем тут же начинается (обычно более медленное) сокращение выступа, его яркость падает и он опускается, вернее, сокращается до первоначальных небольших высот (не более 10 000 *км*). Во многих случаях наблюдаются пульсации, т. е. после кратковременного сокращения выступ вновь растягивается и затем опять следует сокращение.

В стадии наибольшего развития из верхушки выступа (обычно конической) иногда выходит в направлении вытягивания светящаяся материя, которая в редких случаях вытягивается до больших высот, образуя чаще всего струю типа возвратного выброса и, реже, форму петли. Вначале яркость этой струи может быть сравнима с яркостью вспышки, а затем она быстро погасает и светится недолго, как обычный протуберанец. Эта картина в основных чертах очень сходна с картиной развития изолированного возвратного выброса (*surge*), поэтому так велика опасность спутать вспышку с таким выбросом и требуется внимательное рассмотрение фильмов и оценки яркостей, чтобы этого избежать. Как правило, возвратные выбросы менее компактны, более протяженны и тонки и поднимаются на большие высоты, хотя основным их признаком является яркость, низкая по сравнению со вспышкой, а также отсутствие характерной фазы возгорания в начале развития.

Из 180 вспышек на лимбе, рассмотренных с помощью кинопроектора,



Фиг. 1. Фотографии лимбовых вспышек.



Фиг. 2. Фотографии лимбовых вспышек.

было отобрано 14 для детального количественного изучения их поведения. Данные об этих вспышках приведены в таблице¹.

Дата	Время наблюдения	Лимб	Мощность	Примечания
8 мая 1956 г.	16 ^h 09 ^m —16 ^h 50 ^m	SE	2	В конце наблюдения частые пропуски из-за облачности
15 июня 1956 г.	6 38 — 6 51	SE	2—	Фиг. 1
29 июля 1957 г.	8 22 — 8 28	NE	2	»
1 августа 1957 г.	13 27 —13 38	NW	1+	»
21 августа 1957 г. . . .	17 21 —17 40	SE	2—	»
21 сентября 1957 г. . . .	13 09 —13 25	NE	1+	»
24 сентября 1957 г. . . .	8 13 — 8 18	NE	2—	Фиг. 4, наблюдения через Сi
23 мая 1958 г.	11 00 —11 26	NE	1+	
14 сентября 1958 г. . . .	11 31 —12 04	SW	2	Фиг. 4, дан график отдельного узла с яркостью вспышки
14 сентября 1958 г. . . .	12 39 —13 25	SW	2—	Фиг. 1, конец вспышки не отмечен из-за смены пленки
13 октября 1958 г. . . .	14 05 —14 36	SE	2	Фиг. 2]
13 октября 1958 г. . . .	16 57 —17 38	SE	2—	»
14 октября 1958 г. . . .	9 34 —9 41	SE	2	Наблюдения прекращены из-за облачности
3 декабря 1958 г. . . .	12 50 —13 03,5	NE	2+	Фиг. 1, АФР-2

На фиг. 1 и 2 приведены фотографии некоторых типичных вспышек, преимущественно в фазе максимального развития или в фазе, где проявляются некоторые их характерные черты. С помощью проектора (с 10-кратным увеличением) производились измерения движения переднего яркого фронта: его высота отсчитывалась от лимба в тех случаях, когда вспышка возникла на невидимой стороне диска или положение ее основания относительно лимба заметным образом изменялось. В тех случаях когда положение основания вспышки сохранялось неизменным, измерения высоты выступа производилось относительно основания. Высоты всюду приведены в единицах 10^3 км. Одновременно измерялась площадь, занятая ярким выступом, в 10^{-6} солнечного диска. Результаты этих измерений приведены на фиг. 3—8, где $H_v(t)$ — высота, отсчитанная от основания вспышки; $H_l(t)$ — высота, отсчитанная от лимба; $S(t)$ — площадь выступа. Буквами a_1 , a_2 и т. д. отмечены некоторые характерные интервалы, в которых измерялась скорость или ускорение движения. На тех же фиг. 3—8, приведены эскизы вспышек в фазе их максимального развития. Приведем описание отдельных характерных вспышек, указанных в табл.

¹ Время в табл. 1 и везде в статье дано московское (всемирное время +3^h). Моменты времени, подчеркнутые прямой линией, соответствуют моментам действительного начала или конца вспышки. АФР-2 — хромосферно фотосферный телескоп, установленный в Симеизском отделении обсерватории.

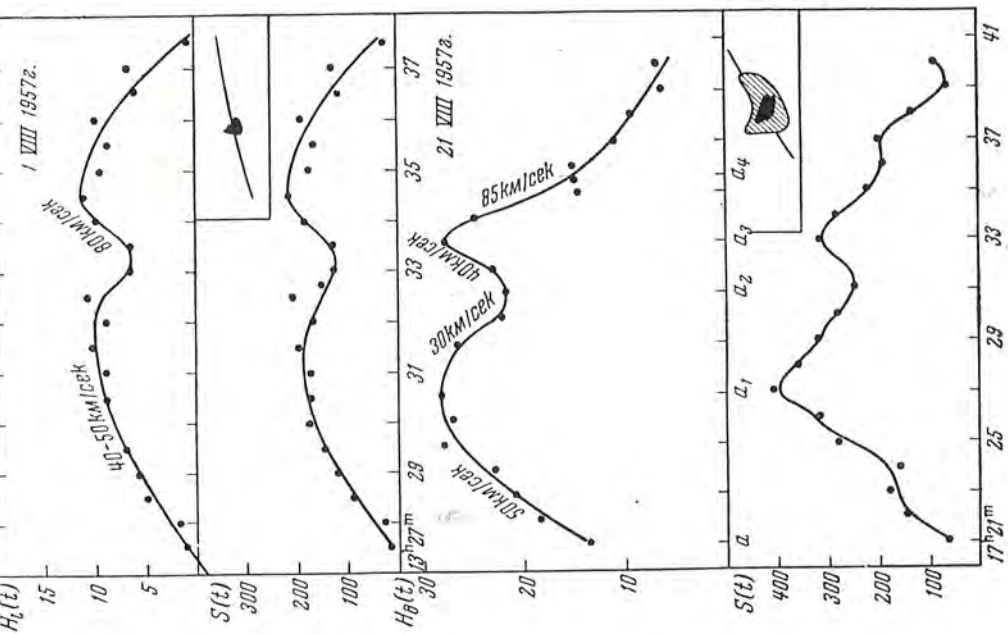
Вспышка 1, 8 мая 1956 г. (16^h09^m — 16^h50^m, фиг. 3), является «классическим» представителем вспышек на лимбе: холм (конус) с заостренным наверху; одновременно с растягиванием (подъемом) весь конус расширялся. Это видно из сопоставления хода высоты $H_b(t)$ и площади; характерно, что в интервале (a_1, a_2) высота конуса растет так же быстро, как и в промежутке (a_2, a_3) , но площадь здесь возрастает в ~ 2 раза быстрее, чем в предыдущем интервале. Это показывает, что в первой фазе расширения конус быстрее вытягивался кверху, в то время как во второй фазе он быстрее расширялся. Весь подъем, вытягивание, происходило как бы в два толчка, пульсируя. Это обстоятельство весьма существенно для дальнейшей классификации движений во вспышках. На участке (a_1, a_2) скорость достигала 100 км/сек и соответствующее ускорение в начале этого интервала достигало $2 \cdot 10^5$ см/сек², в то время как второе вытягивание выступа происходило со скоростью ~ 50 км/сек и ускорение достигало $5 \cdot 10^4$ см/сек².

Вспышка 2, 15 июня 1956 г. (6^h38^m — 6^h51^m), также весьма характерна для лимбовых вспышек: в начале съемки она имела вид выступа над лимбом с верхушкой, наклоненной к поверхности Солнца. Эта верхушка имела заострение или струю, которая, не теряя яркости, вытягивалась, остальная же часть вспышки сокращалась в размерах и опускалась на лимб. Первоначальная яркость струи была такая же, как яркость вспышки. Средняя скорость вытягивания струи между 6^h38^m,5 и 6^h40^m составляла ~ 70 км/сек. С 6^h46^m струя начала сильно слабеть по яркости и опускаться вместе со всей вспышкой. В 6^h50^m струя исчезла.

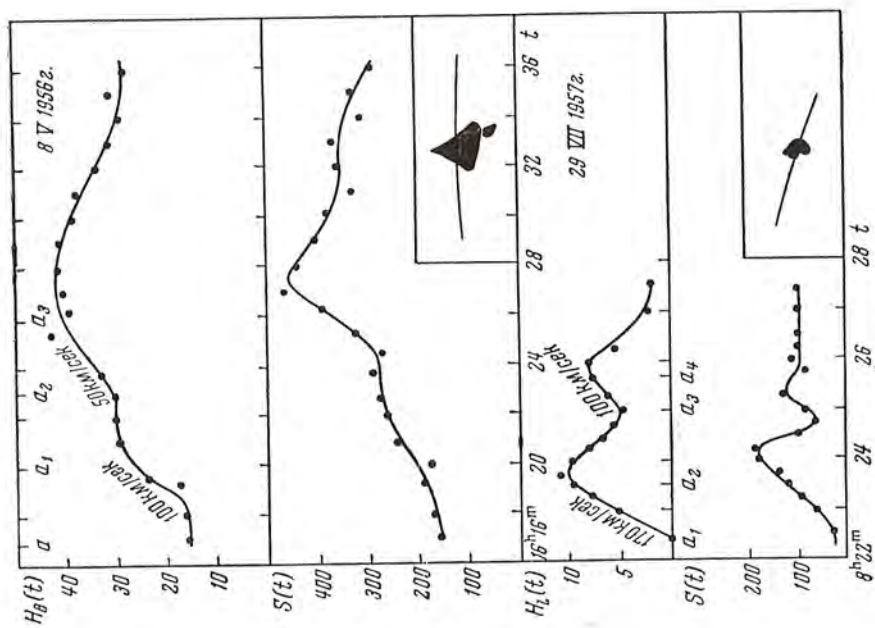
Вспышка 3, 29 июля 1957 г. (8^h22^m — 8^h28^m, фиг. 3), выглядела в виде невысокого бугра или холма без заострения и конической формы. Она длилась всего пять минут и показала высокие скорости подъема. Здесь расширение несколько запаздывает по отношению к вытягиванию кверху, но опять очень характерна в т о р а я п у л ь с а ц и я, очень быстрая, на протяжении всего одной минуты! Скорость подъема при первом вытягивании кверху (участок a_1, a_2) составляла ~ 170 км/сек, в то время как при второй пульсации (a_3, a_4) вытягивание кверху шло со скоростью примерно 100 км/сек. Ускорение в начале подъема составляло $\sim 6 \cdot 10^5$ см/сек², а при второй пульсации в интервале (a_3, a_4) оно достигало $\sim 3 \cdot 10^5$ см/сек².

В реальности этой пульсации нельзя сомневаться: ход изменения площади воспроизводит (с некоторым опережением) эту вторую пульсацию. Характерен для этой вспышки также п л а в н ы й и быстрый п о д ъ е м (растяжение кверху).

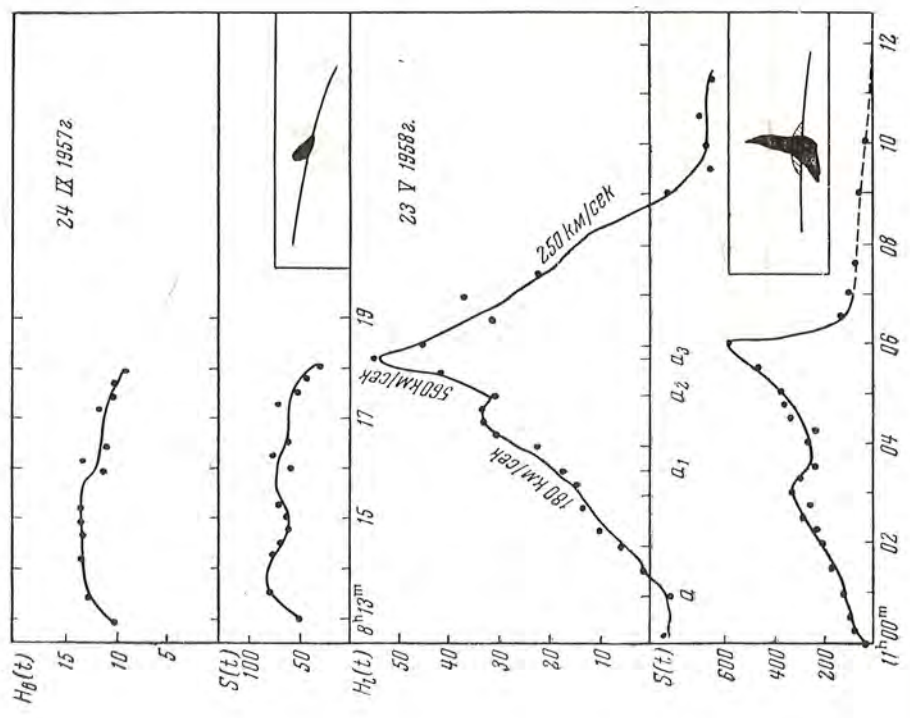
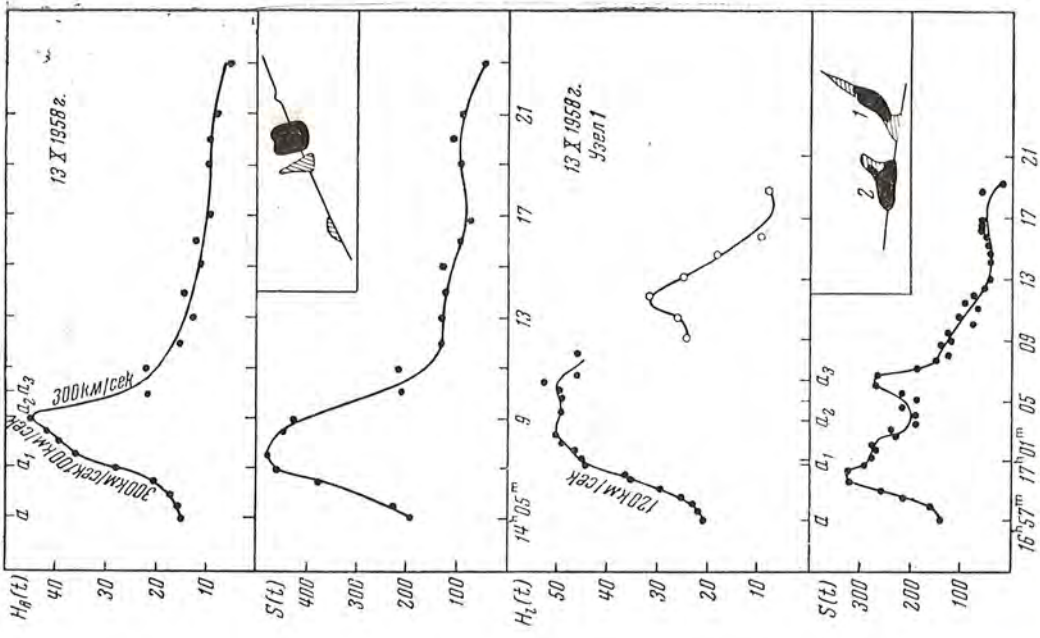
Вспышка 4, 1 августа 1957 г. (13^h27^m — 13^h38^m, фиг. 4), показывает сравнительно медленный, плавный подъем со скоростью от 40 до 50 км/сек. Она также имела вид шипа или холма с острой вершиной. Так как основанье вспышки несколько деформировалось, то здесь измерения высоты проводились от лимба. Очень характерно здесь появление второй п у л ь с а ц и и в 13^h34^m, а также совершенно синхронный ход вытягивания кверху и расширения (ход графиков $H_l(t)$ и $S(t)$ практически совпадает).



Фиг. 4



Фиг. 3



Вспышка 5, 21 августа 1957 г. ($17^{\text{h}}21^{\text{m}}$ — $17^{\text{h}}40^{\text{m}}$, фиг. 4), также характеризуется плавным подъемом и появлением второй пульсации. Вид этой вспышки «классический шип» или холм с заострением (конус), подобный вспышке 1. Распирение вспышки здесь практически синхронно с ее вытягиванием, как показывает сопоставление хода $H_{\text{в}}(t)$ и $S(t)$ (здесь основание вспышки было практически неподвижным и измерялась величина $H_{\text{в}}(t)$). Следующая табличка дает скорости и ускорения в различные интервалы времени (указанные на фиг. 4).

Интервал a , a_1 :	скорость ~ 50 км/сек,	ускорение $\sim +2 \cdot 10^4$ см/сек ²
» a_1, a_2 :	» ~ 30 »	, » $\sim -2,5 \cdot 10^4$ »
» a_2, a_3 :	» ~ 40 »	, » $\sim +7 \cdot 10^4$ »
» a_3, a_4 :	» ~ 85 »	, » $\sim -1,4 \cdot 10^5$ »

Вспышка 6, 21 сентября 1957 г. ($13^{\text{h}}09^{\text{m}}$ — $13^{\text{h}}25^{\text{m}}$). Для этой вспышки измерения не производились. Принадлежность этого образования к лимбовым вспышкам не вполне надежна, хотя ее яркость была заметно большей, нежели яркость обычных протуберанцев. Вначале это была очень яркая однородная арка, которая затем (около $13^{\text{h}}11^{\text{m}}$) разорвалась, и ее яркость очень быстро упала, оставив в основании одной из ветвей яркое пятно, которое, возможно, слегка пульсировало. Это яркое пятно в виде холма выделялось в самом начале вспышки. Измерения движения верхушки этого холма было трудно сделать, так как он проецировался на более слабую ветвь арки, которая, возможно, была петельным протуберанцем. Это явление разрыва арки скорее характерно для эруптивных протуберанцев и, возможно, связано с «разрывом» трубки магнитных силовых линий.

Вспышка 7, 24 сентября 1957 г. ($8^{\text{h}}13^{\text{m}}$ — $8^{\text{h}}18^{\text{m}}$, фиг. 5), была очень яркой (балл 2) и кратковременной. Съемка вспышки начата с запозданием, когда она приняла вид очень яркого, компактного выступа с небольшим коническим заострением, наклоненного к поверхности Солнца. Основание вспышки сохраняло свое положение относительно лимба, поэтому приведен ход $H_{\text{в}}(t)$. Скорости и ускорения при ее растяжении кверху нам неизвестны, вероятно, что скорость была ~ 100 км/сек, если судить по первым кадрам. Характерна пульсация вспышки: в $8^{\text{h}}15^{\text{h}}$ она слегка сократилась в поперечнике и вытянулась по высоте. В $8^{\text{h}}18^{\text{m}}$ вспышка уже практически исчезла. Вокруг этого выступа не было никаких ярких образований, и впечатление такое, что он прорвался из более глубоких слоев. Для этой вспышки на БСТ (башенный солнечный телескоп) были сняты спектры (см. [2]), которые показали широкие ($\sim 5\text{\AA}$) крылья линии H_{α} ; соответствующая турбулентная скорость оказалась равной 78 км/сек.

Вспышка 8, 23 мая 1958 г. ($11^{\text{h}}00^{\text{m}}$ — $11^{\text{h}}26^{\text{m}}$, фиг. 5). Эта вспышка характерна для высоких лимбовых вспышек. Она возникла из маленького светлого пятна, которое сперва заметно вытянулось по направлению к лимбу, а затем передний фронт стал более круто загибаться кверху

и над лимбом начал вытягиваться кверху язык ($11^{\text{h}2\text{m}}$), сперва в виде холма ($11^{\text{h}3\text{m}}$), а затем в виде вытянувшейся до высоты 50 тыс. км ленты ($11^{\text{h}6\text{m}}$), которая вскоре распалась на отдельные яркие сгустки ($11^{\text{h}7\text{m}}$). Впоследствии на месте этой ленты образовался очень высокий возвратный выброс (surge, $11^{\text{h}9\text{m}}$). Измерения здесь велись до распада и после распада этой ленты на узлы, но мы будем рассматривать только те, которые относятся к первой фазе, до распада ленты ($11^{\text{h}7\text{m}}$). Все развитие совершилось поразительно быстро, за 6 мин (отсчет высот здесь производился от лимба, т. е. положение основания вспышки слегка менялось). Площадь вспышки изменялась сначала за счет вытягивания вспышки вдоль лимба, а затем в основном из-за вытягивания языка — ленты, поэтому полного синхронизма $H_l(t)$ и $S(t)$ нет. Вытягивание этой ленты кверху как бы двумя толчками — также довольно характерное явление для некоторых лимбовых вспышек. Наличие ступеньки в росте $H_l(t)$ возле $11^{\text{h}4\text{m},5}$ не оставляет сомнений — эта приостановка роста высоты видна непосредственно на нескольких эскизах, сделанных с проектором. Скорость и ускорение в этой вспышке достигают рекордных значений, как видно из следующих ниже данных

Интервал a ,	a_1 :	скорость равна 180 км/сек,	ускорение $\sim 1,2 \cdot 10^5$ см/сек ²
»	a_2, a_3 :	»	» 560 »
			» 1,9 $\cdot 10^6$ »

Скорость 250 км/сек на спаде кривой $H_l(t)$ относится уже, строго говоря, не к вспышке, а к тому образованию, которое возникло после ее распада.

Вспышки 9—10, 14 сентября 1958 г. ($11^{\text{h}31\text{m}}$ — $12^{\text{h}03\text{m}}$, фиг. 8, $12^{\text{h}39\text{m}}$ — $13^{\text{h}25\text{m}}$). Первая вспышка возникла на диске возле лимба, и ближний к лимбу ее край поднимался вверх в виде бугра с тупой верхушкой; в $11^{\text{h}38\text{m}}$ (точка a) этот бугор распался на отдельные куски, причем верхняя часть продолжала подниматься и вскоре (в $11^{\text{h}43\text{m}}$) погасла. Измерения высоты (сделанные от лимба) относятся к переднему фронту этого бугра и показывают резкое возрастание скорости вначале от очень небольших значений до 125 км/сек; соответствующее ускорение составляет $\sim 2 \cdot 10^5$ см/сек².

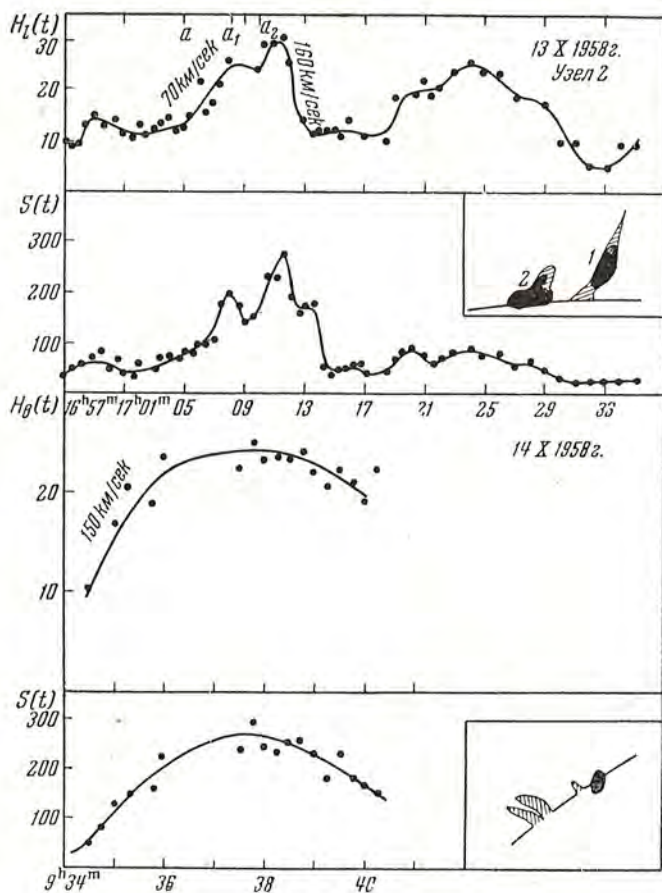
Для этой вспышки характерен быстрый и плавный подъем кверху. Аналогичной была вспышка в тот же день в $12^{\text{h}39\text{m}}$, где разделение и погасание произошло уже при опускании выступа.

Вспышка 11, 13 октября 1958 г. ($14^{\text{h}05\text{m}}$ — $14^{\text{h}36\text{m}}$, фиг. 6), наблюдалась с запозданием, когда она уже сформировалась в виде яркого компактного выступа над краем с тупой верхушкой. Основание вспышки слегка деформировалось, поэтому измерялась $H_l(t)$. Передний край этого выступа быстро поднимался (в интервале a, a_1) и становился конусообразным. Затем произошла некоторая потеря скорости вытягивания на подъеме, и оно приостановилось (a_1, a_2). После этого яркий выступ стал плавно, но очень быстро опускаться, сохраняя типичную форму

холма с конической верхушкой. Позади этого яркого холма поднимался мощный возвратный выброс. Скорости и ускорения здесь были следующие.

Промежуток (a, a_1): подъем: скорость ~ 300 км/сек, ускорение $\sim 2,5 \cdot 10^5$ см/сек²
 » (a_1, a_2): подъем: » ~ 100 » » $\sim 3,3 \cdot 10^5$ »
 » (a_2, a_3): спуск: » ~ 300 » » $\sim 10^6$ »

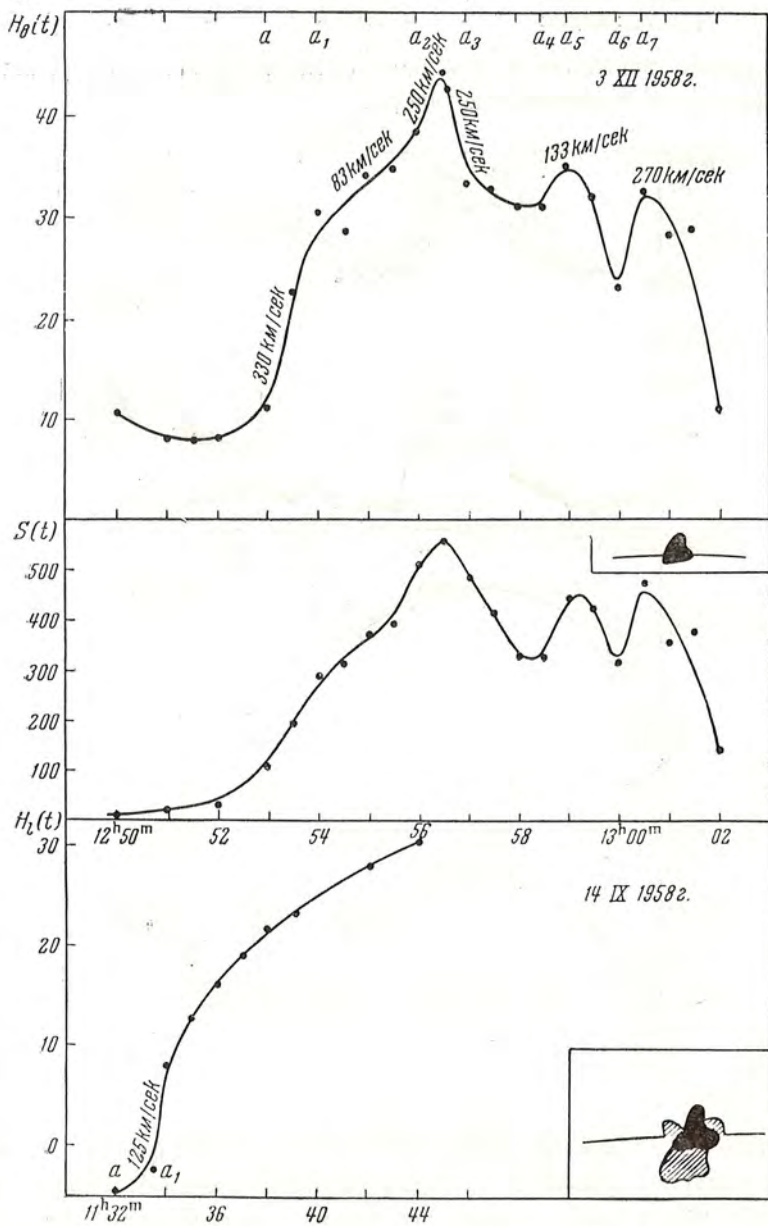
Расширение вспышки шло с некоторым небольшим опережением по отношению к ее вытягиванию вверх.



Фиг. 7

Вспышка 12, 13 октября 1958 г. ($16^{\text{h}}57^{\text{m}} - 17^{\text{h}}38^{\text{m}}$, фиг. 6, 7), состояла из двух выступов (снята с запозданием после начала). Первый выступ был в виде уже сформировавшегося холма с острой верхушкой, которая стала быстро и равномерно вытягиваться и приняла затем вид ленты или струи (интервал (a, a_1) на фиг. 6). Скорость вытягивания острой верхушки в промежутке (a, a_1) составляла 120 км/сек, а ускорение в начале вытягивания составляло $\sim 1,3 \cdot 10^5$ см/сек².

Характерна некоторая потеря скорости перед остановкой и дальнейшим спуском. Затем, после того как в $17^{\text{h}}1^{\text{m}}$ лента сделалась однородной, в ней быстро произошло сокращение яркой части (см. паде-



Фиг. 8

ние $S(t)$ в интервале \bar{a}_1, \bar{a}_2 , за которым последовало быстрое (за 1^m) расширение (точка a_3), и вскоре из яркой части стали вытекать две струи: одна, идущая вниз, и другая под углом к первой (струя, идущая вниз, из центральной части которой исходила вторичная струя, сохраняла яркость вспышки). Поэтому ход высоты выступа $H_1(t)$, начиная с 17^{h5^m} , не имеет особого интереса и количественно не характеризует развитие явлений. Очень примечательна форма и развитие вспышки на большой высоте, которая здесь обнаруживается. Последовательность ее развития воспроизводят фотографии на фиг. 2. Мы видим, что движение, точнее вытягивание, яркой плазмы из ядра вспышки ограничено как бы двумя каналами, идет в двух направлениях: вверх и под некоторым углом, вдоль изогнутой траектории вниз. Это вытягивание второй струи вниз произошло практически на протяжении одной минуты (на кадре в 17^{h8^m} струи, отходящей вниз, нет), причем струя, идущая вниз, прошла за это время расстояние $\sim 18 \cdot 10^3$ км, что дает скорость движения ~ 300 км/сек при начальном ускорении $\sim 10^6$ см/сек².

Эта вторичная струя исчезает в 17^{h19^m} . Что касается струи, идущей вверх от яркого ядра, то ход расстояния ее переднего фронта от яркого ядра вспышки показан на той же фиг. 6 (кружки). Скорость вытягивания этой струи меньше и составляет около 50 км/сек при ускорении $\sim 10^5$ см/сек². Очень характерна также форма этих струй в начальный момент, перед их вытягиванием (фиг. 2, 17^{h9^m}): они имеют вид конусов с заостренными вершинами. Все это наводит на мысль, что здесь мы имеем дело с явлением образования и развития вспышки (возможно, вторичной) в короне, на большой высоте — явлением, которое может много дать для понимания динамики вспышек вообще. Очень вероятным кажется то, что обычные лимбовые вспышки, возникающие в более плотных слоях нижней хромосферы и в присутствии более сильного магнитного поля, лишены возможности выбрасывать подобные длинные струи и показывают на лимбе только холмы с заостренной верхушкой, которые в отдельных случаях развиваются в струи (см. об этом ниже в § 2). Второй выступ вспышки (по соседству от нее, фиг. 7) развивался, как обычная лимбовая вспышка: сперва возникла яркая компактная и небольшая круглая область (почти точно на самом краю), которая одновременно расширялась и вытягивалась кверху, принимая со временем вид холма с острой верхушкой. Подъем был как бы в два толчка с промежуточной пульсацией или потерей скорости в интервале (a_1, a_2) . Скорость подъема вначале была 70 км/сек, при ускорении $\sim 8 \cdot 10^4$ см/сек². Скорость сокращения выступа достигла 160 км/сек и ускорение $\sim 2,7 \cdot 10^5$ см/сек².

Площадь вспышки изменялась практически синхронно с ее высотой. Здесь характерно повторение этой лимбовой вспышки, начавшееся в 17^{h19^m} , где подъем выступа также сопровождался промежуточной пульсацией. Скорости и ускорения при подъеме были того же порядка, как и в первом случае.

Вспышка 13, 14 октября 1958 г. ($9^{\text{h}}34^{\text{m}},5 - 9^{\text{h}}41^{\text{m}}$, фиг. 7). В начале съемки вспышка состояла из небольшого яркого выступа в виде шипа, к югу от него было видно несколько surges. По мере развития вспышки шип увеличивался в размерах и surges росли. Средняя скорость подъема шипа вспышки была порядка 125 км/сек . Затем началось сокращение выступа и его опускание. В $9^{\text{h}}41^{\text{m}}$ наблюдения прекращены из-за облачности.

Вспышка 14, 3 декабря 1958 г. ($12^{\text{h}}50^{\text{m}} - 13^{\text{h}}03^{\text{m}},5$, фиг. 8), была типически «классическим» представителем лимбовой вспышки: в $12^{\text{h}}50^{\text{m}}$ появилась овальная, очень компактная небольшая область у лимба, которая расширялась, и одновременно из нее поднимался холм с острой вершиной в виде конуса; затем вершина стала более тупой, хотя временами в ней возникали заострения. Основание вспышки не оставалось неподвижным, а удалялось от лимба при ее расширении, поэтому измерен был ход $H_l(t)$. Первоначальный подъем выступа был быстрый, затем произошла потеря скорости и вновь ускорение. Очень характерны пульсации при сокращении вспышки. Скорости и ускорения в интервалах, отмеченных на фиг. 8, даются следующей табличкой.

Первый подъем (a, a_1):	скорость равна	330 км/сек ,	ускорение равно	$3,7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}^2$
(a_1, a_2) :	»	»	80	»
(a_2, a_3) :	»	»	250	»
Второй подъем (a_4, a_5):	»	»	130	»
Третий подъем (a_6, a_7):	»	»	270	»

Ход площади $S(t)$ был практически полностью синхронным с ходом высоты выступа.

§ 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

Если после нашей работы [1] могли оставаться некоторые сомнения в реальности движений во вспышках, то настоящая работа показывает, по нашему мнению, с полной определенностью реальность быстрых движений во вспышках со скоростями от ~ 50 до 500 км/сек . Эти движения проявляются в виде практически внезапно наступающего выталкивания, вытягивания языка плазмы из очага вспышки в виде бугра с заостренной верхушкой или в виде конуса (сопровождающегося одновременным расширением этого выступа) на высоты от 10 до 50 тыс. км и последующего сжатия и сокращения.

Если сокращение высоты выступа при некоторой натяжке и можно было бы рассматривать как последовательное, начиная сверху (где плотность меньше), погасание свечения H_α (из-за «прогрева» выступа — ионизации водорода в короне), то вытягивание кверху никак нельзя рассматривать как распространение возбуждения или свечения, так как в короне на высотах больше 10 тыс. км ионизация водорода практически полная и ни о каком последовательном возбуждении свечения H_α , движущимся снизу вверх «невидимым» агентом, не может быть и речи. Что касается сокращения выступа, то тут теоретически может играть известную

роль прогрев короной и погасание свечения в верхней части выступа. Однако едва ли эта роль здесь больше, чем у протуберанцев, которые, несмотря на действие этого фактора, существуют в течение суток, в то время как вспышки существуют минуты.

Далее, рассмотрение графиков $H(t)$, характеризующих вытягивание и сокращение выступа и площади $S(t)$, занятой свечением вспышки, характеризующей одновременно как вытягивание, так и расширение вспышки, показывает, что в подавляющем большинстве случаев характерное вытягивание и сокращение выступа вспышки (увеличение или уменьшение высоты бугра) идет синхронно с площадью, т. е. с расширением или сжатием вспышки и ее выступа.

Факт быстрого расширения вспышек, наблюдаемых на диске, хорошо известен [1]. То обстоятельство, что быстрое расширение сопровождается усилением свечения вспышки, а также ряд других соображений (см. ниже) дают основание думать, что явление вспышки аналогично взрыву (см. [3]). Однако данные § 1 показывают, что если мы имеем здесь дело со взрывом, то, во всяком случае, с направленным, кумулятивным взрывом, когда плазма вспышки выталкивается из «ядра» вспышки в виде холма, преимущественно с конической верхушкой, в каком-либо одном (или двух, как в случае вспышки 13 октября 1957 г., $16^h 57^m$, первый выступ) направлении, а не равномерно во все стороны.

Вторым крайне важным для понимания природы вспышек обстоятельством является возникновение сверхгравитационных ускорений, которые до сих пор регистрировались только для темных эруптивных волокон и возвратных выбросов [4]. Просмотр данных § 1 об ускорениях показывает, что в подавляющем большинстве случаев ускорения в движении переднего фронта выступа вспышки значительно превышают ускорение на поверхности Солнца ($g_{\odot} = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$), причем нередко возникают ускорения в 10 или в 100 раз большие. Почти внезапное возникновение таких ускорений требует практически мгновенного приложения силы, во много раз превышающей не только гравитацию, но и стационарные силы электромагнитной природы типа тех, которые возникают в магнитном поле над пятном. Подобный эффект можно было бы ожидать при очень сильном взрыве, сосредоточенном в малой области.

Примем, что выступ вспышки в результате такого взрыва прошел в среднем путь $\sim 10^4 \text{ км}$ (что соответствует данным об $H(t)$ на фиг. 3—8), и примем в соответствии с данными об ускорениях, что сила F , действующая на единицу массы плазмы, в 10 раз превышает силу гравитации. Тогда работа, совершенная над единицей объема плазмы при таком ее перемещении, будет $F\rho(H - H_0) = 10^5 \cdot 10^{-11} \cdot 10^9 = 10^3 \text{ эрг/см}^3$, так как $\rho = \rho_{\text{H}} = 10^{13} \cdot 10^{-24} = 10^{-11} \text{ г/см}^3$. То же самое мы получим из оценки плотности кинетической энергии $\frac{\rho v^2}{2}$, приняв для скорости среднее наблюдаемое значение $\sim 100 \text{ км/сек}$. Таким образом, энергия порядка 10^3 эрг/см^3 должна быстро образоваться в ядре вспышки для того, чтобы пе-

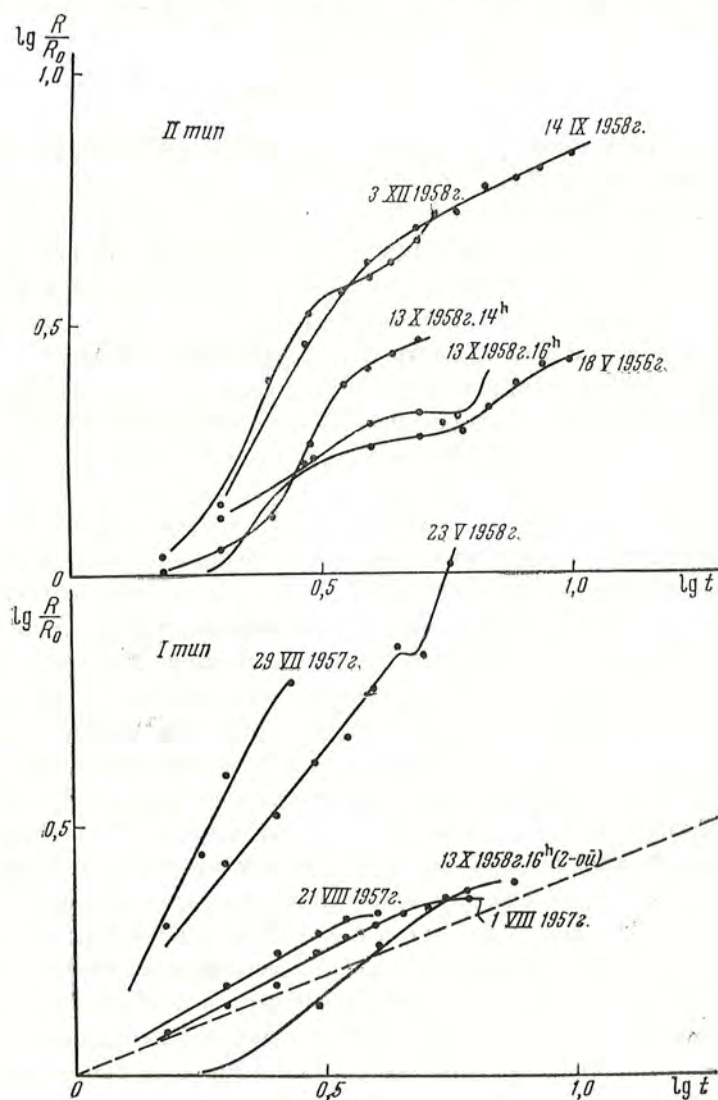
рейти в энергию движения выброса. Характерно, что эта оценка 10^3 эрг/см^3 полностью совпадает с оценкой, сделанной одним из авторов [5] на основании исследования возбуждения и ионизации хромосферных вспышек по их водородному спектру. В [5] было показано, что для предотвращения быстрого охлаждения электронного газа вспышки необходим источник энергии с выделением около $\sim 10^3 \text{ эрг/см}^3$ за время порядка нескольких секунд; та же величина отдачи энергии получена тем же автором [6] из исследований непрерывной, нестационарной эмиссии вспышек и усов, а также исходя из представления о пинч-эффекте во вспышках [7]. Легко видеть, что если эта энергия черпается за счет импульсного, внезапного нагрева плазмы в ядре вспышки (с последующим его расширением), то внутренней энергии $nkT \approx 10^3 \text{ эрг/см}^3$ при $n = 10^{13}$ будет соответствовать температура порядка миллиона градусов. Если эта последняя энергия берется за счет сжатия и частичного разрушения магнитного поля возле нейтральной точки (пинч-эффект, см. [7]), то достаточно разрушения поля $H \approx 100 \text{ гс}$ для выхода этой энергии.

Таким образом, данные об ускорениях плазмы во вспышках с энергетической точки зрения согласуются с идеей о том, что во вспышках происходит превращение магнитной энергии в тепловую в результате пинч-эффекта с последующим расширением области, первоначально захваченной сжатием (пинчем).

Однако с динамической точки зрения сверхгравитационные ускорения могут возникать и при других взрывах, не связанных с возникновением гидромагнитных эффектов, типа пинч-эффекта, а, например, при ядерных взрывах, сосредоточенных в очень малой области. Но здесь возникают трудности. Одна из них связана с указанным выше свойством кумулятивности взрывоподобного выталкивания плазмы из вспышки, хотя ее можно избежать, предположив, что эта кумулятивность связана со спецификой взрыва (см. ниже) или с конфигурацией магнитного поля, окружающего место взрыва. С этим последним предположением, однако, трудно связать наблюдаемое однообразие основной формы лимбовых вспышек — это холмы с конической или заостренной верхушкой. Ведь, трудно предположить, что взрывчатое «горючее» попадает всегда в одну и ту же конфигурацию магнитного поля. На основании этого однообразия более естественно ожидать, что «взрыв» сам возникает лишь при определенной конфигурации магнитного поля, которая в той или иной степени определяет последующее его развитие. Но еще более существенные трудности идея простого некумулятивного взрыва встречает при более детальном изучении данных § 1 о движениях, к которому мы и обратимся.

Третьим важным характерным свойством рассмотренных в § 1 движений во вспышках является очень быстрое нарастание расстояния переднего фронта от ядра вспышки («центра взрыва») и быстрое его сокращение после достижения максимальной высоты (возвратное движение). Внимательное рассмотрение зависимостей $H_e(t)$ или $H_l(t)$ показывает, что вспышки разделяются на два типа по характеру своего развития: у первого вытягивание выступа идет плавно, без

задержек и потерь скорости, у второго оно идет толчками, сопровождаясь пульсациями. Для уточнения картины самого выталкивания или развития самого взрыва мы рассмотрели зави-



Фиг. 9. Зависимость $\lg \frac{R}{R_0}$ от $\lg t$ для лимбовых вспышек.

симость $\lg \frac{R}{R_0}$ от логарифма времени, где R — расстояние переднего фронта от некоторой фиксированной точки (от основания — очага вспышки или от лимба), а R_0 — его расстояние в некоторый начальный момент (обычно R_0 соответствует тому последнему кадру фильма, после которого тотчас же начинается вытягивание). На фиг. 9 представлены эти зависимости для вспышек первого (внизу) и второго типа (сверху). Из них видно, что вспышки, если их уподоблять взрыву, разделяются на две группы: у пер-

вой зависимость $\lg R/R_0$ от $\lg t$ практически прямолинейна, у вторых она сильно отклоняется от прямой линии и показывает задержки и потери скорости при движении фронта. В этом случае у вспышек первого типа можно было бы представить себе движение фронта как *а в т о м о д е л ь н о е* с выполнением соотношения

$$R^m t^{-n} = \text{const} \text{ или } R \propto t^{n/m} \quad (2,1)$$

и считать распределения физических переменных в области размером $\ll R$ подобными при любом R . Во вспышках второго типа о таком автомодельном движении не может быть речи. Однако если обратиться к первому типу, то мы видим, что угловой коэффициент прямых на фиг. 9, равный согласно (2, 1) величине m/n , имеет довольно большие значения и колеблется в пределах от 0,5 до $\sim 2,0$. Никакой группировки этого коэффициента возле двух значений заподозрить нельзя (сравните [8]).

На той же фиг. 9 пунктирной прямой представлена зависимость $R(t) \propto t^{2/6}$ для атомных взрывов по теоретическим и экспериментальным данным, полученным Г. Тэйлором [9]. Мы видим, что рост $R(t)$ у вспышек происходит существенно быстрее, чем у атомного взрыва. Правда, данные [9] относятся к случаю взрыва в земной атмосфере и наше сравнение справедливо, если справедливо подобие. Но подобие, как мы уже указывали, нарушается именно по причине кумулятивности взрывоподобного движения во вспышке, в то время как атомный взрыв в атмосфере дает расходящийся почти сферический фронт ударной волны (отвлекаясь от взаимодействия фронта с поверхностью Земли). Таким образом, движения фронтов во вспышке, если даже отвлечься от эффекта кумулятивности, не дают оснований для проведения аналогии явлений во вспышке с явлением ядерного взрыва, так как приводят к количественному несоответствию в нарастании расстояния фронта от центра взрыва (ядра вспышки) со временем для вспышек и для ядерных взрывов. Более того, возвратное движение выступов во вспышках на лимбе делает невозможным объяснение явления вспышки с помощью идеи о ядерном взрыве, если опять-таки не привлекать на помощь действия магнитных полей, не только «запрещающих» дальнейшее движение, но и возвращающих плазму в исходное состояние с большой скоростью спуска и сверхгравитационным ускорением книзу.

Четвертой характерной чертой выступов вспышек является их пульсация. Она проявляется во всех случаях (кроме вспышки 13 октября 1958 г. $14^{\text{h}}5^{\text{m}}$ и вспышки 14 октября 1958 г. $9^{\text{h}}34^{\text{m}}$), причем у некоторых вспышек (таких, как 8 мая 1956 г., и других) она проявляется на восходящей ветви, при вытягивании выступа, у других — после достижения наибольшей высоты, при сокращении выступа (см., например, вспышки 21 августа 1958 г. и особенно 3 декабря 1958 г.). При этом пульсация при вытягивании, на восходящей ветви, имеет характер скорее задержки в вытягивании, потери скорости, в то время как на нисходящей ветви она проявляется как отчетливо выраженное колебание размера выступа, причем

пульсация здесь иногда столь сильная, что выступ вновь возвращается к своей максимальной длине (см., например, вспышки 1 августа 1958 г. и 3 декабря 1958 г.). Возникновение пульсаций при ядерном взрыве так же трудно объяснить, как и внезапное сокращение области, занятой взрывной волной.

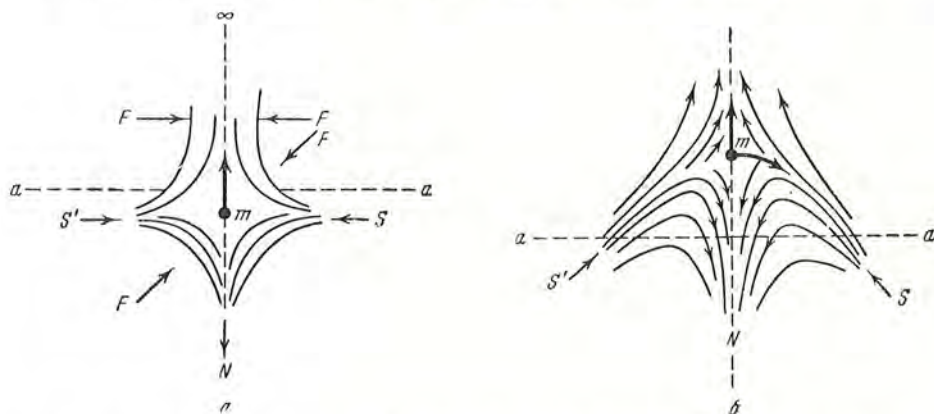
Таким образом, анализируя приведенные в § 1 основные характерные особенности фактического движения плазмы во вспышках, мы вынуждены заключить, что они несовместимы с концепцией ядерного взрыва в ее простом виде. Здесь следует отметить, что эффекты кумулятивности, сходные с наблюдаемыми у вспышек, могут возникнуть и в отсутствии магнитных полей, если рассматривать столкновение двух плоских ударных волн под достаточно большим углом*, а также при падении ударной волны на плоскость под большими углами. В этом случае в полости между фронтами на оси симметрии образуется выступ (волна Маха), движущийся со скоростью, существенно большей, чем скорость самих ударных волн. Однако такая кумулятивная струя не сможет сама по себе остановиться, не встретив очень мощной преграды, и тем более начать затем сокращаться. Если бы такая струя возникала во вспышках, то чем выше в атмосфере Солнца (в короне!) продвигался бы ее передний фронт, тем меньше он встретил бы сопротивления для своего распространения, и такая струя уходила бы прочь от Солнца. Возможно, что подобное явление и имеется, но в данном случае возвратное движение выступов вспышки исключает простое применение этой идеи. По-видимому, изучение подобного явления в гидромагнетике, если оно существует, откроет очень интересные возможности для объяснения многих явлений.

Поэтому мы склонны заключить, что результаты наблюдений и измерений § 1 не согласуются с представлением о вспышке как о ядерном взрыве, сопровождающемся простой ударной волной. Если подобные взрывы и возникают во вспышках, то динамика плазмы определяется, по-видимому, целиком магнитным полем, которое и определяет кумулятивность наблюдаемых взрывоподобных движений плазмы.

Если выступления вспышки в первом приближении трактовать как гидромагнитную волну Альфвена, то, приняв характерную длину выступа $\sim 10^9$ см за длину этой волны, а период колебания, согласно данным § 1, принять равным времени подъема «вспучивания» бугра — около 3^m или 200^s , то соответствующая скорость волны Альфвена будет $\frac{10^9}{10^2} \approx 10^7$, т. е. 100 км/сек, что соответствует средней скорости вытягивания выступов в лимбовых вспышках. Это означает, что достаточно поля $H = \sqrt{4\pi\rho} \approx 100$ гс ($\rho = 10^{-11}$), для того чтобы сдержать плазму вспышки и заставить ее вернуться назад, не нарушив тем самым связность магнитного поля, замороженного в выступ, с окружающим его полем. Если бы скорость была больше указанной величины, то соответственно необ-

* На это обстоятельство обратил наше внимание акад. Я. Б. Зельдович. В недавней работе [10] развита теория этого эффекта для некоторых простейших случаев.

ходимо было бы большее поле, чтобы эти выступы можно было бы рассматривать как гидромагнитную волну. Если, таким образом, мы примем даже такую упрощенную модель явления, то возвратное движение, сокращение вспышки и ее пульсации получают свое естественное объяснение, так как вспышки в большинстве случаев окружены магнитным полем именно такого порядка величины [11].



Фиг. 10. К геометрии поля в области нейтральной точки при возникновении вспышки.

Однако такое представление является слишком грубым, так как оно не в состоянии объяснить наблюдаемого эффекта кумуляции — появления конусообразных выступов и их вытягивания, причем вершины выступов иногда оканчиваются струей (как у вспышек 15 июня 1956 г., 13 октября 1958 г. и др.). В [7] одним из авторов показано, что вспышки возникают в результате пинч-эффекта в нейтральных точках (или областях) поля при достаточно высоком градиенте поля возле этих точек. Возникающие при пинч-эффекте ударные волны сталкиваются в нейтральной точке и импульсно нагревают плазму до температур $\sim 5-10$ млн. градусов, вслед за чем следует расширение плазмы. При этом часть магнитного поля возле нейтральной точки, переносимая ударными волнами, уничтожается, но геометрия поля большого масштаба, окружающего вспышку, меняется мало. Это расширение не может совершаться поперек силовых линий магнитного поля, окружающего вспышку, и плазма расширяется лишь в определенных направлениях, направлениях силовых линий.

Для большей конкретности рассмотрим идеализированную геометрию поля, характерную для возникновения большинства вспышек в нейтральных точках [7, 11] (фиг. 10 а) и образующуюся при скрещении магнитных полей, созданных тремя полюсами, точнее тремя силовыми трубками при их выходе на поверхность Солнца aa (скажем, биполярная группа NS и полюс S' другой такой группы с далеко удаленным полюсом N или одиночное пятно южной полярности S'). Если градиент поля вокруг нейтральной точки m велик, то плазма в области m сжимается под действием сил давления магнитного поля F , направленных к этой точке и

перпендикулярных к силовым линиям. Как показано в [7], это сжатие (пинч-эффект) занимает время порядка 10 *сек* и приводит к импульсному нагреву области m до температур 5 — 10 млн. градусов. Одновременно в 10^6 раз возрастает ток в точке m (в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка).

Высокотемпературная плазма в области m будет стремиться расшириться под действием громадного газового давления, но снизу и с боков она как бы «заперта» в магнитной ловушке: движения в направлении полюсов S , N и S' энергетически менее выгодны (хотя и возможны), чем движение вверх (в направлении стрелки), так как в этом направлении сопротивление движению со стороны магнитного поля минимально (плотность силовых линий минимальна). (Разумеется, что направление движения будет, вообще говоря, не перпендикулярно поверхности aa , так как такая симметрия расположения силовых линий, как на фиг. 10, реализуется очень редко). Однако на плазму, идущую вдоль стрелки, все же будет действовать составляющая магнитного давления навстречу движению, и если напряженность поля достаточно велика, то движение основной части плазмы (часть плазмы может уйти вверх) будет приостановлено и вырвавшийся на поверхность aa , именно конусообразный (в силу геометрии поля), поток плазмы возвратится обратно в область m . Но он может быть вновь вытолкнут из этой области, если по дороге туда и обратно он успел достаточно охладиться — настолько, что может быть вновь сжат магнитным полем. Так, кажется, можно объяснить пульсации вспышек.

Эта магнитная ловушка (или «бутылка»), в которой плазма может пульсировать, высываясь в направлении вдоль поля, где силовые линии идут наименее густо, довольно устойчива (cusped field). Ее геометрия, по-видимому, и создает кумуляцию плазмы в виде конуса и бугра с острой верхушкой при ее выходе через «магнитные пробки» (места сгущения силовых линий). (Известно, что такая геометрия поля может быть использована для генерации плазмонов.) Часть плазмы при этом может, конечно, просочиться через пробки и уйти прочь от Солнца.

Кроме расширения плазмы по причине ее импульсного разогрева из-за пинч-эффекта, в точке m создается импульсным путем значительный ток, на который со стороны поля SN и $S'N$ будут действовать силы Ампера, стремящиеся вытолкнуть всю плазму из области m наверх. Поэтому плазма в m может испытать большое электродинамическое ускорение, которое вначале будет очень быстро возрастать со временем: согласно данным [12], расстояние плазмона от его начального положения (когда ток равен нулю) может возрастать даже, как t^4 (t — время), а затем оно может изменяться приблизительно, как t^2 или даже медленнее, в зависимости от начальных условий. Это гораздо лучше согласуется с наблюдаемой скоростью изменения растяжения выступов вспышек, нежели данные об атомных взрывах. Кроме того, сам вид электродинамически ускоренных плазмонов, воспроизведенных в [12], очень сходен со вспышкой на лимбе. Оценим возможное ускорение в плазме вспышки, исходя из подобных представлений. Сила Ампера F , действующая

на единицу объема плазмы в направлении S , перпендикулярном силовым линиям (в направлении указанном стрелкой на фиг. 10),

$$F \approx \frac{1}{8\pi} \frac{\partial H^2}{\partial S} \approx \frac{1}{8\pi} \frac{H^2}{S},$$

где H — напряженность поля, а S — характерная длина области (в точке m поле исчезает). Следовательно, при поле $H = 100$ гс и $S = 10^8$ см, $F \approx 0,5 \cdot 10^{-9} \cdot 10^4 = 5 \cdot 10^{-6}$ и так как

$$\rho a = F \approx 10^{-6},$$

то ускорение a будет порядка $5 \cdot 10^5$ см/сек², что полностью соответствует наблюдаемым значениям, приведенным в §1. Если сила F , выталкивающая плазму, направлена под углом к поверхности aa и не уравновешивается силой F' , то плазма в m будет сперва стремиться деформировать поле (S, ∞) и может возникнуть сначала характерное вспучивание (бугор) над поверхностью aa (справа от оси $m - \infty$), а затем вскоре она выйдет в виде более высокого выступа с заостренным верхом в направлении m, ∞ , где нет столь сильного сопротивления ее движению, как в направлении сил FF' .

Вообще выталкивание плазмы в направлении $m \rightarrow \infty$ может оказаться столь сильным, что плазма при своем движении деформирует поле и частично вытянет его кверху, вследствие свойства вмороженности поля в плазму. Это приведет к тому, что вся эта область вместе с нейтральной точкой будет вытолкнута кверху и окажется над поверхностью Солнца (фиг. 10б), увлекая за собой силовые линии полей S и S' и вытягивая их. (Такой случай, кроме того, может реализоваться, если при пинч-эффекте сжатие и ударная волна, идущая снизу от нейтральной точки m , будет сильнее, чем идущие с боков или сверху). При этом мы можем иметь случай образования вспышки над краем, в короне (вспышка 13 октября 1958 г. первая, 17^h01^m), когда после кратковременного сжатия и последующего расширения плазма из точки m двигалась как бы по двум каналам: с одной стороны в е р х и по изогнутой траектории в н и з (в направлениях $m \rightarrow \infty$ и $m \rightarrow s$ в нашей модели на фиг. 10б). Выход плазмы в этом случае только в одном направлении S (в направлении mS' струи не было), возможно, связан с тем, что поле S' было более интенсивным, нежели поле S .

Следует в связи с этим отметить, что к представлению о возникновении д в у х к у м у л я т и в н ы х высокотемпературных выбросов приводит также исследование усов [6], которые часто возникают в фазе развития вспышки. (В некоторых случаях у ярких протуберанцев, возникающих в короне, наблюдаются иногда движения в двух и более направлениях.)

Таким образом, кажется очень вероятным, что геометрия магнитных ловушек с нейтральной точкой в состоянии объяснить к у м у л я ц ю плазмы в определенных направлениях при ее выбросах из нейтральной области в результате пинч-эффекта. На фиг. 11 приведены еще две возможные геометрии поля с нейтральными точками, когда выбросы плазмы,

возможные в одном или двух направлениях под углом к поверхности Солнца (геометрия типа *a*, рассмотренная в [13]), вероятно, объясняют появление петельных выбросов плазмы, которые, по-видимому, не связаны со вспышками (во всяком случае, мы ни разу не наблюдали возникновения подобных струй при вспышках).



Фиг. 11. Возможная геометрия поля в области нейтральной точки.

Таким образом, мы приходим к выводу, что данные наблюдений и измерений кинофильмов лимбовых вспышек, а именно кумулятивность, нарастание скорости растяжения выступов, сверхгравитационные ускорения, возвратное движение и пульсации, могут быть довольно успешно истолкованы на основе представления о пинч-эффекте в скрещенных магнитных полях, образующих магнитную ловушку для высокотемпературной плазмы вспышки.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 131, 1959.
3. А. Б. Северный. Астр. журн., 34, 684, 1957; см. также [1].
4. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 18, 151, 1958.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 72, 1958.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957; см. также [3].
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 22, 1958; Астр. журн., 35, 335, 1958.
8. С. П. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 331, 1960.
9. G. Taylor. Proc. Roy. Soc., A., 201, 159, 1950.
10. К. П. Станюкович. К теории чистой кумуляции, 1960.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 67, 1959.
12. Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов, П. М. Подгорный, С. А. Чуватин. ИЭТФ, 33, № 1 (7), 1957.
13. O. Sweet. Electromagn. Phen. in Cosm. Phys., Cambridge, 1958, p. 123.

СВЕЧЕНИЕ ИОНИЗОВАННОГО ГЕЛИЯ
В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ*Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова*

Построены фотометрические контуры линии излучения λ 4686 He II в двух вспышках. Рассмотрена тонкая структура линии и относительные интенсивности компонент в зависимости от механизма возбуждения четвертого уровня He II. Рассчитан контур линии λ 4686 для случая возбуждения ее при резонансном поглощении излучения L_{α} водорода. Вычисленные «резонансные» контуры λ 4686 при $\tau < 1$ хорошо согласуются с наблюдаемыми контурами (фиг. 7).

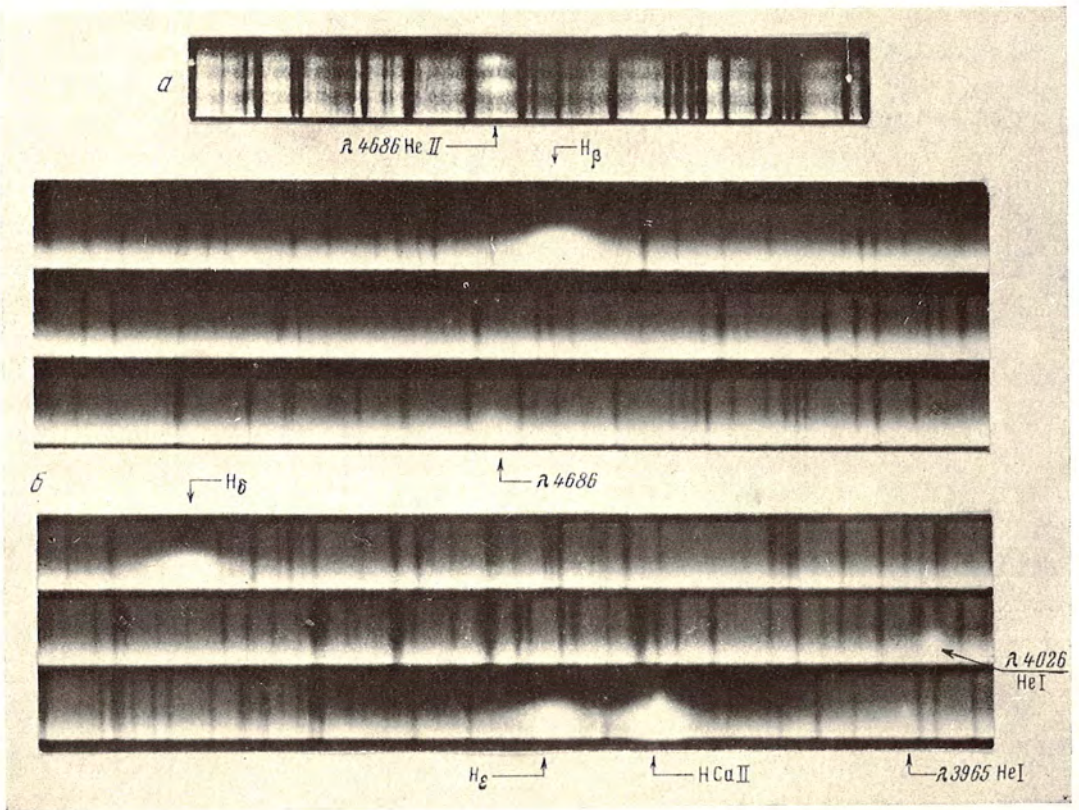
Рассмотрен механизм возбуждения λ 4686 во вспышках. Показано, что определяющая роль в возбуждении четвертого уровня He II принадлежит излучению L_{α} водорода, несколько меньшую роль играет электронный удар. Решение уравнений стационарности для третьего и четвертого уровней He II дало возможность рассчитать населенности этих уровней для различных значений электронной температуры во вспышке. Путем сравнения рассчитанных и наблюдаемых интенсивностей линии λ 4686 определена температура вспышек в области свечения He II, равная $2,5 \cdot 10^4$ градусов. Ширина контуров линии λ 4686 обусловлена не только термическими скоростями ионов гелия, но также наличием турбулентных движений газа со скоростью $v_t = 10$ км/сек в области свечения He II.

Сравнение ширины оптически тонких линий нейтрального гелия и линии λ 4686 He II в одних и тех же вспышках указывает на то, что температура и турбулентная скорость в областях свечения He II выше, чем в области свечения нейтрального гелия.

IONIZED HELIUM EMISSION IN CHROMOSPHERIC FLARES, by *N. V. Steshenko* and *V. L. Khokhlova* — The photometric profiles of the λ 4686 He II emission line were obtained for two flares. The fine structure of the line and the relative intensities of the components in dependence on the excitation mechanism of the He II level 4 are considered. The λ 4686 profile was computed, assuming excitation by resonance absorption of L_{α} emission. The calculated «resonance» profiles of λ 4686 at $\tau < 1$ are in good agreement with those observed (fig. 7).

The excitation mechanism of λ 4686 in flares is considered. It is shown that the dominant rôle in the excitation of the He II level 4 belongs to L_{α} emission, and a somewhat smaller rôle to electron impacts. The solution of equilibrium equations for the He II levels 3 and 4 gives a possibility of calculating the population of these levels at different values of electron temperature in the flare. The temperature of the flare in the region of He II emission equal to $2.5 \cdot 10^4$ degrees was found by comparing the calculated and observed intensities of λ 4686. The widths of the λ 4686 line profiles are due not only to thermal velocities of helium ions but also to the presence of turbulent gas motions with a velocity $v_t = 10$ km/sec in the region of He II emission.

The comparison of the widths of optically thin lines of neutral helium with λ 4686 He II in the same flares shows that the temperature and turbulent velocity in regions of He II emission are higher than those in regions of neutral helium emission.



Фиг. 1

a — спектр вспышки на диске 14.IX 1958 г.; *b* — спектр вспышки на лимбе 30.VIII 1959 г.

1. КОНТУР ЛИНИИ λ 4686 Å He II ВО ВСПЫШКАХ

Излучение линии λ 4686 Å ионизованного гелия появляется во вспышках сравнительно редко и только на короткое время в определенных фазах их развития.

В течение 1958—1959 гг. нами получены спектрограммы четырех хромосферных вспышек, в которых наблюдается эта линия. В одной из них — во вспышке 14 сентября 1958 г. — эмиссия λ 4686 наблюдается на диске Солнца. Характеристика этой вспышки и анализ линий нейтрального гелия приведен в [1].

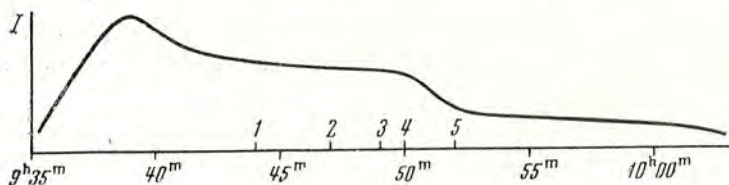
В 1959 г. фотографирование спектров вспышек проводилось на спектрографе с эшелле [2] одновременно в диапазоне от λ 3300 Å до λ 6600 Å. Рассмотрение спектрограмм около 20 ярких вспышек на диске и на лимбе показывает, что линия λ 4686 присутствует только в трех вспышках на лимбе: 20 июля 1959 г. ($9^{\text{h}}18^{\text{m}}$ московского времени), 25 июля 1959 г. ($9^{\text{h}}51^{\text{m}}$) и 30 августа 1959 г. ($9^{\text{h}}49^{\text{m}}$, экспозиции 1—3 сек). В спектрах вспышек 20 и 25 июля все эмиссионные линии, в том числе и λ 4686, сильно расширены из-за движений по лучу зрения (асимметрия и протяженность крыльев, достигающая нескольких ангстрем, практически одинакова для эмиссионных линий легких и тяжелых элементов). В связи с наличием больших движений контуром λ 4686 нельзя воспользоваться для изучения физических условий в этих вспышках. Во вспышках 14 сентября 1958 г. и 30 августа 1959 г. заметные движения по лучу зрения отсутствовали, что хорошо видно на спектрограмме по линиям водорода, кальция и нейтрального гелия (фиг. 1). Это позволило использовать детальный фотометрический контур линии λ 4686 для изучения условий свечения ионизованного гелия во вспышках.

В [1] нами было отмечено, что максимальное свечение нейтрального и ионизованного гелия во вспышке 14 сентября 1958 г. наступило через 15—20 мин после максимума интенсивности водородных линий. Аналогичную картину наблюдаем также во вспышке 30 августа 1959 г. На фиг. 2 приведена фотометрическая кривая яркости этой вспышки в линии H_{α} , построенная по снимкам, полученным на внеатмосферном коронографе с интерференционно-поляризационным фильтром. На графике отмечены также моменты фотографирования спектра вспышки. На спектрограммах 1 и 5 линии нейтрального гелия очень слабы, а λ 4686 He II совсем незаметна. Наиболее интенсивны линии He I и λ 4686 He II на спектрограммах 3 и особенно 4, полученных через 11—12 мин после максимума вспышки в H_{α} .

В работах Г. Зирна, Э. Тандберг-Хансен [3, 4] и Дж. Джеффериса, Э. Смит и Г. Смита [5] также отмечалось появление во вспышках линии λ 4686 в излучении. В [3, 4] определена полуширина контура этой линии, в [4] приведен фотометрический контур, который сравнивается с гауссовой кривой. Температура, определенная по контуру λ 4686, оказывается большей, чем полученная по контурам других линий. Так, в [4] температура для одной из вспышек по линии λ 4686 оценивается равной $180\,000^{\circ}$, по линиям нейтрального гелия $70\,000^{\circ}$ и по линиям водорода $27\,000^{\circ}$.

Эти оценки делались без учета тонкой структуры линий He I и He II, что могло сильно исказить величину определяемой по контуру температуры.

Линия λ 4686 He II соответствует переходу с уровня $n = 4$ на уровень $n = 3$ аналогично линии P_{α} водорода (фиг. 3). Благодаря тонкой



Фиг. 2. Развитие вспышки 30.VIII.1959 г. по кинофильму, полученному на коронографе в линии H_{α} .

Штрихами помечены моменты фотографирования спектров.

структуре термов и спиновому расщеплению линия состоит из 13 компонент; схема переходов, образующих компоненты тонкой структуры линии λ 4686, приведена на фиг. 4, а. Расстояние между крайними компонентами составляет $0,54 \text{ \AA}$.

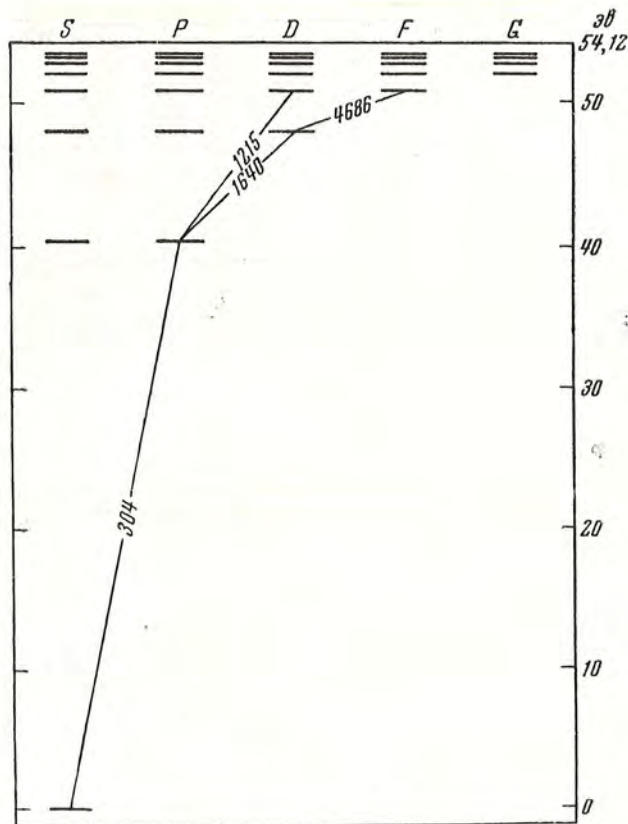
Вопрос об относительной интенсивности компонент тонкой структуры весьма сложен. Тонкая структура линии λ 4686 изучалась Дж. Серисом [6] и Г. Герцбергом [7]. При низких давлениях и температуре жидкого азота компоненты тонкой структуры могли быть разрешены и их положение совпало с предсказанным теоретически. Однако относительные интенсивности (в отсутствии самопоглощения) зависят от давления газа и величины разрядного тока. При малых давлениях и слабых токах наблюдаемые интенсивности отличаются от интенсивностей, рассчитанных в предположении, что заселенность подуровней четвертого состояния пропорциональна статистическим весам этих подуровней, как это обычно принимается при расчетах. При повышении давления или увеличении разрядного тока расхождения исчезают. Это объясняется тем, что установление заселенности, пропорциональной статистическим весам подуровней, осуществляется тогда, когда столкновения настолько часты, что за время жизни атома в возбужденном состоянии может произойти несколько столкновений с электронами.

Согласие наблюдаемых и рассчитанных интенсивностей наступает, согласно [7], при таких давлениях, когда время между столкновениями равно $1,8 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, а время жизни атома в возбужденных состояниях $\sim 10^{-8} \text{ сек}$.

При более низких давлениях и малых токах, когда время между столкновениями больше 10^{-8} сек , заселенность подуровней зависит от времени жизни атома на данном подуровне и от вероятности возбуждения данного подуровня. Г. Герцбергом [7] подсчитаны относительные интенсивности для случая такой малой плотности газа, при этом принималось, что возбуждение подуровней равновероятно. Такие интенсивности названы

«динамическими» в отличие от «статистических» интенсивностей при больших значениях плотностей и тока. Статистические и динамические интенсивности компонент приведены на фиг. 4, б и 4, в.

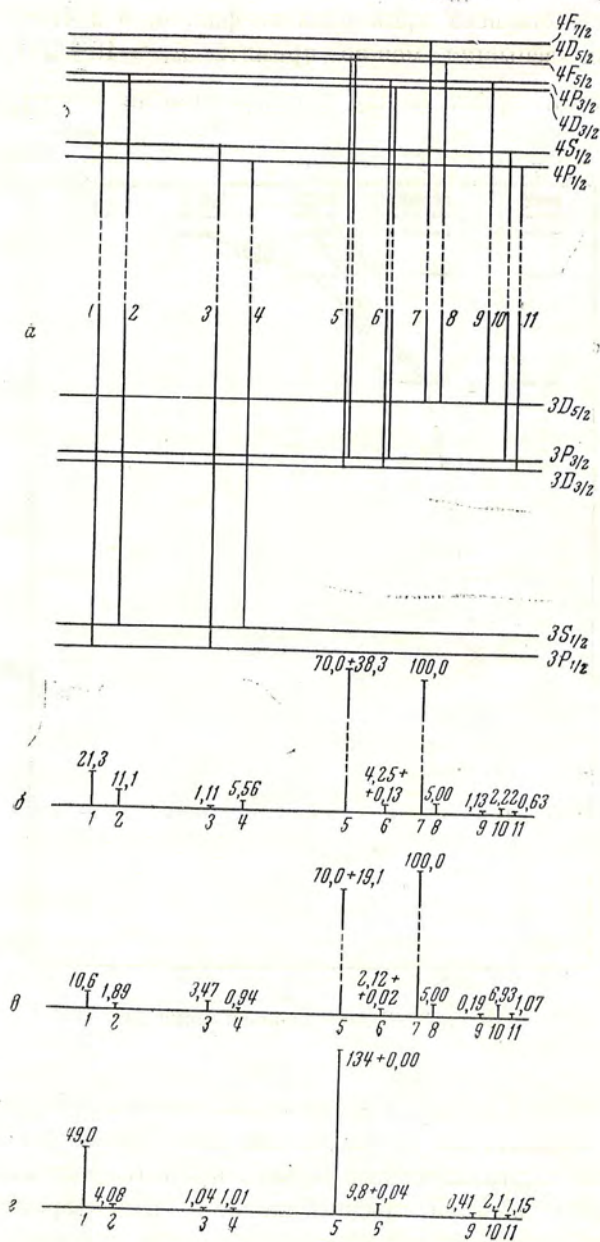
В условиях вспышки можно принять $n_e \approx 10^{13}$ и $T_e \approx 10\,000^\circ$ — $30\,000^\circ$, тогда время между столкновениями $t = \frac{1}{n_e \sigma v} \approx 10^{-5}$ сек,



Фиг. 3. Схема уровней иона He II.

т. е. значительно больше, чем время жизни атома в возбужденном состоянии. Можно ожидать, что относительные интенсивности компонент должны быть ближе к динамическим. Однако принятое при вычислении динамических интенсивностей предположение о равновероятном возбуждении подуровней четвертого состояния является упрощением. В действительности вероятности возбуждения подуровней зависят от механизма возбуждения.

А. Б. Северный указал нам на возможность возбуждения во вспышках четвертого уровня иона гелия (фиг. 2) интенсивным излучением водородной линии L_α , так как длина волны L_α ($\lambda = 1215,67 \text{ \AA}$) почти совпадает с линией He II, соответствующей переходу 4—2. Выполненные Дж. Зиркером [8] расчеты показывают, что в возбуждении $\lambda 4686$ He II в хромосфере этот механизм может играть заметную роль.



Фиг. 4. Схема переходов, образующих тонкую структуру линии λ 4686.

Внизу схематически обозначены: б — статистические; в — динамические и г — «резонансные» относительные интенсивности компонент тонкой структуры.

Рассмотрим относительные интенсивности компонент линии λ 4686 в случае возбуждения ее верхнего уровня за счет поглощения радиации L_α . Линия λ 1215,14 He II состоит из семи компонент, которые располагаются двумя тесными группами, отстоящими друг от друга на 0,08 Å. Расчеты контура линии показывают, что интенсивность возбуждающего излучения L_α для всех компонент линии He II λ 1215,14 приблизительно одинакова (табл. 2). В таком случае вероятность возбуждения любого подуровня четвертого состояния пропорциональна сумме сил линий* тех компонент λ 1215 He II, для которых этот подуровень является верхним. Относительные интенсивности компонент линии λ 4686 можно вычислить, умножив «динамические» интенсивности на соответствующие вероятности возбуждения подуровней верхнего состояния. Вычисленные «резонансные» интенсивности приведены на фиг. 4 г.

Очевидно, что из-за значительной доплеровской ширины каждой компоненты во вспышке разрешение компонент линии λ 4686 не будет полным, и мы должны наблюдать некоторый результирующий контур, вид которого зависит от относительной интенсивности компонент. На фиг. 5 построены теоретические контуры линии λ 4686 Å при «динамических» (а) и «резонансных» (б) относительных интенсивностях для доплеровской полуширины $\Delta\lambda_D = 0,14$ Å, соответствующей кинетической температуре 20 000°. Можно видеть, что результирующие контуры в этих случаях имеют несколько различный вид. Контур состоит как бы из двух компонент I и II; коротковолновая компонента I в обоих случаях слабее, чем длинноволновая, но относительная интенсивность компонент I и II различна.

Обратимся к рассмотрению наблюдаемых контуров линии λ 4686 во вспышках. В спектре Солнца эта линия попадает в интервал между двумя фотосферными линиями λ 4685,28 Å и λ 4686,22 Å. На этом участке нет заметных линий поглощения, что позволяет получить довольно надежный контур линии λ 4686, за исключением далеких крыльев, которые проваливаются в указанные линии поглощения (фиг. 6). Наиболее надежный контур получен для линии излучения во вспышке на лимбе, так как яркость околосолнечного ореола невелика по сравнению с интенсивностью линии излучения. Кроме того, спектр вспышки на лимбе фотографировался на пластинках Rot Rapid со сравнительно небольшим зерном фотоэмульсии, что также увеличивало точность построения контуров.

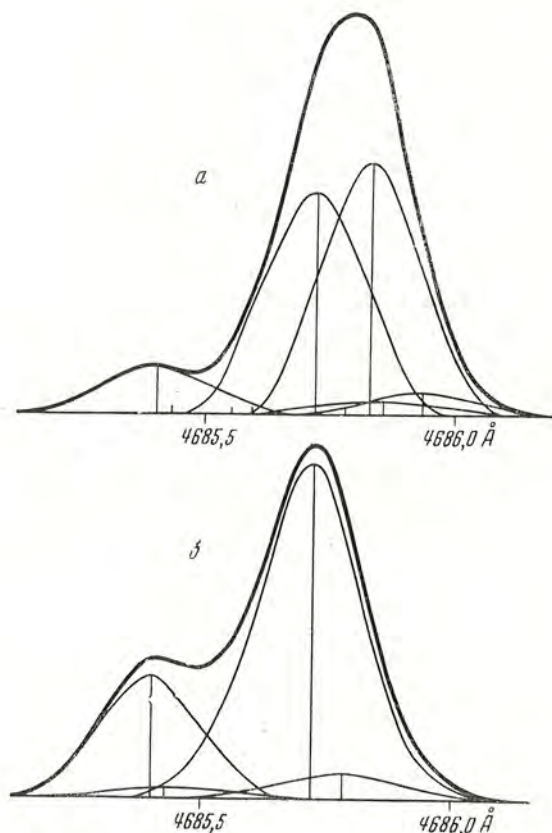
Для этой вспышки были профотометрированы две спектрограммы, снятые через одну минуту. Фотометрические контуры приведены на фиг. 7, а. Для вспышки на диске 14 сентября 1958 г. фотометрировались две спектрограммы, снятые с интервалом в 30 сек. Фотометрические контуры получены с меньшей точностью, так как интенсивность гелиевой эмиссии составляла немногим более 10% от интенсивности непрерывного

* Сила линии (или теоретическая интенсивность) пропорциональна произведению вероятности перехода на статистический вес верхнего уровня

$$S_{ik} = A_{ik} \cdot g_i \frac{3hc^3}{64\pi^4\nu^3} = f_{ki} \cdot g_k \cdot \frac{3hc^2}{8\pi^2\nu} \quad [9].$$

спектра Солнца и, кроме того, пластинки Ilford HP-3, на которых фотографировался спектр, обладают крупным зерном. Контуры линии λ 4686 для этой вспышки приведены на фиг. 7, б*.

Сравнение наблюдаемых и рассчитанных теоретически контуров (фиг. 5) не может дать однозначного ответа на вопрос, каков механизм возбуждения линии λ 4686. Действительно, хотя наблюдаемые контуры



Фиг. 5. Вычисленные контуры линии λ 4686.

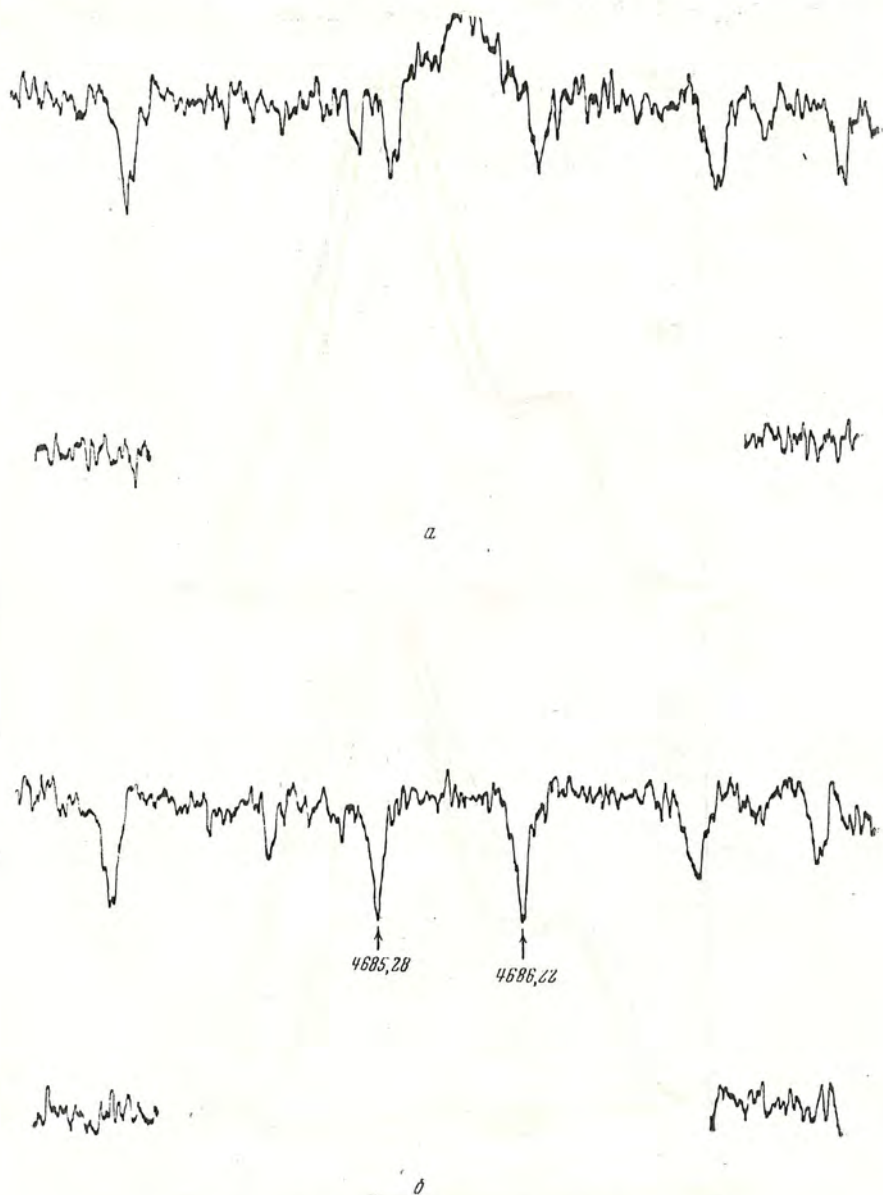
a — для динамических относительных интенсивностей;
б — для «резонансных» относительных интенсивностей.

хорошо согласуются с контурами, рассчитанными для случая «резонансного» возбуждения излучением L_{α} (относительные интенсивности компонент точно совпадают), однако такое же соотношение интенсивностей может получиться и при «динамических» интенсивностях, если имеется самопоглощение. Рассмотрим эти два случая.

1. Возбуждение линии λ 4686 определяется в основном резонансным поглощением L_{α} со второго уровня He II. Тогда хорошее совпадение

* Узкий пунктирный пикок на контуре λ 4686 во вспышке на диске 14 сентября 1958 г., по-видимому, является линией редкой земли Eu (лабораторная длина волны, согласно [10], $\lambda = 4685,70 \text{ \AA}$). Случаи появления линий редких земель в излучении во вспышках описаны в [11].

наблюдаемых контуров с рассчитанными указывает на отсутствие самопоглощения. По полной энергии, излученной в линии, можно определить число излучающих атомов по лучу зрения в столбике с сечением 1 см^2 .



Фиг. 6. Микрофотограммы линии λ 4686.

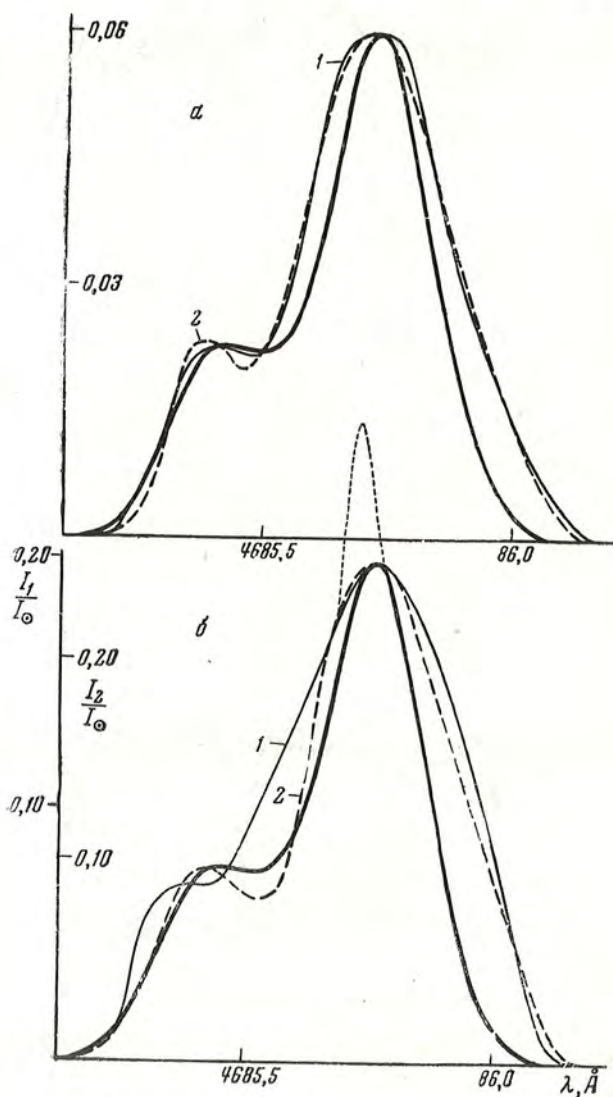
а — во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г.; б — в спектре Солнца.

Для вспышки на лимбе оно оказывается равным $1,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, для вспышки на диске $4,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

2. L_{α} не играет заметной роли в возбуждении уровня $n = 4$, наблюдаемое соотношение компонент I и II определяется наличием самопогло-

щения. Зная теоретическое соотношение интенсивностей компонент I и II, можно оценить оптическую толщину:

1) Для вспышки на лимбе $I_I : I_{II} = (1 - e^{-\tau_I}) : (1 - e^{-\tau_{II}})$, где $\tau_I \cdot \tau_{II} = s_I : s_{II} = 1 : 8$ (s_I и s_{II} — теоретические относительные интен-



Фиг. 7. Фотометрические контуры линии λ 4686.

α — во вспышке на лимбе 30. VIII 1959 г. и β — во вспышке на диске 14. IX 1958 г. Тонкая и штриховая линии — контуры для двух экспозиций каждой из вспышек; жирная линия — вычисленный контур для резонансных интенсивностей компонент ($T_e = 2 \cdot 10^4$ градусов, $\xi_t = 0$).

сивности компонент I и II, определенные по контуру на фиг. 5, α). Взяв из наблюдений $I_I : I_{II} = 0,38$, получим $\tau_I = 0,5$ и $\tau_{II} = 4,0$.

По известному τ легко определить число поглощающих атомов в столбце

с сечением 1 см^2 по лучу зрения

$$N_3 = \tau / k_0.$$

Коэффициент поглощения в центре линии для доплеровской полуширины, соответствующей температуре $T_e = 20\ 000^\circ$, $k_0 = 0,65 \cdot 10^{-12}$ и $N_3 = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Число N_4 излучающих атомов получим, исправив ранее определенную без учета самопоглощения величину N_4 за самопоглощение. Для грубой оценки достаточно умножить эту величину на $\tau_{II}/(1 - e^{-\tau_{II}}) = 4$. Тогда получим

$$N_4 = 4,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}.$$

2) Для вспышки на диске при определении оптической толщи воспользуемся уравнениями

$$\begin{aligned} I_I &= I_\odot e^{-\tau_I} + p(1 - e^{-\tau_I}); \\ I_{II} &= I_\odot e^{-\tau_{II}} + p(1 - e^{-\tau_{II}}). \end{aligned}$$

Зная $\tau_I : \tau_{II}$ и подставляя $I_I = 1,10 I_\odot$ и $I_{II} = 1,25 I_\odot$, получаем $\tau_{II} = 4,8$ и $\tau_I = 0,6$. Отсюда определяем число $N_3 = 0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. При $\tau_{II} = 4,8$ член $I_\odot e^{-\tau_{II}}$ очень мал и все излучение, наблюдаемое в центре компоненты II, должно возникать во вспышке. Тогда энергия, излучаемая вспышкой в линии $\lambda 4686$, приблизительно равна произведению центральной интенсивности на полную полуширину линии, т. е.

$$1,25 I_\odot \cdot 0,25 \text{ \AA} = 5,5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}.$$

Внося исправление за самопоглощение, получим

$$E = 5 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек} \quad \text{и} \quad N_4 = \frac{4\pi E}{A_{43} \cdot h\nu} = 1,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Можно видеть, что в двух рассмотренных случаях ($\tau < 1$, $\tau \geq 1$) мы получаем сильно различающиеся числа атомов в возбужденном состоянии для вспышки на диске. Вопрос о том, какое из этих предположений более правильно, будет рассмотрен после обсуждения механизма возбуждения линии $\lambda 4686$.

2. МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ $\lambda 4685,7$ He II И ТЕМПЕРАТУРА ВО ВСПЫШКАХ

Для выяснения вопроса о механизме возбуждения и о значении физических параметров, определяющих наблюдаемое свечение вспышки в линии $\lambda 4686$, следовало бы составить уравнение стационарности для максимального числа уровней He II, решить их для различных значений температуры и путем сравнения наблюдений с вычислениями найти значение температуры во вспышке. Однако ввиду неуверенности во многих членах, входящих в уравнения стационарности, таких, как плотность возбуждающего излучения, сечения возбуждения и ионизации и др., такой строгий, но весьма громоздкий метод не дает определенного результата.

Задачу можно упростить, рассмотрев условие стационарности только

для четвертого уровня. Для этого нужно рассчитать процессы, определяющие заселенность четвертого уровня, и рассмотреть наиболее существенные из них. Для расчетов населенности четвертого уровня необходимо знать количество ионов гелия на первом и втором уровнях.

Концентрация ионов гелия для различных значений электронной температуры T_e рассчитывалась Г. Зириным [3] из условия ионизационного равновесия для He I и He II. При расчетах мы воспользуемся значениями $n_{\text{He II}}/n_{\text{He I}}$ из [3]. Величина $n_{\text{He II}}$ равна числу ионов He II во вспышке. На основании того, что оптическая толщина в линиях лаймановской серии He II велика, заселенность уровней обычно оценивают, принимая больцмановское распределение по уровням с температурой, равной T_e [3, 18]. Однако условие большой оптической толщи в рассматриваемой линии является достаточным для установления больцмановского распределения при выполнении двух условий:

1) если число всех возможных уходов с рассматриваемых уровней в точности компенсируется числом приходов на эти же уровни;

2) если кванты в рассматриваемой линии не исчезают за счет посторонних процессов, например производя фотоионизацию или резонансное возбуждение других атомов, находящихся в том же объеме.

При выполнении этих условий наличие большой оптической толщи приводит к увеличению плотности излучения благодаря многократному переизлучению при диффузии квантов. При достаточно большой оптической толщине время диффузии станет настолько большим, что каждый квант рассматриваемой частоты, возникший в объеме за счет электронного удара, будет погашен при неупругом столкновении. Это означает, что установится больцмановское распределение по уровням и плотность излучения достигнет равновесной. При частоте столкновений $z_{\text{ст}} = n_e \sigma v$ величина оптической толщи, достаточной для установления больцмановского распределения, определится из условия $\tau^2 \cdot t_1 \geq \frac{1}{n_e \sigma v}$, где согласно [13, стр. 442], $\tau^2 \approx N$ — число рассеяний, происходящих при диффузии в слое газа с оптической толщиной, равной τ ; t_1 — время жизни атома в возбужденном состоянии; n_e — электронная концентрация; σ — сечение неупругого столкновения и v — термическая скорость электронов.

За все время диффузии каждого кванта до его тушения время $t_1 \cdot N$ приходится на существование атома в возбужденном состоянии и $t_2 \cdot N$ — время существования свободного кванта. За время $t_2 \cdot N$ может произойти поглощение кванта другим атомом; например, для водородного L_{α} может произойти поглощение его ионизованным гелием со второго на четвертый уровень, для $\lambda 303,7 \text{ \AA}$ He II может произойти поглощение атомом кислорода, приводящее к ионизации последнего. В таком случае нарушится приведенное выше второе условие: числа возбуждений электронным ударом и тушений второго рода уже не будут равны друг другу, так как часть квантов будет гаситься другим путем. По соотношению вероятностей тушения второго рода и поглощения кванта другими атомами можно оценить отклонение от больцмановского распределения.

Подсчеты отклонения от равновесного распределения в условиях вспышки для первого и второго уровней водорода и ионизованного гелия позволят нам оценить плотность возбуждающего излучения и населенность второго уровня He II.

Время жизни кванта до его поглощения посторонним атомом равно $t_3 = 1/n_1 \cdot c \cdot k$, где n_1 — число посторонних поглощающих атомов в 1 см^3 , c — скорость света и $k \text{ (см}^2\text{)}$ — атомный коэффициент поглощения.

Множитель b , характеризующий отклонение от равновесного распределения, равен $b = t_3 / t_1 N$. Расчеты, проведенные нами, показали, что для квантов L_α время t_3 , обусловленное поглощением атомами гелия, больше, чем $t_1 N$ (это определяется тем, что число атомов He II во втором состоянии сравнительно невелико). Таким образом, причиной отклонения от больцмановского распределения между первым и вторым уровнями водорода во вспышке может быть только невыполнение первого условия — отсутствие компенсации уходов на верхние уровни и в континуум обратными переходами.

Для ионизованного гелия наиболее существенную роль играет фотоэлектрическое поглощение квантов $\lambda 303,7 \text{ \AA}$ кислородом O I и O II. Мы взяли обилие кислорода и коэффициент непрерывного поглощения для него из ([14], стр. 29 и 35).

В табл. 1 приведены вычисленные для различных температур значения t_2 , $t_2 N$ и t_3 .

Таблица 1

T_e	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
t_2	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-7}$	$0,3 \cdot 10^{-8}$	$0,6 \cdot 10^{-9}$	$0,5 \cdot 10^{-9}$
$t_2 N$	$0,7 \cdot 10$	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$0,3 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$
t_3	$1,0 \cdot 10^{-2}$ для всех T_e				

При вычислении n_e принималось равным 10^{13} . Из таблицы видно, что заметное отклонение от равновесного распределения имеется только для $T_e = 10\,000^\circ$. Для больших T_e отклонение может быть вызвано только отсутствием компенсации уходов вверх и приходов сверху на рассматриваемые уровни.

Согласно подсчетам А. Б. Северного [15], для уровня $n=2$ водорода есть такая компенсация. Можно ожидать, что и для гелия выполняется то же самое. Если компенсация не вполне точная, то следует ожидать, по крайней мере на восходящей ветви кривой развития вспышки, что уходы в континуум будут преобладать над обратными приходами. В таком случае мы несколько переоценим величину n_2 / n_1 , что следует иметь в виду в дальнейшем.

В табл. 3 приведены значения n_2 He II, вычисленные для $T = 10^4$ с учетом отклонения от больцмановского распределения, а для более высоких температур — по формуле Больцмана.

Возбуждения электронным ударом

Число возбуждений в 1 см^3 за 1 сек равно согласно [13, стр. 112],

$$z_{k4} = n_k \cdot n_e \cdot C_{k4} = n_k \cdot n_e \cdot \bar{q}_{k4} \left(\frac{8kT}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\epsilon_{k4}}{kT} \right) e^{-\frac{\epsilon_{k4}}{kT}}.$$

Для вычислений этой величины надо знать n_e , n_k и эффективное сечение возбуждения электронным ударом \bar{q}_{k4} . Согласно [16] и [3], электронную плотность во вспышке можно принять равной $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сечения возбуждения для водорода можно считать известными с точностью до одного порядка. Согласно [15, 14, 17] при расчетах будем использовать для возбуждения из основного уровня значения $\bar{q}_{1i} = 10^{-16}$ и для других уровней $\bar{q}_{ki} = 10^{-15}$, считая, что сечения для иона гелия мало отличаются от сечений для атома водорода.

Вычисленные для различных T_e величины z_{14} , z_{24} и z_{34}/n_3 приведены в табл. 3.

Удары второго рода, приводящие к тушению возбужденных состояний $n \geq 5$ на четвертый уровень, пренебрежимо малы по сравнению с возбуждениями электронным ударом.

Возбуждения излучением L_α водорода

Вторым возможным процессом, ведущим к заселению четвертого уровня, может быть резонансное поглощение излучения L_α вспышки. Согласно сказанному ранее, плотность излучения близка к равновесной.

Число поглощений квантов L_α за 1 сек в 1 см^3 равно

$$R_{2 \rightarrow 4} = n_2 \rho_{24} \cdot B_{24} \cdot W,$$

где W — множитель, учитывающий неточное совпадение длин волн линий L_α и λ 1215 He II. Чтобы оценить этот множитель, мы вычислили интенсивность в линии L_α на расстояниях $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ от центра линии, равных расстоянию между центром L_α и двумя группами компонент линии λ 1215 He II.

При вычислениях принималось, что линия L_α расширена за счет совместного действия эффекта Доплера и затухания излучения. Такой метод оценки может привести к некоторому занижению W , если на расширение линии действует также эффект Штарка. В табл. 2 приведены значения W , а в табл. 3 — $R_{2 \rightarrow 4}$ для различных температур.

Таблица 2

T_e , градусы					
$\Delta\lambda$, Å	$1,0 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^4$
0,50	1	0,5	$0,5 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$
0,58	1	0,4	$0,4 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$

Радиативные возбуждения четвертого уровня

Четвертый уровень может возбуждаться излучением с первого, второго и третьего уровней как собственным излучением вспышки, если оптическая толща в соответствующих линиях велика, так и солнечным излучением в тех линиях, в которых вспышка прозрачна.

В линиях, соответствующих переходам 1—4 и 2—4, оптическую толщину легко оценить, используя n_1 и n_2 , приведенные в табл. 3, и приняв линейную толщину слоя вспышки $\sim 10^8$ см. Для перехода 1—4 $\tau > 10^3$ при $T_e \geq 1,5 \cdot 10^4$, для 2—4 $\tau \ll 1$, если $T_e \leq 2,5 \cdot 10^4$, и $\tau \approx 10^3$ при $T_e = 5,0 \cdot 10^4$ градусов.

Оптическую толщину для линии 3—4 (λ 4686) можно оценить, определив n_3 по формуле Больцмана, т. е. получить явно завышенную оценку. Для $2,5 \cdot 10^4$ градусов $\tau \approx 0,2$. Очевидно, что при такой небольшой оптической толщине плотность собственного излучения вспышки не может быть велика и его роль не превосходит роль солнечного излучения для этой линии. Для $T = 5 \cdot 10^4$ градусов роль собственного излучения вспышки в этой длине волны может быть весьма значительной.

Чтобы выяснить роль собственного излучения вспышки для переходов 1—4 и 2—4, уравнение стационарности решалось дважды — для случая, когда число спонтанных переходов вниз $n_4 A_{41}$ и $n_4 A_{42}$ много больше, чем число возбуждений $n_1 \rho_{14} B_{14}$ и $n_2 \rho_{24} B_{24}$, т. е. когда можно положить $n_1 \rho_{14} B_{14} = n_2 \rho_{24} B_{24} = 0$, и для случая, когда числа спонтанных переходов вниз и возбуждений собственным излучением равны.

Для перехода 3—4 ввиду почти полной прозрачности этой линии можно учитывать только действие солнечного излучения, по крайней мере для температур $T_e \leq 2,5 \cdot 10^4$ градусов. Число возбуждений равно $n_3 \cdot \rho_{34} \cdot B_{34} = n_3 \cdot 1,6 \cdot 10^6$, если ρ — половина равновесной плотности при $T = 6000^\circ$.

Рекомбинации и каскадные переходы с верхних уровней

Число рекомбинаций можно оценить по формуле ([13], стр. 114)

$$Z_{fn} = n_e \cdot n_i \cdot 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \int_0^\infty (\beta_v)_n \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 dv,$$

которая, согласно [15], преобразуется в уравнение

$$Z_{fn} = n_e \cdot n_i \frac{1}{n_3} \cdot \frac{K}{T_e^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{x_n} [-\text{li}(e^{-x_n})],$$

где для He II $K = 5,5 \cdot 10^{-5}$, $x_n = \frac{\epsilon_n}{kT}$ и $\text{li}(e^{-x_n})$ — функция интегрального логарифма, табулированная в [12]. Вычисленные значения приведены в табл. 3.

Для температур $< 2,5 \cdot 10^4$ градусов концентрация He III ничтожна, поэтому для этих температур рекомбинации не принимались во внимание.

Таблица 3

n = 4	Приходы										Уходы										
	T _e	n ₁	n ₂	Z ₁₄	Z ₂₄	Z _{34}/n₃}	Z _{j4}	P ₃₄	P _{45}B₃₄}	A ₃₁	A ₃₂	A ₄₁	A ₄₂	A ₄₃	Z _{41}/n₄}	Z _{43}/n₄}	Z _{45}/n₄}	Z _{4j}/n₄}	P _{43}B₄₃}	P _{44}B₄₄}	P _{45}B₄₅}
10 ⁴	7,0 · 10 ⁶	0,9 · 10 ⁻¹⁴	0,75 · 10 ⁻¹²	0,82 · 10 ⁻¹⁴	1,2 · 10 ⁵	0,52 · 10 ⁻¹²	0,43 · 10 ⁸	1,6 · 10 ⁶	2,0 · 10 ⁸	1,3 · 10 ⁸	1,4 · 10 ⁸			2,3 · 10 ⁵	0,36 · 10 ⁶	0,50 · 10 ⁶			0,67 · 10 ⁷	0,73 · 10 ⁶	1,8 · 10 ⁵
1,5 · 10 ⁴	6,8 · 10 ⁹	0,63 · 10 ⁻³	4,8 · 10 ⁻¹	1,7	3,0 · 10 ⁵	0,52 · 10 ⁷								1,9 · 10 ⁵	0,54 · 10 ⁶	1,5 · 10 ⁶					
2,0 · 10 ⁴	2,1 · 10 ¹¹	0,47 · 10 ²	0,94 · 10 ⁵	0,80 · 10 ⁶	0,49 · 10 ⁶	0,35 · 10 ⁷								1,6 · 10 ⁵	0,68 · 10 ⁶	2,4 · 10 ⁶					
2,5 · 10 ⁴	1,2 · 10 ¹²	0,33 · 10 ⁵	1,6 · 10 ⁸	1,7 · 10 ⁹	0,63 · 10 ⁶	1,6 · 10 ⁹								1,5 · 10 ⁵	0,80 · 10 ⁶	3,1 · 10 ⁶					
5,0 · 10 ⁴	2,0 · 10 ¹²	0,65 · 10 ⁹	2,6 · 10 ¹³	2,9 · 10 ¹⁴	1,2 · 10 ⁶	1,1 · 10 ¹⁴								1,1 · 10 ⁵	1,2 · 10 ⁶	4,4 · 10 ⁶					

n = 3	Приходы										Уходы					
	T _e	Z ₁₃	Z ₂₃	Z _{j3}	A ₃₃	A ₃₁	A ₃₂	Z _{31}/n₃}	Z _{33}/n₃}	Z _{34}/n₃}	Z _{35}/n₃}	Z _{3j}/n₃}	P _{33}B₃₃}	P _{34}B₃₄}	P _{35}B₃₅}	
10 ⁴	1,4 · 10 ⁻¹¹	1,2 · 10 ⁻¹³	—	0,55 · 10 ⁸	1,43 · 10 ⁸	0,88 · 10 ⁹	0,70 · 10 ⁹	4,0 · 10 ⁵	1,2 · 10 ⁵	0,38 · 10 ⁵	2,3 · 10 ⁴	1,6 · 10 ⁶	0,53 · 10 ⁵			
1,5 · 10 ⁴	1,3	0,91 · 10	—					3,3 · 10 ⁵	3,0 · 10 ⁵	1,5 · 10 ⁵	1,1 · 10 ⁵					
2,0 · 10 ⁴	0,41 · 10 ⁶	2,6 · 10 ⁶	—					2,8 · 10 ⁵	0,49 · 10 ⁶	3,0 · 10 ⁵	3,0 · 10 ⁵					
2,5 · 10 ⁴	0,50 · 10 ⁹	0,43 · 10 ¹⁰	0,61 · 10 ⁶	0,95 · 10 ⁸				2,3 · 10 ⁵	0,63 · 10 ⁶	0,45 · 10 ⁶	0,55 · 10 ⁶					
5,0 · 10 ⁴	0,52 · 10 ¹⁴	0,50 · 10 ¹⁵	1,0 · 10 ¹¹					2,0 · 10 ⁵	1,2 · 10 ⁶	1,1 · 10 ⁶	1,4 · 10 ⁶					

n = 5	Приходы										Уходы						
	T _e	Z ₁₅	Z ₂₅	Z _{35}/n₃}	Z _{45}/n₄}	Z _{j5}	P _{35}B₃₅}	P _{45}B₄₅}	A ₅₁	A ₅₂	A ₅₃	A ₅₄	Z _{51}/n₅}	Z _{53}/n₅}	Z _{55}/n₅}	Z _{5j}/n₅}	P _{55}B₅₅}
10 ⁴	0,72 · 10 ⁻¹¹	2,1 · 10 ⁻¹⁵	0,38 · 10 ⁵	0,36 · 10 ⁶	—	0,53 · 10 ⁸	0,67 · 10 ⁷	0,66 · 10 ⁸	0,40 · 10 ⁸	0,35 · 10 ⁸	0,43 · 10 ⁸		1,4 · 10 ⁵	0,5 · 10 ⁶	0,30 · 10 ⁷	0,89 · 10 ⁷	
1,5 · 10 ⁴	0,67 · 10 ⁻¹	0,64	1,5 · 10 ⁵	0,54 · 10 ⁶	—								1,2 · 10 ⁵	0,68 · 10 ⁶	0,57 · 10 ⁷	0,72 · 10 ⁷	
2,0 · 10 ⁴	0,44 · 10 ⁵	0,40 · 10 ⁶	3,0 · 10 ⁵	0,68 · 10 ⁶	—								1,1 · 10 ⁵	0,82 · 10 ⁶	0,72 · 10 ⁷		
2,5 · 10 ⁴	0,91 · 10 ⁸	1,0 · 10 ⁹	0,45 · 10 ⁶	0,80 · 10 ⁶	2,8 · 10 ⁵								1,0 · 10 ⁵	0,93 · 10 ⁶	0,83 · 10 ⁷		
5,0 · 10 ⁴	2,0 · 10 ¹³	2,3 · 10 ¹⁴	1,1 · 10 ⁶	1,2 · 10 ⁶	4,3 · 10 ¹⁰								0,71 · 10 ⁵	1,4 · 10 ⁶	0,87 · 10 ⁷		

Учет каскадных переходов требует знания заселенности уровней $n \geq 5$. Мы приняли, что числа спонтанных переходов ненамного превосходят число рекомбинаций. В таком случае, как видно из табл. 3, ими можно пренебречь по сравнению с другими процессами заселения уровня $n = 4$. Оправданность такого предположения будет показана ниже.

Процессы ухода с четвертого уровня

Наиболее эффективным процессом опустошения четвертого уровня являются спонтанные переходы на первый, второй и третий уровни. Соответствующие вероятности переходов записаны в табл. 3. Вынужденное излучение при рассматриваемых температурах роли не играет.

Тушащие столкновения оцениваются по формуле

$$Z_{41} = n_4 \cdot n_e \cdot C_{41},$$

где

$$C_{41} = \frac{g_4}{g_1} e^{-\frac{\varepsilon_{41}}{kT}} \cdot C_{14}.$$

Вычисленные значения приведены в табл. 3.

Ионизация электронным ударом оценивается, согласно [15], по формуле

$$Z_{4j} = n_4 \cdot n_e \cdot C_{4j} = n_4 \cdot n_e \frac{8\pi^2 e^4}{(2\pi kT)^2} \cdot \frac{1}{m^{1/2}} \left\{ \frac{e^{-x_n}}{x_n} + [-\text{li}(e^{-x_n})] \right\}.$$

Значения Z_{4j}/n_4 приведены в табл. 3. Там же приведены вычисленные величины Z_{45}/n_4 и Z_{46}/n_4 .

Переходы на уровни $n \geq 5$ под действием радиации ввиду малой оптической толщи соответствующих линий для температур $\leq 3 \cdot 10^4$ градусов определяются только солнечным излучением. Величины $\rho_{45} \cdot B_{45}$, $\rho_{46} \cdot B_{46}$ и $\rho_{47} \cdot B_{47}$ приведены в табл. 3.

Обращаясь к приведенным в табл. 3 числам процессов для четвертого уровня, можно видеть, что для оценки относительной роли различных процессов нужно знать величину n_3 , а также заселенность верхних уровней, хотя бы n_5 .

Для определения n_3 мы поступили следующим образом: точно так же, как и для $n = 4$, были вычислены числа всех процессов ухода и прихода на третий уровень (табл. 3). Далее были составлены уравнения стационарности для третьего и четвертого уровней. При решении этих уравнений мы сначала пренебрегли влиянием уровней $n \geq 5$. Уравнения решались в двух вариантах.

1. Собственное излучение вспышки не играет роли для переходов 1—3, 2—3, 1—4, 2—4, 3—4, т. е. $n_1 \cdot \rho_{13} \cdot B_{13} = 0$ и т. д.

Уравнения стационарности в этом случае примут вид:

$$\text{для } n = 3: Z_{13} + Z_{23} + n_4 \cdot A_{43} = n_3(A_{31} + A_{32});$$

$$\text{для } n = 4: Z_{14} + Z_{24} + Z_{34} + n_3 \cdot \rho_{34} B_{34} + R_{24} = n_4(A_{41} + A_{42} + A_{43}).$$

В уравнения включены только члены, играющие существенную роль, остальные, меньшие по величине, отброшены. Результат решения этих уравнений, приведен в табл. 4а.

2. Собственное излучение вспышки играет роль для переходов 1—3 и 1—4 при $T_e \geq 15\,000^\circ$ (для более низких температур оптическая толщина в этих линиях мала). Для $T_e = 1,5 \cdot 10^4$, $2 \cdot 10^4$ и $2,5 \cdot 10^4$ мы решили уравнения стационарности для третьего и четвертого уровней в предположении, что число спонтанных переходов 4—1 и 3—1 уравнивается числом радиативных возбуждений. Уравнения стационарности тогда примут вид:

$$\text{для } n = 3: Z_{13} + Z_{23} + n_1 \cdot A_{43} = n_3 \cdot A_{32};$$

$$\text{для } n = 4: Z_{14} + Z_{24} + Z_{34} + n_3 \cdot \rho_{34} \cdot B_{34} + R_{24} = n_4 (A_{42} + A_{43}).$$

Числа n_3 и n_4 , полученные решением этих уравнений, приведены в табл. 4б.

Т а б л и ц а 4

T · 10 ⁻⁴	а		б	
	Собственное излучение не играет роли		Собственное излучение учтено	
	n_3	n_4	n_3	n_4
1,0	$0,9 \cdot 10^{-20}$	$2,7 \cdot 10^{-21}$	—	—
1,5	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$0,4 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
2,0	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
2,5	$3,6 \cdot 10^1$	$0,7 \cdot 10^1$	$0,9 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^1$
5,0	$4,3 \cdot 10^6$	$0,9 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^8$	10^7

Для $5 \cdot 10^4$ градусов мы примем равенство спонтанных переходов и радиативных возбуждений для всех переходов: 4—1, 3—1, 4—2, 3—2, 4—3. Уравнения стационарности примут вид:

$$\text{для } n = 3: Z_{13} + Z_{23} + n_4 A_{43} = n_3 (C_{31} + C_{34} + C_{3f});$$

$$\text{для } n = 4: Z_{14} + Z_{24} + n_3 C_{34} + R_{24} = n_4 (C_{41} + C_{4f}).$$

Решение этих уравнений даст n_3 и n_4 , приведенные в табл. 4б.

Сравнивая результаты решений в обоих вариантах, нетрудно убедиться, что числа n_3 и n_4 практически одинаковы, за исключением сравнительно небольшого расхождения для $T = 5 \cdot 10^4$.

Чтобы убедиться в том, что пренебрежение высшими уровнями с $n \geq 5$ не приводит к заметной ошибке, мы вычислили все процессы заселения пятого уровня и ухода с него. Вычисленные значения приведены в табл. 3. Используя полученные значения, мы решили три уравнения стационарности для третьего, четвертого и пятого уровней совместно. Полученные значения n_3 и n_4 практически совпадают с вычисленными без учета пятого уровня. Таким образом, полученные решения уравнений стационарности для n_3 и n_4 достаточно точны.

Используя полученные значения n_3 и принимая во внимание то обстоятельство, что верхние уровни с номером $n \geq 5$ практически не влияют на заселенность уровня $n = 4$, рассмотрим, какие процессы возбуждения линии $\lambda 4686$ играют определяющую роль в рассматриваемом интервале температур. Из рассмотрения табл. 5 видно, что для температур от 10^4

до $2,5 \cdot 10^4$ резонансное возбуждение излучением L_α играет такую же или даже большую роль, чем электронный удар и другие процессы.

Таблица 5

T	Приход					
	Z_{11}	Z_{21}	Z_{31}	Z_{i1}	$R_{23}(L_\alpha)$	R_{34}
10^4	$0,75 \cdot 10^{-12}$	$0,8 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	—	$0,5 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$
$1,5 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	1,7	$3 \cdot 10^{-2}$	—	$0,5 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{-1}$
$2,0 \cdot 10^4$	$0,9 \cdot 10^5$	$0,8 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^4$	—	$0,4 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^4$
$2,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$	10^7	$0,4 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^7$
$5,0 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$4,3 \cdot 10^{14}$	$0,62 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{16}$

Ролью переходов 2—4 под действием резонансного возбуждения объясняется тот на первый взгляд странный факт, что вычисленные значения n_4 больше, чем n_3 для той же температуры.

Относительная интенсивность компонент наблюдаемых контуров линии $\lambda 4686 \text{ \AA}$ в обоих вспышках в точности согласуется с вычисленной для резонансного возбуждения (что трудно объяснить случайным совпадением). В связи с этим следует сделать вывод, что основным механизмом возбуждения этой линии является поглощение лаймановского излучения L_α . Линия $\lambda 4686 \text{ \AA}$ оптически тонкая. Можно привести еще один аргумент против объяснения соотношения компонент I и II контура этой линии влиянием самопоглощения. Определенные нами в предположении $\tau \geq 1$ числа атомов N_3 в 10^3 раз больше, чем N_4 для вспышки на лимбе, и только в 10^2 раз больше для вспышки на диске. Трудно объяснить такую разницу для двух вспышек. Кроме того, как можно видеть из табл. 4, величины N_3 и N_4 не могут отличаться друг от друга на три порядка.

3. ТЕМПЕРАТУРА ВСПЫШКИ В ОБЛАСТИ СВЕЧЕНИЯ He II

Мы можем теперь оценить температуру вспышки, сравнивая наблюдаемые значения N_4 с вычисленными. Наблюдаемая эмиссия $\lambda 4686$ дает число излучающих атомов $N_4 = 1,0 \cdot 10^9$ для вспышки на лимбе и $N_4 = 4,6 \cdot 10^9$ для вспышки на диске. Из табл. 4 следует, что такое число N_4 при линейных размерах излучающего слоя $l \approx 10^8 \text{ см}$ соответствует температуре $T \approx 2,5 \cdot 10^4$ градусов для вспышки на лимбе и $T = 2,6 \times 10^4$ для вспышки на диске.

С другой стороны, мы можем оценить температуру непосредственно по ширине контура линии $\lambda 4686 \text{ \AA}$ (вспышка прозрачна), если она определяется только тепловыми движениями атомов. Температура, определенная по контуру, оказывается равной $4,8 \cdot 10^4$ для вспышки на лимбе и $5,3 \cdot 10^4$ для вспышки на диске. Эти значения сильно расходятся со значениями, определенными по числу атомов в четвертом состоянии.

Причину такого расхождения трудно искать в ошибочном вычислении заселенности четвертого уровня. Действительно, указанное расхождение температур могло получиться лишь в том случае, если вычисленные заселенности завышены в 10^6 раз. Возможные неточности в n_4 He II, в плотности излучения L_α могут привести к ошибке только в 10—100 раз.

При $T = 4-5 \cdot 10^4$ градусов интенсивность излучения в λ 4686 на несколько порядков превышала бы наблюдаемую интенсивность.

По ширине контура можно получить только верхнюю границу температуры вспышки, так как термические скорости могут являться не единственной причиной, приводящей к уширению линии.

Оценка эффекта Штарка показывает, что в условиях вспышки он не может оказать заметного влияния на увеличение полуширины линии λ 4686 Å. Вероятнее всего предположение, что расширение линии обусловлено эффектом Доплера, связанным не только с термическим, но и с турбулентным движением газа. Турбулентная скорость в таком случае должна быть равна $v_t = 10$ км/сек в области свечения He II как для вспышки на лимбе, так и для вспышки на диске.

Для обеих вспышек мы имели также возможность профотометрировать линии нейтрального гелия λ 3964 Å и λ 5016 Å, принадлежащие синглетной системе и не имеющие тонкой структуры. Отношение полуширин этих линий равно отношению длин волны, что позволяет сделать заключение об отсутствии в них самопоглощения. Температура, полученная по ширинам контуров этих линий в предположении $v_t = 0$, равна $1,6 \cdot 10^4$ градусов для вспышки на лимбе и $2,6 \cdot 10^4$ градусов для вспышки на диске. Сравнение их с полученными выше значениями температуры для He II показывает, что в областях свечения ионизованного и нейтрального гелия во вспышках как температура, так и турбулентная скорость различны.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность А. Б. Северному за ценные замечания и Е. И. Лиморенко за помощь в обработке спектрограмм.

22 декабря 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 322, 1960.
2. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астр. журн., 37, 23, 1960.
3. H. Zirin. Ap. J., 126, № 1, 159, 1957.
4. E. Tandberg-Naussen and H. Zirin. Ap. J., 129, № 2, 408, 1959.
5. J. T. Jefferies, E. v. Smith and H. J. Smith. Ap. J., 129, № 1, 146, 1959.
6. G. W. Series. Proc. Roy. Soc., A, 226, 1166, 377, 1954.
7. G. Herzberg. Z.f. Phys., 146, 269—280, 1956.
8. J. V. Zirker. Ap. J., 129, № 2, 424, 1959.
9. Л. Х. Аллер. Астрофизика, т. 1. ИЛ, 1955, стр. 147.
10. Wavelength tables. Massachusetts institute of technology, N. Y., 1958.
11. П. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 56, 1959.
12. К. А. Карпов и С. Н. Разумовский. Таблицы интегрального логарифма. Изд-во АН СССР, 1956.
13. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустиль, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
14. C. W. Allen. Astrophysical Quantities. London, 1955.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 81, 1958.
16. Т. В. Казачевская и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 46, 1958.
17. W. L. Fife and R. T. Brackmann. Phys. Rev., 112, № 4, 1151, 1958.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 311, 1960.

СОПОСТАВЛЕНИЕ СКОРОСТИ НАРАСТАНИЯ ЯРКОСТИ ВО ВСПЫШКАХ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ 1,5 м

Э. Е. Дубов, И. Г. Моисеев

Сравнивается скорость нарастания яркости в H_{α} для 123 вспышек и «поярчаний» флоккулов с радиоизлучением Солнца на волне 1,5 м. Делается вывод, что активность вспышек в радиоизлучении на волне 1,5 м связана со скоростью нарастания их яркости.

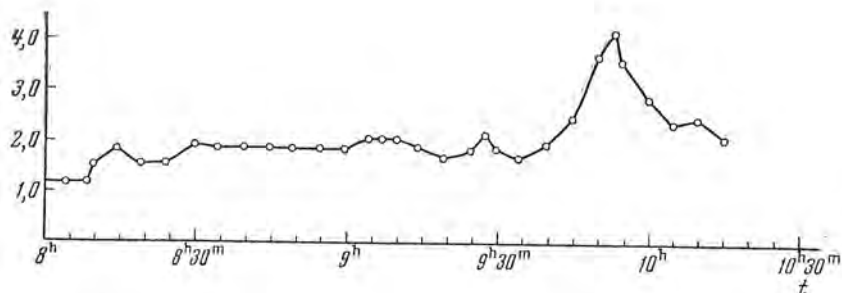
A COMPARISON OF THE RATE OF INCREASE IN BRIGHTNESS IN FLARES AND RADIO EMISSION ON 1,5 METERS by E. E. Dubov and I. G. Moiseyev. — The rate of increase of brightness in H_{α} for 123 flares and the «brightening» of flocculi were compared with solar radio emission on 1,5 m. A conclusion is made that the activity of flares and «brightenings» in radio emission on 1,5 m is connected with the rate of increase of their brightness.

В [1] рассматривались некоторые свойства вспышек в зависимости от скорости нарастания яркости в линии H_{α} . Из работы, в частности, следует, что ионосферными эффектами сопровождаются в основном вспышки с быстрым ростом яркости.

В [2] предлагается различать хромосферные вспышки и медленные увеличения яркости флоккулов — «поярчания» по скорости нарастания яркости, так как по другим параметрам, как например, по яркости в максимуме и по площади, они часто не отличаются друг от друга, а вообще они могут оказаться физически различными явлениями, сходство между которыми может заключаться только в самом факте повышенного излучения в линии H_{α} .

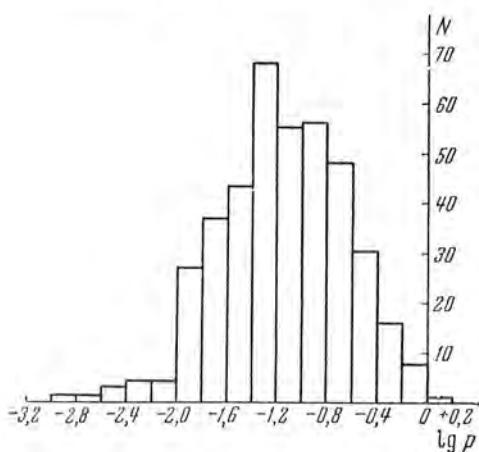
В ряде работ, например в [3—5], указывается, что часть вспышек не сопровождается повышенным радиоизлучением. На волне 1,5 м, однако, как отмечается в [6, 7], быстрым процессам на Солнце в линии H_{α} в большинстве случаев сопутствует спорадическое радиоизлучение. Поэтому представилось интересным рассмотреть активность в радиоизлучении вспышек и «поярчаний» в зависимости от параметра $p = \frac{I_{\max} - I_0}{I_0 t}$, характеризующего скорость нарастания яркости. Здесь I_0 — начальная яркость, I_{\max} — яркость в максимуме вспышки или «поярчания», t — время развития вспышки от начала до максимума яркости в минутах. Величины p вычислялись для ряда вспышек, наблюдавшихся с августа 1958 г. по март 1959 г. с помощью хромосферных телескопов АФР-2 на

обсерваториях в Симеизе, в Абастумани и в Институте земного магнетизма и распространения радиоволн. Наблюдения велись по программе МГГ и по полученным кинофильмам определялись моменты начала и максимума вспышки и ее начальная и максимальная яркости. Были использованы также данные о «поярчаниях» флоккулов, наблюдавшихся в Симеизе.



Фиг. 1. Фотометрическая кривая для вспышки 9. II 1959 г.

Величины p , определенные таким образом могут, иногда быть и ошибочными, не отражать истинной скорости нарастания яркости, так как в некоторых (к счастью, довольно редких) случаях скорость нарастания



Фиг. 2. Распределение 402 вспышек и поярчаний в зависимости от величины p .

яркости резко изменяется в некоторый момент, задолго до наступления максимума яркости вспышки. Пример такого случая приведен на фиг. 1, где дана фотометрическая кривая для вспышки, наблюдавшейся 9 февраля 1959 г. в Симеизе.

Данные по радиоизлучению на волне 1,5 м получены с помощью радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

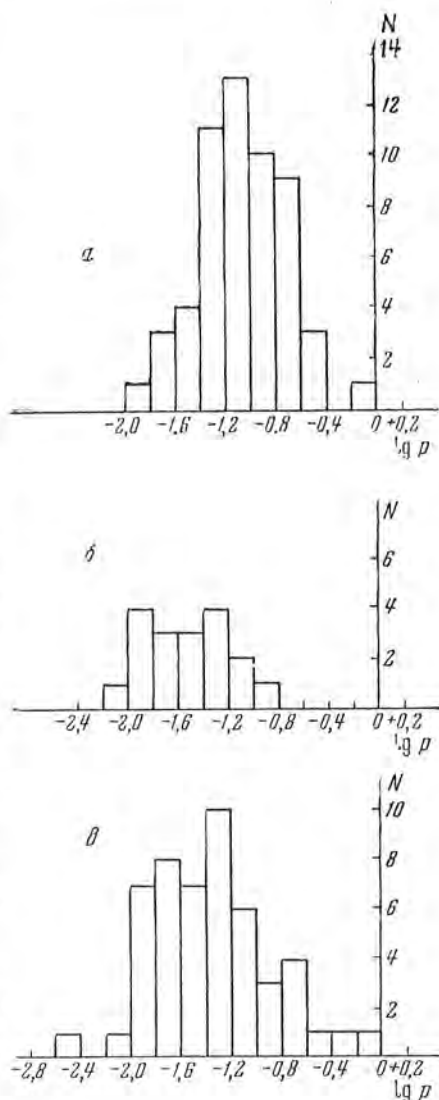
Считалось, что вспышка (или «поярчание») сопровождается радиоизлучением, если в промежутке времени за 5 мин до начала ее и спустя 5 мин после конца были зарегистрированы всплески или группы всплесков радиоизлучения по интенсивности не менее 10% от основного уровня, а за 10 мин до начала и спустя 10 мин после конца указанного промежутка времени событий в радиоизлучении не было. Случаи, когда на диске Солнца было две или более вспышек и «поярчаний», из дальнейшего рассмотрения исключались. При отсутствии событий в радиоизлучении в промежутке времени за 10 мин до начала вспышки или «поярчания», во время их или в течение 10 мин спустя после их конца считалось, что они не сопровождаются радиоизлучением. Отмечались также вспышки и

«поярчания», которые произошли во время шумовых бурь в радиоизлучении. Во всех других случаях вопрос о совпадении вспышек и «поярчаний» с событиями в радиоизлучении оставался нерешенным и они исключались из дальнейшего рассмотрения.

За указанный период наблюдений величины p были определены для 402 вспышек и «поярчаний». Распределение их в зависимости от величины p показано на фиг. 2, где по оси абсцисс отложен $\lg p$, а по оси ординат количество вспышек и «поярчаний». Для 189 случаев одновременно производилась запись радиоизлучения Солнца. 55 вспышек и «поярчаний» сопровождалось событиями в радиоизлучении, в 18 случаях событий в радиоизлучении не было отмечено, 50 произошло во время «шумовых бурь» в радиоизлучении. 66 вспышек и «поярчаний» по изложенным выше причинам были исключены из дальнейшего рассмотрения.

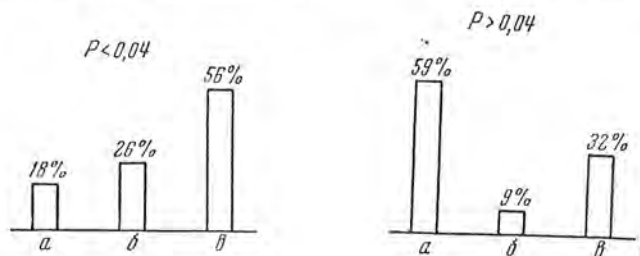
На фиг. 3 показано распределение вспышек и «поярчаний» в зависимости от величины p отдельно для явлений, сопровождавшихся событиями в радиоизлучении (*a*), для не сопровождавшихся (*b*) и происходивших во время «шумовых бурь» (*в*).

Из графика видно, что сопровождаются радиоизлучением в основном те события в H_{α} , яркость которых нарастает быстро, т. е. для которых p велико. При рассмотрении графика надо иметь в виду как тот факт, что в некоторых случаях величина p резко изменяется во время вспышки, что можно было бы заметить, если бы определение p делалось по фотометрической кривой, так и то обстоятельство, что вообще величина p определяется недостаточно точно из-за сравнительно малой точности определения начальной и максимальной яркостей вспышки. Разные обсерватории иногда для одной и той же вспышки дают значения яркости, различающиеся в два раза.



Фиг. 3. Распределение вспышек и «поярчаний» в зависимости от величины p . *a* — вспышки и «поярчания», сопровождавшиеся радиоизлучением; *b* — вспышки и «поярчания», не сопровождавшиеся радиоизлучением; *в* — вспышки и «поярчания», происходившие во время шумовых бурь.

На фиг. 4 приведено сравнение радиоизлучения и скорости нарастания яркости в H_{α} для случаев с $p < 0,04$ и $p > 0,04$. Можно заметить, что для случаев с p меньше 0,04, т. е. для явлений, которые рассматриваются в [2] как поярчания, в большинстве случаев Солнце или остается спокойным в радиоизлучении, или эти явления совпадают с «шумовой бурей». Для явлений с p больше 0,04, классифицируемых в [2] как собственно хромосферные вспышки, в большинстве случаев наблюдается вы-



Фиг. 4. Сравнение радиоизлучения и скорости нарастания яркости в H_{α} для $p < 0,04$ и $p > 0,04$

a — вспышки и «поярчания», которые сопровождался радиоизлучением; *b* — вспышки и «поярчания», которые не сопровождался радиоизлучением; *v* — вспышки и поярчания, которые произошли во время «шумовой бурей» в радиоизлучении.

раженное радиоизлучение. Небольшое количество материала и неточность определения величины p не позволяют ожидать в данном случае более четкого разделения.

Таким образом, можно предположить, что для вспышек с $p > 0,04$ (особенно это важно для ярких вспышек) в подавляющем большинстве случаев должно наблюдаться радиоизлучение Солнца на волне 1,5 м.

Май 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. Dodson, E. Hedeman and R. McMath. Ap. J. Suppl. ser., 2, 241, 1956.
2. Э. Е. Дубов и Т. В. Орлова. Солнечные данные, № 9, 69, 1958.
3. H. Dodson, E. Hedeman, L. Owen. Ap. J., 118, 169, 1953.
4. C. de Jager and F. Van't Veer. Recherches Astronomiques de l'observatoire D'Utrecht, 15 (1), 1, 1958.
5. E. Tandberg-Panssen. Astrophysica Norvegica, 6, № 2, 47, 1957.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 111, 1955.
7. И. Г. Моисеев и С. П. Гонасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 211, 1957.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ
В СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. Б. Северный

С помощью солнечного магнитографа зарегистрировано (в линии H_{β}) магнитное поле ~ 60 гс в хромосфере над краем диска, вблизи пятна (фиг. 1), а также одновременно записаны лучевые скорости в хромосфере и интенсивности центра H_{β} (фиг. 2). Анализ этих записей показал, что газы хромосферы втекают в пятно примерно вдоль силовых линий (фиг. 3). В то же время записи лучевых скоростей в ядре пятен показывают, как правило, вытекание газов из ядра (фиг. 4).

Анализ одновременных записей поля и лучевых скоростей в группах пятен показывает, что нейтральные точки поля практически всегда (в 30 случаях из 37) располагаются на нейтральной линии карты скоростей в местах противоположно направленных лучевых скоростей (примеры на фиг. 5, 6). Показано, что представление о движущихся навстречу друг другу к нейтральной точке потоках соответствует статистически результатам наблюдений.

Приведены некоторые соображения о геометрии поля в пятнах и в нейтральных точках (фиг. 9).

SOME PECULIARITIES OF PLASMA MOTION IN SOLAR MAGNETIC FIELDS, by A. B. Severny.— The magnetic field (of the order of 60 Gs) and simultaneously the radial velocities and central intensities in the center of the H_{β} line were recorded in the chromosphere above the limb, in the vicinity of a sunspot (figs. 1, 2). The observations were made with a solar magnetograph. The analysis of these recordings shows that the chromospheric gases flow into the spot approximately along lines of force (fig. 3). At the same time the records of radial velocities in sunspot umbrae as a rule show an outflow of gases (fig. 4).

The analysis of simultaneous recordings of magnetic fields and radial velocities of sunspot groups shows that the neutral points of the field are practically always (in 30 cases out of 37) found on the neutral lines of velocity maps — in places where two radial velocities have opposite directions (examples are given in figs 5, 6). It is shown that the conception of two fronts of plasma moving towards each other to the neutral point is in statistical agreement with observations.

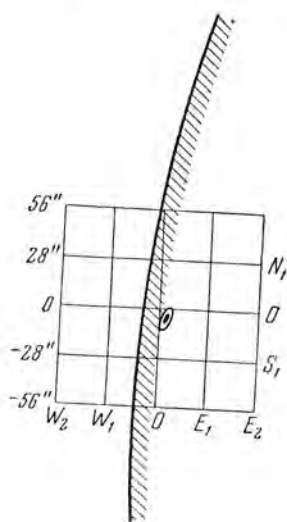
Some considerations on the geometry of the magnetic field in sunspots and near neutral points are given (fig. 9).

§ 1. ДВИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ
СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЯТЕН

Вопрос о движении солнечной плазмы в области пятен (за исключением района тени) рассмотрен недавно в [1]. То обстоятельство, что, несмотря на энергичные движения в пятне (со скоростями до 5 км/сек и выше), магнитное поле пятен долгое время сохраняется стационарным, заставляет

думать, что эти движения протекают в основном вдоль силовых линий магнитного поля. Огромная величина скин-эффекта для солнечной плазмы вообще, делает магнитное поле практически полностью замороженным в движущуюся плазму. Поэтому если бы движения шли поперек силовых линий, то время жизни поля пятна было бы порядка всего $10^9 \text{ см} / 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек} = 2 \cdot 10^3 \text{ сек} = 30 \text{ мин}$, что явно противоречит наблюдениям.

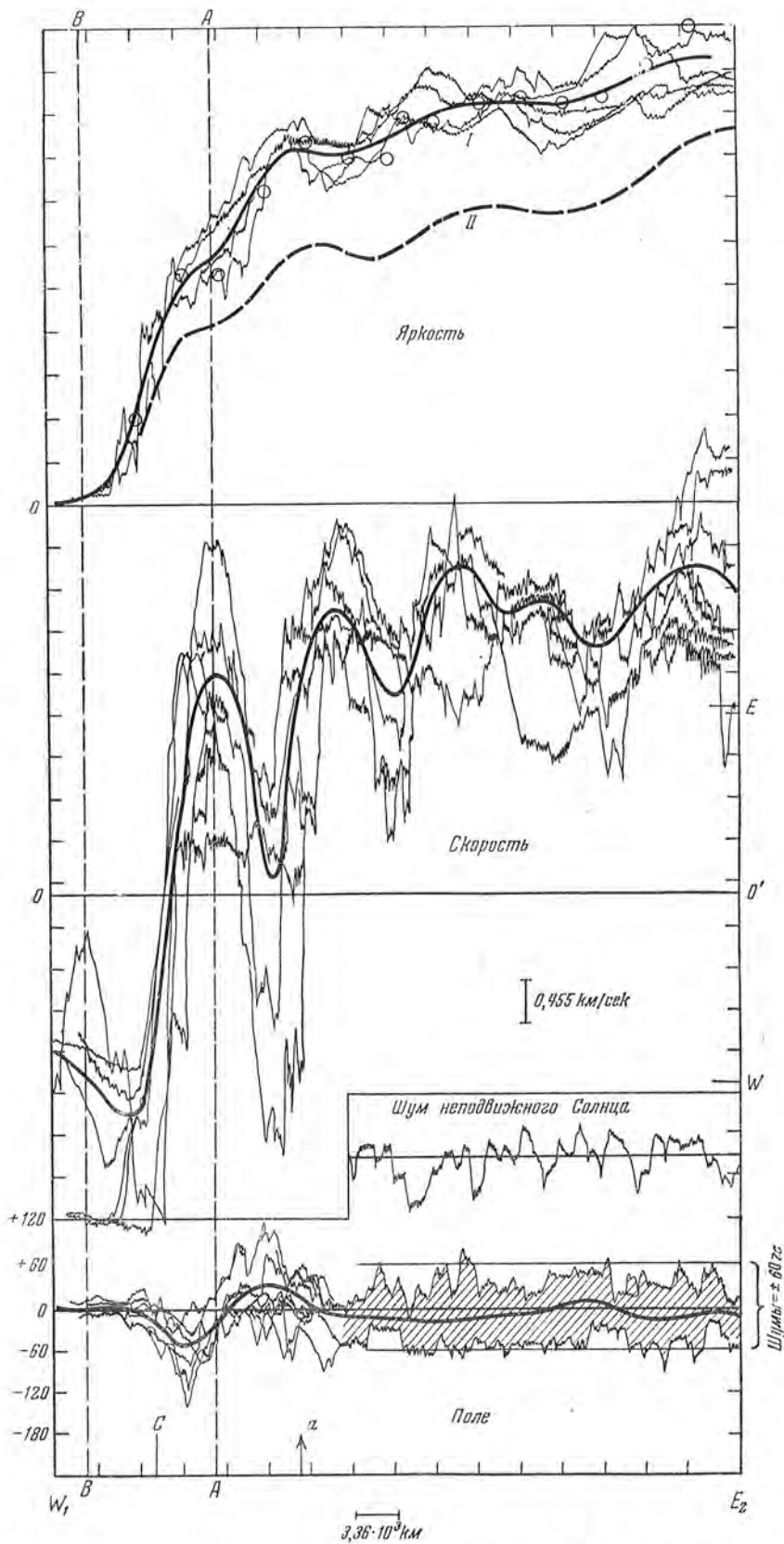
Недавно нами сделана попытка записать с помощью солнечного магнитографа [2] магнитное поле над пятном в хромосфере над краем диска. Запись сделана 24 июля 1959 г. в $16^{\text{h}}45^{\text{m}}$ московского времени в



Фиг. 1. Эскиз исследованного участка поверхности Солнца.

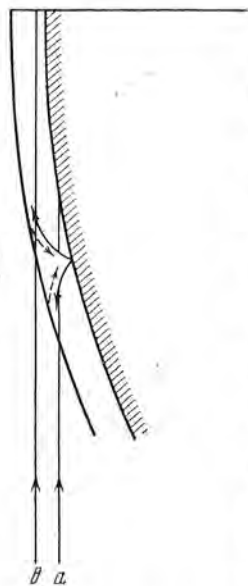
линии H_{β} так, что щели магнитографа отстояли на $0,1 \text{ \AA}$ от центра линии. Такие записи относятся, как нами указано в [3], к верхним слоям хромосферы, на высоте $\sim 2000\text{--}3000 \text{ км}$ от ее основания. На фиг. 1 приведен эскиз края диска и пятна возле края ($\cos \theta = 0,995$). Сетка на эскизе указывает тот участок диска и области над его краем, которые сканировались. Одновременно с записью магнитного поля велись записи лучевых скоростей и интенсивности в линии H_{β} (см. [4]). Запись на участке от W_2 до W_1 (фиг. 1) показала практически нулевой отброс — ей соответствовали высоты, большие высоты хромосферы, поэтому она не рассматривалась. Поскольку чувствительность записи в H_{β} значительно (в три раза) ниже, чем для магнитно-чувствительной линии $\lambda 5250$, то пришлось щель спектрографа увеличить до 20 кв. секунд, чтобы избежать слишком больших шумов.

Кроме того, поле самого пятна у края должно быть практически поперечным, яркость на краю в $\sim 1,5$ раза меньше, чем в центре, что также очень сильно снижало чувствительность. Сканирование сразу показало, что сколько-нибудь заметное поле имеется только вблизи нулевого разреза, точнее — для разреза $S 0,25$ (фиг. 1). Однако ввиду сильного дрожания уверенно получить запись поля можно было только путем многократных повторений записей для этого разреза. Все восемь записей яркости, лучевой скорости и поля для этого разреза были затем объединены вместе для получения среднего хода. На фиг. 2 представлены одна под другой как отдельные записи, так и средний ход интенсивности в центре линии H_{β} (в интервале $\pm 0,1 \text{ \AA}$, наверху), ход лучевых скоростей (посередине) и ход магнитного поля для разреза $S 0,25$ (внизу). При записи немного изменилась прозрачность, поэтому записи яркости составляют две группы — I и II, причем для II группы записей приведен лишь средний ход, который был затем редуцирован к среднему ходу для I группы (коэффициент 1,39); этот редуцированный ход показан кружками, а средний ход для I и II групп — сплошной линией (единицы произвольные).



«Фиг. 2. Записи интенсивности линии H_{β} , лучевой скорости и магнитного поля вдоль разреза $S 0,25$.

Хотя записи скорости показывают большой разброс (связанный в основном с дрожанием изображений), средний ход определяется более или менее уверенно. На вертикальной оси буквами *E* и *W* отмечены отбросы потенциометра лучевых скоростей на восточном и западном краю соответственно, что позволило найти нуль-пункт скоростей (горизонтальная линия $00'$) и калибровать запись в *км/сек*. Так как пятно находилось на восточном краю, то относительно *E*-края лучевые скорости в исследованной области колеблются примерно от $+1,5$ до 2 *км/сек* или до несколько большей скорости.



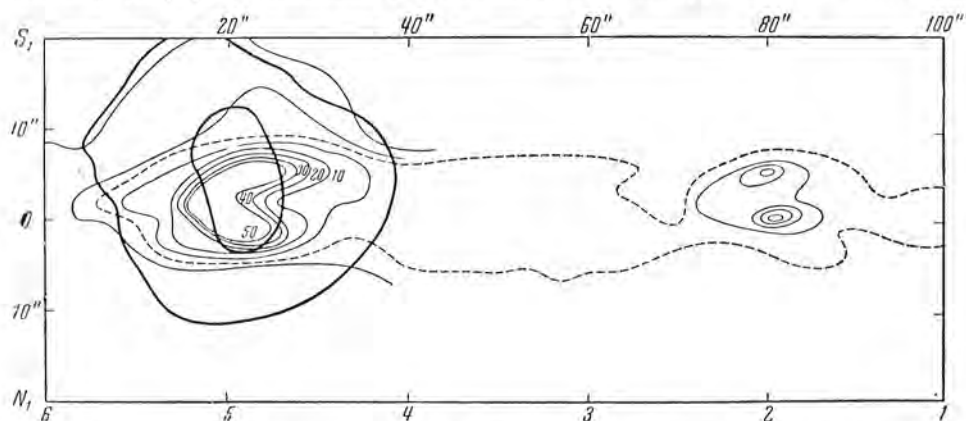
Фиг. 3. Схема движения плазмы над пятном у края (сплошные стрелки — силовые линии, штриховые — линии тока).

Внизу фиг. 2 приведены оригинальные записи поля, средний ход поля и шумы при неподвижном относительно щели изображении Солнца (в невозмущенной области на том же расстоянии от края Солнца). Мы видим, что у самого края диска (пунктирная линия *AA*), на некотором расстоянии от пятна (отмечено стрелкой *a* на фиг. 2), наблюдается вполне реальное, выходящее за уровень шумов колебание поля порядка ± 50 *гс*. Край диска *AA* на фиг. 2 отмечен с помощью эскиза фиг. 1, отрезок *AC* представляет дрожание края диска. Там же пунктиром *BB* отмечена «граница» хромосферы, принятая равной 10000 *км* (см. также кривую интенсивности H_{β}). Так как в центре линии H_{β} (на расстоянии $\pm 0,1$ \AA от центра) на диске мы наблюдаем хромосферу на высотах ~ 2000 — 3000 *км*, то над диском, вблизи края, поле на этих высотах достигает ~ 50 *гс*. Но наиболее существенна запись поля над краем диска, которая непосредственно показывает наличие поля ~ 60 *гс* на высоте около 3000 *км*.

Этой флуктуации поля у края диска соответствует флуктуация лучевой скорости: наибольшему полю положительной полярности на диске соответствует наибольшая скорость удаления (для наблюдателя, связанного неподвижно с *E*-краем), а наибольшему полю отрицательной полярности над краем диска практически соответствует (в пределах разброса записей) наибольшая скорость приближения. Иначе говоря, дело обстоит так, как если бы при продвижении к краю мы сначала наблюдали струю, движущуюся от наблюдателя, в направлении положительного радиального поля, а затем струю, движущуюся к наблюдателю, в направлении отрицательного поля (фиг. 3). Так как наблюдаемое здесь поле естественно связать с проникновением веера силовых линий поля пятна в хромосферу, то приведенные факты свидетельствуют о движении хромосферной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля пятна так, что в хромосфере над пятном плазма втекает внутрь пятна примерно вдоль силовых линий поля. Это представление соответствует общепринятой трактовке поведения линий водорода и кальция над пятном (эффект Эвершеда) и наблюдениям, приведенным в [1]. Существенным является то,

что наши измерения подтверждают этот эффект путем непосредственных измерений у края диска, где втекание хромосферных газов в пятно наиболее резко проявляется при измерениях лучевых скоростей, а магнитограф регистрирует боковую, периферийную часть веера силовых линий пятна.

С другой стороны, наши записи скоростей в ядре пятна по более глубоким фотосферным линиям, таким, как λ 4886 и другие, указывают на



Фиг. 4. Карта поля лучевых скоростей в большом пятне у центра диска 26.IX 1958 г.

подъем газов из глубин ядра, как это можно видеть из фиг. 4, представляющей распределение линий одинаковой лучевой скорости для очень большого пятна группы 97, наблюдавшегося 26 сентября 1958 г. вблизи самого центра диска при очень хороших изображениях (магнитное поле этого пятна показало эффект деполяризации, см. [5]). Таким образом, в верхних слоях периферии пятна плазма втекает в пятно, в то время как в нижних слоях, в ядре, она вытекает из пятна. Это соответствует спектрографическим данным, полученным в [1], для периферийных частей пятна, в то время как наши фотоэлектрические данные относятся к самому ядру пятна.

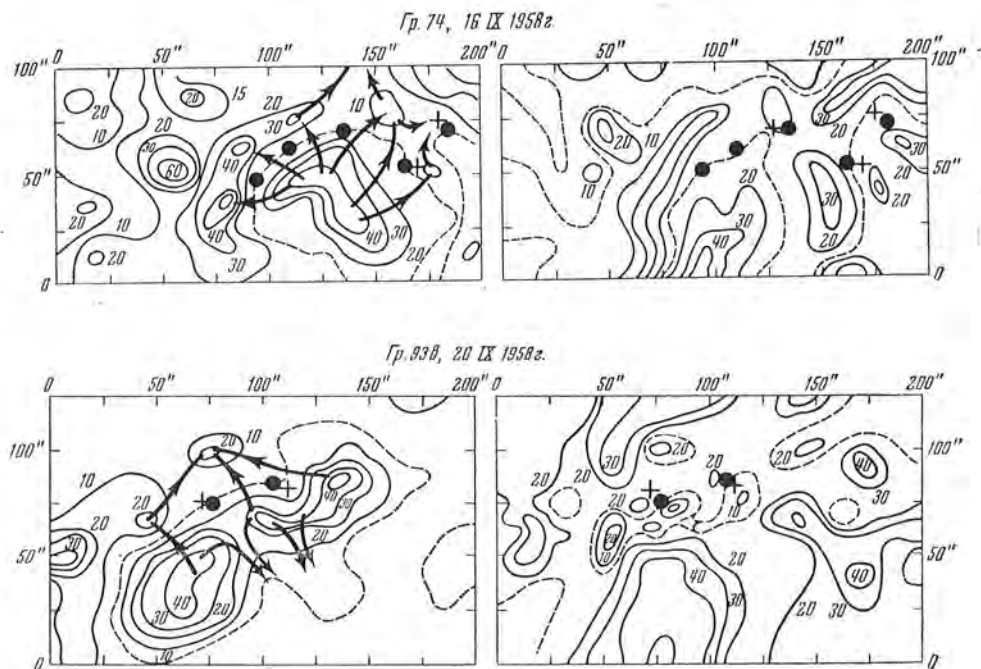
§ 2. ДВИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОЧЕК ПОЛЯ

Детальное сопоставление одновременных записей магнитного поля и лучевых скоростей в активных группах — предмет отдельного исследования. Здесь мы намерены обратить внимание на некоторые особенности движений в областях возникновения вспышек — в нейтральных точках магнитного поля. Прежде всего следует отметить, что записи в «хромосферной» линии H_{β} показывают более отчетливо эти особенности, нежели фотосферные линии, такие, как $\lambda\lambda$ 5250, 4886. На фиг. 5 представлены два примера сопоставления карты поля в линии H_{β} и лучевых скоростей для той же линии. Как было обнаружено в [6], вспышки появляются в нейтральных точках поля (черные кружки). Эти нейтральные точки отмечены как на картах поля, так и на картах скоростей*, знаком

* Диаметр этой точки приблизительно равен ошибке локализации нейтральной точки, возникающей из-за дрожания изображений и других причин.

плюс отмечены те места, где появлялись вспышки (они практически совпадают с нейтральными точками).

Мы видим, что места появления вспышек — нейтральные точки поля на картах скоростей — располагаются на нейтральной линии скорости в тех ее местах, где близко примыкают движущиеся навстречу друг другу потоки. Обратного положения, вообще говоря, не бывает: не всякая область, где примыкают потоки с разным направлением движения, является местом вспышки или соответствует нейтральной



Фиг. 5. Карты магнитного поля и поля лучевых скоростей в линии H_{β} .

точке поля. Лишь те места нейтральной линии скорости являются возможным местом вспышки, где имеется нейтральная точка магнитного поля. Это заключение мы проверили на 37 картах магнитного поля и скоростей, полученных летом 1959 г. *

В таблице приведены результаты сопоставления положения нейтральной точки поля относительно нейтральной линии поля скоростей. В первом столбце приведена дата и время начала сканирования избранного участка группы. Номер группы по каталогу обсерватории дан во втором столбце. В третьем столбце приведены длины волн линий, использованных при записи. В четвертом — данные о нейтральных точках (п. т.) поля: ее номер по порядку (число таких точек в области равно ее старшему порядковому номеру) и степень надежности ее существования, которая зависит от близости расположения магнитных полюсов по соседству (градиент поля) от нее и уверенности ее построения по ходу силовых трубок

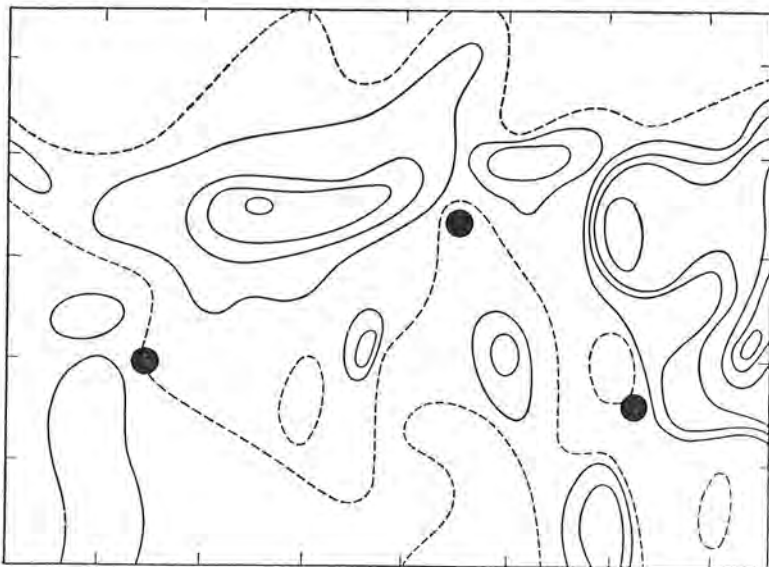
* Большая часть карт построена С. И. Гонасюком для других целей.

Дата (1959 г.), время		Группа	Линия, $\lambda\lambda$	Нейтральные точки магнитного поля	Расположение н. т. относительно нейтральной линии скоростей
3.VII	13 ^h 30 ^m	35	4886	1 сильн. 2 » 3 умерен.	Совп. 3! Совп. 3! Совп. 3!
	14 ^h 0 ^m	35	4886	1 сильн. 2 умерен. 3 »	Совп. 3! Совп. 1 Не совп.
40.VIII	16 ^h 35 ^m	40	4861, H β	1 слаб. 2 »	Совп. 2 Совп. 3
	17 ^h 30 ^m	40	4861, H β	1 сильн. 2 »	Не совп. Совп. 2
14.VII	9 ^h 54 ^m	40	4886	1 »	Совп. 1
	11 ^h 03 ^m	40	4886	1 умерен.	Совп. 3!
	11 ^h 56 ^m	40	4886	1 умерен. 2 слаб. 3 умерен.	Совп. 3 Не совп. Совп. 3
	13 ^h 27 ^m	40	4861, H β	1 умерен. 2 слаб. (?)	Совп. 1 Не совп.
	14 ^h 19 ^m	40	4861, H β	1 сильн.	Совп. 3
	14 ^h 55 ^m	40	4861, H β	1 сильн.	Совп. 3! (в месте вспышки)
45.VII	16 ^h 10 ^m	40	4886	1 слаб.	Совп. 3
16.VII	14 ^h 35 ^m	40	4886	1 слаб. (?)	Совп. 2
	18 ^h 0 ^m	40	4886	1 слаб. (?)	Совп. 2
17.VII	9 ^h 0 ^m	40	4886	1 слаб. 2 умерен.	Не совп. Совп. 3
	11 ^h 0 ^m	40	4886	1 слаб. 2 умерен.	Не совп. Совп. 2
	12 ^h 30 ^m	40	4861, H β	1 слаб. 2 умерен.	Совп. 3 Совп. 3
	14 ^h 0 ^m	40	4861, H β	1 умерен.	Совп. 3
	16 ^h 58 ^m	40	4886	1 умерен.	Совп. 3
	17 ^h 5 ^m	40	4886	1 умерен.	Совп. 2
	18.VII	11 ^h 47 ^m	40	4886	1 слаб. (?)
28.VII	9 ^h 5 ^m	56	4886	1 сильн. 2 сильн.	Совп. 3! Совп. 3!
	11 ^h 5 ^m	56	4886	1 сильн.	Совп. 2
18.VIII	16 ^h 45 ^m	78	4886	1 сильн. 2 умерен.	Совп. 3 Совп. 3

между полюсами (см. [6]). Эту степень надежности мы определяем как «сильная» (когда наличие н. т. является вполне надежным и она образована при скрещении сильных полей), затем «умеренная» (когда наличие н. т. более или менее уверенное, напряженность окружающих полей умеренная или сильная, но полюсы расставлены далеко) и, наконец, «слабая», когда о наличии н. т. нельзя судить уверенно по причинам как слабого окружающего поля, так и неуверенности в его топографии. В пятом столбце приведен результат сопоставления расположения н. т. относительно нейтральной линии поля скоростей: указано, совпадает ли н. т. с этой линией или нет, и оценена степень этого совпадения по трехбалльной

шкале. Балл «3» означает точное совпадение, балл «2» соответствует тому случаю, когда н. т. не точно совпадает, но касается нейтральной линии скорости, т. е. совпадает с точностью до величины дрожания изображения, и балл «1», когда н. т. отстоит от нейтральной линии скорости на расстояние, величина которого с успехом может быть отнесена за счет ошибок в локализации н. т. и в особенности нейтральной линии скоростей (что зависит от точности нуля-пункта скорости), ошибок, связанных с эффектом проекции, и других (см. [6]).

Из этой таблицы видно, что в 30 случаях из 37 (в 80% случаев) н. т. поля располагается на нейтральной линии скорости, причем характерно,

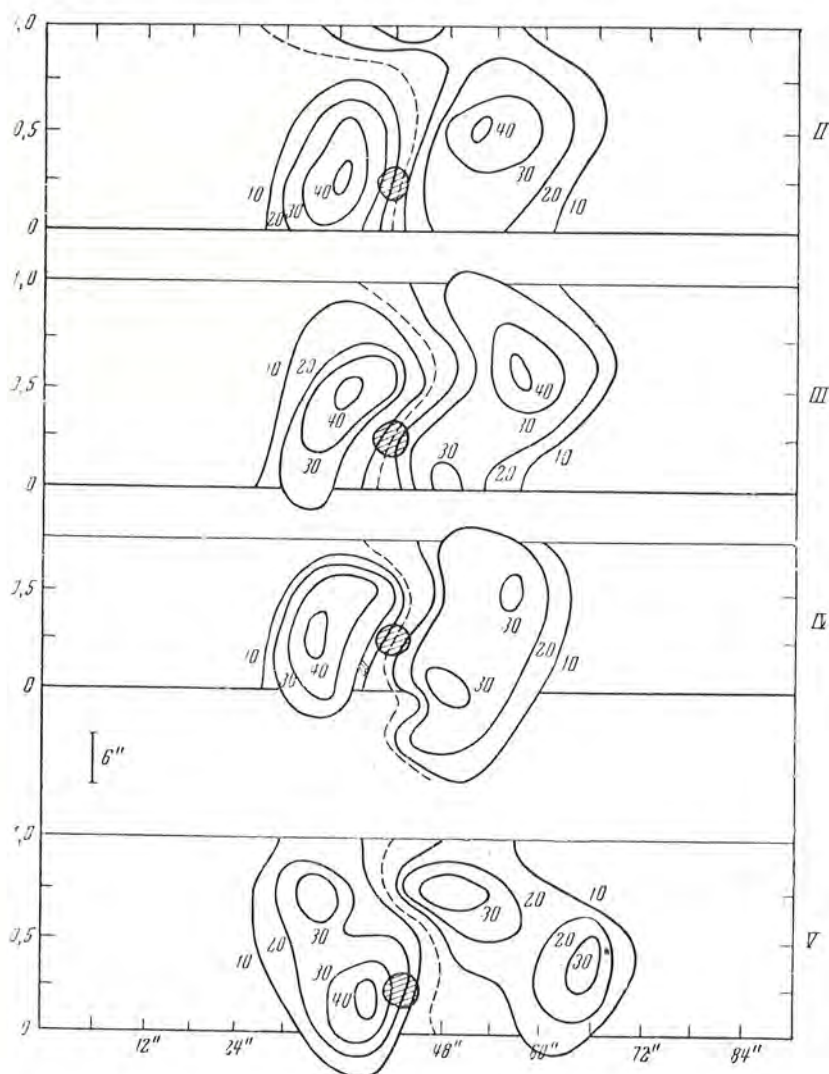


Фиг. 6. Карта лучевых скоростей в линии λ 5123 (группа 81, 26.VI 1957 г.).

что в большинстве (в 20 случаях из 30) н. т. поля располагается практически точно на этой линии. Из семи случаев несовпадения только в одном случае мы имеем дело с «сильной» н. т. (10 июля 1959 г., $17^{\text{h}}30^{\text{m}}$), в остальных случаях это «слабые» н. т., само существование которых более или менее сомнительно. Этот статистический результат полностью подтверждает сделанный выше вывод о том, что практически *все* надежно определяемые нейтральные точки поля лежат на нейтральной линии поля скоростей *безотносительно к тому, возникают в них вспышки или нет*. Это заключение подтверждается также и для записей поля, сделанных в других линиях, как это показывают записи поля в λ 5250 и записи скоростей для той же группы в «немагнитной» линии λ 5123, представленные на карте скоростей фиг. 6 (черные кружки — н. т. поля, перенесенные на карту скоростей). Таким образом, в н. т. поля мы имеем дело как бы с движущимися навстречу друг другу потоками плазмы.

В пользу сделанного нами заключения свидетельствует также частое появление «зигзагов» у абсорбционных линий — зигзагов, типа Эвершед-эффекта — в местах возникновения вспышек. В случае «усов» появ-

ление таких зигзагов — обычное явление. Характерно, что отдельные усы, так же как и вспышки, появляются, по-видимому, в н. т. поля, точнее при «выносе» этих н. т. вместе с полем на поверхность. На это указывают последовательные записи поля при появлении усов, сделанные



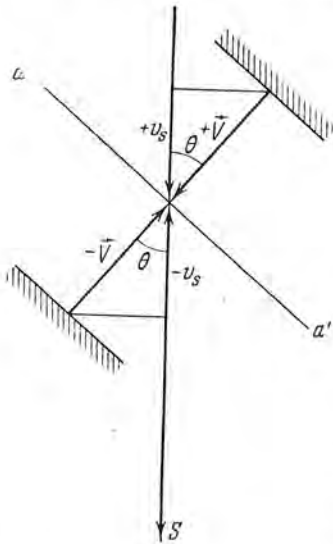
Фиг. 7. Последовательные (через 15^m) записи поля в районе «усов».

3 октября 1958 г. в 7^h30^m московского времени и показанные на фиг. 7. Здесь в течение часа образовалось квадрупольное поле, причем место усов (заштрихованный кружок) практически совпадало с н. т. этого поля. Это вполне естественно, если учесть, что усы часто сопутствуют вспышкам в наиболее активной фазе их развития (flash-phase).

Кроме того, вынос н. т. на поверхность «облегчает» наступление пинч-эффекта, так как у поверхности энергия плазмы nkT падает и условие неустойчивости плазмы возле н. т. $\frac{H^2}{8\pi} > nkT$ может реализоваться быстрее, чем в более глубоких слоях. Однако для окончательных выводов требу-

ется пополнение материала о магнитном поле усво: к сожалению, это явление очень кратковременное и для получения надежного материала здесь требуется хорошее качество изображений и высокая разрешающая сила при записях.

Таким образом, основным наблюдательным фактом является наличие нулевой лучевой скорости или противоположно направленных лучевых скоростей в области н. т. магнитного поля. Этот факт можно попытаться объяснить, исходя из той основ-



Фиг. 8. К геометрии движений в области нейтральной точки.

ной идеи о сжатии плазмы в н. т., которая была нами развита ранее [6]. Если для упрощения считать, что сжатие происходит возле некоторой плоскости aa' , нормаль к которой образует угол θ с лучом зрения S (фиг. 8), и считать, что все направления θ равновероятны, то при любом направлении сжатия (или любом θ) мы всегда будем наблюдать в области н. т. две противоположного знака составляющие лучевой скорости, кроме случая, когда θ близко к $\pi/2$ (случай движения в картинной плоскости). Если бы это сжатие можно было представить себе в виде сближения двух дискретных слоев, то мы обнаружили бы расщепление линий на две составляющие. Фактически же речь может идти о непрерывно распределенном каким-то образом возле н. т. сжатии более или менее протяженной области плазмы, так что такой простой картины не будет: с одной стороны, от н. т. будет выражена сильнее положительная составляющая скорости, с другой — отрицательная.

При этом сжатии, если оно не носит характера взрыва и столкновения ударных волн в нейтральной плоскости, как в случае вспышек, плазма в направлении нормали к нейтральной плоскости должна сжиматься, а в направлении самой плоскости растекаться (см. ниже). Однако даже такая упрощенная картина движения двух дискретных слоев навстречу друг другу позволяет оценить вероятность того, что мы будем наблюдать фактически при сопоставлении карт магнитного поля и карт поля скоростей. Так как все θ резонно считать равновероятными на сфере единичного радиуса, то число случаев, когда мы наблюдаем углы заключенными в интервале $\theta, \theta + d\theta$, будет

$$dn = n \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{n}{4\pi} \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{n}{2} \sin \theta d\theta, \quad (a)$$

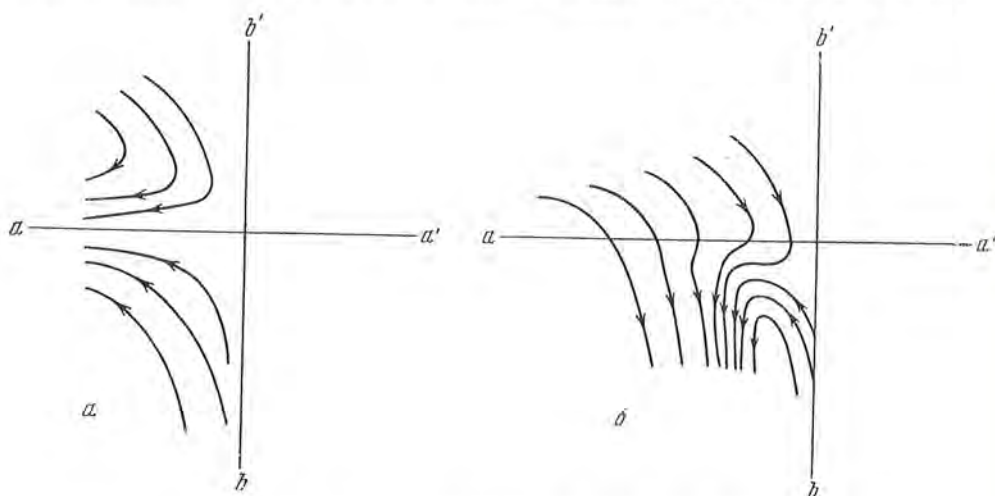
где n — общее число случаев. Оценим число случаев, когда мы не будем наблюдать эффекта противоположно направленных движений, т. е. когда нулевая точка поля не будет совпадать с нулевой линией скорости. Это будет очевидно при θ , близком $\pi/2$.

Если Δv_S есть ошибка определения лучевой скорости (разброс показаний потенциометра при неподвижном Солнце), то при некотором истинном значении V ($v_S = v \cos \theta$), эта ошибка равносильна неопределенности (неточности) $\Delta \theta$ в угле θ такой, что $\Delta v_S = V \sin \theta d\theta$. Относительная ошибка при калибровке записей скорости $\frac{\Delta v_S}{V} \approx \frac{\pm 300 \text{ м/сек}}{2 \text{ км/сек}} \approx \pm 0,15$, так что все углы θ в интервале таком, что $\sin \theta d\theta = 0,30$, являются при наблюдениях неразличимыми между собой при одной и той же величине скорости V . Поэтому, согласно (а), относительное число случаев, когда θ попадает в этот интервал, не может быть меньше $dn/n = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta = 0,15$, в то время как наблюдения (табл. 1) дают $dn/n = 0,2$. Таким образом, наличие семи случаев несовпадения (из 37) нулевой точки поля с нулевой точкой скорости вполне можно объяснить тем, что направление сжатия перпендикулярно лучу зрения, если принять идею о сжатии плазмы вокруг н. т. поля и считать все направления сжатия равновероятными. Другое возможное объяснение совпадения н. т. поля с лишней нулевой скорости состоит в том, что при движении плазмы вдоль силовой линии, замыкающейся на поверхности Солнца, месту смены знака поля (где поле перпендикулярно лучу зрения) будет соответствовать изменение знака лучевой скорости. Однако через н. т. не проходит ни одна из силовых линий, поэтому такое объяснение (на первый взгляд естественное) отпадает, если только построение н. т. уверенное.

Пока еще трудно проводить аналогию в картине движений в области пятен и активных областях типа вспышек, но одно сходство следует подчеркнуть — это наличие в сравнительно малой области, в близком соседстве друг к другу противоположно направленных лучевых скоростей. Усы часто возникают непосредственно вблизи слабых развивающихся пятен, и возможно, что движения в пятне являются фрагментом, остатком от возникших в стадии его развития движений при таком нестационарном процессе, как вспышки или усы. Действительно, если более или менее стационарное движение происходит вдоль силовых линий, то геометрия поля должна бы быть своеобразной — типа «cusped field», образованного при скрещении полей двух соленоидов, по которым ток пущен в противоположных направлениях (фиг. 9, а). Однако такое поле в лабораторных условиях может поддерживаться за счет токов в неподвижных проводниках, но сама по себе такая ситуация едва ли может быть стационарной: скрещение двух одноименных полей приведет к выталкиванию плазмы в верхней части, над плоскостью aa' .

Кроме того, при такой геометрии поля плазма должна бы растекаться в горизонтальной плоскости aa' , чего не наблюдается в случае пятен и что, кроме того, противоречит нашему вероятностному объяснению случаев несовпадения н. т. поля с нейтральной линией поля скоростей. Поэтому картина поля типа (фиг. 9, б) представляется более вероятной в случае стационарных движений (пятна, стационарные, неактивные н. т.): она соответствует подъему конвективного тока по оси bb' и его опусканию по периферии в присутствии некоторого общего соленоидального типа продольного поля.

В случае пятен, из-за повышенной ионизации, проводимость плазмы может быть ниже той, при которой реализуется полная вмороженность, и движения, возможно, могут несколько отклоняться от силовых линий,



Фиг. 9. К геометрии магнитного поля над пятном.

в особенности вблизи п. т., где магнитное поле исчезает. Скорость смещения силовых линий относительно плазмы

$$U = c \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{H}}{\sigma H^2}$$

тем больше, чем меньше σ , и при $H \rightarrow 0$ она неограниченно возрастает, т. е. в п. т. поле не может поддерживаться за счет индукции при движении среды [7]. Поэтому вблизи оси пятна, в окрестности п. т. (если наша картина верна), при известных условиях ничто не препятствует возникновению конвективных движений, т. е. возникновению грануляций. Такое явление как будто наблюдалось [8].

Однако в гидромагнетике солнечных пятен остается еще много неясного; намеченные в настоящей работе предположения являются лишь одной из попыток приблизиться к лучшему пониманию наблюдаемых данных о движении и магнитном поле, которые нелегко укладываются в ясную и непротиворечивую картину.

Ноябрь 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 277, 1959; Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 10, № 5, 1959.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
3. A. V. Severny, V. Bumba. Observatory, 78, 33, 1958.
4. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Астр. циркуляр, № 183, 9, 1957.
5. А. Б. Северный. Астр. журн., 36, 208, 1959.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958; 22, 12, 1959.
7. T. C. Cowling. N.M., 94, 39, 1934; S. Lundquist. Ark. f. Fys., 5, 297, 1952.
8. G. Tjessen. Observatory, 70, 234, 1950.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ В ОБРАТНОМ ЭФФЕКТЕ ЗЕЕМАНА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ МУЛЬТИПЛЕТНОСТИ

В. Е. Степанов

Методом разложения поляризованного триплетного излучения в эффекте Зеемана на два пучка со взаимноортогональной поляризацией доказывается совпадение коэффициентов излучения и коэффициентов поглощения по форме зависимости от длины волны и от угла между направлением магнитного поля и распространением света.

Обобщается выражение для коэффициента поглощения, представленного в лучах со взаимноортогональной поляризацией, на случай произвольного расщепления при дипольном излучении для таких полей, при которых не наступает эффект Пашена—Бака.

THE ABSORPTION COEFFICIENT OF ATOMS IN THE REVERSE ZEEMAN EFFECT FOR ARBITRARY MULTIPLICITY, by V. E. Stepanov. — The coincidence of the absorption coefficients and the emission coefficients, according to the form of dependence on wavelength and on the angle between the direction of the magnetic field and light propagation, is proved by splitting the polarized triplet emission in the Zeeman effect into two beams with mutually perpendicular polarization.

The expression for the coefficient of absorption with mutually perpendicular polarization is generalized, in the case of arbitrary splitting for dipole radiation of such fields in which the Paschen-Back effect is not operative.

1. Коэффициент поглощения в общем случае триплетного расщепления, выведенный из теории магнитооптического эффекта с учетом квантово-механической структуры атома при любой ориентации магнитного поля \mathbf{H} относительно направления распространения света, имеет следующий вид [1, 2]:

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(s_1 + s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right], \quad (4)$$

где s_0 — коэффициент поглощения средней несмещенной компоненты в поперечном эффекте Зеемана; s_1 и s_2 — коэффициенты поглощения крайних компонент при продольном эффекте; γ — угол между направлением распространения света и направлением поля \mathbf{H} .

С учетом эффекта Доплера и статистического уширения уровней атома коэффициенты s_0 , s_1 и s_2 имеют следующий вид [2]:

$$s_0 = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi} m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v_D}\right)^2}}{(v' - v_{ik})^2 + \delta_{ik}^2} dv'; \quad (2)$$

$$s_{1,2} = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi} m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v_D}\right)^2}}{[v' - (v_{ik} \pm \Delta v_L)]^2 + \delta_{ik}^2} dv', \quad (3)$$

где

$$\Delta v_L = (m'_i g_i - m''_i g_i) \frac{e}{4\pi m_e c^2} H \quad (4)$$

и для (L, S) связи

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (5)$$

Поглощение, определяемое коэффициентами (4), характеризуется поляризацией [4]

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}, \quad (6)$$

где D_{\parallel} и D_{\perp} — компоненты вектора электрической индукции, параллельная и перпендикулярная плоскости, в которой лежат вектор, указывающий направление распространения излучения, и вектор напряженности магнитного поля. Поляризация, определяемая выражением (6), взаимноортогональна [1]:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+орт} = \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{-}. \quad (7)$$

Представление коэффициента поглощения (см. уравнение (4)) в свете со взаимноортогональной поляризацией позволяет свести задачу определения контура линии поглощения при наличии магнитного поля к решению двух уравнений переноса, совершенно эквивалентных уравнению переноса для неполяризованного света [2]. Решение уравнений переноса, соответствующих коэффициентам поглощения s_+ и s_- , дает нам остаточные интенсивности r_+ и r_- . Контур линии поглощения с учетом нормировки определяется выражением

$$r = \frac{1}{2} (r_+ + r_-). \quad (8)$$

Одновременно с развитием этого метода появились работы [3, 4], в которых при определении контура линии поглощения для коэффициента поглощения используются выражения, эквивалентные коэффициентам излучения, и применяется метод решения уравнений с использованием параметров Стокса [5].

В настоящей работе мы выведем коэффициенты поглощения в обратном эффекте Зеемана для произвольной мультиплетности и для любого направления магнитного поля относительно распространения излучения.

2. Вывод коэффициентов поглощения для произвольной мультиплетности с использованием теории магнитооптического эффекта представляет

большие трудности. Поэтому мы этот вывод сделаем косвенным образом, используя выражения для коэффициентов излучения, полученных на основании теории Зееман-эффекта в излучении. Выражения для коэффициентов излучения в случае триплета могут быть написаны в виде

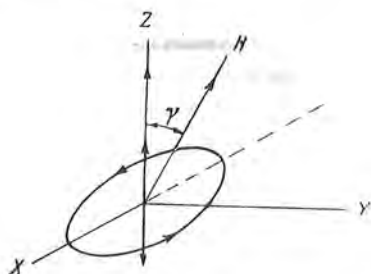
$$\begin{aligned}
 \sigma_1 \text{- компонента, } j_1 &= \alpha_0 s_1 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) \text{ — левополяризовано по эллипсу;} \\
 \pi \text{ - компонента, } j_0 &= \alpha_0 s_0 \sin^2 \gamma \text{ — линейнополяризовано;} \\
 \sigma_2 \text{ - компонента, } j_2 &= \alpha_0 s_2 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) \text{ — правополяризовано по эллипсу.}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Произведем разложение этого излучения на излучение в свете со взаимноортогональной поляризацией.

Колебания электрического вектора, соответствующие переходам (9), можно записать в виде

$$\begin{array}{l}
 \sigma_1\text{-компонента} \\
 \left. \begin{array}{l} \xi_x = \xi_0 \cos \beta \cos \omega t \\ \xi_y = \xi_0 \sin \beta \sin \omega t \end{array} \right\} \begin{array}{l} \pi\text{-компонента} \\ \left. \begin{array}{l} \zeta_x = 0 \\ \zeta_y = \zeta_0 \sin \omega t \end{array} \right\} \begin{array}{l} \sigma_2\text{-компонента} \\ \left. \begin{array}{l} \eta_x = \eta_0 \cos \beta \cos \omega t \\ \eta_y = -\eta_0 \sin \beta \sin \omega t \end{array} \right\}
 \end{array} \tag{10}$$

Координатная система выбрана так, чтобы оси координат совпадали с направлением осей эллипсов (см. фигуру).



Фиг. Вектор \mathbf{H} лежит в плоскости YOZ ; вдоль оси OZ распространяется излучение.

Из (9) и (10) следует, что

$$j_1 = \xi_0^2, j_0 = \zeta_0^2, j_2 = \eta_0^2; \tag{11}$$

$$\operatorname{tg} \beta = \cos \gamma, \cos \beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \cos^2 \gamma}}, \sin \beta = \frac{\cos \gamma}{\sqrt{1 + \cos^2 \gamma}} \tag{12}$$

Вычислим параметры Стокса для каждой из компонент излучения (10) согласно [5].

σ_1 -компонента ($\kappa = 0$), π -компонента ($\kappa = \pi/2$), σ_2 -компонента ($\kappa = 0$),

$$\begin{array}{l}
 j_1 = \xi_0^2, \\
 Q_1 = \xi_0^2 \cos 2\beta, \\
 U_1 = 0, \\
 V_1 = \xi_0^2 \sin 2\beta;
 \end{array}
 \left| \begin{array}{l}
 j_0 = \zeta_0^2, \\
 Q_0 = -\zeta_0^2, \\
 U_0 = 0, \\
 V_0 = 0;
 \end{array} \right.
 \left| \begin{array}{l}
 j_2 = \eta_0^2, \\
 Q_2 = \eta_0^2 \cos 2\beta, \\
 U_2 = 0, \\
 V_2 = -\eta_0^2 \sin 2\beta.
 \end{array} \right.$$

Таким образом, параметры Стокса для трех независимых потоков будут равны:

$$j = j_1 + j_0 + j_2 = \xi_0^2 + \zeta_0^2 + \eta_0^2; \quad (13)$$

$$Q = Q_1 + Q_0 + Q_2 = (\xi_0^2 + \eta_0^2) \cos 2\beta - \zeta_0^2; \quad (14)$$

$$U = U_1 + U_0 + U_2 = 0; \quad (15)$$

$$V = V_2 + V_0 + V_2 = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta. \quad (16)$$

Теперь произведем разложение трех потоков излучения (9), выраженных в виде параметров Стокса (13–16), на два пучка света со взаимноортогональной поляризацией. Это состояние поляризации обозначим индексами (+) и (–).

$$j = j_+ + j_-, \quad Q = Q_+ + Q_-, \quad U = U_+ + U_-, \quad V = V_+ + V_-. \quad (17)$$

Для определения параметров Стокса с индексами (\pm) воспользуемся тремя теоремами.

1. Для света с эллиптической поляризацией всегда соблюдается соотношение

$$j_i^2 = Q_i^2 + U_i^2 + V_i^2.$$

2. Естественный свет эквивалентен двум независимым противоположно поляризованным потокам равной интенсивности.

3. Выполнение равенств $Q = V = U \equiv 0$ есть необходимое и достаточное условие того, что свет является естественным.

На основании этих теорем мы можем составить уравнения для определения параметров Стокса для света, разложенного на два потока со взаимноортогональной поляризацией:

$$j_+^2 = Q_+^2 + V_+^2; \quad (18)$$

$$j_-^2 = Q_-^2 + V_-^2; \quad (19)$$

$$Q_- = -gQ_+; \quad (20)$$

$$V_- = -gV_+; \quad (21)$$

$$j_+ + j_- = (\xi_0^2 + \eta_0^2 + \zeta_0^2); \quad (22)$$

$$Q_+ + Q_- = (\xi_0^2 + \eta_0^2) \cos 2\beta - \zeta_0^2; \quad (23)$$

$$V_+ + V_- = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta. \quad (24)$$

Эти семь уравнений (18)–(24) позволяют определить все семь параметров, характеризующих пучки взаимноортогональной поляризации: $g, j_+, j_-, Q_+, Q_-, V_+, V_-$; U_+ и U_- тождественно равны нулю, так же как и параметры U_1, U_0, U_2 вследствие выбора системы координат. Для нашей задачи достаточно определить три первых параметра. Вначале определим величину g .

Так как j_+ и j_- являются интенсивностями эллиптически поляризованных лучей, то на основании теоремы второй

$$j_- = -gj_+. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (22), получим

$$(1 + g) j_+ = j. \quad (26)$$

В уравнениях (23) и (24) исключаем величины Q_- и V_- , используя уравнения (20) и (24)

$$(1 - g) Q_+ = Q; \quad (27)$$

$$(1 - g) V_+ = V. \quad (28)$$

Возводя в квадрат выражения (27) и (28) и сложив, получим

$$(1 - g)^2 (Q_+^2 + V_+^2) = Q^2 + V^2. \quad (29)$$

На основании (18) получим

$$j_+ = \frac{1}{1-g} \sqrt{Q^2 + V^2}. \quad (30)$$

Аналогично находим

$$j_- = \frac{g}{1-g} \sqrt{Q^2 + V^2}. \quad (31)$$

Исключая из (22) j_+ и j_- , получим

$$g = \frac{j - \sqrt{Q^2 + V^2}}{j + \sqrt{Q^2 + V^2}}. \quad (32)$$

Внося это выражение для g в (30) и (31), получим

$$j_+ = \frac{1}{2} (j + \sqrt{Q^2 + V^2}); \quad (33)$$

$$j_- = \frac{1}{2} (j - \sqrt{Q^2 + V^2}). \quad (34)$$

Вычислим величину j , используя (13), (12), (11) и (9). После нескольких преобразований и имея в виду, что

$$\cos 2\beta = \frac{1 - \cos^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}, \quad \sin 2\beta = \frac{2 \cos \gamma}{1 + \cos^2 \gamma},$$

получим

$$j = \alpha_0 \left[(s_1 + s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \right]. \quad (35)$$

Вычисляя аналогично величину $\sqrt{Q^2 + V^2}$, получим

$$\sqrt{Q^2 + V^2} = \sqrt[1/4]{(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}. \quad (36)$$

Используя (35) и (36) и исключая эти выражения из (33) и (34), получим окончательно выражение для триплетного излучения в эффекте Зеемана в свете со взаимноортогональной поляризацией

$$j_{\pm} = \frac{1}{2} \alpha_0 \left[(s_1 + s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right]. \quad (37)$$

Сравнивая выражение для s_- в (1) с j_- в (37), мы видим, что эти выражения

тождественны друг другу с точностью до множителя α_0 по форме зависимости от угла γ и коэффициентов s_1, s_0, s_2 , а следовательно, и от длины волны λ .

Таким образом,

$$j_{\pm} = \alpha_0 s_{\pm}, \quad (38)$$

т. е. совпадение по профилю линии таково же, как и для коэффициентов излучения и поглощения в отсутствие магнитного поля, когда уровни атома вырождены.

3. Теперь нетрудно получить выражение для коэффициента поглощения в обратном эффекте Зеемана в лучах с взаимноортогональной поляризацией для произвольной мультиплетной структуры.

Пусть магнитное расщепление при продольном эффекте имеет $2m$ σ -компонент и $2m$ π -компонент при четной мультиплетности ($m = 2n$) и $2n + 1$ π -компонент при нечетной мультиплетности ($m = 2n + 1$). При таких обозначениях общее число компонент расщепления равно $3m$.

В этом случае коэффициенты излучения можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} j_1 &= \alpha_0 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) \sum_{i=1}^m s_{1i} \text{ для переходов } \Delta m = -1; \\ j_1 &= \alpha_0 \sin^2 \gamma \sum_{i=-n}^n s_{0i} \text{ для переходов } \Delta m = 0; \\ j_2 &= \alpha_0 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) \sum_{i=1}^m s_{2i} \text{ для переходов } \Delta m = +1. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

При четном мультиплете $s_{00} = 0$.

Проведя преобразования аналогичные проведенным в § 2, и используя соотношение (38), легко установить, что коэффициент поглощения в лучах со взаимноортогональной поляризацией для $3m$ -мультиплетного расщепления в магнитном поле \mathbf{H} , направление которого составляет угол γ с направлением луча зрения, будет иметь вид

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\left(\sum_{i=1}^m s_{1i} + \sum_{i=1}^m s_{2i} \right) + \frac{1}{2} \left(2 \sum_{i=-n}^{+n} s_{0i} - \sum_{i=1}^m s_{1i} - \sum_{i=1}^m s_{2i} \right) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(2 \sum_{i=-n}^{+n} s_{0i} - \sum_{i=1}^m s_{1i} - \sum_{i=1}^m s_{2i} \right)^2 \sin^4 \gamma + \left(\sum_{i=1}^m s_{1i} - \sum_{i=1}^m s_{2i} \right)^2 \cos^2 \gamma} \right]. \quad (40)$$

Выражения для s_{1i} , s_{0i} и s_{2i} , аналогичные (2) и (3):

$$s_{1i, 2i} = \frac{e^2 \delta_{jk} f_{jk}}{\sqrt{\pi} m_e c} \frac{x_i}{\sum_1^m x_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v D}\right)^2}}{[v' - (v_{jk} \pm \Delta v_{\sigma i})]^2 + \delta_{jk}^2} dv', \quad (41)$$

$$s_{0i} = \frac{e^2 \delta_{jk} f_{jk}}{\sqrt{\pi} m_e c} \frac{y_i}{\sum_{i=-n}^{+n} y_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v'-v}{\Delta v D}\right)^2}}{[v' - (v_{jk} + \Delta v_{\pi i})]^2 + \delta_{jk}^2} dv', \quad (42)$$

где

$$\Delta v_{si} = (m'_j g_j - m'_k g_k) \frac{e}{4\pi m_e c^2} H; \quad (43)$$

$$\Delta v_{pi} = m' (g_j - g_k) \frac{e}{4\pi m_e c^2} H. \quad (44)$$

Для (L, S) -связи $g_{j,k}$ определяются формулой (5), при этом j, s и l должны определять соответственно полный момент количества движения, спиновый и орбитальный моменты

$$\bar{j} = \Sigma \bar{j}_i \quad s = \Sigma s_i \quad \text{и} \quad \bar{l} = \Sigma \bar{l}_i.$$

Для (j, j) -связи

$$g = \sum_i g(j_i) h(j_i). \quad (45)$$

При этом $g(j_i)$ — множитель Ланде для расщепления в случае одно-электронной системы с моментом количества движения \bar{j}_i , а

$$h(j_i) = \frac{j(j+1) + i_i(j_i+1) - \tilde{i}_i(\tilde{i}_i+1)}{2j(j+1)}, \quad (46)$$

где \tilde{j}_i — модуль вектора, дополняющего вектор \bar{j}_i до полного вектора \bar{j} .

В промежуточном случае при переходе от (L, S) - к (jj) -связи формулами (5) и (45) пользоваться нельзя.

Величины x_i и y_i в выражениях (41) и (42) характеризуют относительную интенсивность в зеемановских компонентах расщепления.

Если статистический вес уровня с квантовым числом j , расщепленного на $2j+1$ отдельных уровней, принять за единицу, то для π_i -компонент (переход $m \rightarrow m$) величины y_i определяются по следующим известным формулам [6] (поперечное поле):

$$\begin{aligned} j \rightarrow j \quad y_i &= m^2; \\ \text{при переходах: } j \rightarrow j+1 \quad y_i &= (j+m+1)(j-m+1); \\ j \rightarrow j-1 \quad y_i &= (j+m)(j-m). \end{aligned} \quad (47)$$

Для σ_i -компонент расщепления (переходы $m \rightarrow m \pm 1$ и поле продольное)

$$\begin{aligned} j \rightarrow j \quad x_i &= \frac{1}{2} (j \pm m + 1) (j \mp m); \\ \text{при переходах: } j \rightarrow j+1 \quad x_i &= \frac{1}{2} (j \pm m + 1) (j \pm m + 2); \\ j \rightarrow j-1 \quad x_i &= \frac{1}{2} (j \mp m - 1) (j \mp m), \end{aligned} \quad (48)$$

где m — проекция вектора \bar{j} на направление магнитного поля и m принимает $2j+1$ значений

$$m = j, (j-1) \dots - (j-1), -j.$$

Как известно, формулы (47) и (48) можно применять для любых связей, но только для «слабых» полей, т. е. таких, при которых не наступает эффект Пашена-Бака.

Совершенно очевидно, что выражение для поляризации поглощаемого света в случае произвольной мультиплетности совершенно аналогично выражению (6). Необходимо только произвести замену s_1 , s_2 и s_0 соответственно на $\sum_{i=1}^m s_{1i}$, $\sum_{i=1}^m s_{2i}$ и $\sum_{i=-n}^{+n} s_{0i}$.

Таким образом, задача определения контура линии поглощения при наличии магнитного поля для мультиплетного расщепления совершенно аналогична получению контура для триплетного расщепления. Наибольшая вычислительная трудность заключается только в вычислении коэффициентов поглощения

$$s_1 = \sum_{i=1}^m s_{1i}, \quad s_2 = \sum_{i=1}^m s_{2i} \quad \text{и} \quad s_0 = \sum_{i=-n}^{+n} s_{0i},$$

которые имеют различные значения в зависимости от типа расщепления и величины магнитного поля.

Следует отметить, что развитая теория справедлива только для дипольного излучения.

Декабрь 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 138, 1958.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.
3. W. Уино. Publ. Astr. Soc. Japan, 8, № 3-4, 108, 1956.
4. J. W. Warwick. Ann. Astroph., 20, № 4, 165, 1957.
5. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953, стр. 32.
6. А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры, т. 1, Гостехиздат, 1956, стр. 467.

ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОГЕЛИОГРАММ
В СВЕТЕ ГИПОТЕЗЫ
О НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЕ ХРОМОСФЕРЫ

Э. Е. Дубов

Делается попытка объяснить картину, наблюдаемую на спектрогелиограммах, снятых в различных частях линии H_{α} , в свете гипотезы о структуре хромосферы, рассмотренной автором в предыдущей работе. Наличие хромосферной сетки объясняется тем, что в хромосфере существует неоднородный слой с горячими ($T \approx 20\ 000^{\circ}$) и холодными ($T \approx 7000^{\circ}$) областями. Наилучший контраст хромосферной сетки при определенной длине волны в крыле линий H_{α} связывается с тем, что этот слой имеет ограниченную протяженность и находится на некоторой определенной глубине.

Определяется оптическая толщина верхнего, горячего слоя хромосферы; показано, что этот слой должен быть поглощающим в линии H_{α} для излучения лежащих ниже слоев.

Определены средние размеры темных и светлых деталей в неоднородном слое хромосферы и их изменение с глубиной, а также доля объема, занимаемая светлыми и темными деталями на разных глубинах. В активной области темные (горячие) элементы занимают сравнительно больший объем.

Высоты образования различных частей линии H_{α} , определенные по совпадению найденной нами доли объема, занимаемой темными деталями, с величинами, полученными для доли объема, занимаемой «горячими» областями в модели хромосферы Эйты и Мензела, находятся в хорошем согласии с высотами образования соответствующих частей линии H_{α} , полученных по моделям Бем-Витенс и Вольтера.

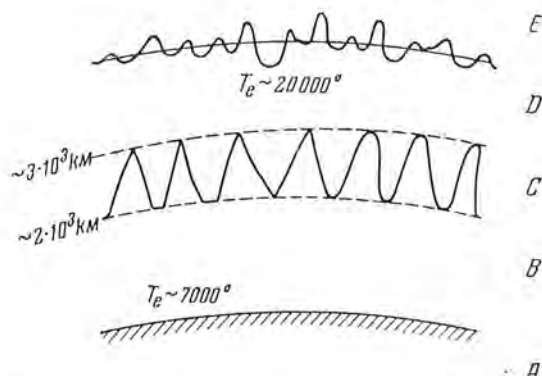
A POSSIBLE INTERPRETATION OF SPECTROHELIOGRAMS BY THE HYPOTHESIS OF NONHOMOGENEOUS STRUCTURE OF THE CHROMOSPHERE, by E. E. Dubov. — An attempt is made to explain the spectroheliograms, obtained in different parts of the H_{α} line, by the hypothesis on the structure of the chromosphere considered by the author in his previous paper. The existence of the chromospheric structure is explained by the presence of a nonhomogeneous layer with hot ($T \sim 20\ 000^{\circ}$) and cold ($T \sim 7000^{\circ}$) regions in the chromosphere. The best contrast of the chromospheric picture at some wavelength in the wing of H_{α} is bound with the existence of such a layer having a limited thickness and being at some definite depth.

The optical thickness of the upper hot chromospheric layer is determined and it is shown that this layer should be absorbing in H_{α} for the radiation of lower-lying layers.

The mean dimensions of dark and bright details in the nonhomogeneous chromospheric layer and their variations with depth are determined, as well as the fraction of volume occupied by the dark and bright details at different depths. In active regions the dark (hot) elements occupy a comparatively large volume.

The heights of formation of different parts of the H_{α} line, derived from the coincidence of the obtained fraction of volume occupied by dark details with the values found for that occupied by «hot» regions in the Athay-Menzel model of the chromosphere, are in good agreement with the heights of formation of the corresponding parts of the H_{α} line calculated from the Böhm-Vitense and Voltjer models.

Если снимать спектрогелиограммы в различных частях линии H_{α} , то можно наблюдать следующую картину: в центре линии сравнительно неясно видна хромосферная структура (сетка) и четко видны различные активные образования — волокна, флоккулы и др. Если снимать спектрогелиограммы не в центре линии или соответственно наблюдать в спектрогелиоскоп не в центре линии, а располагая выходную щель примерно на $0,3-0,4 \text{ \AA}$ от центра линии H_{α} , то хромосферная сетка становится видимой наиболее четко. С точки зрения двухтемпературной модели хромосферы (см., например, [1, 2]) такая картина может найти себе естественное



Фиг. 1. Предполагаемая схема структуры хромосферы.

A — фотосфера; B — нижний слой хромосферы с $T_e \approx 7000^\circ$; C — слой, где сосуществуют области с различной температурой; D — слой с $T_e \approx 20000^\circ$; E — слой хромосферы с более высокой температурой.

объяснение. Описанное автором [3] представление о хромосфере, нагреваемой волнами, образующимися в конвективной зоне Солнца, сводится примерно к следующему (Фиг. 1).

В хромосфере, нижняя часть которой находится в состоянии, довольно близком к термодинамическому равновесию, электронная температура медленно растет от основания ее вверх до величины порядка 7000° на высоте около $2000-2500 \text{ км}$. Выше $3000-3500 \text{ км}$ температура тоже довольно медленно вначале растет вверх от величины порядка 20000° . В слое, который находится на высоте $2000-3000 \text{ км}$, можно ожидать, что холодные ($6000-7000^\circ$) и горячие (20000°) области сосуществуют, причем, как это показано в [1], относительный (суммарный) объем горячих областей уменьшается вверх. Если все это сопоставлять с картиной, наблюдаемой в различных частях линии H_{α} , то можно предположить, что в центре линии, где мы видим до сравнительно небольшой глубины (какой именно, пока еще сказать трудно — к этому вопросу мы вернемся несколько позже), виден в основном однородный лежащий выше слой с электронной температурой около 20000° , сквозь который частично просвечивает и более низко расположенный неоднородный слой. В крыле линии H_{α} на расстоянии $0,3-0,4 \text{ \AA}$ от центра линии мы видим главным образом тот промежуточный слой, в котором сосуществуют горячие и холодные области.

Они и наблюдаются в виде хромосферной сетки. Еще дальше в крыле линии мы видим опять довольно однородную нижнюю хромосферу с электронной температурой порядка 6000° .

К. Де Ягер высказывает мысль о том, что наблюдаемая нами хромосферная сетка есть результат доплеровского выхода в крыло линии H_α солнечных спикул, которые хорошо видны на краю солнечного диска. Однако данные самого К. де Ягера [4] и данные К. Кишпенхойера [5] говорят против такого предположения. Например, сам же К. де Ягер утверждает, что спектрогелиограммы, снятые в разных линиях серии Бальмера на различных расстояниях от центров линий, соответствующих, однако, одинаковой глубине образования данной части линии, выглядят одинаково. Так, снимки, снятые в центре линии H_β , соответствуют спектрогелиограммам в H_α , снятым на расстоянии $0,2-0,4 \text{ \AA}$ от центра линии. Для H_γ соответствующее расстояние от центра линии H_α будет $0,5 \text{ \AA}$, для $H_\delta - 0,7 \text{ \AA}$. Если бы дело было в доплеровских сдвигах, то такой результат не получился бы.

Необходимо отметить, что верхние слои хромосферы находятся в условиях, далеких от термодинамического равновесия. Расчеты, выполненные Потташем и Томасом (автор весьма благодарен д-ру Томасу, представившему в его распоряжение полученные результаты до их опубликования в печати), показывают, что с ростом отклонения от равновесия уменьшается отношение чисел атомов водорода в третьем и во втором состояниях. Это вообще является условием существования линии поглощения, несмотря на рост электронной температуры вверх. Отклонения от термодинамического равновесия, собственное излучение хромосферы, рост электронной температуры вверх — все это факторы, которые необходимо учитывать при построении теории контуров сильных линий солнечного спектра, так как большая часть контуров линий, подобных H_α , образуется именно в хромосфере. Уменьшение отношения величин n_3/n_2 для водорода при переходе к верхним слоям хромосферы можно получить следующим расчетом: число атомов водорода в некотором k -состоянии можно выразить как [6].

$$n_k = b_k N_1 N_e \frac{A_k^0}{T_e^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{h\nu_k}{kT_e}}, \quad (1)$$

Следовательно,

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{b_3}{b_2} De^{-\frac{x}{kT_e}}, \quad (2)$$

для нижней хромосферы $b_3 = b_2 = 1$, так как мы принимаем, что эти слои находятся в термодинамическом равновесии $T_e \approx 6000^\circ$. Для верхней хромосферы примем $T = 20\,000^\circ$ и $b_3/b_2 = 0,01$. Такая величина для отношения b_3/b_2 получилась при расчетах Потташа и Томаса для $T_e = 10\,000^\circ$, $n_e = 10^{11}$ и поля излучения бальмеровских линий, соответствующего 6000° , детальном балансе для линий серии Лаймана и оптической толщине в лаймановском континууме порядка единицы.

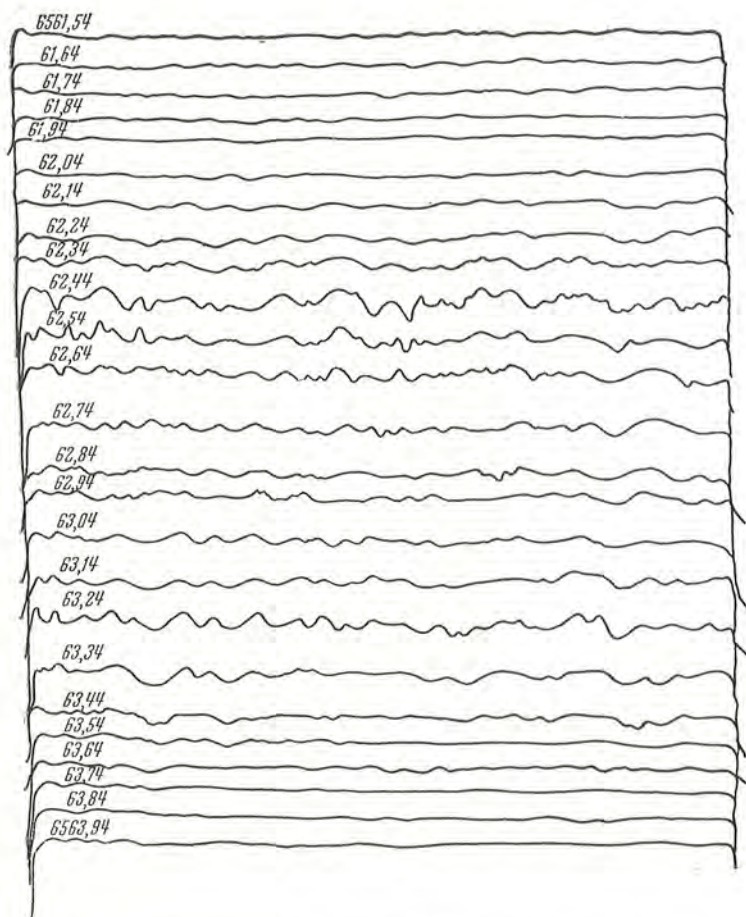
Если теперь составить отношение $\frac{(n_3 / n_2)_{20\,000^\circ}}{(n_3 / n_2)_{6000^\circ}}$, то оно оказывается примерно равным 0,1, т. е. значительно меньшим единицы. Таким образом, слой с электронной температурой около $20\,000^\circ$, но с сильными отклонениями от термодинамического равновесия оказывается поглощающим в H_α для излучения слоя с электронной температурой в 6000° , но находящегося в термодинамическом равновесии.

Фотометрия снимков солнечного лимба, полученных с интерференционно-поляризационным фильтром (ИПФ), центрированным на H_α [7], показывает, что размеры областей с большей яркостью уменьшаются с удалением от основания хромосферы. Внизу они имеют размеры деталей хромосферной сетки (5—6"), а сверху размеры порядка спикул (1,5—2"). Теоретические доводы, приведенные выше, а также приведенные в [7] результаты измерений позволяют заключить, что на лимбе яркие области соответствуют местам с меньшей температурой.

К. де Ягер [4], К. Киппехойер [5] и А. Бруцек [8] считают, что самые темные места хромосферной сетки, видимой на диске Солнца, представляют собой те же детали, которые на лимбе выглядят как спикулы, т. е. что спикулы ведут себя подобно протуберанцам. И спикулы и протуберанцы по своим размерам больше средней хромосферы, они не окружены горячей хромосферной материей, которая сама светится в H_α . Относительно же неоднородностей в солнечной хромосфере рассуждения могут быть такими. Выше неоднородностей, о которых идет речь, должен находиться однородный горячий слой, который хотя и излучает в H_α , но излучает в этой длине волны слабее, чем менее горячий слой, расположенный под ним. Если рассматривать теперь также и слой, где горячие и холодные области сосуществуют, то мы должны наблюдать более темные места там, где протяженность темной (и, следовательно, горячей) материи больше, т. е. в местах, где горячая материя проникает вниз. Если приведенные рассуждения правильны, то количество светлых деталей или их контраст должны уменьшаться по мере приближения к краю диска, так как к краю должна расти оптическая толщина верхнего однородного слоя. Мы вернемся к этому вопросу несколько позже, и в дальнейшем мы думаем поставить работу по определению числа деталей в хромосфере на краю и в центре диска Солнца. Пока данных об уменьшении количества деталей хромосферной сетки к краю солнечного диска, насколько нам известно, нет.

Для уточнения высказанных соображений нами было проведено исследование спектрограмм в области линии H_α , полученных на башенном солнечном телескопе 17 июля 1957 г. и 10 октября 1959 г. В. Л. Хохловой и В. Е. Степановым. Спектры получены при очень хорошем качестве изображений. Спектр 18 октября 1959 г. снят для невозмущенного участка хромосферы вблизи центра диска Солнца, спектр 17 июля 1957 г. снят вблизи активной области. Спектры фотометрировались поперек дисперсии через каждые $0,1 \text{ \AA}$ от $6561,54 \text{ \AA}$ до $6563,94 \text{ \AA}$ с квадратной щелью, соответствующей примерно $1,5 \cdot 10^7 \text{ см}$ на Солнце. Полученные записи приведены на фиг. 2 и 3. Кроме того, нами сделана попытка определить

соотношение объемов темных и светлых областей на разных расстояниях от центра линии. Работа была проведена по увеличенным в 4,5 раза фототграфиям спектра (фиг. 4 и 5), напечатанным А. Е. Балковым таким образом, чтобы увеличить контраст между светлыми и темными деталями как в центре линии, так и в ее крыльях. Вопрос о границах между темными

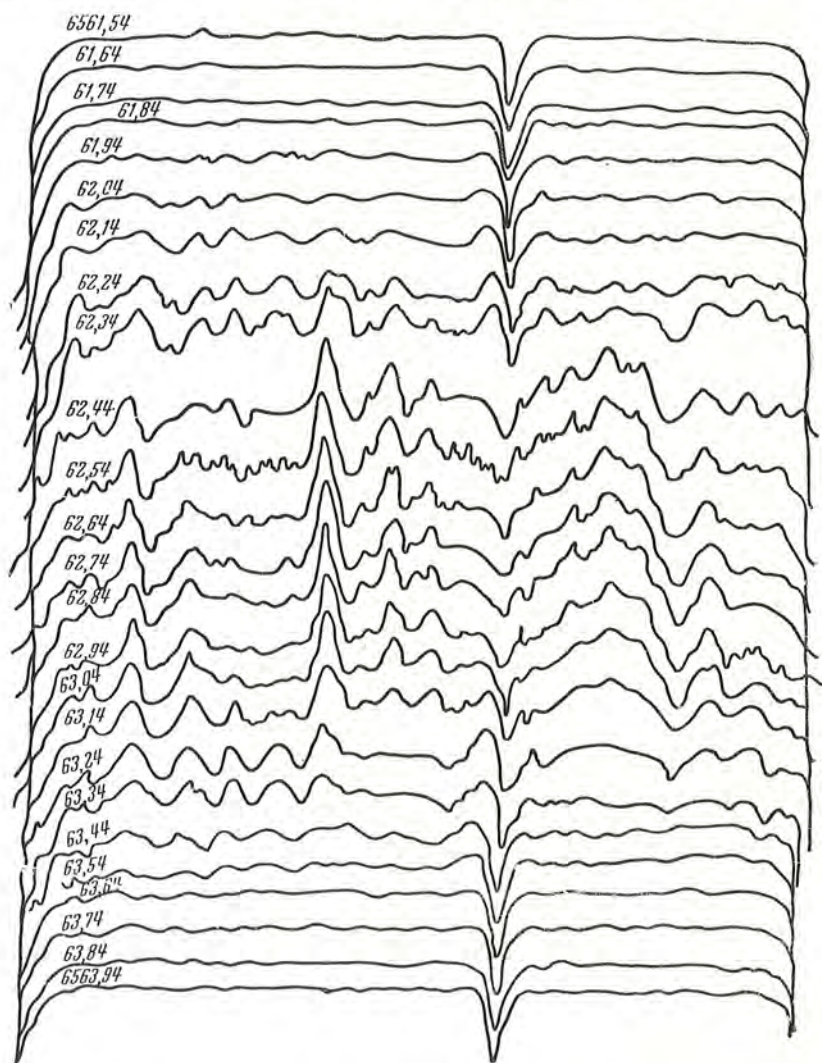


Фиг. 2. Фотометрические разрезы в спектре около H_{α} для невозмущенной области.

или светлыми областями решался субъективно, на глаз. Определения соотношений объемов были проделаны для каждого из спектров независимо четырьмя наблюдателями. Результаты измерений приведены в табл. 1, 2 и 5. Элементы объема считались цилиндрическими, и соотношение объемов для выбранного расстояния от центра линии считалось равным отношению линейных размеров, которое было получено из измерений полоски для соответствующей длины волны. Для контроля были проведены измерения в нескольких точках, и по микрофотограммам результат получился такой же. Точность таких измерений, конечно, невелика, порядка 50%, но, с одной стороны, большей точности для таких измерений и не нужно, а, с другой стороны, результаты измерений различных наблю-

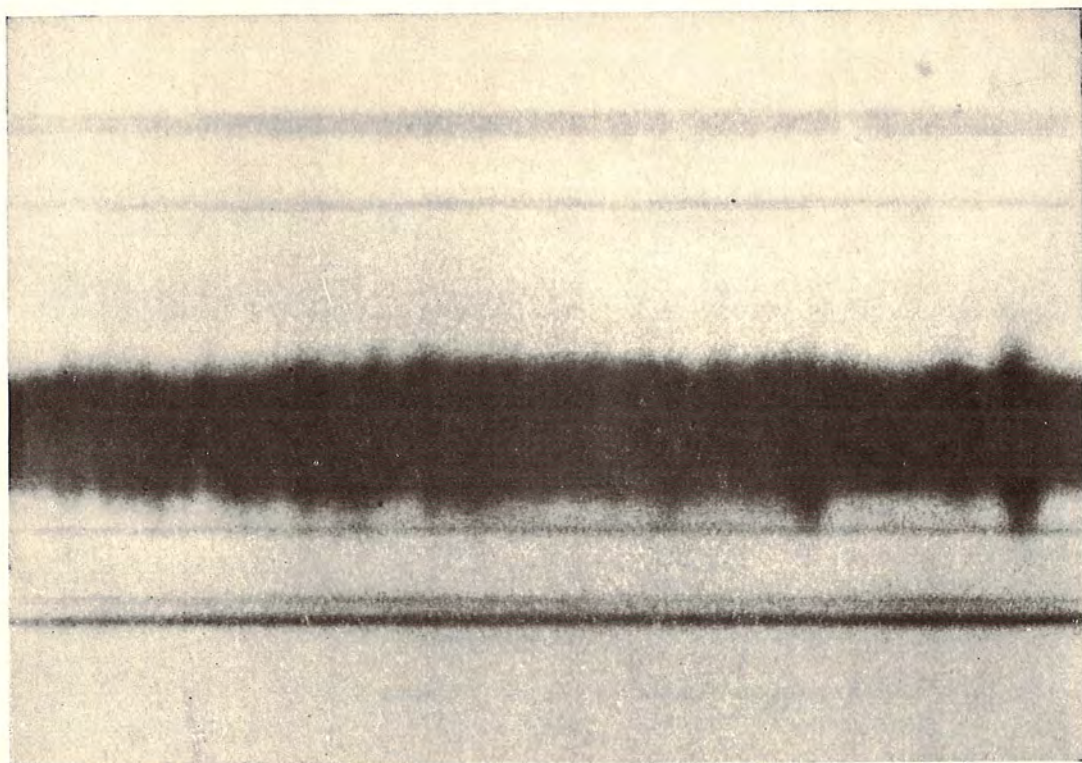
дателей совпадают между собой гораздо лучше, чем этого можно было ожидать.

Переходим к описанию полученных результатов. По микрофотограммам можно видеть, что при переходе от крыльев линии к ее ядру, т. е. при движении от более глубоких слоев вверх, начинают появляться области более темные, чем окружающие места. Сначала они занимают все

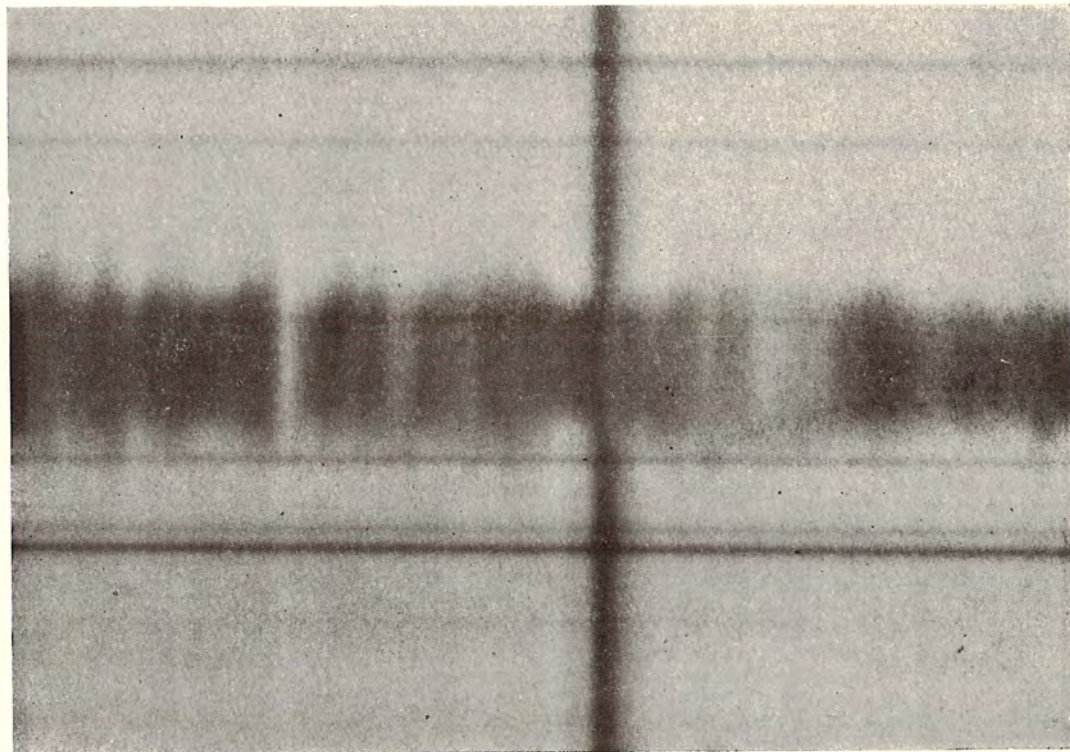


Фиг. 3. Фотометрические разрезы в спектре около H_{α} для активной области.

больше места, и в центральных частях линии H_{α} темные места преобладают над относительно светлыми. В невозмущенной области хромосферы (спектр, полученный 18 октября 1959 г.) хорошо видно, что наличие структуры выражается не в том, что светлые места становятся более яркими, а скорее в том, что появляются более темные места, количество которых зависит от расстояния от центра линии. В активной области



Фиг. 4. Спектр Солнца около H_{α} для невозмущенной области (снят 18.X 1959 г.).



Фиг. 5. Спектр Солнца около H_{α} для активной области (снят 17.VII 1957 г.).

Таблица 1

Относительный объем светлых деталей в невозмущенной области хромосферы

Расстояние от центра H_{α}	1	2	3	4	Среднее
0	0,28	0,33	0,45	0,38	0,36
$\pm 0,2$	0,28	0,32	0,41	0,38	0,35
$\pm 0,4$	0,44	0,42	0,56	0,52	0,48
$\pm 0,5$	0,55	0,74	0,76	0,58	0,65
$\pm 0,6$	—	0,71	0,74	0,65	0,67
$\pm 0,7$	0,88	0,77	0,78	0,74	0,79
$\pm 0,8$	0,95	0,81	0,87	0,83	0,87

Таблица 2

Относительный объем светлых деталей в активной области хромосферы

Расстояние от центра H_{α}	1	2	3	4	Среднее
0	0,28	0,32	0,35	0,16	0,27
$\pm 0,2$	0,29	0,28	0,37	0,17	0,27
$\pm 0,4$	0,38	0,34	0,43	0,18	0,33
$\pm 0,5$	0,45	0,48	0,52	0,33	0,44
$\pm 0,6$	0,53	—	0,56	0,35	0,48
$\pm 0,7$	0,58	0,62	0,60	0,44	0,56
$\pm 0,8$	0,76	0,89	0,68	0,57	0,72

эти структурные элементы часто накладываются на детали, характерные для солнечной активности (волокна, флоккулы и т. п.).

В невозмущенной области хромосферы темные элементы структуры становятся заметными на расстоянии $\pm 0,8 \text{ \AA}$ от центра линии. В активной области их можно проследить до $\pm 1 \text{ \AA}$. По микрофотограммам мы можем определить число неоднородностей на исследуемом участке спектра (n), а по увеличенным фотографиям спектров нами определены относительные площади (S), занимаемые светлыми и темными деталями на диске Солнца при рассматривании его в данной длине волны (или в нашей интерпретации на данной глубине в хромосфере).

Если известен размер всего спектра (l), то легко могут быть определены средние размеры темных и светлых деталей на различных глубинах в хромосфере. Этот размер

$$d = \frac{1,92 \cdot 10^3}{21} = \frac{Sl}{n},$$

где 21 см — диаметр изображения Солнца. Соответствующие данные приведены в табл. 3 и 4. Средний размер неоднородностей на диске Солнца определялся и ранее. Так, Ж. Макри [9] получил величину $5'',5$, К. де Ягер [4] от 1700 до 4000 км (меньшие детали, возможно, существуют, по его мнению, но не могут быть разрешены). Как это видно из табл. 4,

у нас получились величины, хорошо согласующиеся с этими данными, но мы считаем, что средний размер деталей меняется с глубиной, и поэтому его надо определять для разных глубин отдельно. Если размеры

Таблица 3
Среднее количество деталей в спектрах

Расстояние от центра	Невозмущенная область	Активная область
0	21	18
$\pm 0,2$	24	21
$\pm 0,4$	26	24
$\pm 0,6$	21	23
$\pm 0,8$	16	17

деталей определены по фотографиям Солнца, полученным с ИПФ, то при разной ширине полосы пропускания фильтра можно ожидать, что получатся различные результаты, так как такие снимки соответствуют различным эффективным глубинам.

Таблица 4
Средний размер деталей

Расстояние от центра H_{α}	Невозмущенная область хромосферы		Активная область хромосферы	
	Светлые детали	Темные детали	Светлые детали	Темные детали
0	5,1	9,7	5,2	14,4
$\pm 0,2$	4,4	8,6	4,5	12,1
$\pm 0,4$	5,9	6,3	4,8	9,7
$\pm 0,6$	10,5	4,5	7,3	7,9
$\pm 0,8$	17,2	2,6	14,7	7,8

Из изложенного выше довольно понятно, что размер светлых деталей растет с глубиной, а размер темных уменьшается. Как следует из табл. 5,

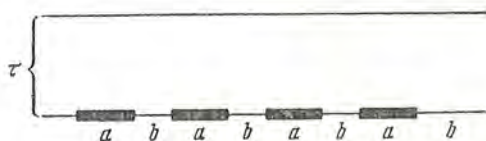
Таблица 5
Средний объем, занимаемый темными и светлыми деталями

Расстояние от центра H_{α}	Невозмущенная область хромосферы		Активная область хромосферы	
	Светлые детали	Темные детали	Светлые детали	Темные детали
0	0,36	0,64	0,27	0,73
$\pm 0,2$	0,35	0,65	0,27	0,73
$\pm 0,4$	0,48	0,52	0,33	0,67
$\pm 0,5$	0,65	0,45	0,44	0,56
$\pm 0,6$	0,70	0,30	0,48	0,52
$\pm 0,7$	0,79	0,21	0,56	0,44
$\pm 0,8$	0,87	0,13	0,72	0,38

в активной области темные элементы занимают больший объем, чем в невозмущенной. Аналогичный результат получился и в [40].

Для верхнего, горячего слоя хромосферы (фиг. 1) нами сделана попытка определить оптическую толщину. Как уже упоминалось, мы предполагаем, что в крыле линии, в том месте, где наблюдается наибольший контраст, мы видим почти все неоднородности на диске Солнца; излучение их ослаблено лежащими выше слоями в ничтожной степени, так как оптическая толщина лежащих выше слоев в этой длине волны очень мала. С другой стороны, в центре линии H_{α} контраст этих неоднородностей значительно меньше за счет поглощения верхними слоями. Для простоты представим себе хромосферу в виде некоторой плоскости (расположенной на соответствующим образом выбранной эффективной глубине), на которой помещаются светлые и темные участки, и поглощающего слоя с оптической плотностью τ_0 (фиг. 6), расположенного над этой плоскостью.

Тогда избыток излучения светлых деталей по сравнению с темными, равный при отсутствии поглощающего слоя ΔI_0 , будет равен $\Delta I_1 = \Delta I_0 e^{-\tau_0}$. Величины $\Delta I_0/I$ (контраст деталей в крыле линии) и $\Delta I_1/I$



Фиг. 6. Модель для определения средней оптической толщины слоя хромосферы с $T_e \approx 20\ 000^\circ$.

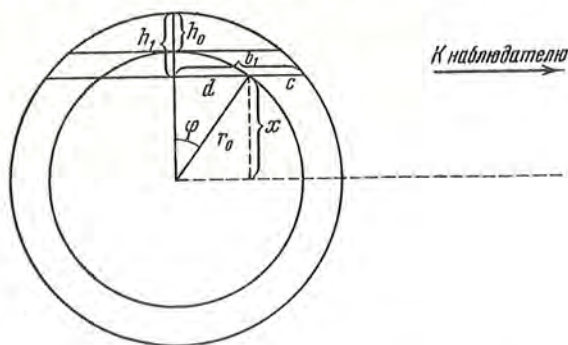
a и b — соответственно светлые и темные элементы структуры.

(контраст деталей хромосферы в центре линии H_{α}) могут быть определены нами из наблюдений (мы обозначаем через I среднюю интенсивность темных деталей). Как для возмущенной, так и для невозмущенной области хромосферы $\Delta I_0/I$ оказалось равным 9%, а $\Delta I_1/I$ — 6%. Отсюда $e^{-\tau_0} = 1,5$ и $\tau_0 = 0,4$. Это соответствует $1,2 \cdot 10^{12}$ поглощающих атомов водорода (во втором квантовом состоянии) над 1 см^2 избранного нами эффективного уровня. Если брать отношение $b_1/b_2 = 10$ (т. е. примерно ту величину, которая получилась при подсчетах Томаса и Потташа), то число атомов водорода в основном состоянии для $T_e = 20\ 000^\circ$ будет $10^{14} - 10^{15}$ над 1 см^2 рассматриваемого уровня.

Естественно ожидать, что оптическая толщина верхнего слоя будет изменяться с переходом к краю солнечного диска. Картина прохождения луча света при этом изображена на фиг. 7. Величина h_0 принята нами равной $3,5 \cdot 10^8$ и $r_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}\text{ см}$ (обозначения даны на фиг. 7).

$$b = \sqrt{2hr - h^2} \approx h \sqrt{2 \frac{r}{h}}$$

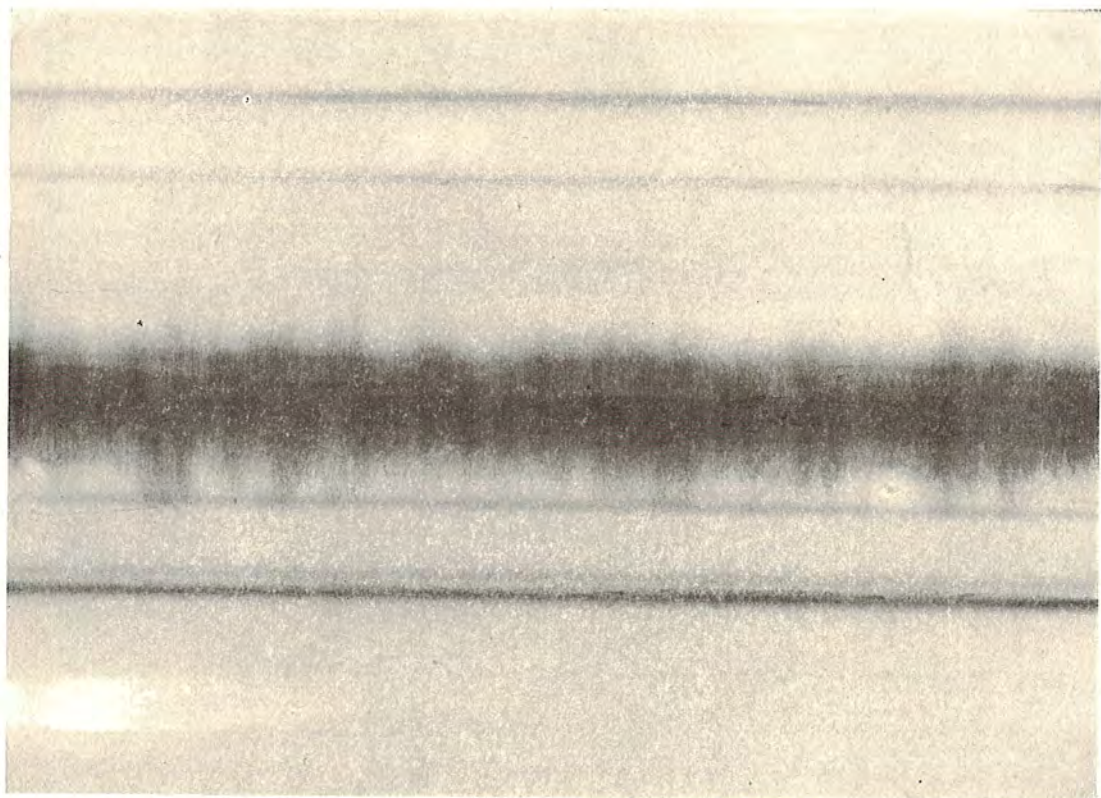
так как $\frac{r_{\odot}}{h_0} = 200$ и $\frac{r_{\odot}}{h_1} \approx 20$, если принять, что $h_1 = h_0 + 0,05 r_{\odot}$ для $q = 0,95$. Отсюда простыми вычислениями получаем, что для $q = 0,95$ величина $c = 5,7 h_0$, а соответствующая оптическая плотность $\tau_1 = 5,7 \tau_0$. Впрочем, эту величину следует считать завышенной, потому что плотность в хромосфере с высотой уменьшается. Если считать, что в хромосфере имеются детали с самой разной контрастностью и количество видимых нами деталей пропорционально $\sec \varphi e^{-5,7\tau_0}$, где φ определяется из соотношения $\sin \varphi = q = 0,95$, то для $\tau_0 = 0,4$ эта величина равна 0,32. Таким образом, на первый взгляд кажется, что на краю должно наблюдаться вдвое меньше деталей в хромосфере, чем в центре диска.



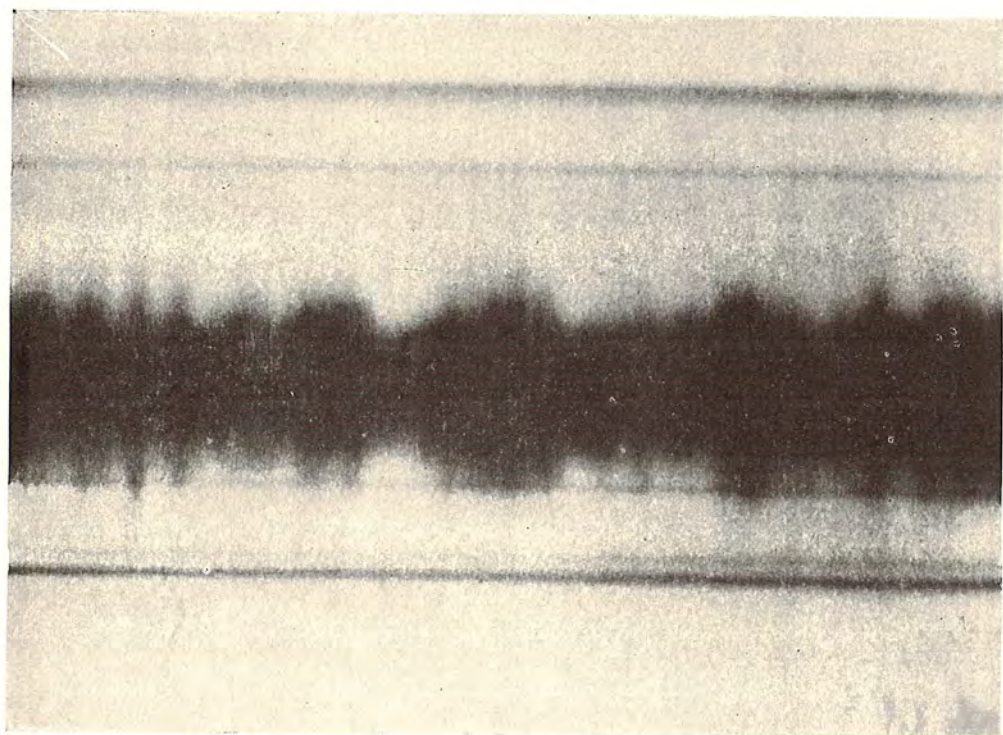
Фиг. 7. Изменение оптической толщи слоя с $T_e \approx 20\ 000^\circ$ при приближении к краю диска Солнца.

Однако в приведенном рассуждении не учтено то обстоятельство, что на краю может быть другим и количество деталей в хромосфере, потому что теперь видимые нами детали образуются наклонными лучами, проходящими только в поверхностных слоях хромосферы. Может случиться, что на краю солнечного диска мы увидим даже больше деталей, чем в центре. Увеличение видимой оптической толщи для всех слоев должно привести к тому, что протяженность темных деталей (в смысле того расстояния от центра линии H_{α} , до которого их можно видеть) будет больше. Дальше от центра линии должно быть и место наибольшего контраста между светлыми и темными деталями. На фиг. 8 и 9 приведены фотографии спектров хромосферы, полученные для центра диска и для его края (впервые обратил внимание автора на эти снимки В. Е. Степанов). На снимках хорошо видно, что у края солнечного диска темные детали простираются дальше от центра линии, чем в случае центра диска. Это, как мы уже указывали, не противоречит предположению о неоднородной структуре хромосферы, а, наоборот, находит себе естественное объяснение.

И в возмущенной и в невозмущенной областях хромосферы многие детали видны как в красном, так и в фиолетовом крыльях линии. Мы связываем это с тем, что и красное и фиолетовое крылья образуются примерно на одинаковой глубине, а сам факт появления деталей на данной длине волны связан не только с их движением, сколько с самим фактом су-



Фиг. 8. Спектр Солнца вблизи линии H_{α} для невозмущенной области в центре диска.



Фиг. 9. Спектр Солнца вблизи линии H_{α} для невозмущенной области на краю солнечного диска.

ществования этих деталей на определенной глубине. Допплеровские скорости, конечно, тоже существуют, поэтому соответствие, о котором мы говорили, оказывается неполным.

Наибольший контраст деталей наблюдается для невозмущенной области хромосферы на расстоянии $\pm 0,4 \text{ \AA}$ от центра линии H_{α} . Для возмущенной области это примерно $0,35 \text{ \AA}$ в фиолетовую сторону и $0,25 \text{ \AA}$ в красную сторону. Для другого спектра, снятого для активной области хромосферы 4 июля 1957 г., наоборот, больше расстояние в красную сторону. Мы думаем, что этот сдвиг связан с существующими в хромосфере регулярными движениями целых слоев [11].

В табл. 6 мы сопоставили относительный объем темных деталей хромосферы на разных расстояниях от центра линии H_{α} с относительным объе-

Таблица 6

Сопоставление относительных объемов темных деталей

Расстояние от центра	Доля объема темных областей		Модель Эйти и Мензела		Высота образования излучения, км	
	Активная область	Невозмущенная область	Доля объема горячей области	Соотв. высота, км	Модель Бем-Витенс	Модель Вольгера
0	0,73	0,64	0,7	4500	3800	5700
$\pm 0,2$	0,73	0,65				
$\pm 0,4$	0,67	0,52			3500	4700
$\pm 0,5$	0,56	0,45	0,4	2500	2000	4400
$\pm 0,6$	0,52	0,30			1000	3800
$\pm 0,7$	0,44	0,21				
$\pm 0,8$	0,38	1,13	0,1	1500		

мом горячих областей, не излучающих в H_{α} , в двухтемпературной модели Эйти и Мензела [1], данным ими в зависимости от высоты в хромосфере. Кроме того, в таблице приведены высоты образования соответствующих мест линии H_{α} по моделям Бем-Витенс и Вольгера. Соответствующие данные взяты нами из [4]. Из таблицы видно, что получается неплохое соответствие между всеми приведенными данными, и высоты образования соответствующих мест линии H_{α} , определенные по совпадению относительного объема (темных) деталей в нашей работе и по модели Эйти и Мензела, лежат между величинами, полученными Бем-Витенс и Вольгером. Это обстоятельство также говорит, с одной стороны, в пользу двухтемпературной модели хромосферы, а с другой — в пользу предложенной нами интерпретации.

Рассмотрение контура линии H_{α} , приведенного, например, в Утрехтском атласе, в свете нашей интерпретации приводит нас к следующему представлению о значении различных частей этого контура. По-видимому, центральная часть контура, которую можно грубо аппроксимировать горизонтальной прямой, образуется в верхнем горячем и однородном слое хромосферы. Такое заключение можно сделать из того факта, что суммарная относительная площадь светлых и темных деталей в хромосфере практически одинакова в центре линии и до примерно $\pm 0,2 \text{ \AA}$, что и

соответствует рассматриваемой нами части линии H_{α} . Наиболее крутая, почти прямолинейная часть контура соответствует слою, где сосуществуют как горячие, так и холодные области, и глубина образования соответствующих мест линии быстро меняется. Середина этой части контура соответствует такой глубине, где примерно 50% объема занимают горячие и 50% — холодные области. Более далекие крылья линии H_{α} (за $0,8 \text{ \AA}$) соответствуют меньшему интервалу глубин и благодаря большой плотности на этих глубинах связаны, вероятно, с расширением линии из-за эффектов давления. Таким образом, есть основания считать, что только крылья сильных линий, например, первых линий водородной серии, Бальмера, могут быть изучены с помощью обычной теории контуров спектральных линий. Полученные при этом данные будут относиться к самым нижним слоям хромосферы или к верхним слоям фотосферы.

Автор выражает свою признательность В. Е. Степанову и В. Л. Хохловой, получившим использованные в настоящей работе спектрограммы и сделавшим ряд полезных замечаний, а также М. Б. Огирь за помощь в обработке материала и А. Е. Балковому за изготовление фотографий.

19 октября 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. K. G. Athay and D. H. Menzel. *Ap. J.*, 123, 285, 1956.
2. K. G. Athay and R. N. Thomas. *Ap. J.*, 123, 299, 1956.
3. Э. Е. Дубов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 22, 101, 1959.
4. C. de Jager. *V. A. N.*, 13, № 474, 133, 1957.
5. K. O. Kierenhueer. *Zs. f. Ap.*, 42, 209, 1957.
6. D. H. Menzel. *Ap. J.*, 85, 330, 1937.
7. В. А. Крат и И. А. Прокофьева. *Изв. ГАО*, 19, вып. 5, 9, № 152.
8. A. Bruzek. *Zs. f. Ap.*, 47, 191, 1959.
9. J. Macris. *Ann. Aph.*, 20, 179, 1957.
10. K. G. Athay and R. N. Thomas. *Ap. J.*, 125, 788, 1957.
11. В. Л. Хохлова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 17, 177, 1957.

МЕЗОННЫЙ КУБИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

А. А. Степанян

Кратко описывается кубический телескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Отмечаются некоторые особенности электронных схем. Дается определение коэффициента гашения схемы.

THE MESON CUBIC TELESCOPE OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *A. A. Stepanyan*. — The cubic telescope of the Crimean Astrophysical Observatory is briefly described. Some specific features of the electronic schemes are noted. The extinction coefficient of the scheme is defined.

§ 1. НАЗНАЧЕНИЕ ПРИБОРА. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ

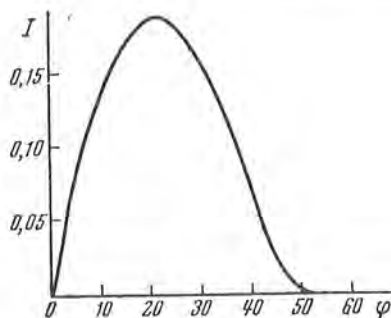
Кубический телескоп — прибор, предназначенный для непрерывной регистрации жесткой компоненты космических лучей.

Регистрация космических лучей осуществляется счетчиками частиц Гейгера—Мюллера (ГС-60), расположенными в трех горизонтальных рядах и включенными в схему совпадений. Такая схема регистрирует лишь случаи, когда частицы проходят через все группы счетчиков, т. е. частицы с преимущественно вертикальным направлением движения. Диаграмма направленности телескопа приведена на фиг. 1, где φ — зенитный угол, I — эффективность регистрации.

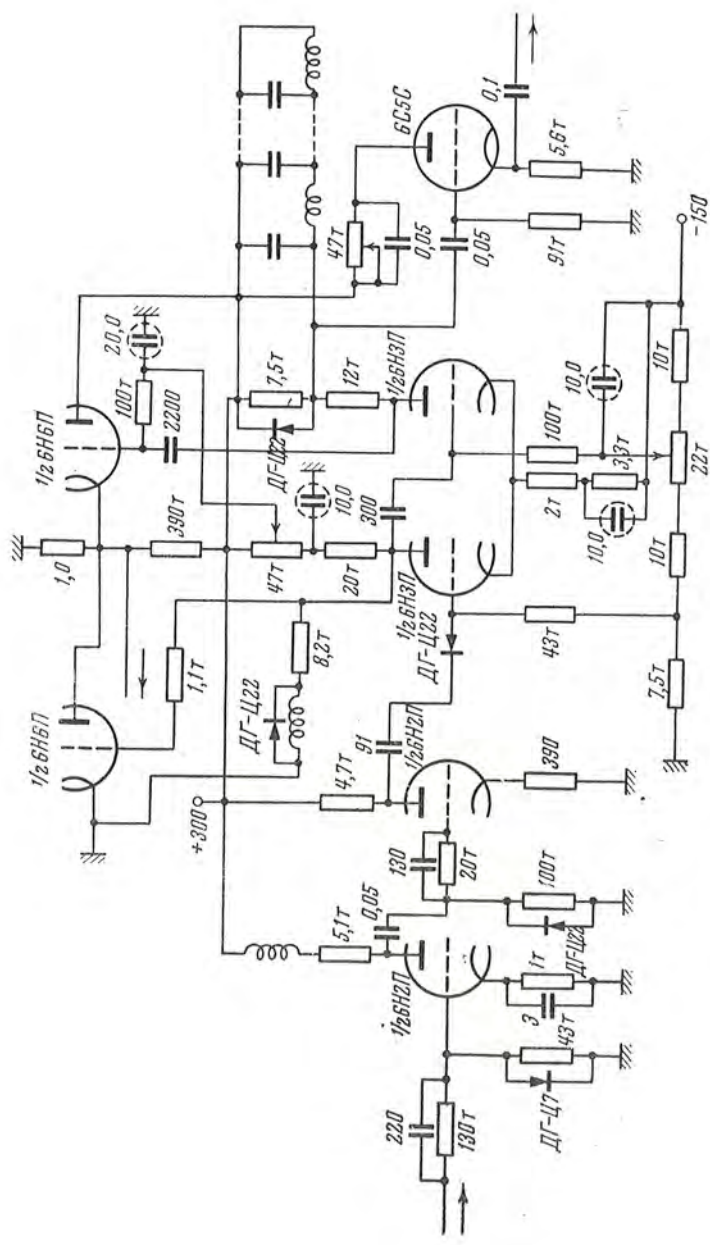
Для отделения жесткой компоненты между счетчиками второго и третьего ряда помещается свинцовый экран толщиной 10 см, поглощающий мягкие частицы.

Регистрация производится одновременно двумя идентичными приборами, что позволяет надежно контролировать правильность работы приборов.

Космические лучи, проходя через ряды счетчиков, вызывают на нагрузочных сопротивлениях электрические импульсы. Импульсы, вызы-



Фиг. 1. Диаграмма направленности кубического телескопа.

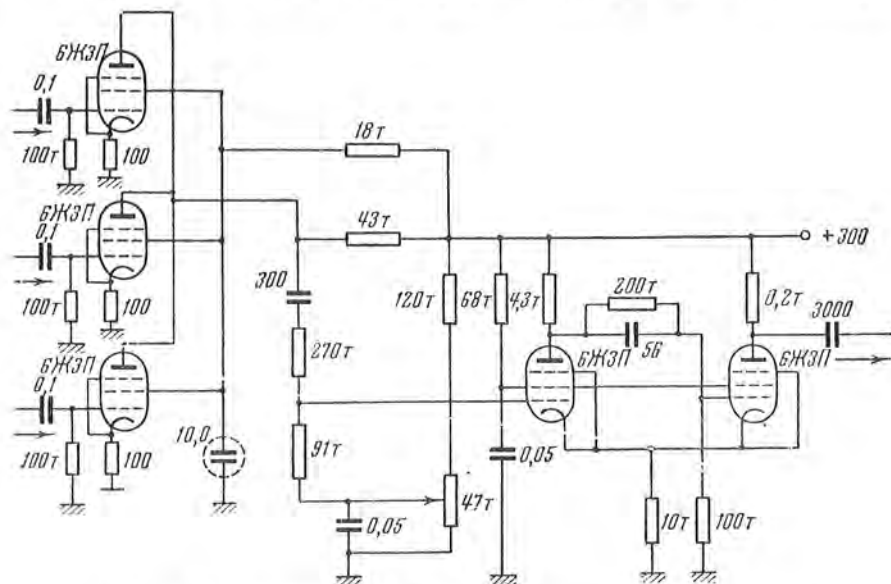


Фиг. 2. Схема гашения и формирования импульсов.

ваемые одной какой-нибудь частицей, возникают во всех рядах практически одновременно.

От каждого ряда счетчиков импульсы, предварительно усиленные, поступают на соответствующий одновибратор (фиг. 2), который гасит разряд в счетчике раньше, чем он успеет распространиться вдоль всей виты. Величина амплитуды гасящего импульса 160 в, длительность 25 мксек. Применение схемы гашения позволяет увеличить срок службы счетчиков.

Одновибратор одновременно является формирующим каскадом, выдающим импульсы прямоугольной формы. Для формирования импульса

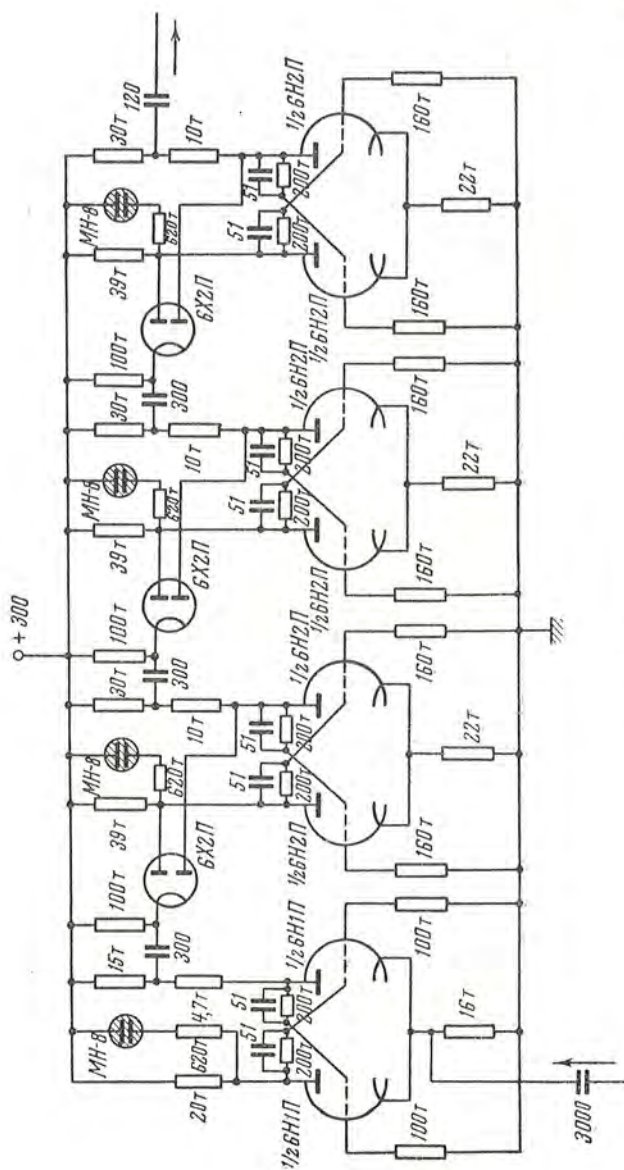


Фиг. 3. Схема совпадений и дискриминатора импульсов.

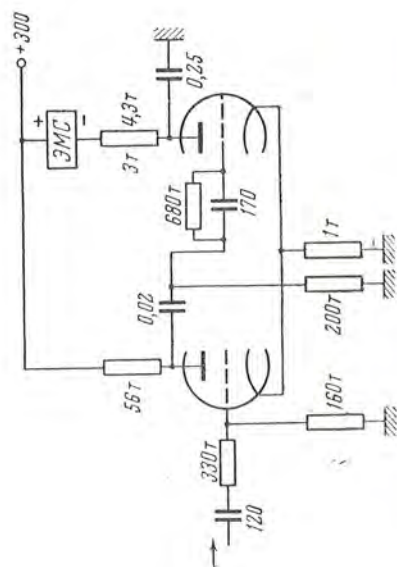
служит линия *LC*, с которой импульс длительностью 15 мксек подается на катодный повторитель (фиг. 2). Длительность импульса 15 мксек выбирается с целью уравнения просчетов с ложными совпадениями.

С катодного повторителя импульс подается на схему совпадений (схема Росси, фиг. 3). В данной схеме все лампы соединены параллельно и имеют общую анодную нагрузку, что позволяет выделить импульсы от тройных совпадений. Отбор импульсов производится дискриминатором Шмитта (фиг. 3). Порог дискриминации схемы устанавливается таким, что она срабатывает только от импульсов, соответствующих тройным совпадениям.

После дискриминатора импульсы поступают на пересчетную схему (фиг. 4), которая состоит из четырех двоичных ячеек. Коэффициент пересчета схемы составляет 16. Импульсы с пересчетной схемы посредством одновибратора (фиг. 5) запускают электромеханический нумератор типа СБ-1М. Показания нумератора периодически через 15 мин фотографируются автоматически действующим фоторегистратором.



Фиг. 4. Пересчетная схема.



Фиг. 5. Одновибратор запуска электромеханического счетчика.

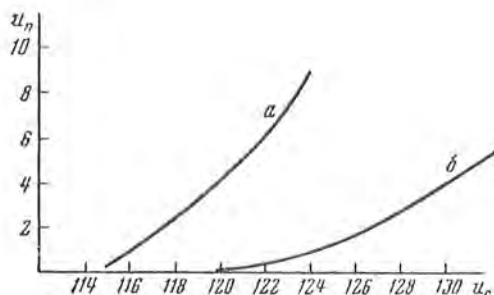
§ 2. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ КУБИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА

Требования, предъявляемые к телескопам, непрерывно регистрирующим интенсивность космического излучения, следующие.

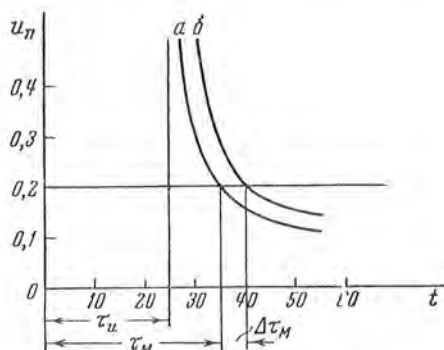
1. Стабильность счетных характеристик.
2. Увеличение срока службы счетчиков.

1. Стабильность счетных характеристик зависит от постоянства параметров схем питания счетчиков и электронных блоков.

Стабилизация напряжения сети переменного тока осуществляется феррорезонансным стабилизатором типа СНЭ-220-0,5, который при изменении напряжения в питающей сети в пределах 185—230 в обеспечивает стабилизацию $\pm 1\%$.



Фиг. 6. Зависимость амплитуды порогового импульса от напряжения на сетке лампы.
а — схема без предварительного усиления; б — схема с предварительным усилением.



Фиг. 7. Зависимость мертвого времени от чувствительности схемы.
— чувствительность схемы 0,20 в; б — чувствительность схемы 0,30 в.

Питание счетчиков производится стабилизированным выпрямителем типа ВС-9. Нестабильность выходного напряжения ВС-9 при изменении питающего напряжения на $\pm 10\%$ не более 0,5% от величины выходного напряжения. Таким образом, при изменении питающего напряжения на $\pm 1\%$ напряжение на выходе ВС-9 колеблется на $\pm 0,6$ в при выходном напряжении 1200 в.

Нестабильность выпрямителя на 150 в влияет на чувствительность схем одновибратора, которая определяется потенциалом сетки запертой лампы (фиг. 2). На фиг. 6 приведена зависимость порогового импульса u_n от напряжения на сетке запертой лампы u_c , а на фиг. 7 — зависимость мертвого времени от чувствительности схемы. Из фиг. 6 видно, что чувствительность схемы определенным образом зависит от потенциала сетки запертой лампы и что эта зависимость более резко выражена для случая схемы без предварительного усиления. В то же время от чувствительности схемы зависит мертвое время (фиг. 7). При изменении чувствительности на 0,1 в мертвое время изменяется на 5 мксек. Если обозначить изменение чувствительности Δu , то мертвое время изменится на $\Delta \tau$, а суммарное мертвое время трех слоев — на $3 N \Delta \tau$, причем при уве-

личении чувствительности мертвое время уменьшается. Мертвое время определяет разрешающую способность схемы, а следовательно, скорость счета. Таким образом, от стабильности выпрямителя на 150 в зависит стабильность счетных характеристик.

Из сравнения кривых *a* и *b* фиг. 7 видно, что схема с предварительным усилением имеет большие преимущества перед схемой без предварительного усиления: 1) более слабая зависимость u_n от u_c , а следовательно, более стабильная работа схемы и менее жесткие требования к выпрямителю, 2) более высокая чувствительность схемы. Преимущества схемы с более высокой чувствительностью будут рассмотрены ниже.

Итак, при изменении напряжения на сетке запертой лампы на 2 в чувствительность меняется на 1,5 в в начале характеристики для случая *a* и на 0,18 в для случая *b*. Выпрямитель на 150 в имеет стабильность выходного напряжения $\pm 1\%$, при изменении напряжения выпрямителя на $\pm 1,5$ в напряжение на сетке запертой лампы меняется на $\pm 0,2$ в. Если взять изменение напряжения на сетке для случая *b*, то чувствительность здесь практически не меняется и обеспечивается высокая стабильность счетных характеристик.

2. Увеличение срока службы счетчиков — одно из важнейших условий при непрерывной регистрации интенсивности космических лучей. Чем больше срок службы счетчиков, тем реже требуется их замена. Упрощается работа с аппаратурой и обработка материалов.

а) Для увеличения срока службы счетчиков необходимо выбирать по возможности меньшее напряжение питания. Однако напряжение должно обеспечивать работу на пологом участке характеристики, где наклон плато у счетчиков находится в допустимых пределах. Наклон плато установки 0,4% на 10 в. Плато счетчиков начинается около 1220 в. Учитывая изменение скорости счета, степень стабилизации питания счетчиков и сдвиг счетных характеристик в течение работы, рабочее напряжение выбрано равным 1230 в.

б) Для увеличения срока службы счетчиков применяется схема гашения (фиг. 2), описанная выше.

Отношение длительности разряда в счетчике без схемы гашения к длительности разряда со схемой гашения будет коэффициентом гашения.

Величину коэффициента гашения можно определить исходя из величины импульса (фиг. 8). На этой фигуре введены обозначения: τ_n — время существования разряда при гашении, определяемое чувствительностью схемы; τ_p — время существования разряда без гашения; отношение $\frac{\tau_p}{\tau_n} = k_r$ — коэффициент гашения.

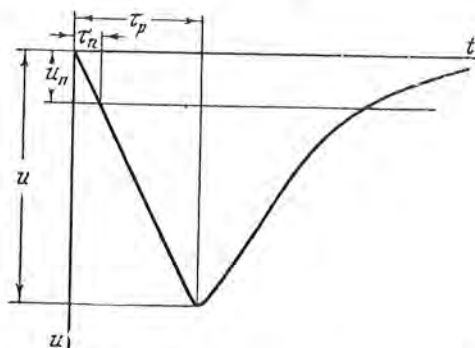
Коэффициент гашения можно выразить через отношение амплитуды импульса к чувствительности схемы, если принять, что заряд емкости счетчика происходит приближенно по линейному закону

$$k_r = \frac{u}{u_n}$$

Таким образом, коэффициент гашения зависит:

- а) от порога чувствительности схемы;
- б) от крутизны фронта напряжения гасящего импульса;
- в) от времени запаздывания схемы.

а) Чем меньше порог чувствительности, тем больше будет отношение $\frac{u}{u_n}$, т. е. тем больше будет коэффициент гашения. Для увеличения коэффициента гашения необходимо устанавливать высокую чувствительность схемы. Чувствительность схемы 0,20 е.



Фиг. 8. К выводу формулы для коэффициента гашения.

б) Чем круче фронт нарастания импульса, тем быстрее достигнет импульс своей номинальной величины, тем быстрее оборвется разряд вдоль нити счетчика. Крутизна фронта нарастания импульса определяется произведением величины суммарной емкости счетчиков на внутреннее сопротивление лампы $\tau_{cp} = r_e c$.

Для получения более крутого фронта нарастания импульса требуется выбор лампы с малым внутренним сопротивлением. При выборе лампы 6Н6П время нарастания импульса 0,3 мксек.

в) Запаздывание схемы определяется частотной характеристикой. Известно, что время установления напряжения обратно пропорционально полосе воспроизводимых частот. Нужно стремиться к тому, чтобы усилитель возможно быстрее реагировал на изменение входного напряжения. Для улучшения частотной характеристики последовательно с нагрузочным сопротивлением включена индуктивность, что позволило расширить полосу частот усилителя и уменьшить время установления напряжения.

Таким образом, с учетом зависимости коэффициента гашения от приведенных выше параметров был получен коэффициент гашения порядка 5—6, что позволило увеличить срок службы счетчиков до 10—12 месяцев.

В заключение приношу благодарность В. И. Кудрявченко за помощь в модернизации кубического телескопа.

4 декабря 1959 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ МАГНИТНЫХ БУРЬ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ.

I

А. А. Степанит, Б. М. Владимирский

На основании материала наблюдений трех станций: Херстмонсо (Англия, $\lambda 50^\circ, 5N$ нуклонная и мезонная компоненты), Москва (СССР, $\lambda 55^\circ, 5N$, нуклонная и мезонная компоненты), Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР (Симферополь, СССР, $\lambda 45^\circ N$, мезонная компонента) — за период июль 1957 г. — июль 1959 г. проанализировано 38 случаев падения интенсивности космических лучей типа Форбуша, связанных с магнитными бурями с внезапным началом. Обнаружена тенденция к возрастанию амплитуды эффекта с увеличением амплитуды внезапного начала (*SSC*) за счет случаев с предварительно возмущенным геомагнитным полем. Проанализированы изменения в жесткости спектра вариаций, а также наблюдавшаяся асимметрия в наступлении спадов интенсивности во времени. Обнаружена зависимость между продолжительностью депрессии интенсивности и амплитудой спада. Кратко описывается возможный вариант объяснения наблюдаемых эффектов.

AN INVESTIGATION OF MAGNETIC STORM EFFECTS IN COSMIC RAYS, by *A. A. Stepanyan and B. M. Vladimisky*. — 38 cases of a decrease of Forbush type cosmic rays in intensity, connected with magnetic storms with a sudden commencement, were analyzed on the basis of data obtained during July 1957—July 1959 at three stations: Herstmonceux, England ($\lambda 50^\circ.5 N$, nucleonic and meson components), Moscow, USSR ($\lambda 55^\circ. 5N$, nucleonic and meson components), Crimean Astrophysical Observatory, USSR (Simferopol, $\lambda 45^\circ N$, meson component). It was found that the amplitude of the effect has a tendency to increase with increasing amplitude of sudden commencement (*SSC*) due to cases with a preliminarily disturbed geomagnetic field. The changes in the hardness of the variation spectrum and also the observed asymmetry in the onset of decrease of intensity were analyzed. A dependence between the duration of the intensity depression and the amplitude of decrease was detected. A possible explanation of the observed effects is proposed.

Для исследования эффектов магнитных бурь в космических лучах (спадов типа Форбуша) использовались материалы наблюдений станций Херстмонсо (Herstmonceux, Королевская обсерватория, Англия, $\lambda 50^\circ, 5 N$) на нейтронном мониторе и кубическом телескопе*, Москва (ИЗМИР АН СССР, $\lambda 55^\circ, 5 N$) на нейтронном мониторе и кубическом телескопе и Симферополь (Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР, $\lambda 45^\circ N$) на кубическом телескопе за интервал времени июль 1957 г. —

* Этими данными мы располагаем благодаря любезности Королевского астронома доктора Вулли, которому считаем своим долгом выразить нашу глубокую признательность.

июль 1959 г. включительно. Использовались средние двухчасовые, исправленные на атмосферное давление. Кроме того, использовались данные по вариациям H -компоненты геомагнитного поля, полученные на станции КраО АН СССР (Симферополь).

Было обнаружено, что резкие спады интенсивности происходят как во время бурь с внезапным началом, так и во время бурь с постепенным началом. Нами изучались эффекты понижения интенсивности, связанные с магнитными бурями с внезапным началом (SSC и SSC^*). Всего за исследованный период зафиксировано 38 спадов такого типа.

Было замечено, что все бури с амплитудой внезапного начала $>15 \gamma$ вызывают эффект в космических лучах с амплитудой в нейтронном мониторе более 2%. Магнитные бури с меньшей амплитудой не всегда вызывают эффект понижения, превышающий 2%.

§ 1. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭФФЕКТА В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Нами составлена сводная таблица всех эффектов понижения интенсивности космических лучей, связанных с магнитными бурями с внезапным началом (табл. 1, a_N , a_M — амплитуды понижений интенсивности соответственно для нейтронного монитора и кубического телескопа, усредненные по станциям, где эффект регистрировался). На каждом приборе были зафиксированы следующие параметры.

1. Начало спада

За начало спада принимается середина двухчасового интервала, предшествующего интервалу, интенсивность в котором отличается от средней за двое суток до начала магнитной бури более чем на 0,7%. В отдельных случаях, когда интенсивность в интервале, предшествующем началу бури, сильно колеблется (более 1%), вместо двухсуточной средняя бралась за более короткий интервал времени.

2. Время первого минимума

За время первого минимума принимается середина двухчасового интервала ближайшего к началу спада, после которого интенсивность возрастает или падает на величину, не превосходящую статистической ошибки (около 0,3%).

3. Время общего минимума

Это время определяется как середина двухчасового интервала, показывающего минимальную интенсивность.

4. Конец бури в космических лучах

Конец бури определяется как время, после которого интенсивность в течение нескольких часов не ниже средней двухсуточной до начала бури

Таблица I

Дата	Начало магнитной бури	$\bar{A}_N, \%$	Число станций	$\bar{A}_M, \%$	Число станций	Амплитуда внезапного начала, γ	\bar{K}
1957 г.							
2.VII	08 ^h 59 ^m	3,9	1	2,6	2	63	1,5
27.VII	20 00	2,3	1	2,1	2	25	1,1
3.VIII	16 00	7,2	1	3,8	1	40	1,9
29.VIII	19 23	8,9	1	4,4	2	54	2,0
2.IX	03 15	4,3	1	3,6	1	7	1,2
13.IX	00 46	3,7	1	2,9	1,5	16	1,3
21.IX	10 06	2,9	1	1,7	1	53	1,7
22.IX	13 42	6,1	1	2,7	1	13	2,3
29.IX	00 15	7,4	1	2,4	1	15	3,1
21.X	22 40	10,1	1	5,4	1,5	15	1,9
26.XI	01 55	6,6	1	3,5	2	15	1,9
19.XII	09 35	7,4	1	5,2	1,5	28	1,4
1958 г.							
11.II	01 25	6,6	2	3,4	3	50	1,9
14.III	12 12	2,5	2	1,6	3	32	1,6
25.III	15 41	9,1	2	4,1	2	43	2,2
26.IV	12 47	3,2	2	1,5	3	7	2,1
28.VI	07 12	6,7	1	3,0	1	21	2,2
8.VII	07 50	9,2	2	3,2	2	30	2,9
21.VII	16 35	3,2	1	>1,8	1	60	1,8
17.VIII	06 22	5,2	2	2,9	2		1,8
22.VIII	02 28	3,2	2	1,8	1		1,8
24.VIII	01 40	5,9	2	2,3	2	36	2,6
3.IX	08 42	4,4	2	3,0	2	25	1,5
30.IX	10 05	4,1	1	1,6	2	22	2,5
22.X	03 15	3,6	1	2,8	3	12	1,3
4.XII	00 35	2,6	1	3,1	3	13	0,8
17.XII	18 20	5,8	1	2,2	3	40	2,6
1959 г.							
5.I	01 36	2,5	2	1,5	3	8	1,7
26.I	03 20	4,2	2	1,8	3	10	2,3
11.II	03 17	6,1	2	4,2	3	9	1,5
26.III	08 46	6,0	2	2,9	3	20	2,1
9.IV	18 27	5,2	2	2,8	3	38	1,9
23.IV	10 36	3,4	1	2,2	2	24	1,5
11.V	23 30	12,7	2	6,0	3	48	2,1
24.V	05 45	2,8	2	1,4	3	7	2,0
11.VII	16 11	10,9	1,5	4,6	2	50	2,4
15.VII	08 03	13,9	1	7,0	3	35	1,9
17.VII	16 39	11,8	1	5,7	3	>70	2,1

(не более чем на статистическую ошибку). Длительность спада определяется как время между началом спада и концом бури. В тех случаях, когда интенсивность не восстанавливается до прежнего уровня за интервал времени порядка месяца или до начала следующего спада, длительность бури не фиксируется.

5. Амплитуда спада

За амплитуду принято отношение разности среднедвухсуточной интенсивности до бури и интенсивности в момент общего минимума к средней двухсуточной до бури, выраженное в процентах.

6. Максимальная скорость спада

Максимальная скорость спада определяется как отношение амплитуды понижения интенсивности в первом минимуме к разности времени первого минимума и начала спада (выражается в %/час).

7. Средняя скорость спада

Аналогично предыдущему определяется как отношение амплитуды спада к разности моментов общего минимума и начала спада (%/час).

§ 2. ПРИЕМНЫЕ КОНУСЫ КУБИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА И НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ГЕОМАГНИТНЫХ ШИРОТАХ 40° И 50° , В ПРОЕКЦИИ НА ЭКВАТОРИАЛЬНУЮ ПЛОСКОСТЬ

Для получения направлений прихода частиц, регистрируемых приборами, использовались данные модельных экспериментов Э. Брунберга и А. Даттнера [1] и результаты по вычислению траекторий Ф. Джори [2]. Определялись средние углы сноса $\bar{\varphi}_\infty$ для частиц различных энергий. Для этого брались девять траекторий, составляющих различные углы с направлением на зенит: 0° , $16^\circ N$, $16^\circ S$, $16^\circ E$, $16^\circ W$, $32^\circ N$, $32^\circ S$, $32^\circ E$, $32^\circ W$. Далее, определялись относительные веса различных направлений с учетом величины телесного угла для данного направления и различия в поглощении для разных углов с зенитом. При учете поглощения для различных энергий брался один и тот же пробег поглощения (140 г/см^2 для нейтронного монитора и 500 г/см^2 для кубического телескопа). Такое упрощающее предположение в данной задаче — определение среднего угла сноса частиц данной энергии — не вносит существенных ошибок. Результаты вычислений представлены в табл. 2; E — энергия частиц в 10^9 эв ; $\bar{\varphi}_\infty$ — средний угол сноса; $g = W \Delta E$, где W — коэффициент связи (см. [3]), ΔE — интервал энергии в $B \text{ эв}$, g — удельный вклад частиц.

Из полученных данных, зная спектр вариаций и используя плотность коэффициентов связи [3], можно определить средний угол сноса частиц, испытывающих вариации. Мы не учитывали при этом вклад частиц, входящих в атмосферу под углами больше 40° , так как оказалось, что вклад этот не является существенным (менее 8% для нейтронного монитора и менее 5% для кубического телескопа.)

§ 3. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ СПАДА НА НЕЙТРОННОМ МОНИТОРЕ И КУБИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ ОТ АМПЛИТУДЫ ВНЕЗАПНОГО НАЧАЛА

Вопрос о существовании зависимости между интенсивностью магнитной бури и амплитудой эффекта в космических лучах представляется

Таблица 2

А. Кубический телескоп
на широте 50°

E	$\bar{\varphi}_{\infty}$	$g, \%$
6,12	70	0
7,32	57	0,75
8,61	51	1,00
10,0	46	1,40
12,1	44	2,08
14,9	44	3,95
20	44	5,50
25	41	5,75
30	40	9,0
40	36	10,0
50	31	8,0
60	28	7,0
70	26	5,0
100	19	15,0
200	13	12,0

Среднее по всем энергиям до 300 $Bэв$

$$\bar{\varphi}_{\infty} = 30^{\circ}$$

Б. Нейтронный монитор
на широте 50°

E	$\bar{\varphi}_{\infty}$	$g, \%$
3,01	237	0,50
3,15	250	0,63
3,35	163	0,68
3,50	195	0,78
3,72	126	1,51
4,20	106	2,37
4,74	93	2,86
5,38	84	3,40
6,12	71	4,85
7,32	57	5,88
8,61	51	5,63
10,0	46	6,30
12,1	44	7,35
14,9	44	7,90
20	44	7,00
25	40	5,00
30	39	5,3
40	35	4,0
50	31	3,0
60	28	2,6
70	26	5,5
100	19	5,0
200	14	4,5

Среднее по всем энергиям до 300 $Bэв$

$$\bar{\varphi}_{\infty} = 51^{\circ}$$

В. Кубический телескоп
на широте 40°

E	$\bar{\varphi}_{\infty}$	$g, \%$
6,88	140	0,38
7,57	107	0,56
8,34	98	0,64
9,26	90	0,80
10,3	82	1,04
11,6	75	1,19
13,2	67	1,44
14,9	60	3,50
20	50	5,50
25	45	5,75
30	40	9,0
40	34	10,0
50	29	8,0
60	27	7,0
70	22	5,0
100	18	15,0
200	14	12,0

Среднее по всем энергиям до 300 $Bэв$

$$\bar{\varphi}_{\infty} = 35^{\circ}$$

совершенно неясным. Например, в [4] никакой зависимости не было обнаружено. Нам была предпринята попытка найти такую зависимость, используя в качестве показателя не величину главной фазы магнитной

Таблица 3

Сезон	I	II	III	IV
	8.VIII—7.XI	8.XI—7.II	8.II—7.V	8.V—7.VIII
γ	24	19	28	41
A_N	5,6	4,8	5,3	7,7
A_M	3,0	2,9	2,8	3,7
n	11	6	8	11

бури, а амплитуду внезапного начала бури. При этом имелось в виду, что амплитуды внезапного начала имеют суточный и сезонный ход, так что предварительно были построены зависимости амплитуды SSC и амплитуды снадов интенсивности на кубическом телескопе и нейтронном мониторе от времени суток и от астрономического сезона. В нашем рассмотрении мы изучали отдельно случаи, когда геомагнитное поле было пред-

варительно возмущено (перед внезапным началом) и когда оно было спокойным. Результаты представлены в табл. 3, 4, 5 и графически на фиг. 1 ($\bar{\gamma}$ — усредненная амплитуда SSC, A_N , A_M — амплитуды спадов).

Таблица 4

Сезон	Предварительно возмущенное поле				Спокойное поле			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
$\bar{\gamma}$	25	—	38	49	24	19	18	31
A_N	6,0	—	6,7	10,4	5,5	4,8	3,8	4,4
A_M	2,5	—	3,3	4,8	3,1	2,9	2,4	2,4
n	2	0	4	6	9	6	4	5

Таблица 5

а) 15 ^h –20 ^h	ост	б) 15 ^h –20 ^h	ост	в) 15 ^h –20 ^h	ост
$\bar{\gamma}$ 47	23	50	37	44	18
A_N 7,2	5,7	9,2	8,0	5,5	4,7
A_M 3,5	3,1	4,3	3,8	2,9	2,7
n 9	27	4	8	5	19

Далее были построены следующие зависимости:

- 1) амплитуд спада во время бури, измеренных на нейтронном мониторе и кубическом телескопе, от амплитуд внезапного начала;
- 2) амплитуд внезапного начала от амплитуд спадов соответственно в нейтронном мониторе и кубическом телескопе.

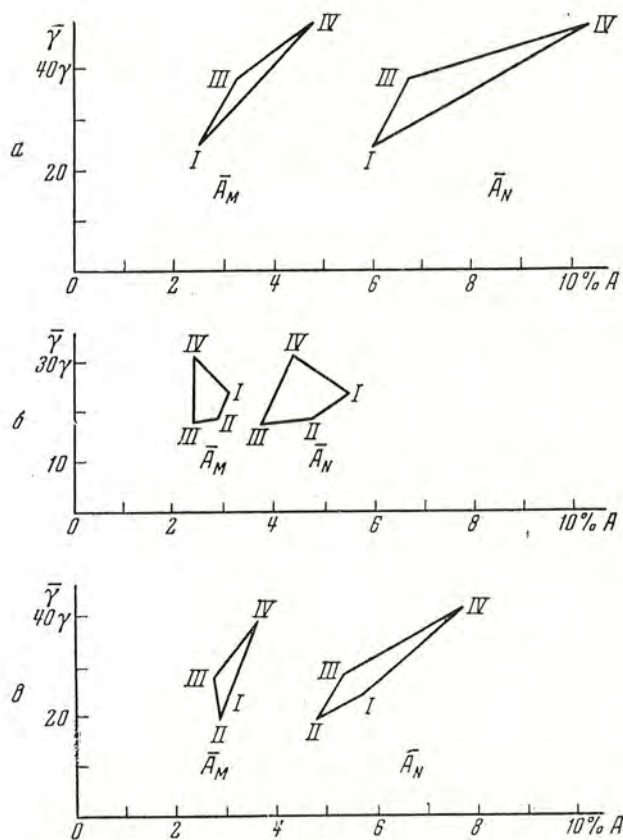
Результаты приведены в табл. 6, 7, 8 и на фиг. 2. Амплитуды внезапного начала, обозначаемые как γ или $\bar{\gamma}$ (для средних в соответствующих интервалах), измерены в гаммах, n — число случаев для данного интервала. Как и прежде, проводится различие между случаями, когда поле перед внезапным началом было возмущено и когда оно было спокойно.

Рассмотрение таблиц приводит к следующим заключениям.

1. В случае предварительно возмущенного поля в амплитудах SSC ясно выражен сезонный ход, причем увеличение средней амплитуды внезапного начала приводит к заметному увеличению амплитуды спада, что особенно резко выражено для нейтронного монитора. В случае спокойного поля зависимости, по-видимому, нет.

2. Вообще проявляемая тенденция роста амплитуды спада как в нейтронном мониторе, так и в кубическом телескопе с увеличением амплитуды внезапного начала происходит за счет бурь с предварительно возмущенным магнитным полем. В противном случае (спокойное поле) зависимость явно отсутствует. Из рассмотрения обратных зависимостей

вытекает, что большие амплитуды спада получаются в случае предварительно возмущенного магнитного поля, когда же поле спокойно, амплитуды спада малы. Амплитуды SSC при этом мало меняются с изменением



Фиг. 1.

a — поле перед SSC возмущено; *b* — поле спокойное; *c* — общее рассмотрение. $\bar{\gamma}$ измерена в гаммах, A_N, A_M — в процентах. I, II, III, IV — сезоны, выбор интервалов ясен из табл. 3.

амплитуд спада, а их средние значения оказываются больше, когда поле возмущено до начала магнитной бури.

Таблица 6

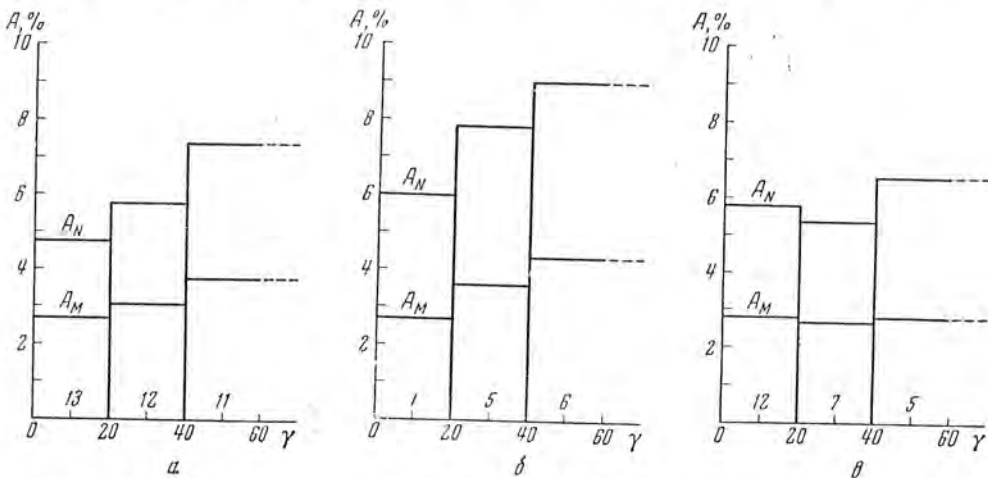
γ	Все случаи			Поле предварительно возмущено			Поле спокойное		
	0—20	20—40	>40	0—20	20—40	>40	0—20	20—40	>40
\bar{A}_N	4,9	5,9	7,5	6,1	8,0	9,2	4,8	4,4	5,6
A_M	2,8	3,1	3,8	2,7	3,6	4,4	2,8	2,7	2,8
<i>n</i>	13	12	11	1	5	6	12	7	5
<i>K</i>	1,8	1,9	2,0	2,3	2,2	2,1	1,7	1,6	2,0

Таблица 7

Все случаи					Поле предварительно возмущено				Поле спокойное			
A_N	2-4	4-6	6-9	>9	2-4	4-6	6-9	>9	2-4	4-6	6-9	>9
$\bar{\gamma}$	27	25	26	41	63	37	27	46	23	21	26	15
n	12	7	10	7	1	2	3	6	11	5	7	1

Таблица 8

Все случаи					Поле предварительно возмущено				Поле спокойное			
A_M	0-2	2-4	4-6	>6	0-2	2-4	4-6	>6	0-2	2-4	4-6	>6
$\bar{\gamma}$	25	27	38	41	—	36	54	42	25	21	21	—
n	8	18	6	2	0	7	3	2	8	11	3	0



Фиг. 2. Зависимость амплитуды спадов во время бури от амплитуды внезапного начала.

Значки A_N и A_M относятся соответственно к гистограммам для нейтронного монитора и кубического телескопа.

a — общее рассмотрение; b — поле предварительно возмущено; v — поле спокойное.

§ 4. ЗАВИСИМОСТЬ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА ВАРИАЦИЙ ВО ВРЕМЯ БУРИ ОТ АМПЛИТУДЫ СПАДА

Под жесткостью спектра вариаций подразумевается отношение амплитуды спада в нейтронном мониторе к амплитуде спада для мезонного телескопа.

$$A_N / A_M = K.$$

Чем больше K , тем «мягче» спектр.

Рассмотрение прямой зависимости жесткости от амплитуд спада в нейтронном мониторе и кубическом телескопе показывает (табл. 9, 10, \bar{K} —

жесткость, усредненная по n случаям в каждом интервале), что малые значения K приходится на малые амплитуды спада, при дальнейшем увеличении амплитуд K в среднем слегка возрастает. Можно заметить, что при увеличении K амплитуда спада в нейтронном мониторе возрастает, в то время как для кубического телескопа не изменяется (табл. 11).

Таблица 9

A_N	Все случаи				Поле предварительно возмущено				Поле спокойное			
	2-4	4-6	6-9	>9	2-4	4-6	6-9	>9	2-4	4-6	6-9	>9
\bar{K}	1,5	2,0	2,0	2,2	1,5	2,2	2,1	2,2	1,5	2,0	2,0	1,9
n	13	8	10	7	1	2	3	6	12	6	7	1

Таблица 10

A_M	Все случаи				Поле предварительно возмущено				Поле спокойное			
	0-2	2-4	4-6	>6	0-2	2-4	4-6	>6	0-2	2-4	4-6	>6
\bar{K}	1,9	1,9	2,0	2,0	—	2,2	2,2	2,0	1,9	1,7	1,8	—
n	9	20	7	2	0	7	3	2	9	13	4	0

Таблица 11

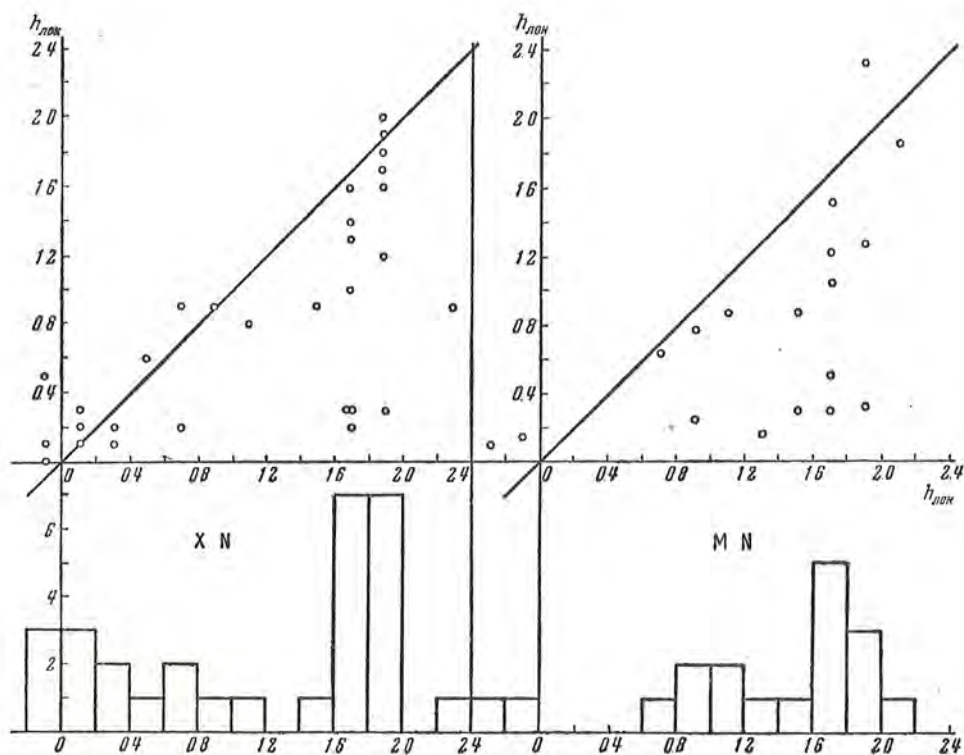
K	0,7-1,1	1,2-1,6	1,7-2,1	2,2-2,6	2,7-3,1
\bar{A}_N	2,5	4,4	6,6	6,6	8,4
\bar{A}_M	2,6	3,1	3,4	2,8	2,8
n	2	9	17	8	2

Это обстоятельство — важный момент для объяснения зависимости величины жесткости от амплитуды. Изучение этой зависимости отдельно для случаев возмущенного перед началом бури поля и спокойного поля показывает, что в первой группе статистически преобладают большие амплитуды спада (для установок обоих типов). При этом оказывается, что как в отдельных интервалах амплитуд, так и в общем K больше для случаев возмущенного поля. В этом случае $\bar{K} = 2,2 \pm 0,1$, а для спокойного $\bar{K} = 1,8 \pm 0,1$.

§ 5. АСИММЕТРИЯ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СПАДА ИНТЕНСИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ

С целью изучения асимметрии спада интенсивности нами были построены зависимости локального времени внезапного начала магнитной бури от локального времени спада для всех установок, данные которых име-

лись в нашем распоряжении (фиг. 3, 4). Рассмотрение этих диаграмм приводит к заключению о существовании сильной асимметрии в спаде: независимо от времени начала магнитной бури наибольшая частота спадов наблюдается в вечерние часы — 18—22 часа. Что касается спадов в дневные часы, то они происходят, как правило, с запозданием относительно начала магнитной бури.



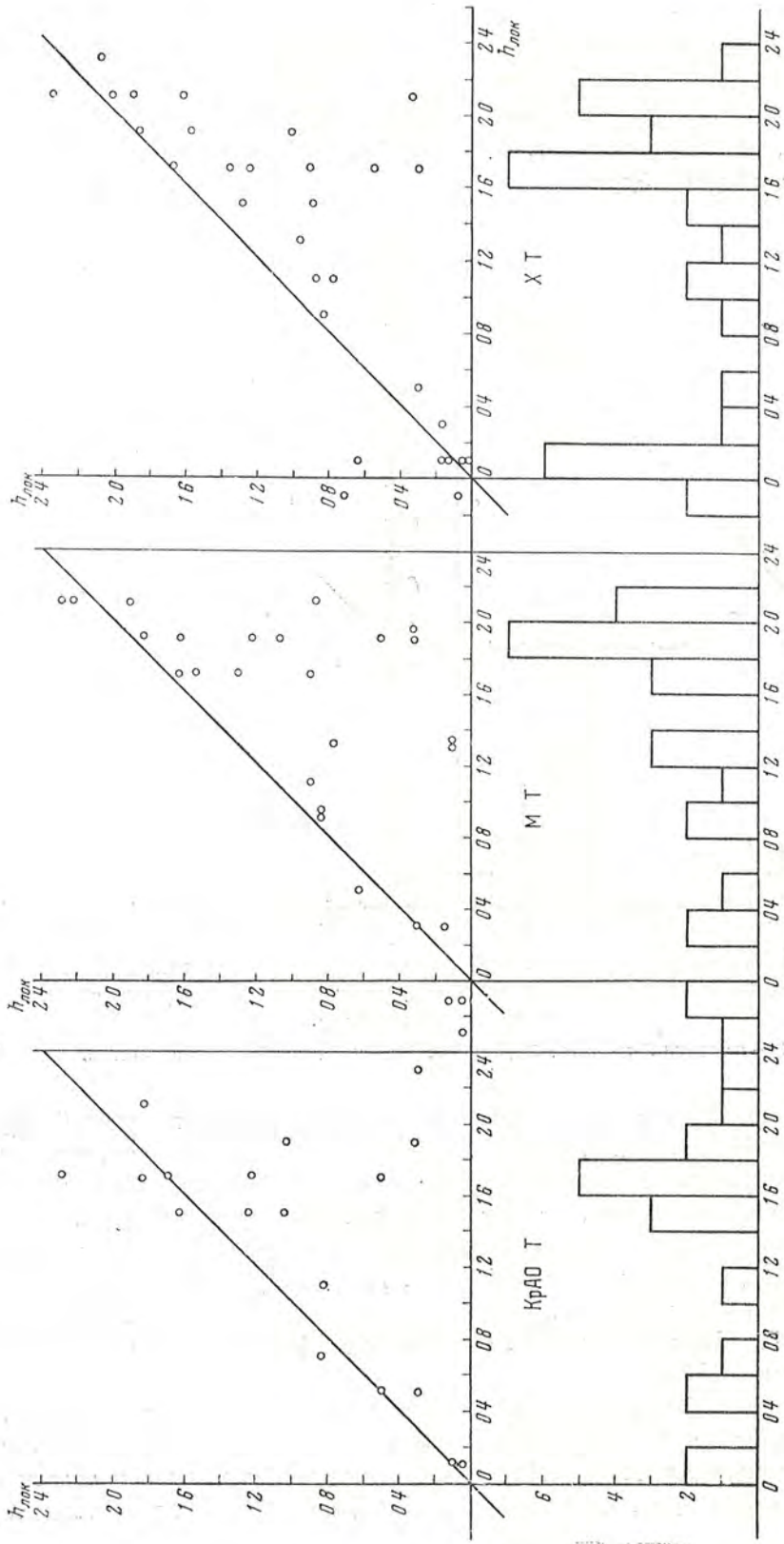
Фиг. 3. По оси ординат отложено локальное время начала магнитной бури, по оси абсцисс — начала спадов (гистограмма дает распределение по числу случаев в двух-часовых интервалах).

X — нейтронный монитор, Херстмонс; M — нейтронный монитор, Москва.

Дело происходит таким образом, что если начало магнитной бури падает на утренние часы, то понижение интенсивности начинается только вечером, а иногда начавшийся утром спад прекращается днем и интенсивность восстанавливается, а затем спадает вновь в вечерние часы.

Такая асимметрия связана с нарушением изотропии потока космических частиц во время магнитной бури. Наши результаты согласуются с данными по этому вопросу, опубликованными Фентоном и К. Маккракеном [5], К. Маккракеном и Н. Парсонсом [6] (анизотропия обнаруживается также в [7]).

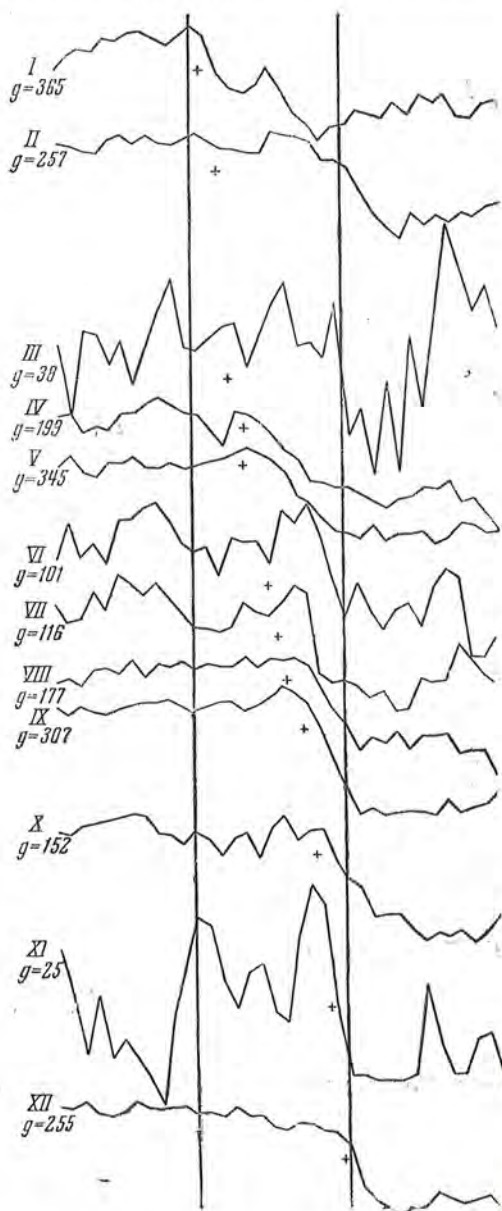
Более подробно явление асимметрии можно изучать на кривых фиг. 5 и 6. Кривые представляют собой средний ход изменения интенсивности в космических лучах на нейтронном мониторе и кубическом телескопе для магнитных бурь, которые начались в фиксированном часовом интер-



Фиг. 4. То же, что и на фиг. 3, но для мезонной компоненты.

КрАО Г — мезонный телескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР; МТ — мезонный телескоп, Москва; ХТ — мезонный телескоп, Херстмонсо.

вале (сумма амплитуд бурь принята за 100; сумма амплитуд, выраженная в процентах, приводится у каждой кривой). Еще более наглядно представление этих кривых на фиг. 7, 8, где приводится изменение интенсивности

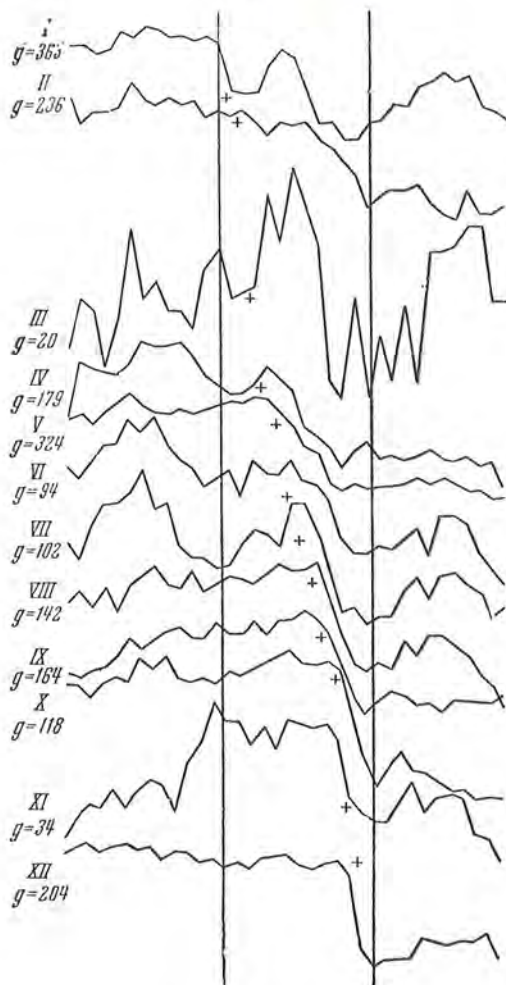


Фиг. 5. Средний ход изменения интенсивности для бурь, начавшихся в фиксированных часовых интервалах (нейтронный монитор).

Крестиками отмечены моменты начал бурь

со временем для воображаемых установок, которые не меняют своего направления приема частиц в системе Земля — Солнце. Эти кривые получены трансформацией кривых фиг. 5, 6. Из их рассмотрения ясно, что

максимальная скорость спада, если учесть снос частиц в геомагнитном поле, приходится на запад от линии Земля — Солнце, минимальная — на восток. По истечении примерно суток величина спада во всех направлениях в первом приближении сравнивается.

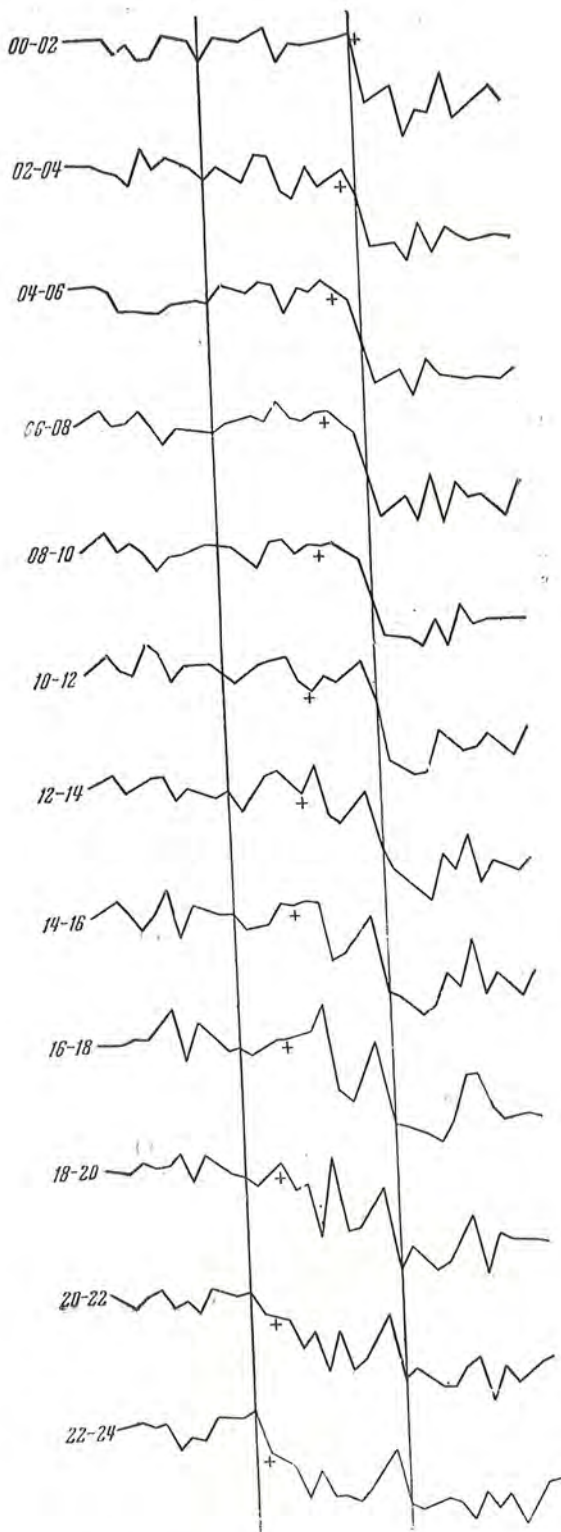


Фиг. 6. То же, что и на фиг. 5, по для кубического телескопа.

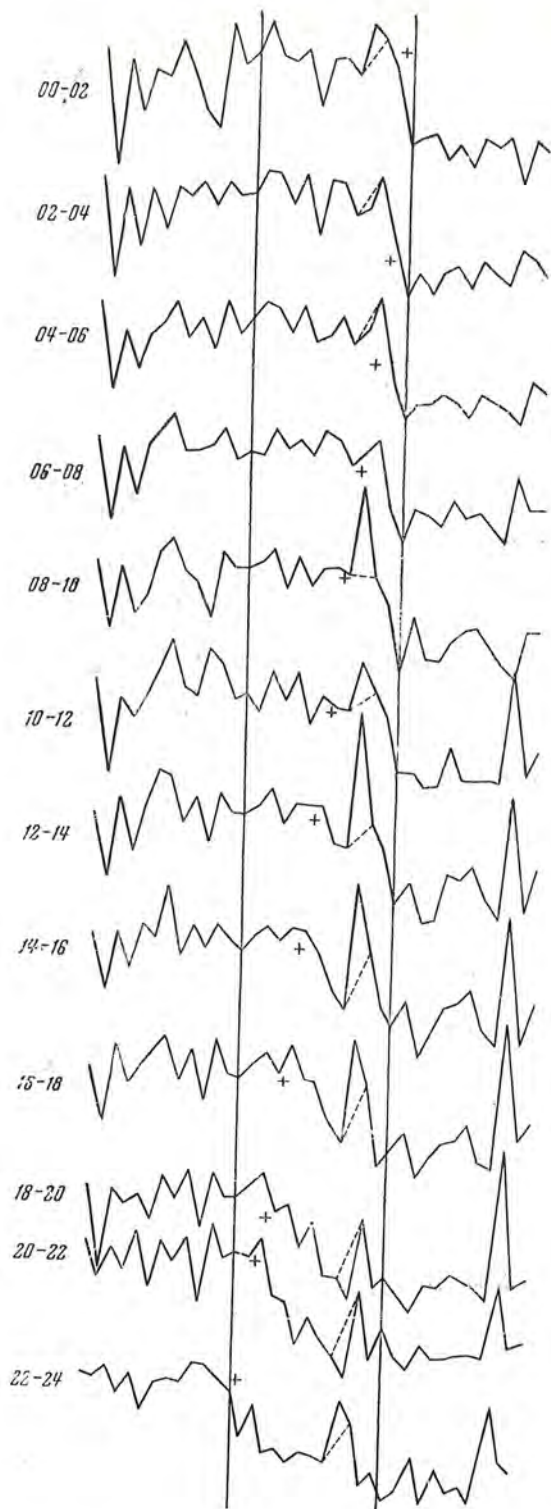
Указанное обстоятельство, а также весь характер начальной (в течение суток) стадии спада может быть объяснен, по-видимому, наличием регулярного поля в потоке, движущегося от Солнца в широком ($l_T \sim \sim 10^{13}$ см) телесном угле, причем поле имеет составляющую, перпендикулярную плоскости эклиптики.

§ 6. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПОНИЖЕНИЯ И ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВО ВРЕМЯ СПАДОВ ТИПА ФОРБУША

Изучение длительности спадов во время магнитных бурь с внезапным началом (имеется в виду разность моментов общего минимума и начала



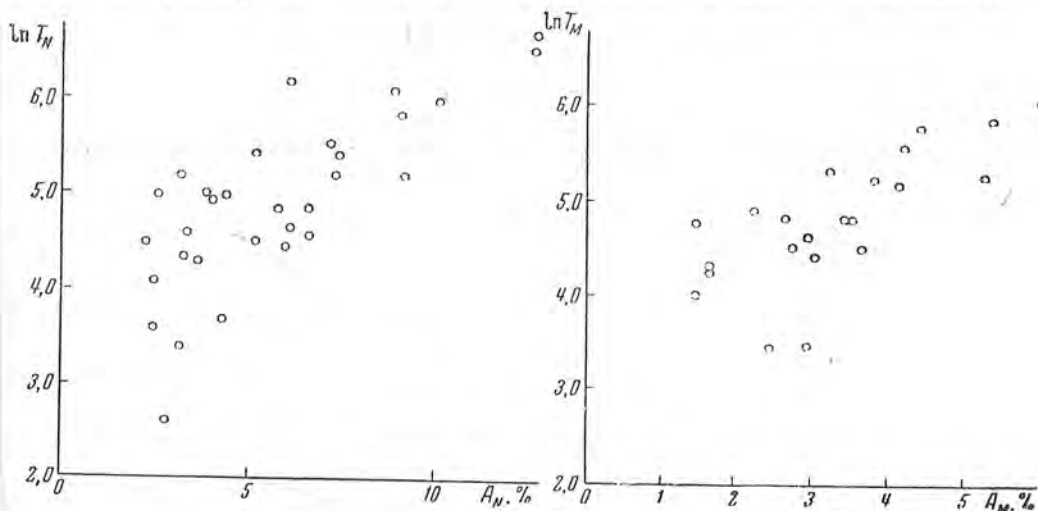
Фиг. 7. Трансформированные кривые для нейтронного монитора.



Фиг. 8. Трансформированные кривые для мезонного телескопа.

спада в смысле § 2) показывает, что они меняются в пределах 1—2 суток. Примерно такую же длительность имеет и магнитная буря.

Что касается длительности восстановления, то средняя длительность — около 150 часов (6 суток), хотя встречаются случаи, когда интенсивность не восстанавливалась очень долго. Такие случаи не рассматриваются, так как фиксировать конец эффекта не удавалось. Можно заметить, что



Фиг. 9. Зависимость длительности спада от его амплитуды.

за это время корпускулярный поток (его передний фронт) уходит от Земли на расстояние 3—5 а. е. Мы нашли (в полном согласии с Дж. Локвудом [4]), что длительность спада увеличивается с его амплитудой (фиг. 9). Приблизительно эту зависимость можно аппроксимировать соотношением вида

$$\ln T = a + bA$$

отдельно для нейтронного монитора и кубического телескопа (T — длительность, A — амплитуда, a , b — параметры).

§ 7. ВОЗМОЖНЫЙ ВАРИАНТ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОБЪЯСНЕНИЯ ОСНОВНЫХ ЧЕРТ ЭФФЕКТА СПАДА ИНТЕНСИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ

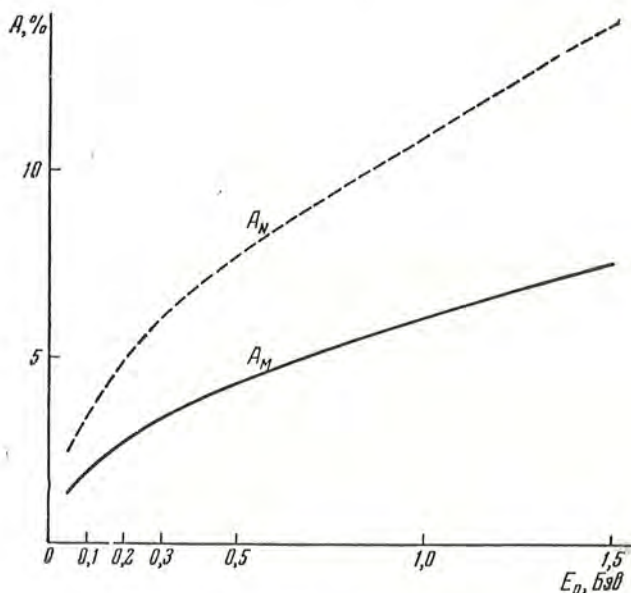
Как известно, магнитные бури с внезапным началом объясняются приходом в район Земли ионизованной материи, выброшенной из Солнца во время хромосферной вспышки в широком (90°) телесном угле. Можно предположить, что ионизованная материя несет с собой определенной величины регулярное магнитное поле. Это магнитное поле, как уже указывалось (§ 5), может объяснить явление асимметрии, наблюдающееся во время спада. После прохождения переднего фронта облака Земля оказывается в расширяющемся «мешке» из ионизованной материи. Так как эта материя несет поле, то внутри мешка интенсивность оказывается пониженной. По мере расширения «мешка» действие поля на космиче-

ские частицы ослабляется и интенсивность восстанавливается. Эта картина близка к модели, предложенной Г. Пиддингтоном [8] для объяснения увеличения интенсивности в космических лучах во время больших хромосферных вспышек.

Нами были проведены теоретические расчеты амплитуды понижения интенсивности на нейтронном мониторе и кубическом телескопе в зависимости от произведения величины поля на его эффективную толщину или, что тоже самое, от некоторой граничной энергии

$$E_0 = 300 H_0 l_0,$$

где l_0 — эффективная толщина области регулярного поля напряженности H_0 .



Фиг. 10. Теоретическое значение амплитуды спада как функции E_0

При данной энергии E отношение φ/π будет характеризовать долю частиц, не попадающих на Землю (φ — угол между траекторией частицы и плоскостью фронта потока). Из фиг. 11 видно, что это отношение можно выразить как

$$\frac{\varphi}{\pi} = \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{l}{R} \right),$$

где l — глубина проникновения Земли в ионизованную материю, а R — соответствующий радиус кривизны.

Так как

$$\frac{l}{R} = \frac{E_0}{E},$$

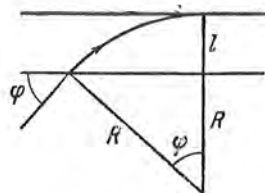
где E_0 — граничная энергия, то

$$\Delta(E) = \frac{\varphi}{\pi} = \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{E_0}{E} \right).$$

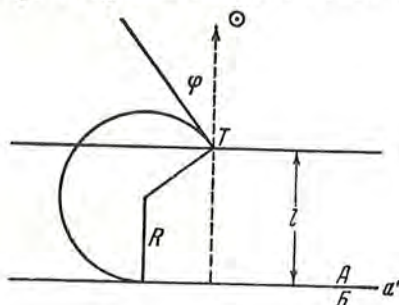
Амплитуда будет определяться выражением

$$A_i = \int_{E_{\min}}^{\infty} \Delta(E) W_i(E) dE,$$

где значок i относится к данной компоненте — нуклоны или мезоны, а $W_i(E)$ — соответствующий коэффициент связи по [3]. Результаты представлены на фиг. 10. При изменении E_0 от $0,05 \cdot 10^9$ эв до $1,5 \cdot 10^9$ эв амплитуда спада в нейтронном мониторе и кубическом телескопе меняется



Фиг. 11. К вычислению амплитуды спада.



Фиг. 12. К объяснению асимметрии в начальной стадии спада.

соответственно от 2,5 до 14% и от 1,4 до 7,6%. Особенностью приведенных графиков является то, что отношение амплитуд $A_N/A_M = K$ постоянно и равно 1,8. Эксперимент указывает, однако, на большие колебания величины K , которые в основном вызываются:

- 1) погрешностями в определении амплитуды из-за статистических неточностей;
- 2) погрешностями при обработке материала;
- 3) реальными изменениями спектра вариаций.

Смягчение спектра вариаций для случаев предварительно возмущенного геомагнитного поля, естественно, объясняется увеличением эффективности и числа рассеивающих центров при взаимодействии корпускулярных потоков. Большие (~ 3) и малые (~ 1) значения K , возможно, нельзя отнести к большим ошибкам измерения. Большие K могут быть связаны с сильным рассеянием, а малые — с дополнительным притоком частиц, принесенных самим корпускулярным потоком. На существование в облаке частиц с энергией 10^8 эв есть совершенно бесспорные указания [9]. А. Н. Чарахчян [10] нашел общее увеличение интенсивности космических лучей в стратосфере во время магнитной бури на широте $64^\circ N$ ($E_{\text{порог}} = 0,55$ Бэв; см. также результаты, полученные С. Йошида и М. Вада [11]).

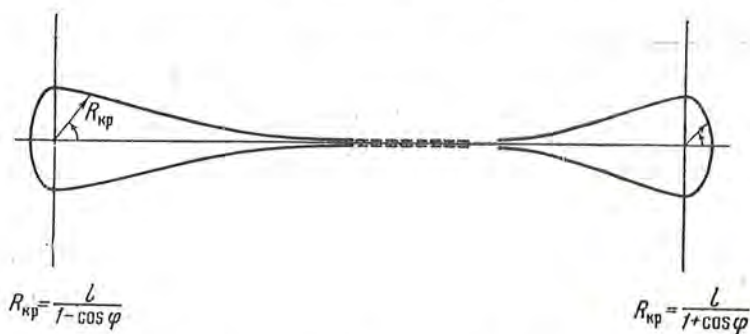
Наличие регулярного поля, направленного перпендикулярно плоскости эклиптики, хорошо объясняет наблюдаемую асимметрию в начальной стадии спада. Из фиг. 12 ясно, что

$$l = R_{\text{кр}} \left[1 \pm \sin \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) \right] = R_{\text{кр}} (1 \pm \cos \varphi),$$

где $R_{кр}$ — критический радиус кривизны частицы, попадающей на Землю под углом φ , с направлением орбитального движения Земли, а l — глубина проникновения Земли в ионизованную материю. Понятно, что соотношение написано в предположении однородного поля. Графики функции

$$R_{кр} = \frac{l}{1 \pm \cos \varphi}$$

представлены на фиг. 13. Из их рассмотрения со всей очевидностью вытекают основные особенности асимметрии спада, описанные в § 5.



Фиг. 13. То же, что и на фиг. 12.

Поскольку в среднем направление максимального спада приходится на запад от Солнца, то ясно, что поле в потоках преимущественно направлено так же, как поле земного диполя. Однако изучение нескольких случаев спада, по данным ряда станций, показало, что в отдельных случаях направление максимальной скорости спада приходится на восток от Солнца. Это может быть истолковано так, что поле в этих случаях имеет противоположную направленность. Было замечено, что вспышки, вызвавшие эти бури, произошли в южном полушарии Солнца, в то время как большинство случаев (18 из 26) было обусловлено вспышками в северном полушарии.

С точки зрения описанных выше представлений легко объяснить как длительность спада, так и общую длительность бури в космических лучах. Спад продолжается до тех пор, пока слой ионизованной материи, несущей магнитное поле, не уйдет за орбиту Земли и Земля не окажется внутри «мешка». После этого начинается восстановление. Зависимость между продолжительностью восстановления и амплитудой спада, аппроксимированную соотношением § 6, можно получить теоретически, предположив, что

1) интенсивность восстанавливается, когда величина H_l слоя намагниченной материи становится достаточно малой;

2) параметры рассматриваемого «мешка» изменяются по законам вида

$$H = H_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n, \quad l = l_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^m,$$

где $r_0 = 1$ а. е., а H_0 и I_0 относятся к моменту минимума интенсивности;

3) продолжительность бури обратно пропорциональна средней скорости потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа является лишь первой частью общей работы по изучению эффектов, вызываемых корпускулярными потоками в космических лучах. Эффекты, изученные в данной работе, будут исследованы более детально на основе более обширного материала наблюдений. В рассмотрение также будут включены данные о магнитных бурях с постепенным началом. Мы надеемся, что в следующей части сможем подробно обсудить существующие ныне объяснения эффектов в космических лучах во время магнитных бурь.

Авторы очень благодарны А. С. Дворянину и А. К. Папкратову, представившим материал по вариациям H -компоненты геомагнитного поля и принявшим участие в обсуждении ряда вопросов.

В обработке материала принимал участие коллектив станции космических лучей КрАО АН СССР.

4 декабря 1959 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. A. Brunberg, A. Dattner. *Tellus* 5, 269, 1953.
2. F. S. Jory. *Phys. Rev.*, 103, 1068, 1956.
3. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. М., 1957.
4. J. A. Lockwood. *Phys. Rev.*, 112, 1750, 1958; K. G. McCracken. *Phys. Rev.*, 113, 344, 1959.
5. Fenton, Fenton, Rose. *Canad. J. Phys.*, 36, 824, 1958.
6. K. G. McCracken, N. R. Parsons. *Phys. Rev.*, 112, 1798, 1958.
7. V. Sarabhai, R. Palmeriga. Доклад на Международном совещании по космическим лучам в Москве, июль 1959 г.
8. H. Piddington. *Phys. Rev.*, 112, 589, 1958.
9. P. Rothwell, C. McIlwain. *Satellite observation of solar cosmic rays*, pr. State University of Iowa, USA.
10. А. Н. Чарачьян. Доклад на Международном совещании по космическим лучам в Москве, июль 1959 г.
11. S. Yoshida, M. Wada. *Nature*, 183, 381, 1959.

Исправления к статье Л. П. Метик «Спектральные классы, фотографические величины и показатели цвета 3404 звезд в созвездии Лебеда». Известия Крымской астрофизической обсерватории, том 23

№	напечата- но	должно быть	№	напеча- тано	должно быть	№	напеча- тано	должно быть
42°								
6	10.63	11.63	403	F5	A2	671	A5	B5
93	A0	B2	408	F8	F2	702	F0	A0
119	G5	F5	411	F8	F2	714	F2	B8
166	F8	B2	428	F5	B2			
284	A8	B5	454	G2	F8		46°	
349	F2	gG5	463	G2	B0			
383	B8	B5	469	F2	B8	1	F0	B8
404	B8	B5	486	F8	F2	17	G2	F2
						73	F8	A8
						74	F0	G:
						85	B:	K:
						140	B3	B0
						148	F0	B8
						157	F8	F0
						158	A5	A0
						181	B:	K:
						182	F8	F2
						189	A8	B8
						222	F8	B8
						234	F5	B8
						244	A5	B8
						262	F:	A0
						272	F2	B8
						278	F5	B8
						295	F5	B8
						310	F0	B8
						319	F2	B2
						330	F0	B8
						331	F0	B8
						336	F8	A2
						339	F8	F0
						370	F0	A0
						375	F8	B2
						379	F8	A2
						386	F2	B8
						387	F8	B8
						392	F5	F0
						398	F2	A2
						405	F5	B5
						410	A2	G2
						431	F8	F0
						439	F8	F0
						464	F5	A0
						469	G0	F0
						470	F8	A2
						479	0.14	1.11
						487	F0	B8
						488	A5	B8
						495	G0	F2
						499	F2	A0
						507	F8	A5
						519	G0	F0
						527	G5	F8
						532	G0	F5
						571	G0	F2
						591	G0	F2
						599	F8	A2
						631	F5	A2
						689	F5	F0
						690	F5	F0
43°								
49	F2	G8						
63	A5	B5						
91	F8	A2						
117	G0	F5	12	F8	A0			
141	G0	K:	16	F8	F2			
153	G0	F5	26	B8	B5			
158	B:	B0	131	F2	A2			
161	G2	B8	134	F0	A2			
167	F8	G8	151	F2	B8			
170	G2:	F5	158	F8	F2			
174	G2	F8	159	F0	A5			
185	F2	A2	176	F5	B8			
206	G2	A5	181	F5	A2			
222	0.12	1.12	188	F2	A2			
252	A0	B3	192	B5	B2			
288	F5	F0	228	F8	F0			
289	F5	F0	251	F8	B8			
340	G2	B:	265	F8	F2			
			278	G2	F0			
			294	F5	B8			
			295	F8	A8			
			300	F8	A8			
			305	305	305*			
			306	306*	306*			
			307	F8	F0			
			309	F8	A5			
			310	F2	B0			
			311	F5	B2			
			314	A5	B5			
			333	F2	B5			
			341	d: K5	d: K0			
			343	F0	B0			
			344	F5	B8			
			371	F2	A5			
			380	B8	B0			
			408	F5	A2			
			418	F2	A2			
			430	G0	F5			
			446	F0	A0			
			447	F5	F2			
			460	F8	A8			
			465	G0	B8			
			472	G0	F0			
			477	F5	B5			
			556	B:	B2			
			563	G0	A0			
			622	G0	F5			
			648	F8	A8			
			651	F0	A0			

№	напеча- тано	должно быть	№	напеча- тано	должно быть	№	напеча- тано	должно быть
		47°	124	F8	A2	503	F5	F0
			177		47°3165	506	A5	F5
31	F8	F0	185	47°3165		509	F5	A8
43	F8	G2	230	F8	F0	511	F2	A5
46	F5	F2	244	F0	B8	540	F:	K:
50	F8	F2	382	A0	B5	561	F2	B0
61	F0	B8	388	B8	B0	570	B9	B5
73	F5	F2	401	F2	B0	588	A0	B0
75	F5	B5	439	F8	B2	618	G0	F2
80	F0	A0	442	A2	B0	619	F5	F0
94	F8	B5	463	B8	B5	627	F2	0
95		47°3149	465	F0	A0	640	F0	B5
97	47°3149		467	0.56	10.56	649	F0	A0
111	F5	F0	501	F5	F0			

Исправления и опечатки к XXIII тому Известий
Крымской астрофизической обсерватории

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
27	8 сл.	Пусть	Пусть
28	7 сл.	(4) и (5)	(6) и (7)
51	4 сл.	U 37	W 37
62	1 и 2 сл.	$= 0,07 - 0,06C$ $\pm 0,03 \pm 0,03$	$= 0,05 - 0,05C$ $\pm 0,02 \pm 0,02$
199	1 св.	0,005	0,01
199	8 св.	десятков гауссов	десятих гаусс
209	Табл. 4, столбец 9, 1 сл.	$c^3P - w^3P^1$	$c^3P - wP^0$
209	Табл. 5, столбец 4, 2 сл.	-0,10	+0,10
327	18 сл.	0,098 \odot	0,98 $I\odot$
366	Ф-ла (18)	$\frac{c^2}{u^2}$;	$\frac{c^2}{u^2}$ *

Известия Крымской астрофизической обсерватории,
том XXIV

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор издательства *Ю. И. Ефремов*
Технический редактор *И. П. Дорохина*

РИСО АН СССР № 79—19В. Слано в набор 15/VI 1960 г.
Подписано к печати 28/IX 1960 г. Формат 70×108^{1/16}.
Печ. л. 21,5+5 вкл. Усл. печ. л. 29,79.
Уч.-изд. л. 25,5 (25,1+0,4 вкл.). Тираж 1200 экз. Т-11943.
Изд. № 4665. Тип. зак. № 680.

Беслатно

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10