

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XVI



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА — 1956

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор),
академик *Г. А. Шайн*, член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,
кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин*
(заместитель ответственного редактора)

ПЕРВЫЙ ОПЫТ НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

А. Б. Северный и В. Е. Степанов

Сообщаются предварительные результаты измерения магнитных полей солнечных пятен в 1955 г., выполненные на Башенном солнечном телескопе. Приведено сравнение различных методов измерения магнитных полей и рассмотрены возможные источники ошибок, возникающих при этих измерениях. В табл. 2 дана сводка определений магнитных полей.

FIRST OBSERVATIONS OF THE MAGNETIC FIELDS OF THE SUNSPOTS AT THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *A. B. Severny* and *V. E. Stepanov*. — Preliminary results of the measurements of the magnetic fields of the Sunspots, are described. The measurements were carried out in 1955 at the tower solar telescope with a large spectrograph. Different methods of the measurements of the Sunspots magnetic fields are compared and sources of errors in such measurements are examined. A summary of the magnetic field determinations is given in Table 2.

§ 1. Введение

Визуальные наблюдения магнитных полей солнечных пятен проводятся с 1908 г. на обсерватории Маунт Вилсон. В 1942 г. были начаты фотографические наблюдения в Потсдамской обсерватории. Несмотря на почти полувековую давность открытия магнитных полей пятен, исследователи в настоящее время располагают сравнительно небольшим опубликованным материалом. Регулярные публикации в [1] только максимальных напряженностей магнитных пятен за период их пребывания на видимой полусфере Солнца уже не удовлетворяют современным требованиям. Большую ценность имеют обширные наблюдения магнитных полей пятен, опубликованные Маунтвилсоновской [2] и Потсдамской [3] обсерваториями, однако они охватывают промежутки времени общей сложностью всего лишь 13 неполных лет.

Внутренняя точность наблюдений сильных полей, когда зеемановские компоненты линии полностью расщеплены (при визуальном и фотографическом методах), составляет ± 100 гаусс. Для некоторых пятен при хороших условиях наблюдения она достигает ± 50 гаусс. Однако сравнение максимальных напряженностей магнитных полей одних и тех же пятен, определенных на двух указанных обсерваториях, показывает

наличие очень больших случайных и систематических ошибок. Максимальные напряженности H_m , определяемые на этих обсерваториях, иногда более чем в три раза отличаются по величине друг от друга. Табл. 1 может дать представление о величине обычно встречающихся случайных ошибок. В таблице приводятся H_m в гауссах для трех пятен, наблюдавшихся в 1946 г.

Таблица 1

Обсерватория	Номер групп		
	7934	8006	8245
Маунт Вилсон	1300	2700	1400
Потсдам	1800	3200	700

Наличие систематической ошибки выражается в том, что для слабых магнитных полей ($H < 1000$ гаусс) наблюдения в Потсдаме, как правило, дают в среднем в 1.5—2 раза большие величины напряженностей, а для сильных полей ($H > 3000$ гаусс) в 1.3—1.5 меньшие по сравнению с напряженностями, наблюденными на обсерватории Маунт Вилсон. В настоящее время трудно сказать, чем вызвано различие двух систем определения напряженностей магнитных полей. Можно перечислить ряд возможных источников ошибок.

1. Рассеянный свет, вызванный атмосферой Земли (так называемое «продолжение ореола» на диск Солнца), увеличивает интенсивность несмещенного компонента зеемановского расщепления. Это приводит к уменьшению наблюдаемого поля пятен при неполном расщеплении компонентов.

2. Дрожание изображений и вызываемое им замывание магнитного центра пятна светом из близлежащих его участков, обладающих меньшими полями, приводит также к занижению величины наблюдаемого поля. К такому же эффекту приводят расфокусировка изображения на щели, наличие заметной астигматической разности в спектрографе и другие причины. Особенно сильно это сказывается при определении полей малых пятен.

3. Для средних и слабых магнитных полей имеет место смещение «центра тяжести» линии, вызванное блендированием нескольких компонентов зеемановского расщепления. Эта ошибка будет зависеть от γ — угла между направлением магнитного поля и лучом зрения.

4. Неточная установка на щель спектрографа магнитного центра пятна. Эта ошибка, повидимому, является основной при фотографическом методе наблюдений; она, возможно, определяет различие в величинах напряженностей, наблюдаемых в Потсдаме и в обсерватории Маунт Вилсон для случая сильных полей.

5. В области пятна из-за эффекта Эвершеда линии имеют зигзагообразный вид или слегка искривлены. В случае, когда присутствуют « π » и один из « σ » компонентов, это приводит к некоторому их искривлению,

однако, если картина четкая и качество изображений хорошее (пятно неподвижно на цели), измерения можно осуществить без серьезной ошибки. Если же изображения волнуются, то этот зигзаг (или искривление) колеблется вдоль линий и вызывает их расширение, как бы «вздутие». Это также может привести к завышению поля. Однако этот эффект может быть учтен при помощи линий, не обремененных Зееман-эффектом.

Кроме перечисленных источников ошибок необходимо указать на возможность появления трудно поддающихся учету систематических ошибок, возникающих из-за различия глубины образования линий в центре диска Солнца и на краю, а также различия в эквивалентной ширине линии для фотосферы и для ядра пятна.

§ 2. Методы наблюдений и обработки

Первые пробные наблюдения магнитных полей были начаты в мае 1955 г. на башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории и спектрографе, описанном в [4]. Работа велась с применением решетки 150×150 мм, 600 штрихов/мм, с концентрацией света во втором порядке при линейной дисперсии $0.75 \text{ \AA/мм}$, а с декабря — с другой решеткой, дающей концентрацию света при больших углах дифракции в четвертом порядке при разрешающей силе 360 000 и дисперсии $0.274 \text{ \AA/мм}$. Измерялось расщепление линии Fe $\lambda 6173.348$ с фактором Ланде $\frac{(0).5}{2}$, имеющей, по нашим измерениям, остаточную интенсивность $r=0.45$. Эквивалентная ширина этой линии при переходе от фотосферы к ядру большого пятна увеличивается на 29%.

Проведено испытание визуального метода с пластинкой Савара и фотографического с поляроидной мозаикой.

Первая попытка применения полярископа Савара для изучения магнитных полей пятен сделана Оманом [5]. Одним из авторов еще в 1952 г. были проведены опыты по применению такого метода на горизонтальной солнечной установке в Симеизе. В полярископе, установленном позади фокальной плоскости спектрографа, была применена пластинка Савара, длиной 50 мм, изготовленная А. Б. Гильваргом. Вращением николя полосы Савара, возникающие от инструментальной поляризации, устанавливались вдоль спектра, а затем гасились поворотом стопы плоскопараллельных пластинок (достаточно пяти пластин толщиной 0.5 мм). Для зеленой линии $\lambda 5250$, весьма чувствительной к магнитному расщеплению, мы могли наблюдать появление зигзага на больших пятнах. Однако, поскольку пластинки Савара и николи должны ставиться в параллельном пучке по выходе из спектрографа (т. е. требуется переброска спектра двумя линзами), фотографирование этой картины из-за сравнительно больших потерь света в полярископе требует больших экспозиций, что приводит к замыванию картины расщепления особенно при малых размерах изображений Солнца (как на прежней установке в Симеизе) или в случае мелких пятен.

Для выяснения всех возможных источников искажений в измерении магнитных полей пятен фотографический метод предпочтительнее, так как он позволяет провести точное фотометрическое изучение картины расщепления и тем самым количественно оценить возможные ошибки. Поэтому было отдано предпочтение фотографическому методу с поляроидной мозаикой, не требующему больших экспозиций.

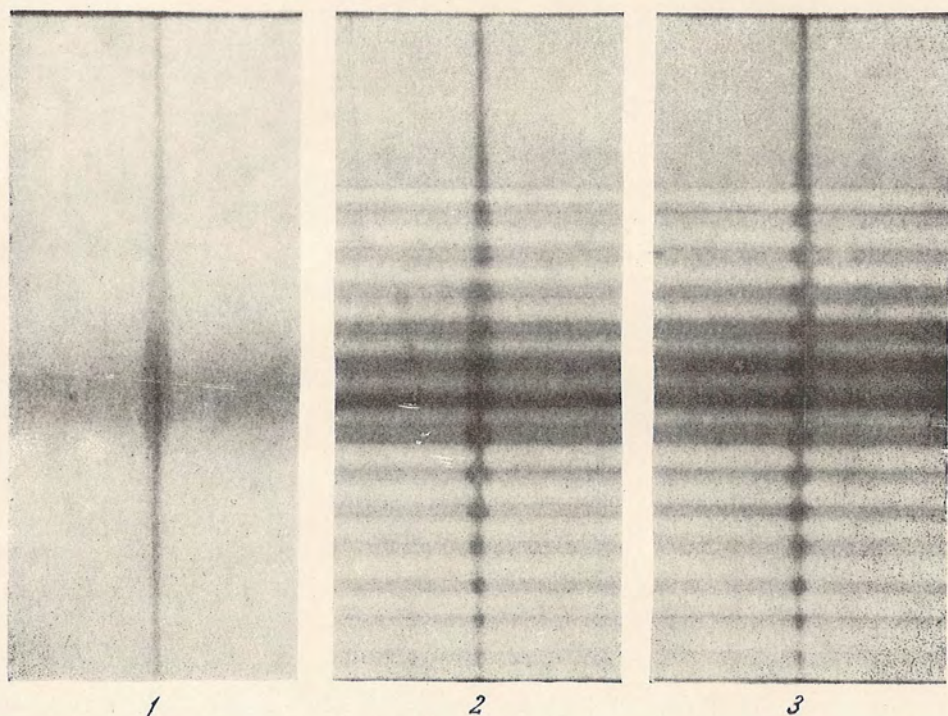
Непосредственно перед щелью спектрографа, вплотную к ней, устанавливалась поляроидная мозаика, состоящая из 40 полосок шириною 0.3 мм. Полоски поляроида выделяют попеременно колебания взаимно перпендикулярных направлений*. При наблюдениях магнитных полей пятен, удаленных от центра диска менее чем на $\rho = \sin \theta = 0.8$, перед поляроидной мозаикой применялась пластина в $\frac{1}{4} \lambda$ (для превращения круговой поляризации в линейную). В этом случае изображение линии принимает обычный зигзагообразный вид. На фиг. 1 приведена фотография спектра пятна группы № 81, наблюдавшегося 10 сентября 1955 г., в области линии λ 6173.348. Различная яркость полосок вызвана поляризацией света в инструменте.

При измерении магнитного поля пятен, расположенных у края диска Солнца, фотографирование производилось без пластинки в $\frac{1}{4} \lambda$. Для получения необходимой плотности спектра ядер больших пятен применялись экспозиции от 3 до 10 сек.

В Потсдамской обсерватории был принят фотографический метод наблюдений по той причине, что, кроме обычных преимуществ по сравнению с визуальным методом, он значительно сокращает время наблюдения. Однако выбор метода разделения изображения на щели при помощи призмы Рошона нельзя признать вполне удачным. Большое число отражающих поверхностей и связанная с этим потеря света приводили к удлинению продолжительности экспозиции. Вместо 10 сек., при применении поляроидной мозаики, с призмой Рошона на спектрографе эйнштейновской башни продолжительность экспозиции, достигала 10 мин. Это, во-первых, удлиняет время выполнения программы наблюдений, что особенно не выгодно в условиях климата Потсдама, во-вторых, увеличивает эффект замывания изображений, вызванный дрожанием атмосферы, случайной рефракцией, расфокусировкой и другими причинами.

Значительные трудности возникают при выборе метода измерения спектрограмм. Предварительно были испытаны два метода: метод спектрофотометрического разделения блендирующихся компонентов зеемановского расщепления и метод прямого измерения расщепления при помощи микроскопа. Первый метод требует много труда, но дает величину расщепления, минимально отягощенную систематическими ошибками. Второй метод более удобен, так как измерение расщепления производится быстро и последующая обработка измерений не представ-

* Очень тонкая работа по изготовлению поляроидной мозаики, высотой 12 мм, была выполнена Г. А. Мониным.



Фиг. 1. Фотография линии Fe λ 6173 в солнечном пятне.

Пятно α группы № 81, наблюдавшейся 10 сентября 1955 г.; $H = 2400$ гаусс; поляриность N ;
 $r = 0.770$.

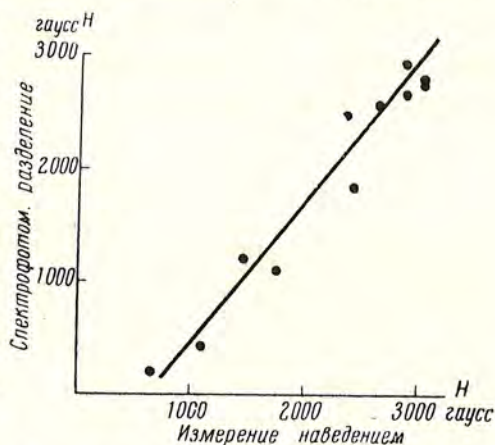
1 — без полироидной мозаики; 2 — полироидная мозаика; 3 — полироидная мозаика + пластинка
 в $\frac{1}{4} \lambda$.

ляет труда. Однако если имеет место неполное расщепление компонентов или только уширение линии, вызванное магнитным полем, то результаты измерения делаются довольно неопределенными. При эллиптической поляризации с применением поляроидной сетки и пластинки в $\frac{1}{4} \lambda$ линия сохраняет свою зигзагообразную форму, но «центр тяжести» ее смещается в направлении к π -компоненту на величину, зависящую от распределения интенсивности между компонентами и от величины рассеянного света, увеличивающего интенсивность π -компонента. Поэтому при измерении мы наводили нить микроскопа не на «центр тяжести» линии, а так, чтобы внешнее расстояние нить — край линии было такое же, как и при наведении на линию, не возмущенную магнитным полем. Конечно, в этом случае входят трудно устранимые эффекты контраста и увеличения полуширины и эквивалентной ширины линии от фотосферы к ядру пятна. Так как полуширина и эквивалентная ширина линии λ 6173.348 несколько больше в пятне, мы получаем слегка завышенную величину магнитного поля.

Сравнение обоих методов измерения было произведено при исследовании разреза одного из больших пятен группы № 81, наблюдавшейся 5 сентября 1955 г. (фиг. 2). Мы видим, что при сильных магнитных полях ($H > 2500$ гаусс) спектрофотометрическое разделение дает напряженность поля в среднем на 200 гаусс ниже величины, измеряемой вторым методом. При полях $H < 1000$ гаусс это различие достигает 600 гаусс.

Величина расхождения должна зависеть от положения солнечного пятна на диске Солнца, яркости пятна, от величины рассеянного света и пр. Как мы видим, определение зависимости величины ошибки от силы магнитного поля и других причин, определяющих условия наблюдений и измерений, является задачей достаточно сложной и пока еще нерешенной. Но составление более точной редукионной кривой (фиг. 2) для различных типов пятен и различного их положения на диске Солнца, а также учет условий наблюдения (оценка влияния дрожания и рассеянного света) позволят решить этот вопрос удовлетворительно.

Для расщепленных компонентов случайная ошибка по нашим измерениям магнитного поля составляет ± 100 гаусс (не учитывая ошибки наведения на щель магнитного центра пятна), а для некоторых пятен при хороших условиях наблюдений меньше ± 50 гаусс. Эти предвари-



Фиг. 2. Редукионная кривая для позиционных измерений напряженности магнитного поля.

тельные результаты оценки точности получены при работе с решеткой во втором порядке.

В настоящее время, в связи с установкой новой диффракционной решетки с концентрацией света в красной области спектра в четвертом порядке, метод наблюдений, а соответственно и их точность изменятся.

В табл. 2 приведены результаты наблюдений в 1955 г. магнитных полей пятен, измеренных вторым методом, без введения каких-либо поправок за наличие систематических ошибок. Нумерация групп и координаты пятен взяты по данным Горной астрономической станции ГАО АН СССР (Кисловодск). Цифры в скобках указывают, что величины определялись неуверенно. Пропуски в последнем столбце означают, что полярность для этих пятен не определялась.

Таблица 2

Дата и время (московское)	№ группы и обозначение пятна	Гелиографические координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжение поля в гауссах	Поляр- ность
		φ	L			
Май, 21.44	35	+24°	132°	0.74	1700	
26.44	35	—	—	0.56	1500	
27.54	37	+30	67	0.65	1800	
Июль, 5.38	46, a	+31	282	0.54	1600	
То же	46, b	+31	278	0.57	1000	
» »	45	—32	303	0.57	500	
6.65	46	+32	284	0.49	1400	
Август, 10.36	68, a	—23	177	0.48	2500	
То же	68, b	—22	170	0.52	2500	
» »	67	+16	182	0.13	2000	
11.44	67	—	—	0.27	2400	
12.42	67	—	—	0.45	2800	N
То же	68, a	—23	178	0.61	2600	S
» »	68, b	—22	168	0.49	1900	N
» »	71	+23	130	0.48	2400	N
» »	66 *	+34	194	0.70	1800	S
29.35	75, a	+43	318	0.77	2700	N
То же	75, b	+43	302	0.66	1500	S
» »	75, c	+42	312	0.74	1300	N
» »	76	+21	296	0.23	1400	N
» »	77	—18	250	0.73	2200	S
» »	78	+28	272	0.48	1600	N
» »	79	+26	211	0.98	1300	
30.35	75, a	—	—	0.75	1500	N
То же	75, c	—	—	0.73	(400)	N
» »	77	—	—	0.60	1900	S
31.30	75, a	—	—	0.84	2200	N

* Пятно хвостовое.

Таблица 2 (продолжение)

Дата и время (московское)	№ группы и обозначение пятна	Гелиографические координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжение поля в гауссах	Поляр- ность
		φ	L			
Август, 31.30	75, <i>b</i>	—	—	0.73	(500)	
То же	77	—20°	254°	0.48	1800	<i>S</i>
» »	79, <i>a</i>	+26	213	0.77	2000	<i>N</i>
» »	79, <i>b</i>	+26	209	0.81	1900	<i>N</i>
Сентябрь, 1.44	77, <i>a</i>	—18	255	0.44	1300	<i>S</i>
То же	77, <i>b</i>	—18	250	0.45	1400	<i>N</i>
» »	81	+28	173	0.98	2000	
» »	82	+19	170	0.96	1400	
2.69	81	—	—	0.91	2000	
3.62	79	—	—	0.39	1400	
То же	81	—	—	0.82	1700	
5.38	79, <i>a</i>	—	—	0.36	900	
То же	81	—	—	0.56	2600	
» »	82, <i>a</i>	+18	179	0.38	1500	
» »	82, <i>b</i>	+17	172	0.47	(300)	
» »	83, <i>a</i>	—20	178	0.58	1900	
» »	83, <i>b</i>	—20	176	0.65	1600	
» »	87, <i>a</i>	+27	144	0.78	1000	
» »	89	—23	126	0.94	700	
6.58	81	—	—	0.42	3000	
То же	82	+20	171	0.49	600	
» »	87, <i>a</i>	—	—	0.71	1000	
» »	88, <i>a</i>	—23	236	0.87	1600	
» »	88, <i>b</i>	—23	231	0.82	1700	
7.34	81	—	—	0.38	2200	<i>N</i>
То же	82	—	—	0.26	400	<i>N</i>
» »	83, <i>a</i>	—	—	0.43	500	<i>S</i>
» »	83, <i>b</i>	—	—	0.42	1200	
» »	87, <i>a</i>	—	—	0.51	1000	
» »	87, <i>b</i>	—	—	0.60	700	
» »	88, <i>a</i>	—	—	0.89	1200	
» »	88, <i>b</i>	—	—	0.83	700	
9.42	81	—	—	0.76	2500	<i>N</i>
То же	83, <i>a</i>	—	—	0.77	800	<i>S</i>
» »	87, <i>a</i>	—	—	0.39	1700	<i>N</i>
» »	89, <i>a</i>	—26	126	0.61	900	<i>S</i>
» »	89, <i>b</i>	—24	120	0.65	900	<i>N</i>
10.48	81	—	—	0.77	2400	<i>N</i>
То же	83	—	—	0.77	600	<i>N</i>
» »	87	—	—	0.39	1200	<i>N</i>
26.60	99	—23	242	0.78	1200	<i>S</i>
27.58	99, <i>a</i>	—23	242	0.60	930	<i>S</i>
	99, <i>b</i>	—23	235	0.66	(400)	<i>S</i>
Октябрь, 2.47	104	+23	135	0.87	2700	
То же	103	+30	164	0.69	500	
» »	106	+22	115	0.95	(300)	
4.38	104, <i>a</i>	+22	140	0.62	2700	<i>N</i>

Таблица 2 (окончание)

Дата и время (московское)	№ группы и обозначение пятна	Гелиографические координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжение поля в гауссах	Поляр- ность
		φ	L			
Октябрь, 4.38	104, <i>c</i>	+26°	137°	0.68	1000	
То же	104, <i>b</i>	+22	131	0.74	600	
6.35	104	—	—	0.29	3000	N
10.50	104	—	—	0.69	2700	N
То же	109	+30	108	0.45	1200	
Октябрь, 11.71	104	—	—	0.56	2200	
То же	109	+31	108	0.72	1000	
23.43	119	+28	210	0.96	1100	
То же	118	+24	240	0.73	1600	
» »	117, <i>a</i>	+18	266	0.35	700	N
» »	117, <i>b</i>	+20	255	0.53	2000	S
» »	120	—22	212	0.97	1800	
24.57	120 ₁ *	—22	212	0.90	2300	
То же	120 ₂ **	—	—	—	2200	
» »	121	—25	187	0.96	1600	
Ноябрь, 3.53	121	—23	214	0.96	900	
9.55	129, <i>a</i>	+26	352	0.95	1800	
То же	129, <i>b</i>	+26	343	0.91	1600	
» »	127, <i>a</i>	+29	28	0.60	1500	
» »	127, <i>b</i>	+29	23	0.69	1500	
» »	128	—28	0	0.83	2100	
11.60	129, <i>a</i>	+30	348	0.78	1200	
То же	129, <i>b</i>	+28	339	0.83	2300	
» »	130	+29	30	0.45	1900	
	128, <i>a</i>	—28	12	0.62	1600	
	128, <i>b</i>	—29	353	0.78	2700	
Декабрь, 2.41	144, <i>a</i>	—24	92	0.58	1800	S
То же	144, <i>b</i>	—26	80	0.71	800	
» »	143, <i>a</i>	+24	104	0.48	1600	N

* Восточное ядро.

** Западное ядро в общей полутени.

Дальнейшее количественное изучение возможных искажений в измерениях магнитных полей позволит уточнить приведенные здесь значения. Возможно, что для полей с $H < 1200$ гаусс необходимо внести поправку, доходящую до 400—500 гаусс. Однако об этом можно будет судить только после получения необходимых редукционных кривых, связывающих фотометрические и позиционные измерения, что требует накопления более обширного наблюдательного материала.

Описанные в этой статье наблюдения начаты А. Б. Северным; большая часть наблюдений с августа 1955 г. была произведена В. Е. Степановым, им же выполнены измерения спектрограмм.

Литература

1. *Publs. of the Astron. Soc. of the Pacific*. San Francisco. (Ежегодные сводки).
 2. G. E. Hale, S. B. Nicholson. *Magnetic Observations of Sunspots 1919—1924*, Part 1 a. 2.
 3. W. Grotian. *Polaritäten und Maximalwerte magnetischer Feldstärken von Sonnenflecken in den Jahren 1946—1951*. *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam*, 1953.
 4. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 15, 31, 1955.
 5. J. Öhman. *Ap. J.* 111, 362, 1950.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Дан обзор состояния вопроса, и в частности обращается внимание на ненадежность имеющихся до сих пор сведений и заключений о наличии дейтерия на Солнце. Указано, что обнаруженная нами первоначально [11] депрессия синего крыла линии H_α вблизи предполагаемой линии D_α (λ 6561.026) может быть связана с линией D_α лишь частично, так как метод, примененный нами при исследовании этой депрессии, не позволяет достичь разрешающей силы, достаточной для выделения возможной линии D_α из бленды, связанной с линиями водяных паров $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 и отчасти с линией Ti^+ 6559.588.

Приведено описание новой установки для фотоэлектрической регистрации спектра Солнца на Башенном солнечном телескопе [16] и указано, что разрешающая сила использованного в настоящей работе метода позволяла уверенно исследовать все слабые линии (с шириной более 0.04, а затем 0.025 Å). Рассмотрены источники возможных искажений фотоэлектрических записей и указаны те примененные в работе условия, при которых записи свободны от искажений и потери разрешающей силы (достаточно узкая щель фотометра, скорость записи, достаточно малая для устранения влияния постоянной времени).

Если имеется депрессия, связанная с D_α , в промежутке между линиями водяных паров $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570, то она должна показать эффект центр—край. Учитывая тонкую структуру D_α , некоторый эффект центр—край должна также показать линия λ 6561.105 (это, однако, зависит от обилия в атмосфере водяных паров). Было исследовано около 90 записей рассматриваемого участка крыла H_α в центре и на краю (примерно поровну) и обнаружено: 1) отчетливо выраженное увеличение депрессии между линиями λ 6561.105 и λ 6560.570 от центра к краю (в 1.6 раза); 2) увеличение эквивалентной ширины λ 6561.105 в 1.2 раза от центра к краю; 3) разрешение линии λ 6560.570 на две — линию водяных паров и солнечную линию λ 6560.62 неизвестного происхождения. Рассмотрены возможные источники сомнений в этих результатах — эффект блендирования рассматриваемой депрессии крылом λ 6560.62, появление очень слабой теллурической линии λ 6560.8 (при низких высотах Солнца) и показано, что эти факторы не влияют на указанные результаты, свидетельствующие о наличии линии D_α .

Для уточнения вопроса был особо тщательно сделан также ряд записей при разрешающей силе 0.025 Å. Исследование их показало, что линия λ 6561.105 при переходе от западного края, через центр, к восточному ведет себя так, как должна вести себя бленда слабой линии D_α с атмосферной линией (вытягивание красного крыла на западном краю и синего на восточном).

Из сравнения величины депрессии между линиями $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570, ее эквивалентной ширины и других данных с теми же теоретическими для депрессии, возникающей от блендирования D_α и H_α (согласно [10]), оценено вероятное содержание дейтерия в $3-5 \cdot 10^{-5}$ содержания водорода.

Сколько-нибудь уверенное изучение, в частности по эффекту центр—край, остальных линий дейтерия в спектре Солнца (D_β , D_γ и т. д.) столь за-

труднено из-за их сильного блендирования, что оказалось практически невозможным.

Подсчет интенсивностей линий дейтерия при его содержании $3-5 \cdot 10^{-5}$ по сравнению с интенсивностью H_{α} в спектре хромосферы указывает на очень большие трудности его обнаружения в спектре вспышки во время затмений и в особенности в спектре хромосферы вне затмений.

Рассмотрен вопрос об истощении дейтерия и лития при термоядерных реакциях внутри Солнца. Считая, что первоначальное содержание дейтерия и лития на Солнце и на Земле было одинаковым и что содержание этих элементов зависит от их выгорания при термоядерных реакциях, получаем разные толщины внешней оболочки Солнца, где должно бы происходить перемешивание, обеспечивающее наблюдаемое обилие этих элементов. Если оболочка перемешивания определяется содержанием лития, то дейтерий должен практически отсутствовать; если она определяется содержанием дейтерия, то обилие лития было бы в 100 раз больше наблюдаемого. Наблюдаемые обилия лития и дейтерия на Солнце, повидимому, не определяются действием термоядерных реакций внутри Солнца, а связаны со своеобразными ядерными процессами в самых внешних его слоях.

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF DEUTERIUM IN THE SUN, by A. B. Severny. — The paper begins with a short summary of existing investigations of this problem, with special attention to the uncertainty of all existing data, and conclusions on the existence of deuterium in the Sun. It is shown that the depression of the blue wing of the H_{α} -line in the vicinity of the predicted line D_{α} (λ 6561.026), discovered by the author [41] initially, may only partly be connected with the D_{α} -line, since the resolving power of the method adopted in [41] is insufficient to separate the line from the blend connected with the lines of water vapours $\lambda\lambda$ 6561.105; 6560.570 and partly with the line Ti^{+} , λ 6559.588.

A new method of photoelectric records of solar spectrum on the tower solar telescope [16] is described. It is shown that the resolving power of this method permits to investigate all faint lines with the widths up to 0.025 Å with sufficient accuracy. Sources of possible errors in photoelectric records were examined and conditions determined, at which the records are free of errors and losses of resolving power (a narrow slit of the photometer, the velocity of recording sufficiently low to eliminate the influence of inertia).

If a depression connected with D_{α} really exists between the water vapour lines $\lambda\lambda$ 6561.105; 6560.570, it must show the centre-limb effect. Taking into account a fine structure of D_{α} a certain centre-limb effect must also be observed in the line λ 6561.105. This depends, however, upon the abundance of water vapours in the Earth's atmosphere. About 90 records of the examined part of the wing of H_{α} at the centre and at the limb were considered. The results are: 1) the depression between the line λ 6561.105 and λ 6560.570 definitely increases in 1.6 times from the center to the limb, 2) the equivalent width of λ 6561.105 increases in 1.2 times from the centre to the limb, 3) the line λ 6560.570 consists of two lines — water vapour line and a solar line λ 6560.62, of unknown origin.

Possible sources of the uncertainty of these results were investigated; 1) the effect of blending of the considered depression by the wing λ 6560.62, and 2) the appearance of a very faint telluric line λ 6560.8 (when the Sun is low). These factors do not influence the above results, evidencing the presence of the faint and shallow line D_{α} .

For the more precise analysis a number of records were obtained with the resolving power of 0.025 Å. The behaviour of the line λ 6561.105, while passing from the western limb across the centre to the eastern limb, is found to be just similar to what should be expected in the case of blending of the faint D_{α} line by the atmospheric line (a broadening of the red wing on the western edge and of the blue wing on the eastern one).

From a comparison of the value of depression between lines $\lambda\lambda$ 6561.105; 6560.570, of its equivalent width and other data with the theoretical one [10], the probable Deuterium content was estimated to be $3-5 \cdot 10^{-5}$ of Hydrogen.

Owing to the extremely intense blending a reliable investigation of other Deuterium lines in solar spectrum in respect to a centre-limb effect was found to be practically impossible.

An evaluation of the intensity of Deuterium D_α line, its abundance being $3-5 \cdot 10^{-5}$, as compared with H_α in the spectrum of the chromosphere, hinders its discovery in the flash spectrum during eclipses, and especially in the chromospheric spectrum in out-of-eclipse conditions.

Deuterium and Lithium exhaustion in the course of thermonuclear reactions in solar interior was considered. Assuming that the initial content of Deuterium and Lithium is equal in the Sun and on the Earth and that their abundance depends on their burning off in the course of thermonuclear reactions, we obtain essentially different thickness of the outer zone of mixing, ensuring the observed abundance of these elements. If the envelope of mixing is determined by the Lithium content, Deuterium must practically be absent. If this envelope is determined by Deuterium, the abundance of Lithium must exceed the observed one by 100 times. The observed Li and D-abundances on the Sun are not determined by the action of the thermonuclear reactions in the interior of the Sun, but are probably connected with the peculiar nuclear processes existing in the outermost layers of the Sun.

§ 1. Состояние вопроса

Первое обсуждение вопроса о наличии на Солнце тяжелого изотопа водорода — дейтерия принадлежит Мензелу [1], заподозрившему, что неотожествленная в спектре Солнца очень слабая линия λ 4960.024 с интенсивностью -3 есть линия D_β дейтерия. Считая, согласно калибровке шкалы Роуланда Расселом, Адамсом и Мур, что линия H_β (интенсивность 30) соответствует в 600 000 раз большему числу атомов, чем линия с интенсивностью -3 , он оценил содержание дейтерия в $1/600\,000$ обычного водорода. Однако эта оценка недостоверна, так как указанная калибровка шкалы Роуланда неприменима к водородным линиям, на интенсивность которых влияет Штарк-эффект. Рассматривая далее линию H_γ в спектре вспышки (интенсивность 85), он указал, что слабая линия хрома с интенсивностью 0 поблизости от H_γ определенно обнаруживается, тогда как линия D_γ не найдена. Отсюда при помощи весьма неточной шкалы интенсивностей линий спектра вспышки Мензел заключил, что обилие дейтерия меньше 10^{-5} . Это заключение также нельзя считать надежным, так как линия D_γ сильно блендирована другими линиями гораздо большей интенсивности (см. § 3).

С тех пор вопросом о дейтерии на Солнце не занимались. Только за последние годы, когда было выяснено, что протон — протонная ядерная реакция может быть весьма эффективной даже для звезд типа Солнца, вопрос о наличии дейтерия (выгорающего при такой реакции) приобрел интерес как своего рода спектроскопический критерий наличия такого механизма выделения энергии. Кроме того, несколько неожиданным явилось спектроскопическое обнаружение Гринстейном и Ричардсоном [2] лития и Гринстейном и Тандберг-Хансеном [3] беррилия в количествах, которые невозможно объяснить с точки зрения теории поддержания энергии Солнца за счет ядерных реакций при наличии полного перемешивания вещества внутри Солнца (от центра до атмосферы).

Отсюда эти авторы сделали вывод, что перемешивание — неполное и захватывает только внешнюю часть звезды, где элементы не смогли «выгореть» полностью из-за сравнительно низких температур.

Соображения о возможности присутствия линий дейтерия в спектрах звезд были высказаны в 1951 г. Г. А. Шайном и несколько позже О. А. Мельниковым [4].

В 1951 г. в работе Клааса [5] сделана попытка найти верхний предел содержания дейтерия на Солнце, исходя из предположения, что D_α -линия не наблюдается, в частности не обнаруживается в Утрехтском атласе солнечного спектра. Допуская, что эквивалентная ширина этой линии меньше $2 \text{ m}\text{\AA}$, он находит методом взвешенных функций (применяемым к слабым линиям) величину $4 \cdot 10^{-9}$ в качестве верхнего предела содержания дейтерия, т. е. в $5 \cdot 10^4$ раз меньше, чем земное содержание ($2 \cdot 10^{-4}$). Эта попытка оценить содержание дейтерия, однако, не заслуживает доверия по следующим причинам. Во-первых, Клаас упустил из виду, что линия D_α практически полностью блендируется слабой линией водяного пара $\lambda 6561.105$ (см. § 3). Во-вторых, как отметил де Ягер [6], блендирование линии дейтерия D_α линией H_α водорода делает контур D_α почти незаметным. Де Ягером на основании развитого им метода исследования водородных линий был подсчитан контур линии H_α с учетом бленды, вызываемой линией D_α . Кроме того, был подсчитан контур линии H_α без линии D_α (содержание дейтерия было принято $2 \cdot 10^{-4}$). Эти вычисления показали, что в том месте контура H_α , где должна находиться линия D_α , должна бы наблюдаться небольшая (около 2% — в самом центре D_α) депрессия контура H_α . Сравнивая этот теоретический результат с данными атласа Миннаэрта, де Ягер отмечает, что на расстоянии $0.2 \text{ \AA}$ в синей стороне от центра D_α (возле $\lambda 6560.8$) действительно как бы имеется депрессия, так как невозмущенное крыло H_α должно было бы находиться на 0.7% выше, чем это показывает атлас. Это дало ему повод заключить, что дейтерий, возможно, присутствует в солнечной атмосфере в обилии, сравнимом с земным (наиболее вероятным он считает $1 \cdot 10^{-4}$).

Тот же автор справедливо отмечает, что если бы неблендированная линия D_α (при обилии 10^{-4}) была сравнительно сильной, с глубиной 12% , полушириной $0.7 \text{ \AA}$ и эквивалентной шириной $92 \text{ m}\text{\AA}$, то блендированная линией H_α линия D_α имела бы глубину всего 2% и эквивалентную ширину всего $7 \text{ m}\text{\AA}$ — в 13 раз меньше, чем неблендированная линия. Кроме того, де Ягер отметил, что линии дейтерия нельзя рассматривать как слабые линии, они вызваны сильным поглощением в глубоких слоях (верхние слои практически не участвуют в селективном поглощении), а потому метод взвешенных функций Клааса неприменим. Линия D_α как бы завуалирована непрерывным излучением из наружных слоев.

Однако де Ягер упустил из виду, что область $\lambda 6560.8$, где намечается в атласе Миннаэрта некоторая депрессия, может быть просто связана с эффектом бленды от соседней линии $\lambda 6560.570$, состоящей

из линии водяного пара и неизвестной, диффузной солнечной линии (см. § 3). Кроме того, в этой области при низких высотах Солнца появляется очень слабая теллурическая линия (см. ниже).

Гози [7], исходя из наиболее точных к настоящему времени длин волн дейтерия, попытался недавно измерить интенсивность D_β в атласе Миннаэрта и интенсивность линии D (3—5), λ 12814.56, пашеновской инфракрасной линии в Мичиганском атласе инфракрасного солнечного спектра [8]. Он находит, что предполагаемая линия D_β λ 4860.24 имеет эквивалентную ширину 1.5 mÅ. Что касается линии D (3—5), то ее длина волны очень близка к длине волны еще не отождествленной линии λ 12814.64 с интенсивностью —2. Для этой линии Гози находит эквивалентную ширину около 10 mÅ. Аналогичное исследование вслед за этим выполнил Креспин [9], опиравшийся на атлас Миннаэрта и на регистрации инфракрасного спектра Солнца, полученные де Ягером и Невеном. Креспин обнаружил, что исследуемые депрессии D_β и D (3—5), если они имеются, — того же порядка, что и неравномерности фона, связанные с неточностью фотографического метода. Несмотря на это, автор определил эквивалентную ширину D_β в 4.1 mÅ (с ошибкой в два раза и более) и 2.7 mÅ для D (3—5).

Гози и Креспин на основе этих измерений оценивают содержание дейтерия $\sim 10^{-4}$ в согласии с оценкой де Ягера. Однако это согласие скорее случайное, так как указанные авторы не учитывали блендирующего действия водородных линий. Кроме того, их оценка интенсивности D_β , так же как и первоначальная оценка Мензела, крайне ненадежна, так как линия D_β , если и присутствует, в сильнейшей степени блендирована линией железа λ 4859.749.

Де Ягер [10] пересмотрел, с учетом блендирования, вопрос о депрессиях инфракрасных линий D (3—5) и D (4—7) и обнаружил, что даже при содержании дейтерия $7 \cdot 10^{-4}$ депрессия линии D (3—5) предположительно отождествляемой с наблюдаемой линией λ 12814.56, будет менее 0.1%. Но при таком содержании дейтерия линия D_α была бы достаточно сильной, чтобы ее легко обнаружить. Поэтому отождествление линии λ 12814.56 с линией D (3—5) неправильно. То же справедливо и для линии D (4—7), отождествляемой с линией λ 21648.37 в Мичиганском атласе [8]. В этой же работе [10] де Ягер приводит определенную им по атласу Миннаэрта депрессию в районе D_α и из сравнения ее с теоретическим контуром такой депрессии, подсчитанной с учетом блендирования D_α и H_α , находит содержание дейтерия $1.45 \cdot 10^{-4}$. Здесь, однако, применимо вновь то же критическое замечание, которое было сделано нами выше относительно первой работы этого автора [6].

Автор настоящей работы, проводя фотоэлектрические исследования линий H_α и H_β в факелах и в невозмущенной части диска, обнаружил в начале 1954 г. [11] постоянное явление слабой асимметрии контуров этих линий для невозмущенной части диска. В факелах же подобного явления уверенно установить не удалось, так как в них наблюдается

очень своеобразное распределение эмиссии и поглощения в крыльях. Эта асимметрия обнаруживалась как депрессия синего крыла этих линий, наибольшая в районе расположения линий D_α и D_β . Эта депрессия была приписана целиком линиям D_α , D_β , и по величине эквивалентной ее ширины было оценено содержание дейтерия, в несколько раз превышающее его земное содержание.

§ 2. Результаты наших предварительных измерений

Обнаруженная нами в [11] широкая (полная ширина около $5 \text{ \AA}$) депрессия возле линии D_α с глубиной около 3% , не может быть целиком приписана линии дейтерия*. Действительно, линия поглощения дейтерия, если она еще не обнаружена, должна быть слабой линией, с интенсивностью не более -2 , -3 по Роуланду (не сильнее самых слабых линий этого каталога).

Для слабых же линий ширина почти не зависит от числа поглощающих атомов и является доплеровской. Полуширина доплеровского контура для линии D_α будет в $\sqrt{\frac{m_D}{m_H}} = \sqrt{2}$ раз меньше полуширины для линии H_α , которая составляет $0.212 \text{ \AA}$ при температуре 5740° . То обстоятельство, что линия D_α находится в крыле линии H_α , может привести к блендированию и некоторому усилению линейного поглощения линии H_α в районе D_α (коэффициенты поглощения для H_α и D_α складываются). В области линии D_α остаточная интенсивность в линии H_α , $r_v = 0.82$, и для грубой оценки можно применить рассуждения, справедливые для оптически тонкого слоя, когда глубина линии $R_v \approx \tau_v$, где τ_v — оптическая толщина. Так как атомы дейтерия ничем не отличаются от атомов водорода, кроме массы, то для отношения глубины линии H_α в области D_α (на расстоянии $\Delta\lambda$ около $-1.8 \text{ \AA}$) в случае отсутствия D_α к глубине линии H_α , блендированной линией D_α , будем, очевидно, иметь приблизительно

$$\frac{R_v(H_\alpha + D_\alpha)}{R_v(H_\alpha)} \approx 1 + \frac{D}{H} \frac{s_v(D_\alpha)}{s_v(H_\alpha)}, \quad (2,1)$$

где $\frac{D}{H}$ — отношение содержания дейтерия к содержанию водорода, s_v — атомный коэффициент поглощения. Отношение

$$\frac{s_v(D_\alpha)}{s_v(H_\alpha)} = \sqrt{2} \frac{\varphi(v')}{\varphi(v)}, \quad (2,2)$$

где $v' = \frac{\Delta\lambda'}{\Delta\lambda_D(D_\alpha)}$, $\Delta\lambda'$ — расстояние от центра D_α , а $\Delta\lambda_D(D_\alpha) = \frac{\Delta\lambda_D(H_\alpha)}{\sqrt{2}} = 0.150 \text{ \AA}$; $v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D(H_\alpha)}$, $\Delta\lambda$ — расстояние от центра H_α , ($\Delta\lambda_D(H_\alpha) = 0.212 \text{ \AA}$), а

$$\frac{s_v}{s_0} = \varphi(v) = e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} (1 - 2vF(v)), \quad a = \frac{\gamma}{\Delta\omega_D}; \quad (2,3)$$

* Автор обязан И. С. Шкловскому за критические замечания по вопросу о природе наблюдаемой в [11] депрессии (см. [26]).

величина a для линии D_α в $\sqrt{2}$ раз больше этого значения для H_α . Нетрудно подсчитать величины $\varphi(v)$ и $\varphi(v')$ для центра линии D_α ($\Delta\lambda = 1.79$, $v' = 0$) при помощи таблицы функций $1 - 2vF(v)$ (см. [12]). Считая, что крылья линии H_α определяются столкновениями [13], получим $\varphi(v) = 1.652 \cdot 10^{-3}$ и $\varphi(v') = 0.8115$, откуда отношение (2, 2) будет равно ~ 690 ; следовательно, для отношения (2, 1) получим $1 + 690 \frac{D}{H}$, откуда при глубине депрессии $\sim 3\%$ получим для $\frac{D}{H}$ не более $5 \cdot 10^{-5}$. Ширина депрессии определится приближенно (пренебрегая изменением $\varphi(v)$ на участке линии D_α) величиной $\Delta v'$, соответствующей уменьшению $\varphi(v')$ в два раза по сравнению с $\varphi(0)$. Это $\Delta v'$ во всяком случае меньше единицы. Даже взяв $\Delta v' = 1$, получим $\Delta\lambda' = \frac{0.212}{\sqrt{2}} = 0.15 \text{ \AA}$, так что линия D_α должна бы быть весьма узкой с полной полушириной не более $0.3 \text{ \AA}$. Эти рассуждения, однако, соответствуют случаю оптически тонкого слоя и не учитывают различия глубины образования разных частей контура H_α , изменения коэффициентов поглощения с глубиной и модели солнечной атмосферы.

Вычисление блендированного линией D_α контура H_α с учетом этих обстоятельств выполнил недавно де Ягер [10]. Его вычисления дают ширину депрессии около $0.6 \text{ \AA}$ при центральной глубине около 1% , что соответствует содержанию $\frac{D}{H} = 1.4 \cdot 10^{-4}$, и ширину $\sim 0.5 \text{ \AA}$ при центральной глубине 0.5% ($\frac{D}{H} \approx 7 \cdot 10^{-5}$). Эти расчеты будут исполь-

Таблица 1

λ	$\Delta\lambda$	Элемент	Интенсивность	
			диск	пятно
6557.865	0.297	<i>Atm</i>	—3	—
58.162	0.438	<i>wv</i>	—1 <i>N</i>	—
58.600	0.363	<i>Atm</i>	—3 <i>N</i>	—
58.963	0.625	<i>Atm</i>	—3	—
59.588	0.233	<i>Ti+</i>	0	—1
59.821	0.262	<i>i</i>	—3	—
60.083	0.183	?	—3	—
60.266	0.304	?	—3	—
60.570	0.535	<i>wv</i>	1 <i>Nd?</i>	0
61.105	1.711	<i>wv</i>	—2	—
62.816	—	<i>H_\alpha</i>	40	20

зованы нами для сравнения с наблюдениями в дальнейшем. Сейчас следует только заметить, что, согласно этим вычислениям, контур депрессии, вызванной линией D_α , несколько асимметричен: депрессия простирается в синюю часть дальше, чем в красную. То, что эффект

блендирования вызывает такую асимметрию, видно из формулы (2, 2): функция $\varphi(v')$ дает симметричное распределение около $\lambda(D_\alpha)$, ($v'=0$), а функция $\varphi(v)$ падает непрерывно в фиолетовую сторону на всем участке спектра, где может возникать линия D_α . Поэтому депрессия в линии H_α , вызванная D_α , должна быть большей с фиолетовой стороны от центра D_α , чем с красной. Учет изменения $\varphi(v)$ и вызывает в основном уширение депрессии по сравнению с обычным расчетом (эффект, аналогичный падению уровня непрерывного спектра в области линии). Для слабой линии D_α при измерениях ее положения это может привести к некоторому фиктивному сдвигу линии в фиолетовую сторону — эффекту, о котором речь будет идти ниже.

Таким образом, обнаруженная нами в [11] депрессия если и связана с D_α , то только частично. Вблизи возможной линии D_α , по соседству с ней имеются линии (согласно атласу Роуланда), приведенные в табл. 1.

Мы видим, что расстояния между последовательными линиями почти всюду не превосходят $0.5 \text{ \AA}$. Изотопическая структура линии H_α показывает смещение D_α относительно H_α , равное 4.14 см^{-1} , или $1.79 \text{ \AA}$ [14], так что

$$\lambda(D_\alpha) = 6561.026 \text{ \AA},$$

и линия D_α (если присутствует) должна находиться между линиями $\lambda 6560.570$ и $\lambda 6561.105$ водяных паров (очень близко к последней). Так как полуширина линии D_α из-за блендирования ее линией H_α все же может быть значительной ($0.5 \text{ \AA}$), она не будет выявляться как отдельная линия между двумя указанными линиями, расстояние между которыми составляет $0.535 \text{ \AA}$, а будет блендой и сможет быть выявлена по депрессии между линиями водяных паров даже для инструмента очень высокой разрешающей силы. Для инструмента с низкой разрешающей силой будет зарегистрирована общая депрессия, вызванная всеми тремя линиями и возможно соседними, с синей стороны, линиями с интенсивностью -3 ($\lambda\lambda 6560.266, 6560.083, 6559.821$), т. е. депрессия протяженностью более $1 \text{ \AA}$.

Для выяснения природы обнаруженной в [11] депрессии мы повторили на прежней установке летом 1954 г. записи контура и рассмотрели результаты, которые дают отдельные записи. Дело в том, что глобальное представление всех измерений в [11] могло привести к искажениям: при осреднении отдельных результатов могло возникнуть (из-за неточностей отдельных записей) ошибочное представление, связанное со способом деления на группы. На фиг. 1 приведены результаты обработки отдельных серий записей линии H_α : по ординате отложены разности остаточных интенсивностей красного и синего крыльев H_α в смысле красное минус синее (в процентах непрерывного спектра), а по абсциссе — расстояние от центра H_α в ангстремах. Каждая серия, полученная в течение одного дня, содержит до пяти отдельных записей. В отличие от записей 1953 г., обработанных в [11], эти записи

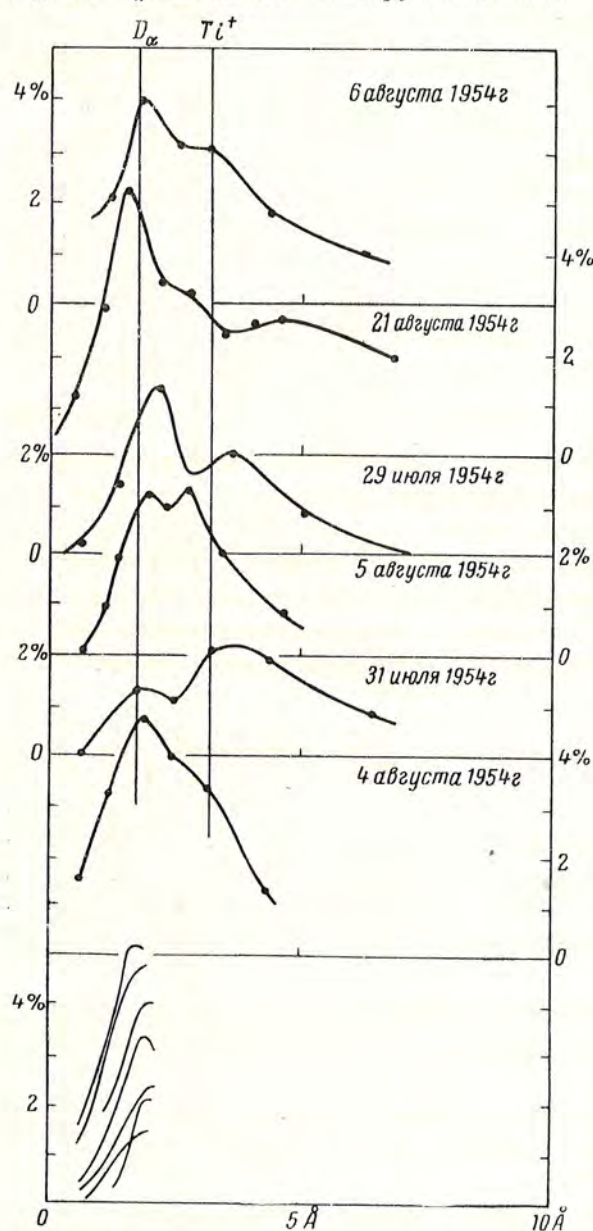
мы делали с минимально возможной скоростью (около $1/15\text{Hz}$) развертки, чтобы избежать искажений, связанных с наличием постоянной времени записывающего осциллографа.

Почти везде на фиг. 1 видно наличие двух горбов у депрессии: один располагается в районе линии D_α и линий водяных паров $\lambda\lambda$ 6560.570, 6561.105, а другой почти несомненно связан с линией Ti^+ λ 6559.588. Величина первого горба меняется от случая к случаю, что связано, вероятно, с различной силой линий водяных паров, которая зависит от высоты Солнца и, конечно, от содержания в атмосфере водяных паров. Кроме того, оба горба блендируются, что связано с невысокой разрешающей силой произведенных в 1953—1954 гг. записей. Исследование реальной разрешающей силы фотоэлектрических записей сделано Э. Е. Дубовым (см. его статью в этом томе). Разрешающая сила записи определяется постоянной времени входа усилителя осциллографа, неравномерностью скорости качания зеркала, конечной шириной щели электрофотометра и, конечно, разрешающей силой самого спектрографа. Решетка спектрографа, примененного при этих записях, имела размер 110 мм и число штрихов 600/мм. Запись велась в первом порядке, поэтому теоретическая разрешающая сила была 66000 или $\sim 0.1 \text{ \AA}$. Инструментальный контур спектрографа был близок к этому значению ($0.16 \text{ \AA}$). Для уверенного выявления линии D_α (λ 6561.026) возле атмосферной линии λ 6561.105 нужно было бы иметь разрешающую силу записи не менее $0.08 \text{ \AA}$. Поэтому даже при бесконечно высокой разрешающей силе электрофотометрического устройства линия D_α из-за ее ширины ($\sim 0.5 \text{ \AA}$) должна сильно блендироваться с линией λ 6561.105.

Входная щель спектрографа при наших записях 1954 г. была принята равной 3—4 нормальным с целью увеличения яркости спектра и уменьшения тем самым шумов ФЭУ, а щель фотометра — около $0.36 \text{ \AA}$, т. е. в два с лишним раза больше инструментального контура. Рабочая спектральная разрешающая сила была в среднем около $0.25 \text{ \AA}$, что примерно в полтора раза меньше ширины щели фотометра. Регистрируемый электрофотометром контур бесконечно узкой линии из-за сглаживающего действия по щели (в $0.36 \text{ \AA}$) был (расчет дан в [15]) приблизительно в полтора раза шире фактического контура ($0.25 \text{ \AA}$), т. е. был равен приблизительно $0.4 \text{ \AA}$. Поэтому линия D_α при наших записях могла блендироваться и со второй сильной линией водяных паров λ 6560.570.

Далее, эффект асимметрии линии H_α может быть вызван искажением формы контура из-за наличия цепи RC — постоянной времени на входе усилителя. Это искажение тем больше, чем круче контур; оно определяется отношением времени прохождения по щели фотометра участка ширины инструментального контура (кружка рассеяния) к постоянной времени. Чем медленнее этот участок проходит (при данном RC) через щель, тем меньше это искажение. В случае наших записей отношение этих времен определяется так. Ширина всего регистрируемого участка

спектра $\sim 80 \text{ \AA}$, а время регистрации 15 сек., поэтому время прохождения фактического инструментального контура ($0.25 \text{ \AA}$) по щели

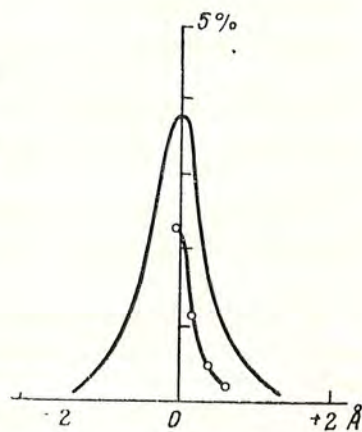


Фиг. 1. Депрессия в синем крыле H_α по отдельным записям 1954 г.

при принятой системе синхронизации развертки не могли исказить записей.

Подводя итоги, можно сказать, что принятый в 1953—1954 гг. метод регистрации спектра давал разрешающую силу около $0.4 \text{ \AA}$, что неизбежно вызывало блендирование отдельных линий и приводило

$t \approx \frac{1}{20}$ сек. Принятое $\tau = RC$ было приблизительно равно 10^{-3} сек., следовательно, $\frac{t}{\tau} \approx 50$. Участки спектра, содержащие линии, шириной более $0.4 \text{ \AA}$, а тем более линия H_α , были записаны без искажения (расчет см. в [15]), что было подтверждено сравнением записей, сделанных в прямом и обратном направлениях развертки. Следовательно, искажения могли возникнуть в основном из-за сглаживающего действия щели фотометра и расширения входной щели спектрографа. Неравномерности движения спектра



Фиг. 2. Средний контур депрессии и теоретический контур (кружки).

к появлению депрессии, связанной с блендированием трех линий: $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 водяных паров и отчасти линии $\text{Ti}^+ \lambda$ 6559.588. Представленная на фиг. 1 депрессия, конечно, не может быть целиком связана с D_α . Однако участок от центра H_α до D_α (в красную сторону от D_α) содержит только одну слабую линию водяных паров λ 6561.105, т. е. сравнительно не блендирован. Мы видим, что все записи (см. нижнюю часть фиг. 1) показывают депрессию на этом участке и характерный ее рост к λ (D_α), который едва ли можно целиком приписать действию линии водяных паров, удаленной на $\sim 1.7 \text{ \AA}$ от центра H_α . На фиг. 2 представлен средний контур этой депрессии, исправленный за инструментальный контур и построенный путем осреднения для отдельных серий только левого (в участке от центра H_α до D_α) крыла депрессии. Там же (кружки) представлено красное крыло депрессии D_α , вычисленное де Ягером [6] для содержания $\frac{D}{H} \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Мы видим, что наблюдаемая депрессия все же значительно больше возможной депрессии, связанной с наличием дейтерия. Большее содержание дейтерия вообще допустить трудно, так как в противном случае мы легко наблюдали бы его в хромосфере. Вопрос о возможности наблюдения линий дейтерия в хромосфере будет рассмотрен ниже. Поэтому для решения вопроса о линиях дейтерия в спектре Солнца оказались необходимыми записи с значительно большей разрешающей силой.

§ 3. Новые измерения при высокой разрешающей силе

Эти измерения были выполнены в 1955 г. на спектрографе нового башенного солнечного телескопа БСТ (описание его см. в [16]). Принципиальная схема фотоэлектрической записи осталась той же, что и в [11], но применительно к новому спектрографу был внесен ряд изменений и улучшений, направленных на повышение точности записей, а именно:

1) введено новое большое качающееся зеркало, размеры которого исключают возможность виньетирования краев регистрируемого участка спектра;

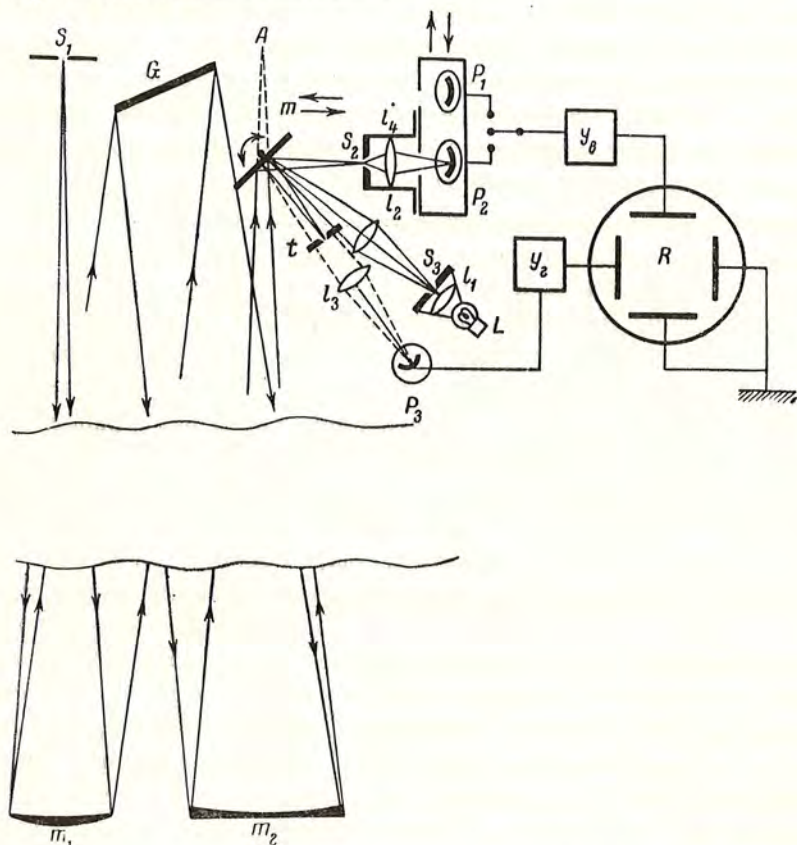
2) сменой эксцентриков, колеблющих коромысло этого зеркала, введена возможность записи участков спектра разной длины (в 8 и $60 \text{ \AA}$);

3) установкой специально спроектированного редуктора стала возможной запись в большом диапазоне скоростей (от 4 до $1/500 \text{ Hz}$) в зависимости от программы записей. Слабые линии следует записывать с малой скоростью, сильные — с большей; в каждом случае скорость, не вызывающую искажений записи, при данном RC , можно подбирать или при помощи расчета, или сравнением записей, сделанных в прямом и обратном направлениях;

4) введена возможность выбора и быстрой замены RC на входе в усилитель осциллографа, что позволило доводить искажающее влия-

ние шумов ФЭУ на запись до желаемой величины (скажем, 0.5% и меньше), а также менять чувствительность записи.

5) применены два ФЭУ, легко заменяемые один на другой: сурьмяно-цезиевый (для видимой части) и висмута-цезиевый (для красной части); применялись ФЭУ ВЭИ с пониженным отношением шума к сигналу и небольшим темновым током;



Фиг. 3. Схема установки для фотоэлектрической регистрации спектра Солнца на БСТ.

6) применена, наконец, улучшенная схема развертки спектра на экране катодного осциллографа.

На фиг. 3 показана оптическая схема новой установки*. На входной щели S_1 спектрографа БСТ строится изображение Солнца диаметром 220 или 350 мм. Луч от коллиматорного зеркала m_1 (диаметром 230 мм) падает на решетку G , площадью 150×140 мм², 600 дел/мм, обладающей наибольшей концентрацией света во втором порядке (заменена в самое последнее время на решетку большей разрешающей силы; см. ниже). Спектр от решетки G падает на камерное зеркало m_2

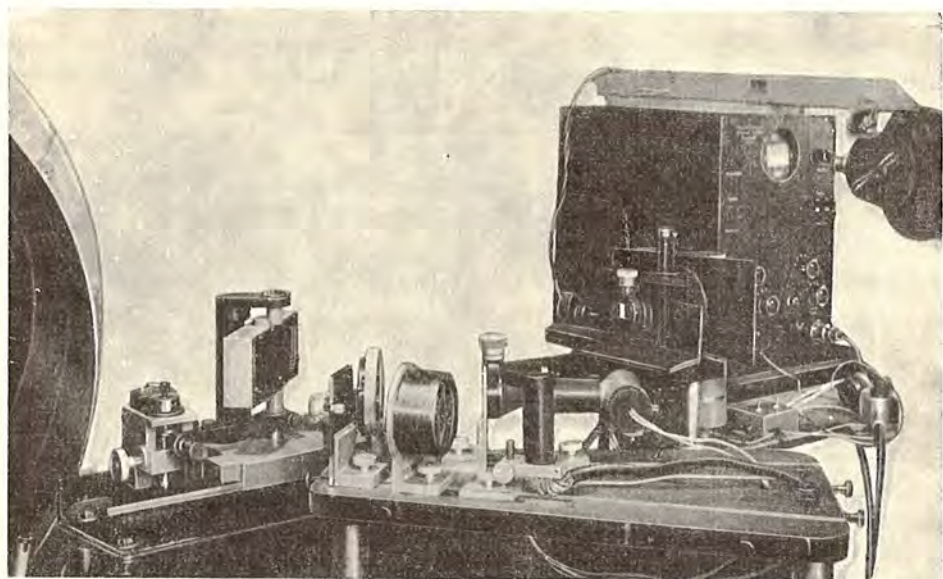
* Первоначальная разработка электрофотометрической установки выполнена в 1951 г. В. В. Никоновым и автором [17].

диаметром 300 мм), строящее его изображение, длиной 180 мм, в обычных условиях в адаптере А. Введением в пучок m_2A диагонального зеркала m (длиной 180 и высотой 60 мм) изображение спектра можно построить в плоскости щели S_2 электрофотометра (зеркало m передвигается взад и вперед в направлении mS_2 по направляющим). Линза l_4 фотометра проектирует изображение S_2 на фотокатод фотоумножителя P_2 (вместо одного ФЭУ P_2 можно поставить другой ФЭУ P_1 передвижением коробки, в которой они установлены). Возникающий при колебании зеркала m и перемещении спектра относительно щели S_2 изменяющийся фототок подается через усилитель U_v на вертикальные пластины катодного осциллографа R . Горизонтальная развертка спектра осуществляется также фотоэлектрически — периодическими модуляциями вспомогательного светового пучка следующим образом.

Сильно расходящиеся лучи от лампы L , пройдя линзу l_1 , падают на щель S_3 , создавая на ней равномерное освещение; линза l_2 проектирует на треугольную диафрагму t изображение этой щели посредством отражения пучка от того же зеркала m . Сзади диафрагмы t ставится линза Фабри l_3 , проектирующая на катод ФЭУ P_3 неподвижный при качаниях участок зеркала m (проходящий через ось вращения, лежащую в плоскости зеркала). Таким образом, на ФЭУ P_3 получается неподвижное при колебаниях m световое пятно, яркость которого меняется по пилообразной кривой. Выход ФЭУ P_3 через усилитель U_r подан на горизонтальные пластины осциллографа R . Такая система обеспечивает совершенно безупречную синхронизацию между смещением спектра по щели и горизонтальной его разверткой. Синхронно с колебаниями зеркала m , один раз за каждые полпериода его полного колебания, закрывается шторка у щели спектрографа S_1 , что позволяет в первой половине периода колебания записывать спектр, а во второй — темновую линию (темновой ток ФЭУ). Масштабы записи зависят от усиления на U_v и U_r и, конечно, от величины светового потока и чувствительности, определяемой сопротивлением на входе усилителей. Записи на экране осциллографа фотографируются на 35-миллиметровую стандартную киноплёнку кинокамеры, помещенной перед экраном. Так как экран электронно-лучевой трубки не вполне плоский, возникает слабая дисторсия на краях поля; она учитывалась специально построенной палеткой.

Этот эффект нужно учитывать при построении контуров только широких линий, записываемых на весь экран. Для записей слабых узких линий применялась амплитуда записи 6—8 Å и скорость менее 1/100 Нз при больших постоянных времени (до 0.1 сек.). Использование больших RC для слабых линий полезно, так как позволяет устранить флуктуации фототока, амплитуда которых может быть сравнима с глубиной интересующей нас линии. Для записей широких линий можно брать амплитуду 60 Å и скорости примерно 1/10 Нз при минимальной постоянной времени. На фиг. 4 приведена фотография описанной фотоэлектрической установки БСТ.

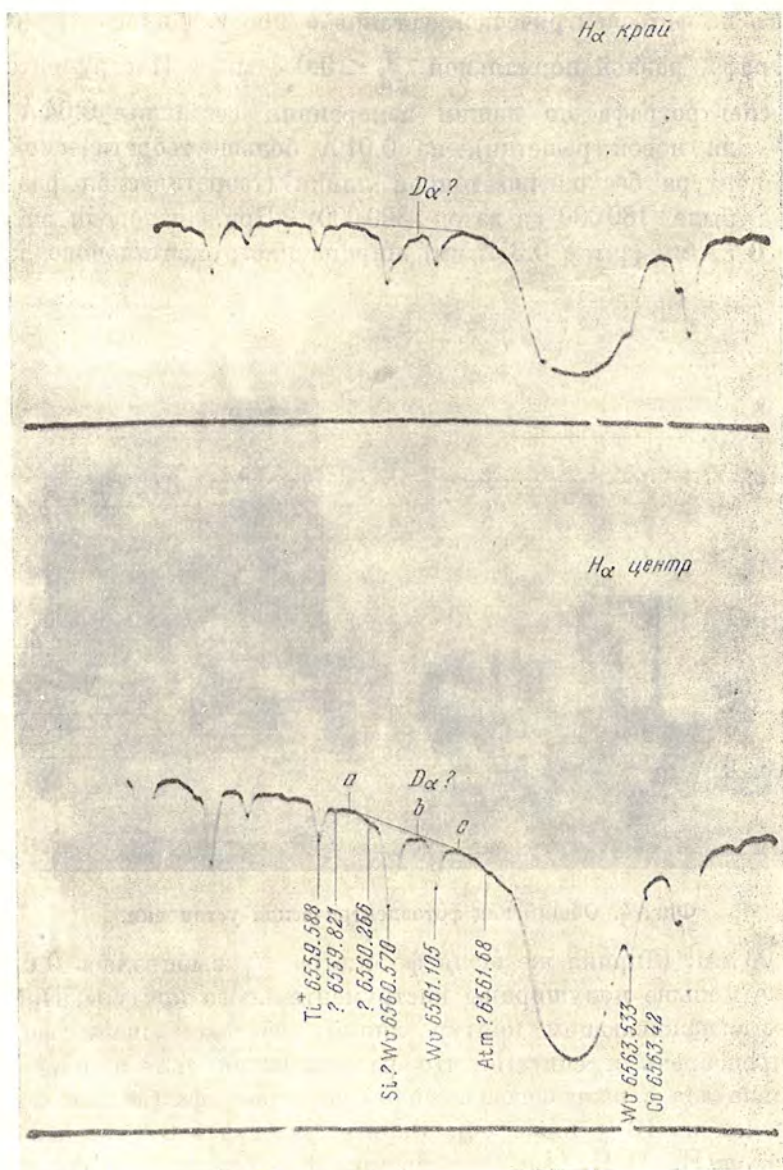
Запись на фотоэлектрической установке производилась при щели S спектрографа, равной нормальной $\lambda \frac{f}{d} = 0.03$ мм. Инструментальный контур спектрографа по нашим измерениям составлял $0.04 \text{ \AA}$ (затем $0.025 \text{ \AA}$ — для новой решетки), на $0.01 \text{ \AA}$ больше теоретической полуширины контура бесконечно тонкой линии (теоретическая разрешающая сила была 180 000, а затем 300 000). При дисперсии во втором порядке $0.7 \text{ \AA/мм}$ (затем $0.3 \text{ \AA/мм}$) ширина инструментального контура



Фиг. 4. Общий вид фотоэлектрической установки.

равна 0.06 мм. Ширина же щели фотометра S_2 выбиралась 0.05 мм — несколько меньше полуширины инструментального контура. При таких условиях сглаживающим контур линий действием щели фотометра можно пренебречь и считать, что разрешающая сила записи практически совпадала с разрешающей силой спектрографа (во всяком случае не более чем на 10% ниже ее). Запись участка в $8 \text{ \AA}$ велась со скоростью около $1/100 \text{ Hz}$, так что время t прохождения участка, шириной в инструментальный контур $0.04 \text{ \AA}$, было 0.5 сек. При минимальной постоянной времени $\tau = 0.01$ сек. отношение $\frac{t}{\tau} \approx 50$, т. е. запись всех слабых линий, шириной более $0.05 \text{ \AA}$, производилась без искажений; флуктуации фототока на записях практически отсутствовали. Это видно также из сопоставления отдельных записей — они совпадают друг с другом с точностью не менее 1% . Для выяснения и исключения возможных неравномерностей колебаний зеркала всегда делались две серии записей в прямом и обратном направлениях. Эти записи, как правило, совпадали с точностью до долей процента.

На фиг. 5 приведен образец отдельной записи интересующего нас синего крыла линии H_α для центра диска и для западного края.



Фиг. 5. Образец фотоэлектрической регистрации синего крыла H_{α} в центре и на краю диска.

Из фиг. 5 видно, что наша запись воспроизводит вполне уверенно все слабые линии атласа Роуланда с интенсивностью не меньше —2 (например, линия λ 6563.533 и др.). Самые слабые линии с интенсивностью —3 записываются отчетливо, хотя и менее уверенно (например, $\lambda\lambda$ 6559.821, 6560.266). Мы не обнаружили ни одной линии в атласе Миннаэрта, которая не была бы записана нашей установкой, напротив, обнаружили ряд линий, отсутствующих в каталоге Роуланда и атласе Миннаэрта (например, λ 6561.68). На краю, например, отчетливо

видно расщепление бленды λ 6560.570, отнесенной с сомнением (*Nd*) в атласе Роуланда к линии водяных паров. Не подлежит сомнению присутствие в этой бленде неотожествленной солнечной линии (см. ниже).

Высокая точность примененного метода позволила поставить задачу: выявить, имеется ли изменение от центра к краю величины интересующей нас депрессии между линиями водяных паров $\lambda\lambda$ 6560.570, 6561.105. Если между этими теллурическими линиями имеется слабая и достаточной ширины линия (точнее — крыло линии) солнечного происхождения, то величина депрессии, с нею связанной, должна изменяться от центра к краю, тогда как вид и эквивалентная ширина теллурических линий должны оставаться постоянными. Но для линий $\lambda\lambda$ 6560.570, 6561.105 вид и ширина строго постоянными могут и не быть, так как возможная линия D_α блендируется с этими линиями водяных паров. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Линия λ 6560.570 представляет собой очень тесную бленду линии водяного пара и солнечной линии неизвестного происхождения, ее эквивалентная ширина будет заметно меняться от центра к краю. С другой стороны, линия D_α (λ 6561.026), как видно из табл. 1, находится очень близко к линии водяного пара λ 6561.105.

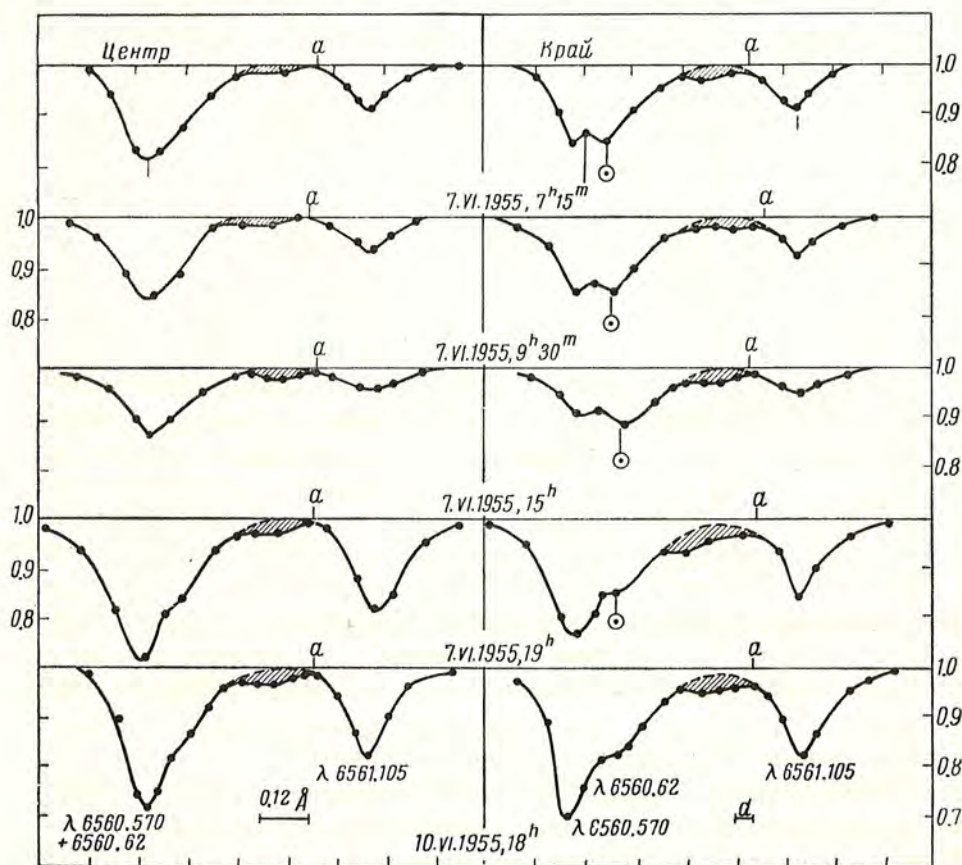
Однако эта длина волны D_α получена вычитанием из длины волны H_α , λ 6562.816, изотопического смещения $\Delta\lambda = 1.79 \text{ \AA}$ без учета составляющих тонкой структуры линии H_α . В искре линия H_α является, как известно, тесным дублетом [18], длины волн которого суть $\lambda\lambda$ 6562.849 и 6562.725 (соответствующие интенсивности 2000 и 1000). Таким образом, расстояние между компонентами такой структуры $0.124 \text{ \AA}$ в три раза больше той структуры, которая находится на пределе разрешения нашего спектрографа. Если для линии H_α , ввиду ее огромной ширины, тонкая структура не влияет на вид контура (слегка его расширяя и делая, может быть, асимметричным), то ширина слабой линии D_α всего в несколько раз больше ее дублетного расщепления. Это обстоятельство обычно не рассматривается в астрофизике и почему-то упускалось из виду при рассмотрении вопроса о дейтерии на Солнце. Таким образом, линия D_α должна быть очень тесной блендой двух линий $\lambda\lambda$ 6560.964, 6561.088. Второй компонент действительно блендируется почти полностью линией водяных паров λ 6561.105 (находится на расстоянии $0.02 \text{ \AA}$ в синюю сторону от ее центра); первая же находится ближе к середине промежутка между рассматриваемыми линиями водяных паров. Поэтому если имеется депрессия между рассматриваемыми линиями водяных паров, связанная с D_α , то в нее основной вклад вносит составляющая λ 6560.964 $\text{\AA}$, тогда как составляющая λ 6561.088 почти полностью блендирована линией λ 6561.105. Это обстоятельство может привести к тому, что линия λ 6561.105 также может слегка менять свою эквивалентную ширину при переходе от центра к краю. Однако этот эффект будет сильно зависеть от интенсивности этой линии, т. е. от содержания водяных паров в атмосфере и от высоты Солнца.

В 1955 г. сделано 90 записей в центре и на краях Солнца. Записи края и центра при различных высотах Солнца велись практически одновременно по схеме край — центр и т. д. или восточный край — центр — западный край и т. д. Они были разбиты в группы (в среднем по пять записей) с приблизительно одинаковой высотой Солнца; после перевода в остаточные интенсивности выводился средний контур для каждой группы (для центра и края). Наиболее деликатный вопрос здесь — это проведение «непрерывного фона», т. е. крыла линии H_{α} в интересующей нас области. Контур интересующей нас области, содержащей линии λ 6561.105, 6560.570, строился в единицах переменной остаточной интенсивности крыла линии H_{α} . Но так как участок, занятый этой областью, невелик, это проведение делается довольно уверенно (см. фиг. 5). При проведении крыла H_{α} в интересующей нас области мы базировались на точки a , b и c . Поскольку крыло H_{α} между точками a и c не прямая линия, точка b оказывается всегда ниже крыла H_{α} , т. е. имеется депрессия между λ 6561.105 и λ 6560.570, особенно на краю диска. Она обнаруживается даже в большинстве тех случаев, когда места a и c соединены прямой, что неправильно. Вместо такой прямой мы старались проводить плавную кривую так близко к этой прямой, насколько это позволял ход крыла слева от a и справа от c . Часть таких проводений сделана для контроля в две руки.

Результаты обработки двух из наиболее надежных записей при разрешающей силе 180 000 (сделанных 7 и 10 июня и 11 октября 1955 г.) приведены на фиг. 6 и 7. Эти результаты характерны тем, что они получены для различного содержания водяных паров: большого (7 июня, 19^h и 10 июня, 18^h), умеренного (записи 7 июня, $7^h15^m-15^h$) и очень малого (11 октября, 11^h30^m). На фиг. 6 и 7 полоской d обозначена разрешающая сила записи. Из записей на фиг. 6 с большим и умеренным содержанием водяных паров следует, что на краю (западном) линия λ 6560.570 почти разделяется на две линии, причем синий компонент ее довольно заметно меняет свою интенсивность, тогда как красный не изменяется и имеет остаточную интенсивность около 0.85 (в единицах соответствующего r_{λ} крыла H_{α}). В центре оба компонента как бы сливаются. Сдвиг солнечной линии на краю у экватора из-за вращения Солнца составляет $0.044 \text{ \AA}$. Если учесть, что для западного края солнечная линия сдвинута в красную сторону и что красный компонент λ 6560.570 почти не меняет своей интенсивности, то мы приходим к выводу, что этот компонент является солнечной линией, а синий есть линия водяного пара. То, что этот компонент есть солнечная линия, подтверждается также его усилением в пятне. Разрешающая сила записи не позволяет точно определить сдвиг этого компонента; приблизительно он составляет около $0.11 \text{ \AA}$. Фактически он может быть меньше из-за увеличения эквивалентной ширины этой солнечной линии к краю. Таким образом, редуцированный к центру сдвиг солнечной линии относительно линии водяного пара будет примерно $+0.055 \text{ \AA}$. Так как длина волны λ 6560.570 отнесена к центру

бленды, то вероятная длина волны солнечной линии неизвестного происхождения составляет: $\lambda = 6560.62 \pm 0.02 \text{ \AA}$.

Ближайшая к этой (по длине волны) линия, которая могла бы быть обнаружена с трудом (из-за низкого потенциала ионизации) это



Фиг. 6. Средние контуры участка $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 в центре и на краю.

линия SiI с лабораторной длиной волны λ 6560.68, а в спектре Солнца ее длина волны была бы на 0.03—0.05 $\text{\AA}$ больше. Расхождение $\sim 0.10 \text{ \AA}$ трудно отнести за счет ошибок, и эта солнечная линия остается пока что неотожествленной*. Результаты наблюдений 11 октября (фиг. 7)

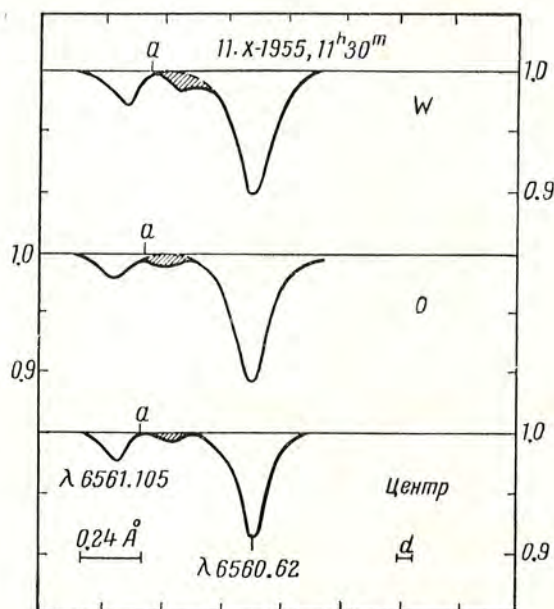
* Помимо линий SiI λ 6560.68 в спектре Солнца должны бы существовать еще две, принадлежащие тому же мультиплету — λ 6555.20 и λ 6527.49 (см. таблицы Мур [20]). В районе первой длины волны имеется неотожествленная линия λ 6555.54 (довольно сильная) и сравнительно широкая, но слабая линия — λ 6555.15 (отсутствующая в каталоге Роуланда). В области второй линии имеется сильная неотожествленная линия λ 6527.223 и в ее крыле находится еще широкая слабая линия λ 6527.606. В обоих случаях линии SiI $\lambda\lambda$ 6555.20; 6527.49 сильно блендированы и их присутствие можно было бы заподозрить. Хотя весь этот вопрос о наличии столь слабого мультиплета Si (лабораторная интенсивность $2n$, потенциал возбуждения 1.9V) подлежит более подробному изучению, но странно, что более сильные линии SiI с подобным же потенциалом возбуждения не отождествлены в спектре Солнца.

не показывают расщепления λ 6560.570 на краю, что, казалось бы, противоречит сказанному. Однако запись 11 октября была сделана специально в день, когда дул сильный, горячий восточный ветер,

делающий воздух очень сухим. При записях 11 октября прозрачность оставалась удивительно устойчивой. Это видно хотя бы из того, что интенсивность соседней линии водяного пара λ 6561.105 очень мала (ее контраст около 3%, т. е. в четыре раза меньше, чем для записей 7 и 10 июня). Поэтому запись 11 октября показывает бленду, состоящую главным образом из солнечной линии. Это следует также из заметного увеличения эквивалентной ширины этой бленды от центра к краю.

Рассмотрим теперь основной вопрос о депрессии между линиями

водяных паров. Результаты, представленные на фиг. 6 и 7, показывают, что между линиями λ 6561.105 и λ 6560.570 имеется заметно выраженная депрессия, величина которой возрастает от центра к краю Солнца. В табл. 2 приведены результаты измерения эквивалентной ширины этой депрессии.



Фиг. 7. Средние контуры участка $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 в центре и на краях по записям 11 октября 1955 г., 11^h30^m.

Таблица 2

Дата	S_D (mÅ)		S_D (край)	S_W (mÅ)		S_W (край)	
	центр	край	S_D (центр)	центр	край	S_W (центр)	
7.VI.1955,	7^h15^m	1.2 (3)	2.0 (9)	1.66	8.1	8.1	1.00
	9^h30^m	1.6 (3)	2.1 (4)	1.31	5.7	6.3	1.10
	15^h	1.4 (4)	2.1 (5)	1.50	4.6	5.4	1.18
	19^h	1.8 (5)	3.8 (5)	2.10	18.9	17.6	0.93
10.VI	18^h	2.0 (3)	3.7	1.85	17.6	20.0	1.17
11.X	11^h30^m	0.5 (5)	W 1.8 (5)	3.6	1.7	W 2.7	1.58
			O 1.4 (5)	2.8	—	O 2.1	1.23
9.XI	12^h	0.76 (3)	1.3 (4)	1.65	3.6	4.5	1.28
Среднее		1.30 (26)	2.16 (39)	1.66	—	—	1.18

В первом столбце приведена дата, во втором — эквивалентная ширина S_D изучаемой депрессии (в $m\text{\AA}=10^{-3}\text{\AA}$) в центре и на краю Солнца, причем остаточная интенсивность крыла H_α в районе депрессии была принята равной 0.82; в третьем — отношение S_D на краю и в центре; в четвертом и пятом — аналогичные данные для линии водяных паров λ 6561.105. Запись 9 ноября 1955 г. сделана в третьем порядке с другой решеткой (см. ниже).

Прежде всего необходимо оценить точность определения контура изучаемой депрессии. Для записи 11 октября, где интересующая нас величина депрессии оказалась самой маленькой, мы получили следующие значения среднего уклонения от среднего контура депрессии a и среднюю квадратичную ошибку отдельного измерения контура депрессии ϵ (в процентах от интенсивности крыла H_α в этом участке; табл. 3).

Таблица 3

Контур	a	ϵ	R_D
Центра	0.2	0.26	1
Края O	0.56	0.76	3.2
Края W	0.34	0.46	2.5

В четвертом столбце приведена центральная глубина R_D депрессии (в тех же единицах). Отношения R_D/ϵ показывают, что контур депрессии определяется в среднем с ошибкой, не превосходящей $\pm 25\%$. Эта ошибка, характеризующая расхожимость отдельных записей, примерно такая же, как для наших первых измерений [11]. Что касается точности определения эквивалентной ширины S_D , то здесь ошибка может быть связана с некоторой неуверенностью проведения невозмущенного неблендированного изучаемой депрессией контура между линиями λ 6561.105, 6560.570 на краю диска (пунктир на фиг. 6 и 7). Дело в том, что неизвестная линия λ 6560.62 — диффузная, на краю она расширяется и ее крыло может простираться (особенно на западном) до интересующего нас участка. Однако если даже пытаться проводить синее крыло линии λ 6560.570, допуская неестественный излом его вблизи изучаемой депрессии, так, чтобы занизить пунктирную линию, то это приведет к понижению S_D на краю не более чем на 30% и изменит значения S_2 (край)/ S_D (центр) не более чем до 1.4. Таким образом, факт увеличения депрессии между линиями λ 6561.105 и 6560.570 приблизительно в полтора раза при переходе от центра к краю нельзя связать с расширением неизвестной солнечной линии λ 6560.62 у края.

В то же время нами замечено не только по фотоэлектрическим записям, но и на спектрограммах, что при малых высотах Солнца (около 5°), в районе изучаемой депрессии едва заметна очень слабая и узкая теллурическая линия при λ 6560.8, которая, однако, совер-

шенно незаметна при больших высотах. Возможно ли, что изучаемая депрессия есть бленда этой линии (хотя и незаметной непосредственно) и красного крыла линии λ 6560.62 — деликатный вопрос нашего исследования. Очевидно, что такая бленда также может показать эффект центр—край.

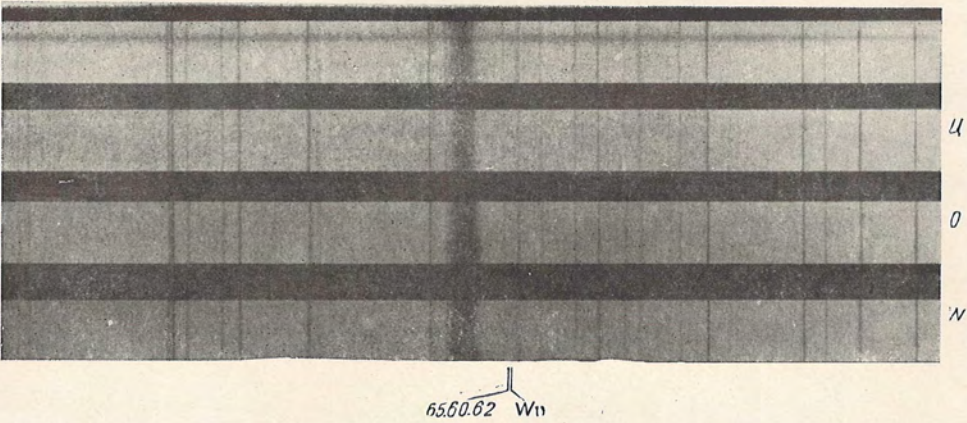
Для выяснения этого мы сфотографировали спектр области H_{α} в четвертом порядке для центра, восточного и западного краев Солнца одновременно при помощи новой решетки спектрографа БСТ, при дисперсии $5 \text{ мм} = 1 \text{ \AA}$ (фиг. 8). Мы видим, что на западном краю линия λ 6560.62 отчетливо сдвинута в красную сторону от теллурической линии благодаря вращению и может блендировать интересующий нас участок*. Но на восточном краю она целиком накладывается на линию водяного пара λ 6560.570 и освобождает интересующий нас участок от блендирования даже в большей степени, чем для центра Солнца. Поэтому увеличение интересующей нас депрессии от центра к краю (в частности, к восточному) не может быть связано с блендой красного крыла линии λ 6560.62, из-за ее сдвига, и теллурической линии λ 6560.8 (?), появляющейся при малых высотах Солнца.

Если бы рассматриваемая депрессия была целиком теллурической линией, то было бы непонятным появление лишь на краю Солнца депрессии в месте *a* (фиг. 6 и 7), где перекрывается синее крыло λ 6561.105 и возможное красное крыло этой «теллурической» линии. Очевидно, приписать появление у края диска (особенно — восточного) депрессии в месте *a* действию красного крыла расширенной у края линии λ 6560.62 нельзя: для этого при глубине около 10% ($r_{\infty} = 0.90$) красное крыло этой линии должно было бы простираться на $0.4 \text{ \AA}$ от центра. Столь далекое крыло у такой слабой линии не может существовать**. Это видно также из того, что если даже взять для западного края синее крыло бленды линий $\lambda\lambda$ 6560.62, 6560.570 и достроить ему подобное в красную сторону, то даже это крыло не достигает точки *a* (кроме, правда, случаев малой высоты Солнца, когда линия водяных паров в этом крыле крайне интенсивна).

Поэтому изучаемую депрессию и ее увеличение от центра к краю невозможно связать с перекрытием красного крыла линии λ 6560.62 с теллурической линией λ 6560.8 (?), появляющейся на пределе обнаружения только при малой высоте Солнца. С другой стороны, если мы будем считать изучаемую депрессию связанной с D_{α} (в основном с компонентом λ 6560.964), то станут понятными следующие факты: 1) увеличение эквивалентной ширины депрессии от центра к краю, как и для всякой слабой линии в спектре Солнца; 2) возникновение только на краю очень слабой депрессии в месте *a*; 3) некоторое небольшое, особенно хорошо выраженное при минимальной интенсивности линий

* Измерения этой спектрограммы также дают для неизвестной линии λ 6560.62.

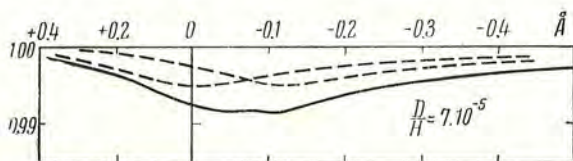
** Это, конечно, справедливо, если только линия λ 6560.62 не является компонентом какой-либо молекулярной полосы на Солнце.



Фиг. 8. Фотография области H_{α} солнечного спектра в центре и на краях.
 На западном краю линия λ 6560.570 разделяется на две.

водяных паров увеличение к краю эквивалентной ширины линии λ 6561.105, блендирующей со вторым компонентом D_α λ 6560.088 (см. фиг. 7 и столбцы 5—7 табл. 2 для записей 11 октября 1955 г. и 7 июня, 15^h).

Последний эффект должен быть слаб, так как эквивалентная ширина депрессии в центре Солнца составляет в этих хороших условиях не более четверти эквивалентной ширины λ 6561.105 (табл. 2, ср. S_D и S_W для центра в этих записях) и ее изменение к краю в 1.65 раза может вызвать увеличение эквивалентной ширины λ 6561.105 не более чем в 1.16 раза, что и показывают данные наблюдений (среднее в табл. 2 S_W (край)/ S_W (центр) = 1.15).



Фиг. 9. Теоретические контуры депрессии от отдельных компонентов D_α (пунктир) и результирующей депрессии (сплошная линия).

Но если наблюдаемая депрессия связана с D_α , то непонятен некоторый сдвиг центра этой депрессии в синюю сторону по сравнению с положением, вычисленным по изотопическому смещению. Действительно, среднее положение максимальной депрессии λ 6560.89 определяется хотя и неуверенно, но с ошибкой не более 0.04 Å, т. е. в два раза меньшей, чем сдвиг, равный приблизительно в 0.07 Å в синюю сторону относительно даже синего компонента D_α с λ 6560.964.

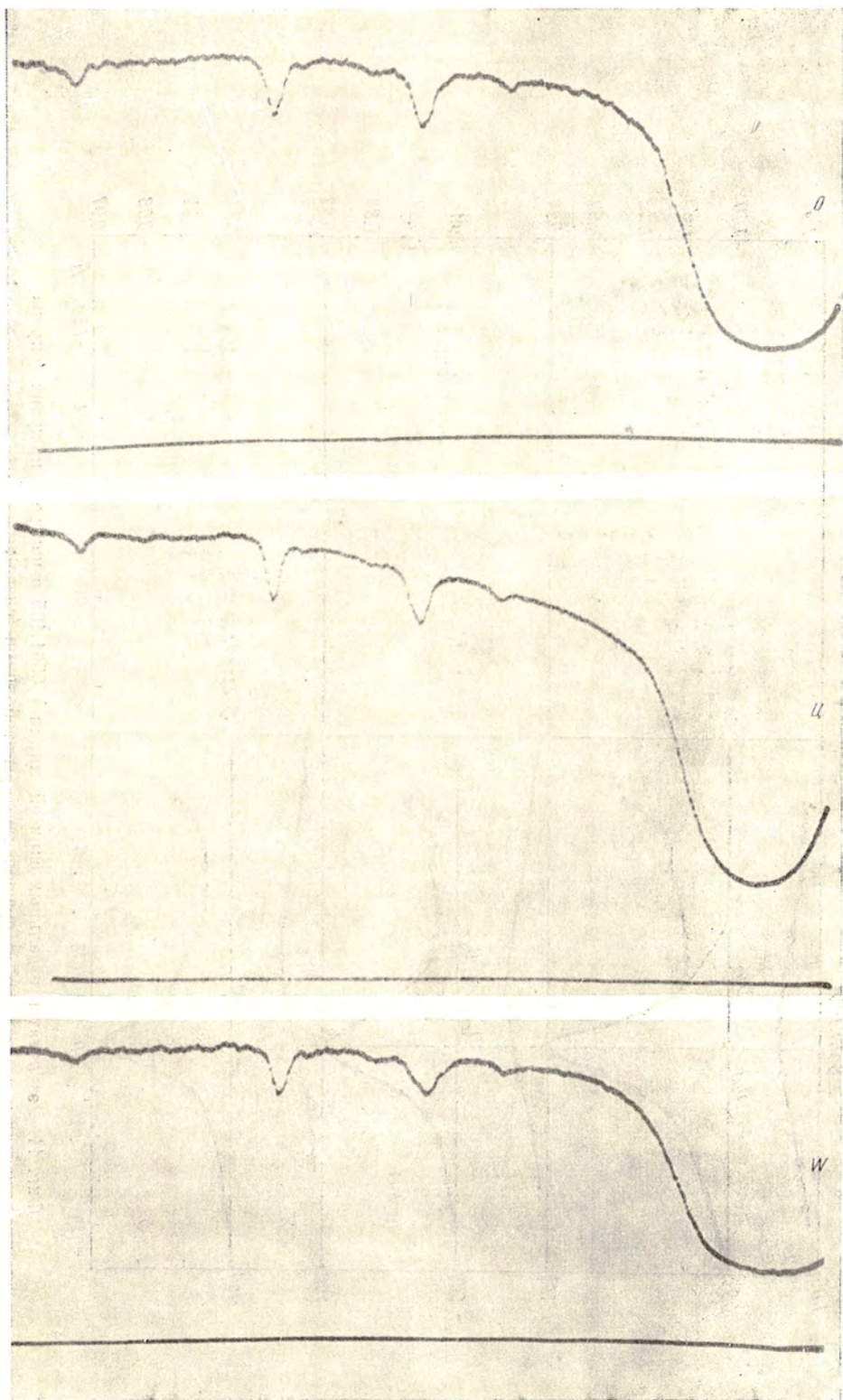
Мы уже указывали в § 1, что депрессия, вызванная в крыле H_α наличием D_α , будет асимметричной: она простирается в синюю сторону дальше, чем в красную. Дублетная структура усилит этот эффект асимметрии и приведет к сдвигу максимума депрессии. Величину этого сдвига можно оценить, как и в § 1, считая линию D_α возникающей в оптически тонком слое и сложив коэффициенты поглощения для обоих компонентов дублета, т. е. сложив депрессии, производимые обоими компонентами D_α в крыле H_α . Эти депрессии вычислены де Ягером более строго для разных содержаний дейтерия.

На фиг. 9 пунктиром показаны депрессии, вызываемые отдельными компонентами D_α для содержания дейтерия $7 \cdot 10^{-5}$ [10], причем принято, что синий компонент имеет ту же интенсивность, что и красный. Сплошной линией показана результирующая депрессия, вызванная обоими компонентами D_α . Известно (см., например, [19]), что для водорода и дейтерия линии H_α и D_α должны теоретически состоять из двух основных компонентов примерно одинаковой интенсивности и трех очень слабых линий, практически не влияющих на распределение интенсивности в этих двух основных.

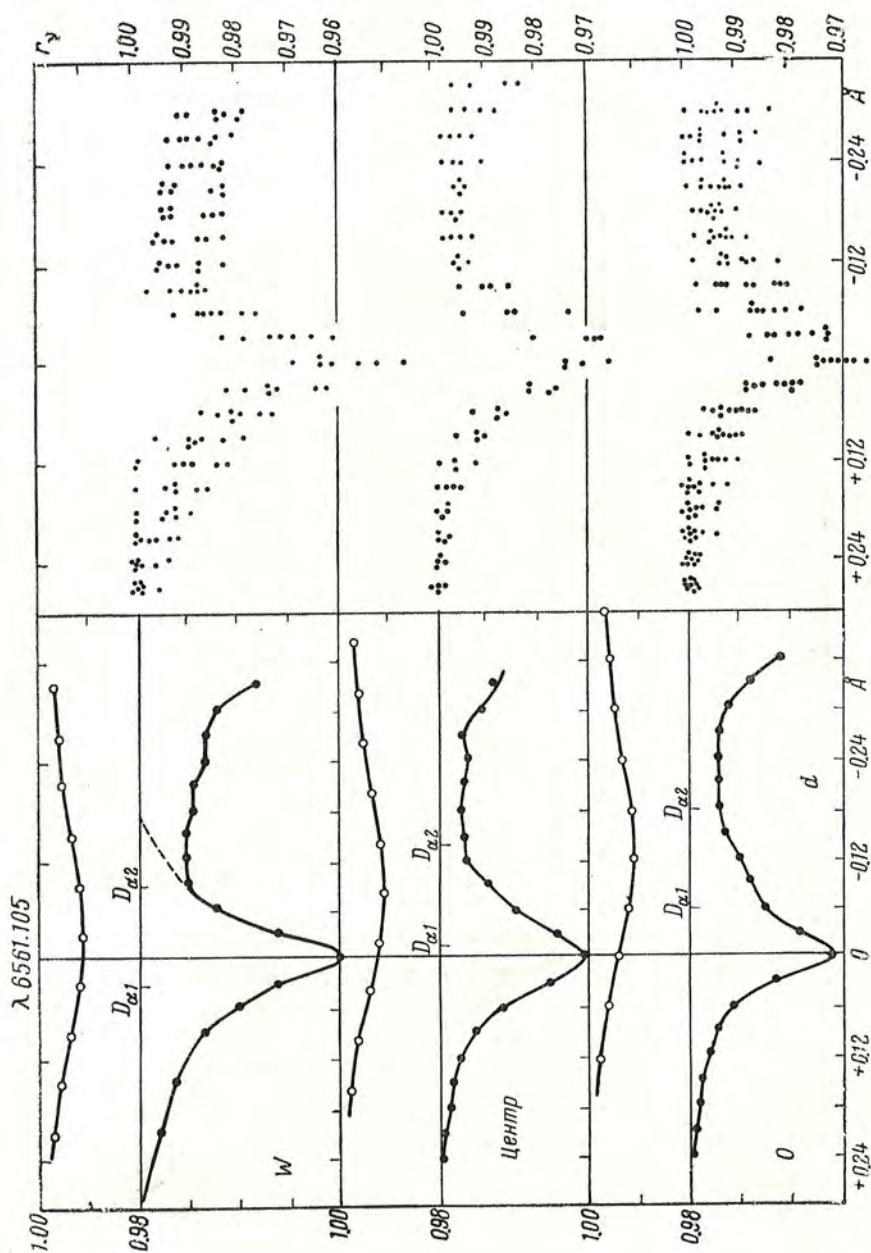
В опытах Люиса и Спединга действительно наблюдались эти два основных компонента D_α и H_α одинаковой интенсивности, хотя вообще известно, что относительная их интенсивность сильно зависит от условий возбуждения. Так как за нуль-пункт принята длина волны λ 6561.088 Å красного компонента D_α и максимум депрессии, как видно из фиг. 9, сдвигается в синюю сторону на ~ 0.08 Å, положение максимума депрессии будет $\lambda = 6561.088 - 0.08 = 6561.00$ Å, вместо наблюдаемого $\lambda = 6560.89 \pm 0.03$ Å. Расхождение в 0.1 Å нельзя связать с возможными ошибками самой записи и можно искать его причину только: 1) в неточности и известном произволе проведения невозмущенного контура (пунктир на фиг. 6 и 7) между линиями λ 6561.105, 6560.570; 2) в недостаточной разрешающей силе, не позволяющей выяснить точно разницу хода контура в интересующей нас области для центра и обоих краев; 3) в возможном, искажающем положение депрессии, влиянии очень слабой теллурической линии λ 6560.8 (?), хотя, как сказано выше, наличие этой линии не может объяснить увеличения депрессии от центра к краю и увеличения эквивалентной ширины линии λ 6561.105 к краям.

Для устранения сомнений мы сделали большую серию записей 11 ноября 1955 г., в день с исключительно малым содержанием водяных паров при наибольшей высоте Солнца, используя для этой цели другую решетку с разрешающей силой 300 000 (практически разрешающая сила записи в третьем порядке была 0.025 Å). На фиг. 10 приведены типичные записи с большой разрешающей силой для центра, восточного и западного краев, а на фиг. 11 результаты обработки этих записей — справа отдельные измерения (9 записей для восточного края, 8 для западного края и 4 для центра), слева средние контуры. Записи делались в прямом и в обратном направлениях (примерно — поровну) по схеме: две записи на краю, одна в центре, две на другом краю и т. д. На фиг. 11 приведен для простоты только участок λ 6561.105 и примыкающая к нему область депрессии.

Не обращаясь даже к средним контурам, изображенным в левой части фиг. 11, бросается в глаза разница распределения отдельных точек для западного и восточного краев. Особенно наглядно она выступает для средних контуров линии водяного пара λ 6561.105: на западном краю эта линия имеет более пологое и длинное красное крыло, на восточном же — более пологое и длинное синее крыло (эффект асимметрии в два с лишним раза превышает среднее уклонение от среднего, которое для западного и восточного краев составляет 0.4 и 0.3% соответственно). Для центра получается промежуточная картина. Этот эффект асимметрии отчетливо заметен при просмотре записей: на западном краю линия λ 6561.105 имеет более пологое и длинное красное крыло, на восточном — наоборот. Этот же эффект отчетливо заметен на записях 7 и 10 июня 1955 г. (западный край, см. фиг. 6) и записях 11 октября 1955 г. (см. фиг. 7). Далее, из фиг. 11 видно, что построение «невозмущенного» контура



Фиг. 10. Образцы фотоэлектрических записей синего крыла H_{α} в центре и на краях при большой разрешающей силе



Фиг. 11. Результаты отдельных записей линии λ 6561.105 в центре и на краях (справа) и средние контуры этой линии (слева):

крупные — теоретический контур депрессии, вызванной D_a при содержании $\frac{D}{H} = 7 \cdot 10^{-3}$.

в области депрессии между λ 6561.105 и 6560.570 может быть весьма неопределенным и возможным, пожалуй, только лишь для центра.

Если теперь определить эквивалентную ширину линии λ 6561.105, ограничив ее с синей стороны $\Delta\lambda = -0.18 \text{ \AA}$ от центра, то мы получим следующие значения:

	S_W $m\text{\AA}$	$\frac{S_W (\text{край})}{S_W (\text{центр})}$
Центр	4.1	1.0
Край W	6.4	1.55
Край O	4.3	1.05

Как видно, эквивалентная ширина линии λ 6561.105 увеличивается не менее, чем в полтора раза к западному краю и слегка к восточному. Далее, положение линии λ 6561.105 можно, очевидно, считать неменяющимся от центра к краю (оно выбрано за нуль-пункт отсчета). На западном краю расстояние до неизвестной солнечной линии λ 6560.62 наименьшее (она сдвинута в красную сторону, к нуль-пункту), поэтому ее блендирующее действие наибольшее и с этим связано то, что для западного края депрессия в участке $\Delta\lambda$ от -0.12 до $-0.30 \text{ \AA}$ наибольшая. Но в силу этого было бы естественно ожидать для этого края наиболее пологого и длинного синего крыла линии λ 6561.105. Наблюдения же показывают противоположную картину: синее крыло наиболее пологое и длинное на восточном краю, где влияние бленды λ 6560.62 наименьшее (оно вообще здесь пренебрежимо). Поэтому эффект изменения асимметрии λ 6561.105 при переходе от западного к восточному краю никак не связан с возможным эффектом бленды λ 6560.62. Нельзя также с этим эффектом связать целиком увеличение эквивалентной ширины λ 6561.105 при переходе от центра к западному краю: если достроить синее крыло этой линии даже так, как показано на рис. 11 пунктиром, все равно мы будем иметь увеличение эквивалентной ширины в 1.4 раза — эффект, который нельзя считать случайным. Все это указывает на несомненный факт блендирования линии λ 6561.105 с солнечной линией D_α^* .

На той же фиг. 11 построены теоретические контуры депрессии, вызванной D_α , согласно фиг. 9, при произвольно взятом содержании дейтерия $7 \cdot 10^{-5}$, с учетом ее сдвига на краях из-за вращения Солнца (положения обоих компонентов D_α , определяемые изотопическим смещением, также отмечены для всех трех случаев). Мы видим, что изменение асимметрии и эквивалентной ширины линии λ 6561.105 при переходе от западного края к восточному идет в полном соответствии со смещением и изменением блендирующего действия линии D_α .

* Для устранения сомнений, связанных с воображаемой возможностью появления, по инструментальным причинам асимметрии контура при переходе к краю Солнца, были построены контуры линий атмосферного кислорода в центре и на краю. Никакого появления асимметрии на краю не обнаружено.

На западном краю депрессия D_α почти полностью блендируется с линией λ 6561.105, поэтому эквивалентная ширина этой линии максимальна и красное крыло этой линии вытянуто за счет D_α . На восточном краю, напротив, депрессия D_α имеет наибольший сдвиг в синюю сторону, поэтому эквивалентная ширина линии λ 6561.105 здесь заметно меньше и вытянуто синее крыло этой линии. Если, далее, мы рассмотрим красное крыло линии λ 6561.105, которое заведомо не блендировано красным крылом линии λ 6560.62, и вычтем из его остаточных интенсивностей теоретическую величину депрессии для западного и восточного краев, то получим красное крыло линий водяного пара, свободное от влияния D_α . Действительно, для принятого $\frac{D}{H} = 7 \cdot 10^{-5}$ получаются совпадающие, с точностью до среднего отклонения, величины для обоих краев.

Однако если сравнить наблюдаемую глубину депрессии между линиями λ 6561.105 и λ 6560.570 для восточного края (когда эта депрессия наиболее свободна от блендирования солнечной линией λ 6560.62) с теоретической при $\frac{D}{H} = 7 \cdot 10^{-5}$, то мы вынуждены заключить, что эта глубина по крайней мере в полтора—два раза меньше, т. е. что $\frac{D}{H} \leq 3 - 5 \cdot 10^{-5}$. Но при таком D/H появится расхождение, несколько большее средней ошибки между красными крыльями линии λ 6561.105 для западного и восточного краев по вычитанию из них соответствующей теоретической депрессии. Но такому расхождению нельзя придавать серьезного значения, так как эти сравнения мы делаем для депрессии, подсчитанной для центра диска без учета ее расширения на краю.

К таким же значениям D/H ведут и данные табл. 2 при сравнении их с эквивалентными ширинами теоретической депрессии, которые, согласно [10], даются следующей таблицей (для центра Солнца):

$D/H \times 10^5$	S_D (m Å)
3.5	0.7
7.0	2.2
14.0	5.5

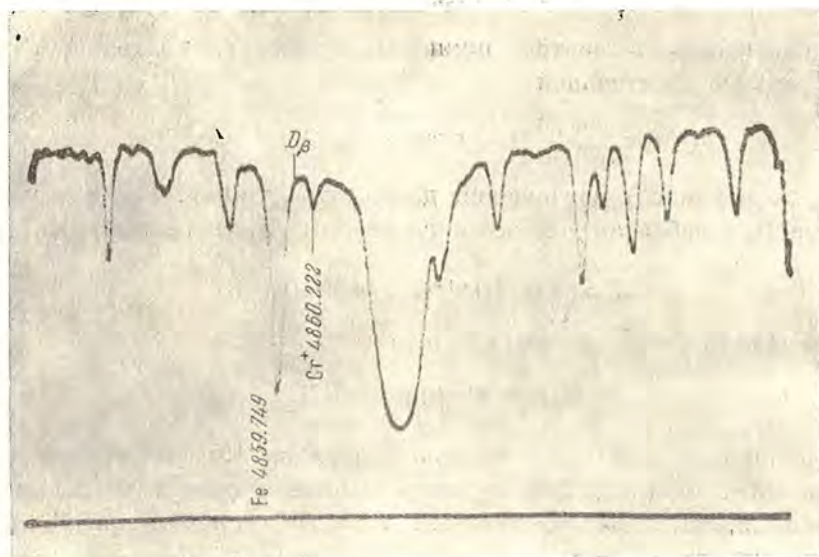
Здесь S_D не исправлены за дублетную тонкую структуру; исправленные значения приблизительно в полтора раза больше. Беря, согласно табл. 2, для центра диска $S_D = 1.3$ m Å, найдем $\frac{D}{H} \geq 3.5 \cdot 10^{-5}$, так как величина S_D в табл. 2 — только часть депрессии, связанной с D_α . Величины S_D для западного края использовать нельзя, так как они могут быть обременены блендой крыла λ 6560.62. С другой стороны, для восточного края при записи 11 октября 1955 г. мы имеем $S_D = 1.4$ m Å, откуда получим $\frac{D}{H} \geq 4 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, наблюдения приводят к вероятному значению $\frac{D}{H} \approx 4 - 5 \cdot 10^{-5}$.

Что касается линий D_β , D_γ , D_δ и т. д., то они столь сильно блен-
дированы, что их изучение практически невозможно; кроме того, они
существенно слабее D_α . Линия D_γ (λ 4339.287) попадает в сильную
бленду $\lambda\lambda$ 4339.136 (интенсивность 0), 4339.258 (Fe, интенсивность 0),
4339.458 (Cr, интенсивность 4). Линия D_δ (λ 4100.621) попадает в силь-
ную бленду линий Fe $\lambda\lambda$ 4100.167, 4100.350, 4100.749 с интенсивностями
2, 0, 4. Попытка может быть сделана только для D_β (λ 4860.029).
В области D_β по каталогу Роуланда имеются линии

4859.137 Fe	0	4860.024 ?	—3
4859.488	—3	4860.222 Cr ⁺	—1
4859.749 Fe	4	4860.994 Fe	0
		4861.344 H β	30

Атлас Миннаэрта, а также наша фотоэлектрическая запись этой
области (фиг. 12) показывают, что интересующая нас линия находится



Фиг. 12. Пример фотоэлектрической записи области H_β
солнечного спектра.

на красном крыле очень сильной линии Fe λ 4859.749. Поэтому
исследовать ее при помощи эффекта центр—край или сколько-нибудь
уверенно построить ее профиль очень трудно. Наши попытки обрабо-
тать фотоэлектрические записи не дали никаких уверенных результа-
тов, так как невозможно построить освобожденное от бленды красное
крыло линии Fe λ 4859.749 (синее крыло этой линии также блендировано
красным крылом линии Fe λ 4859.137).

Тождественность неизвестной очень слабой (интенсивность —3) линии λ
4860.024 с D_β , заподозренная Мензелом [1], станет еще более обоснован-
ной, если учесть постоянную тонкой структуры, которая для D_β составляет

0.08 Å. Так как длина волны D_{β} λ 4860.029 относится к центру дублета, то одна из составляющих (синяя) будет иметь длину волны λ 4860.025, т. е. точно совпадающую с длиной волны неотожествленной линии λ 4860.024. В целом же контур H_{β} несколько асимметричен, причем наибольшая депрессия падает на область, близкую к D_{β} [11]; однако это безусловно может быть связано с влиянием blends линий Fe и Cr⁺.

В пользу того, что линии D_{α} и D_{β} имеются в спектре Солнца, свидетельствует и то, что в областях $\lambda\lambda$ 6560.5—6561, а также $\lambda\lambda$ 4860.0—4860.2 не известно никаких линий других элементов, как показал подробный просмотр современных таблиц спектральных линий [18, 20]. Нет также в этой области полос и линий молекул, если судить по данным Пирса и Гейдона [21].

§ 4. О возможности наблюдений линий дейтерия в спектре вспышки

Интенсивность в центре линии H_{α} в столбе, проходящем через хромосферу по касательной

$$I_{32}(0) = \frac{E_{32}(0)}{N_2 k_0} (1 - e^{-N_2 k_0}), \quad E_{32}(0) = N_3 h \nu_{32} A_{32}, \quad (4,1)$$

где k_0 — коэффициент поглощения для центра линии, $E_{32}(0)$ — эмиссия в центре H_{α} (свободная от самопоглощения; см., например, [6]). Величина

$$k_0 \approx 7.0 \cdot 10^{-13} \Theta^{1/2}, \quad \Theta = 5040/T. \quad (4,2)$$

Если положить $N_2 k_0 = x$, то (4,1) будет

$$I_{32}(0) = \lambda E_{32}(0), \quad \lambda \equiv \frac{1 - e^{-x}}{x}. \quad (4,3)$$

Наблюдения дают для $I_{32}(0)$ величину порядка $1.5 \cdot 10^{13}$ эрг/сек см²см.

Если за исходные данные принять данные Мензела и Силлие [22], то, принимая, согласно этим авторам, $N_2 = 10^{14}$, получим при $T = 5000^\circ$ ($k_0 \approx 7.0 \cdot 10^{-13}$)

$$N_2 k_0 \approx 70, \quad \lambda(H_{\alpha}) \approx \frac{1}{70}.$$

Величина

$$E_{32}(H_{\alpha}) = 1.5 \cdot 10^{13} \cdot 70 \approx 10^{15},$$

а интенсивность эмиссии D_{α}

$$I_{32}(D_{\alpha}) \approx \frac{D}{H} E_{32}(H_{\alpha}) \approx 5 \cdot 10^{10},$$

так как самопоглощение для D_{α}

$$x(D_{\alpha}) = 5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{2} \cdot 70 = 4.9 \cdot 10^{-2}$$

пренебрежимо ($\lambda = 1$). Отношение

$$\frac{I(D_{\alpha})}{I(H_{\alpha})} = \frac{5 \cdot 10^{10}}{1.5 \cdot 10^{13}} = 3.3 \cdot 10^{-3}, \quad \text{т. е. } 0.3\%.$$

Обнаружить линию D_α , соответствующую 0.3% от интенсивности центра H_α , очень трудно хотя бы уже потому, что интенсивность крыла линии H_α в области D_α составляет никак не менее нескольких процентов. Подсчитаем интенсивность H_α в хромосфере на расстоянии $\Delta\lambda = 1.8 \text{ \AA}$, пренебрегая здесь самопоглощением*, согласно формуле

$$I_\lambda = \frac{N_3 A_{32} h \gamma_{32} \lambda_0}{16\pi^3 (\lambda - \lambda_0)^2}.$$

Принимая $\gamma_{32} = 5.66 \cdot 10^8$, $A_{32} = 4.39 \cdot 10^7$ и $N_3 \approx 1.3 \cdot 10^{13}$ (согласно данным Мензела и Силлие, берем минимальное N_3 в столбе, проходящем через хромосферу по касательной), получим

$$I(1.8 \text{ \AA}) \approx 10^{12},$$

что составляет не менее 6% интенсивности в центре H_α , т. е. D_α будет составлять не более 5% интенсивности фона — крыла H_α , что нелегко обнаружить фотografическим методом.

Если учесть, что в каталоге линий спектра вспышки Митчела [23] самая слабая линия Ti^+ , $\lambda 6559.59$ вблизи H_α (на расстоянии в два раза большем, чем D_α) имеет интенсивность $\sim 0.5\%$, то D_α находится несколько ниже предела обнаружения на затменных спектрограммах, полученных Митчелом. Если отношение $\frac{D}{H} \approx 3 \cdot 10^{-5}$, что почти также вероятно, как и $5 \cdot 10^{-5}$, то контраст D_α по сравнению с H_α будет еще меньше (около 0.1%) и линию D_α будет очень трудно обнаружить даже на хороших спектрограммах спектра вспышки (особенно, если учесть, что атмосферное волнение замыкает изображение хромосферы).

В условиях вне затмений обнаружить D_α еще труднее: если принять яркость ореола $\sim 10^{-2} I_\odot$, яркость центра H_α не более $0.1 I_\odot$, то $I(D_\alpha) \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-1} I_\odot \approx 3 \cdot 10^{-4} I_\odot$, т. е. — не более 3% яркости ореола, что обычно находится за пределами точности фотografического метода (фотоэлектрическая регистрация хромосферного спектра трудна из-за малой его яркости). При этом надо иметь в виду, что все эти соображения относятся к самым нижним слоям хромосферы; в более высоких слоях контраст $I(D_\alpha)/I(H_\alpha)$ будет очень быстро падать за счет уменьшения самопоглощения в H_α ($I_{32} \rightarrow E_{32}$ и $I(D_\alpha) \approx \frac{D}{H} I_{32}$ для верхних слоев). Приблизительно такое же положение вещей (в отношении контраста) будет и с другими линиями D в спектре вспышки за исключением только еще большего их блендирования близкими линиями. Поэтому обнаружение линий дейтерия в спектре вспышки при содержании $\frac{D}{H} < \sim 5 \cdot 10^{-5}$ задача очень трудная и едва ли разрешимая при современной методике получения этого спектра.

* Коэффициент поглощения k_λ на расстоянии $1.8 \text{ \AA}$ от центра составляет $2.24 \cdot 10^{-5} k_0$ [13], поэтому $N_2 k_0 \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$ и $\lambda \approx 1$, т. е. самопоглощение ничтожно.

§ 5. О возможности термоядерного истощения дейтерия и лития на Солнце

Основной результат нашего исследования, что содержание дейтерия в атмосфере Солнца составляет $3-5 \cdot 10^{-5}$ содержания водорода, указывает на большее истощение дейтерия на Солнце, чем на Земле, или на большее истощение водорода на Земле, чем на Солнце, в течение их совместной эволюции, за время около 10^9 лет (земное обилие дейтерия равно $1.5 \cdot 10^{-4}$).

Диссипация дейтерия и его соединений (DH) на Земле протекает медленнее, чем диссипация водорода, что могло бы привести к большему, чем на Солнце, истощению водорода и большему относительному обилию дейтерия на Земле. Это объяснение, однако, трудно увязать с различием (в сто раз) в относительном обилии лития на Земле и на Солнце [2]. Неясна также эффективность тепловой диссипации в течение эволюции Земли. Поэтому различия в обилии лития, бериллия и дейтерия связывают с процессом «выгорания» этих элементов при термоядерных реакциях внутри Солнца. Действительно, если в начальный момент одновременной эволюции Солнца и Земли содержание дейтерия в них было одинаковым, скажем $N(0)$, то за время эволюции порядка 10^9 лет в результате термоядерных реакций $D + H \rightarrow He^3 + \gamma$ содержание дейтерия изменится и будет определяться выражением

$$\frac{N(t)}{N(0)} = e^{-10^9 \lambda_D(T)}, \quad (5,1)$$

где $\lambda_D(T)$ — среднее время жизни дейтерия при температуре T . При $T \approx 10^7$ градусов величина $\lambda_D(T)$ — порядка 6 сек и дейтерий должен практически полностью отсутствовать. Если бы перемешивание вещества внутри Солнца было полным, то мы не обнаружили бы никаких следов дейтерия в солнечной атмосфере. Аналогичные рассуждения справедливы и для лития. Поскольку же литий имеется в атмосфере Солнца, Гринштейн [2] впервые сделал вывод, что перемешивание внутри Солнца неполное, оно охватывает только внешнюю его оболочку, где температура не превышает значения T_L , определяемого условием

$$e^{-10^9 \lambda_L(T)} = 0.01, \quad (5,2)$$

т. е. перемешивание идет только до той глубины, на которой термоядерные реакции с участием лития обеспечивают наблюдаемое обилие его по отношению к его первоначальному, совпадающему с земным обилием (функция $\lambda(T)$ резко падает с ростом температуры). Вычисление по формуле (5,2) дало для T_L значение $3.1 \cdot 10^6$ градусов, чему соответствует расстояние от центра Солнца, примерно равное половине его радиуса.

Если применить те же рассуждения для дейтерия, что сделал, например, Креспин [9] для содержания дейтерия $\sim 10^{-2}$ земного содержания (по данным Мензела), то для температуры нижней границы

оболочки, в которой должно существовать перемешивание, получается значение $6.5 \cdot 10^5$ градусов. Если принять для дейтерия, согласно нашим данным, значение $N(t)/N(0)$ от $1/3$ до $1/5$, то, согласно (5,1), $\lambda_D(T) = 0.6 - 0.9 \cdot 10^6$ лет и, согласно данным Фаулера [24], величина $T_D \approx 5.6 \cdot 10^5$ градусов, что соответствует расстоянию от центра Солнца ≈ 0.8 его радиуса. Таким образом, данные об обилии лития и обилии дейтерия дают разные (отличающиеся почти в семь раз по температуре и в три раза по глубине) толщины внешней оболочки Солнца, где должно бы происходить перемешивание. Если принять, что перемешивание происходит в оболочке, определяемой обилием лития ($T \leq T_L$), то не было бы никакого следа дейтерия в атмосфере Солнца, так как при $T_L = 3.1 \cdot 10^6$ величина $\lambda_D \approx 0.05$ года и $N(t)/N(0) = e^{-10^{10}/0.05}$. Это будет справедливо также для содержания дейтерия 10^{-6} .

Если же принять, что перемешивание происходит только в оболочке, определяемой обилием дейтерия ($T \leq T_D \leq T_L$), то обилие лития на Солнце будет практически совпадать с таким же на Земле. Отсюда иногда делается (например, в [9]) весьма искусственное и неправильное заключение, что глубина зоны перемешивания менялась с течением эволюции.

На самом деле этот результат показывает, что если дейтерий и литий имеются в солнечной атмосфере (а для этого есть все основания), то ни конценция полного перемешивания, ни даже частичного (Гринстейн) перемешивания вещества не могут быть сохранены. Если не считаться с мало обоснованной возможностью первоначального серьезного различия в химическом составе Солнца и Земли (а все предыдущие рассуждения основаны на предположении идентичности первоначального химического состава), то различие относительного содержания дейтерия и лития на Солнце и на Земле не может быть связано с действием термоядерных реакций. Более того, наличие довольно интенсивной конвекции и наличие таких тяжелых элементов, как торий и золото у поверхности Солнца, суть факты, свидетельствующие скорее в пользу даже полного перемешивания.

Если все же сохранить представление о термоядерных реакциях, как основном источнике солнечной энергии (а в отказе от этого представления пока что нет настоятельной необходимости), то мы должны заключить, что в самых внешних слоях Солнца происходят ядерные процессы (возможно — ядерного распада, делений или ядерных взрывов), при которых образуются такие элементы, как литий и дейтерий. К этому представлению автор пришел еще в 1953 г. [24] из исследований развития и особого характера эмиссии хромосферных вспышек. Дальнейшие исследования эмиссии вспышек и корпускулярных выбросов из факелов подтвердили эту точку зрения [25]. Этому вопросу будут посвящены специальные статьи.

Автор приносит глубокую благодарность А. Е. Балковому за помощь в обработке материала.

Л и т е р а т у р а

1. D. H. Menzel. P. A. S. P. 54, 41, 1932.
2. J. Greenstein a. R. Richardson. Ap. J. 113, 536, 1951.
3. J. Greenstein a. E. Tandberg-Hanssen. Ap. J. 119, 113, 1954.
4. Г. А. Шайн. См. сборник Памяти С. И. Вавилова, изд-во АН СССР, 1953.
О. А. Мельников, Учен. зап. ЛГУ, № 153, 80, 1953.
5. W. Claas. Rech. Utrecht 12, part 1, 1951.
6. C. De Jager. Rech. Utrecht 13, part 1, 1952.
7. J. Gauzit. C. R., Paris, 234, 1951, 1952.
8. O. Mohler, A. Pierce, R. Mc. Math, L. Goldberg. Phot. Atlas of the Near Infra-Red Sol. Sp., Mc Math. Hulb. Obs., 1950.
9. D. Crespín. Bull. Sc. Acad. Roy. Belg. 38, Ser. 5, 838, 1952.
10. C. De Jager. См. сб. «Les Processus Nucl. d. les Astres», Louvain, 1954, p. 460.
11. А. Б. Северный. ДАН СССР, 97, № 5, 789, 1954.
12. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 179.
13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 16, 54, 1956.
14. А. Р. Стриганов и Ю. П. Донцов. Успехи физ. наук 55, в. 3, 315, 1955.
15. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс. 16, 45, 1956.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 31, 1955.
17. В. Б. Никонов и А. Б. Северный. ДАН СССР 77, 217, 1951.
18. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. Таблицы спектральных линий, Гостехиздат, 1952.
19. H. White. Introd. to Atomic Spectra, Ch. IX, 1934.
20. C. Moore. Multiplet Tables of Astroph. Interest. Princeton Contr., № 20, 1945.
21. Р. Пирс и А. Гейдон. Отождествление молекулярных спектров, ИЛ, 1949.
22. D. Menzel a. G. Cillie. Harv. Circ., № 410, 1935.
23. S. Mitchel. Ap. J. 105, 1, 1947.
24. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 13, 103, 1955. Труды IV совеща-
н. по вопр. космогон., изд-во АН СССР, 1955, стр. 461.
25. А. Б. Северный. Астр. журн. 33, вып. 1, стр. 74, 1956.
26. И. С. Шкловский. ДАН СССР 105, № 5, 931, 1955.

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ СОЛНЦА

Э. Е. Дубов

Исследовано влияние ширины второй щели фотоэлектрического фотометра и постоянной времени входа усилителя фотометра на получаемый контур спектральной линии. Полученные выводы могут быть применены для выбора оптимальных значений ширины второй щели, постоянной времени и скорости записи.

SOME INSTRUMENTAL EFFECTS IN PHOTOELECTRIC SPECTROPHOTOMETRY OF THE SUN, by *E. E. Dubov*. — The influence of the width of the second slit of the photoelectric photometer and of the time constant at the input of the photometer amplifier on the contours record of spectral line was estimated. The results may be used to fix optimum values of the width of the second slit, the time constant and the velocity of recording.

Развитие фотоэлектрической спектрофотометрии делает актуальным исследование влияния различных инструментальных эффектов, специфических для фотоэлектрических установок. К ним относятся искажения, вызванные шумами фотоэлементов и фотоумножителей, влияние постоянной времени входа усилителя, действие входной щели фотометра (выходной щели монохроматора).

В работах [1—6] изучено влияние конечной ширины щели на форму контура спектральной линии. Большая часть этих работ выполнена для целей инфракрасной спектроскопии. Математический аппарат в некоторых из них громоздок и неудобен для практического использования. В основном в указанных работах рассматривается монохроматор, ширина выходной щели которого равна ширине входной. Принято считать, что такое соотношение наиболее выгодно. При фотоэлектрической спектрофотометрии последнее утверждение в некоторых случаях может оказаться неверным. Обычно в астрофизических исследованиях фотоэлектрическая установка монтируется к спектрографу, инструментальный контур которого хорошо исследован. Поэтому в настоящей работе рассматривается влияние конечной ширины выходной щели спектрографа, инструментальный контур которого считается известным.

Вопрос о влиянии постоянной времени усилителя рассматривался в [7], где выходной сигнал предполагался треугольным.

1. В дальнейшем все расчеты приводятся для случая линии излучения.

Главным затруднением при изучении слабых линий спектра являются флуктуации тока фотомножителя. Для уменьшения влияния флуктуаций обычно сужают полосу пропускания усилителя, чего можно достигнуть, например, увеличением постоянной времени входа усилителя. Чтобы обеспечить требуемую точность записи в доли процента, необходимо довести отношение напряжения флуктуационных помех к напряжению полезного сигнала до 0.005.

Для случая усилителя постоянного напряжения с сопротивлением на входе R , зашунтированным емкостью C , нетрудно получить следующую формулу для квадрата отношения напряжения помехи, даваемой фотомножителем $\sqrt{\overline{U_{\Phi}^2}}$ к напряжению сигнала U [8]:

$$\delta^2 = \frac{\overline{U_{\Phi}^2}}{U^2} \frac{e(1+B)M}{2IRC}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона ($e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ кулонов), I — ток фотомножителя, M — коэффициент усиления фотомножителя; величина $(1+B)$ принимается равной 2.5.

При выводе этой формулы учтено, что полоса пропускания усилителя постоянного напряжения ограничивается только постоянной времени входа усилителя. Флуктуациями темнового тока можно в данном случае пренебречь. Формула (1) верна для идеально сконструированного фотомножителя, в котором источниками шумов являются только дробовой эффект и нестабильность коэффициента вторичной эмиссии. В реальных фотомножителях, вследствие невозможности обеспечить безукоризненную фокусировку вторичных электронов и разного рода утечек, шумы оказываются значительно большими. Поэтому в некоторых случаях применение фотоэлементов с соответствующими усилителями может оказаться более выгодным в отношении шумов, чем применение фотомножителей.

II. Действие входной щели фотоэлектрического фотометра аналогично действию щели микрофотометра в фотографической фотометрии. В последнем случае, выбирая подходящий источник света, всегда можно сделать щель настолько узкой, что она наверняка не будет влиять на результат фотометрирования. В фотоэлектрической установке уменьшение щели ведет к уменьшению количества света, падающего на фотомножитель, что не всегда допустимо. Чрезмерное сужение щели уменьшает чувствительность установки и повышает относительную роль шумов, так как, согласно формуле (1), с увеличением количества света, попадающего на катод фотомножителя, и, следовательно, с ростом фототока I роль шумов падает пропорционально $\sqrt{I}$. Щель фотометра пропускает на катод фотомножителя излучение в некотором конечном интервале спектра. Контур одиночной спектральной линии определяется выражением

$$S(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(x) A(y-x) dx, \quad (2)$$

где $A(y)$ — инструментальный контур и $W(x)$ — истинный контур спектральной линии.

Количество энергии, проходящей в данный момент через щель электрофотометра на катод фотоумножителя, равно

$$\int_{y-h}^{y+h} S(y) dy, \quad (3)$$

где h — половина ширины щели. Эта величина пропорциональна отсчету электрофотометра для той длины волны спектра, которая приходится в данный момент на середину щели. Вид контура, записанного электрофотометром, представится как

$$T(\lambda) = \int_{-h}^h S(\lambda - z) dz = \int_0^{2h} S(\lambda + h - z) dz, \quad (4)$$

или, учитывая (2), (3) и (4):

$$T(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(x) \int_0^{2h} A(\lambda - x + h - z) dz dx. \quad (5)$$

Из сравнения (5) и (2) видно, что величина $G(\lambda) = \int_0^{2h} A(\lambda + h - z) dz$

играет роль инструментального контура. Таким образом, действие второй щели сводится к изменению инструментального контура спектрографа.

Предположим, что инструментальный контур спектрографа (до второй щели) имеет доплеровское распределение

$$A(\lambda) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{b}\right)^2}. \quad (6)$$

Полуширина этого контура $\Delta\lambda_0 = 1.66b$. Тогда

$$G(\lambda) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \int_0^{2h} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda + h - z}{b}\right)^2} dz. \quad (7)$$

После замены переменных и интегрирования получим

$$G(\Delta\lambda) = \frac{1}{2} \left[\Phi\left(\frac{\Delta\lambda + h}{b}\right) - \Phi\left(\frac{\Delta\lambda - h}{b}\right) \right], \quad (8)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (9)$$

известная табулированная функция $\operatorname{erf}(x)$. Функцию $G(\lambda)$ можно представить как $C\Delta x \frac{\Delta\Phi}{\Delta x}$. Предел отношения $\frac{\Delta\Phi}{\Delta x}$ при Δx , стремящемся к нулю, есть доплеровский контур. Будем считать, что при не слиш-

ком большом $\Delta x \neq 0$ контур остается приближенно доплеровским. Определим интенсивность в максимуме и полуширину этого контура. Интенсивность в максимуме определится из равенства

$$G(\Delta\lambda=0) = \Phi\left(\frac{h}{b}\right). \quad (10)$$

Половинную ширину контура $\Delta\lambda_1$ получим из условия

$$\Phi\left(\frac{h}{b}\right) = \Phi\left(\frac{\Delta\lambda_1 + h}{b}\right) - \Phi\left(\frac{\Delta\lambda_1 - h}{b}\right). \quad (11)$$

Уравнение (11) решается графически и при помощи таблиц функции $\Phi(x)$.

Результаты вычислений приведены на графике (фиг. 1). По оси абсцисс отложено отношение ширины щели $H = 2h$ к полной полуширине инструментального контура спектрографа $\Delta\lambda_0$, по оси ординат — отношение ширины результирующего инструментального контура $\Delta\lambda_1$ к той же величине $\Delta\lambda_0$. На графике показано также увеличение максимального значения $G(\Delta\lambda=0)$ с ростом ширины щели (в случае линии излучения). В табл. 1 приведены результаты вычисления ординат результирующего инструментального контура записи для нескольких значений $\frac{H}{\Delta\lambda_0}$ и для сравнения приведены значения ординат для соответствующих точек доплеровского контура, обладающего такой же полушириной. При помощи фиг. 1 и табл. 1 можно выбрать в каждом случае наиболее выгодные условия работы. Для небольших значений $H/\Delta\lambda_0$ (около 0.5) инструментальный контур остается достаточно близким к доплеровскому. Последнее облегчает освобождение наблюдаемого контура от инструментальных эффектов, так как в случае доплеровского инструментального контура для этого могут быть применены аналитические методы [9].

Т а б л и ц а 1

$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}$	$\frac{H}{\Delta\lambda_0}$							
	0.1		0.5		1.0		1.5	
	допл.	инстр.	допл.	инстр.	допл.	инстр.	допл.	инстр.
0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.1	1.0	0.995	1.0	0.995	1.0	—	1.0	0.995
0.2	0.970	0.974	0.980	0.975	0.983	0.985	0.990	0.993
0.5	0.844	0.848	0.858	0.857	0.910	0.899	0.926	0.944
0.8	0.634	0.632	0.676	0.672	0.764	0.757	0.822	0.885
1.0	0.502	0.504	0.543	0.537	0.657	0.645	0.736	0.776
1.2	0.392	0.396	0.414	0.432	0.546	0.548	0.644	0.700
1.5	0.211	0.205	0.259	0.248	0.389	0.378	0.503	0.500
2.0	0.064	0.064	0.086	0.084	0.186	0.158	0.294	0.356
2.5	0.015	0.015	0.021	0.022	0.072	0.051	0.071	0.136
3.0	0.002	—	0.002	—	0.023	0.012	0.064	0.042

III. Наличие цепочки RC на входе усилителя искажает форму записываемого контура. Искажение это тем больше, чем круче поднимается фронт приходящего сигнала, т. е. чем уже записываемая линия. Очевидно, что наибольшим искажениям будет подвергаться контур, даваемый спектрографом для монохроматической линии (инструментальный контур). Примем, как и прежде, что инструментальный контур имеет доплеровскую форму (6). Тогда ток ФЭУ в функции длины волны можно представить следующим образом:

$$i = \frac{D}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{b}\right)^2}, \quad (12)$$

где D — коэффициент пропорциональности. Если спектр движется относительно щели фотометра равномерно, то

$$\lambda = \lambda_0 + vt, \quad (13)$$

и зависимость тока ФЭУ от времени

$$i(t) = \frac{D}{b\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v}{b}t\right)^2}. \quad (14)$$

Формально можно считать, что t меняется от $-\infty$ до $+\infty$. Моменту $t=0$ соответствует длина волны $\lambda = \lambda_0$.

Рассмотрим, как меняется напряжение на управляющей сетке первой лампы усилителя (фиг. 2). Проходя по параллельной цепи, состоящей из сопротивления и конденсатора, ток ФЭУ разветвляется. На сетку лампы подается напряжение

$$U = U_R = R(i - i_c) = U_c = \frac{1}{C} \int i_c dt. \quad (15)$$

Из (15) получаем дифференциальное уравнение

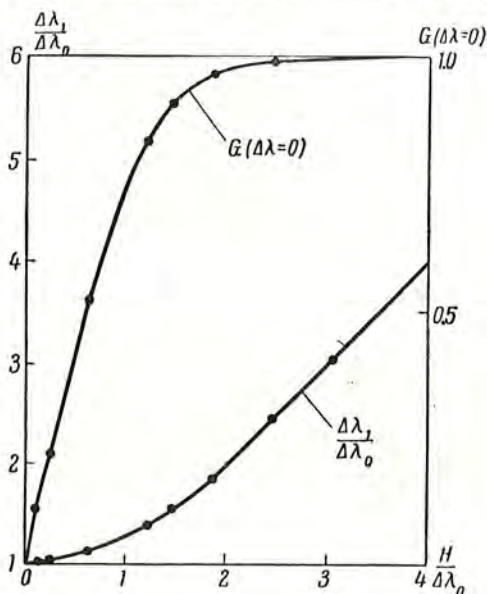
$$\frac{di_c}{dt} + \frac{1}{RC} i_c - \frac{di}{dt} = 0. \quad (16)$$

Решив уравнение (16) и используя (14) и (15), найдем

$$U = i_R R = \frac{DkR}{b} e^{k^2} e^{-\frac{t^2}{RC}} \left[1 - \Phi\left(\frac{v}{b}t - k\right) \right], \quad (17)$$

где

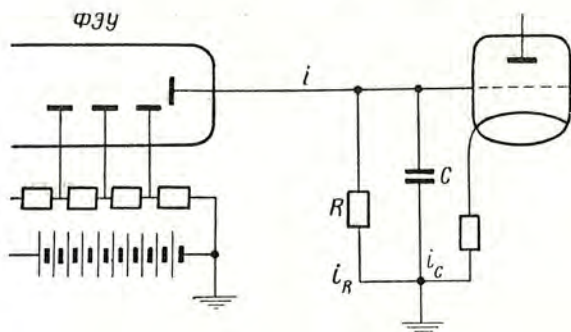
$$k = \frac{b}{2RCv}, \quad (18)$$



Фиг. 1. Зависимость интенсивности в максимуме $G(\Delta\lambda=0)$ и полуширины результирующего инструментального контура от ширины входной щели фотометра.

а $\Phi(x)$ — та же функция, что и в (9). Будем считать, что усилитель больше не вносит никаких искажений. Тогда

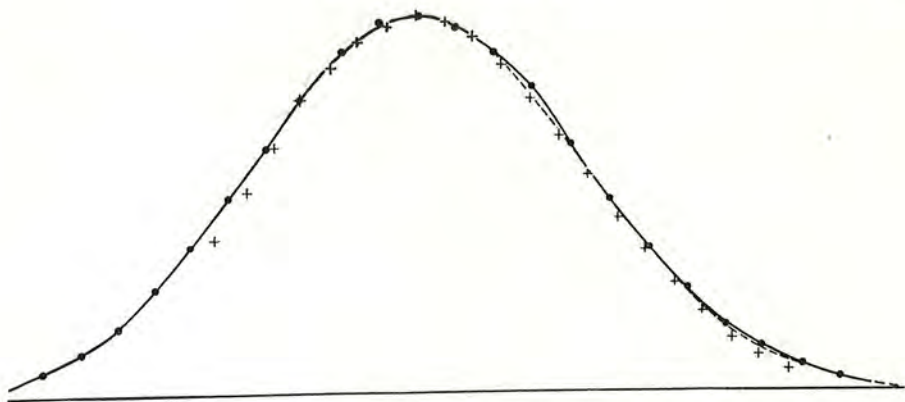
$$U = N e^{k^2 - \frac{t}{RC}} \left[1 - \Phi \left(\frac{v}{b} t - k \right) \right], \quad (19)$$



Фиг. 2. Схема входа усилителя.

где $N = \frac{DkR}{b}$ — постоянная, есть вид контура, который будет записан вместо (6). Вид контура зависит в основном от параметра k . Физический смысл этого параметра получим, подставив в (19) $b = 0.6 \Delta\lambda_0$:

$$k = 0.3 \frac{\Delta\lambda_1}{\frac{v}{\tau}} = 0.3 \frac{t'}{\tau}. \quad (20)$$



Фиг. 3. Форма контура, первоначально доплеровского, но искаженного влиянием цепочки RC на входе усилителя. Для случая $k=3$ асимметрия порядка двух процентов.

• — $k=3$, $\times$ — $k=4$.

Из (20) видно, что k пропорционально отношению времени прохождения по щели фотометра полуширины контура к постоянной времени входа усилителя. На фиг. 3 показан вид контура (19) для $k=3$. Он несколько несимметричен (асимметрия — порядка 2%), и максимум его сдвинут относительно момента $t=0$. Расчет по формуле (19) для боль-

ших значений k невыполним с достаточной точностью. Поэтому для подбора такого соотношения между скоростью движения спектра и постоянной времени, которое обеспечило бы заданную точность воспроизведения контура, следует обратиться к представлениям гармонического анализа. Импульс

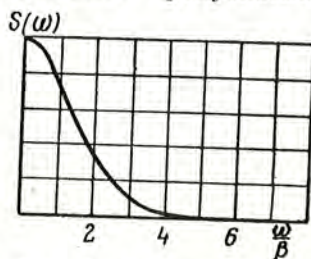
$$f(t) = e^{-\beta^2 t^2} \quad (21)$$

может быть разложен в спектр Фурье [10]

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\beta^2 t^2} e^{-i\omega t} dt = \frac{\sqrt{\lambda}}{\beta} e^{-\frac{\omega^2}{4\beta^2}}. \quad (22)$$

Вид спектра показан на фиг. 4. Цепочка RC на входе усилителя обрезаает часть спектра и меняет амплитуды компонентов пропускаемой части спектра.

Из фиг. 4 видно, что если все частоты до $\frac{\omega}{\beta} = 4.5$ будут пропущены, а более высокие частоты обрезаны совсем, то контур будет записан практически без искажений. Амплитуды отбрасываемых частот составляют при этом менее 0.005 амплитуды нулевой частоты. Будем считать, что, начиная с частоты ω (такой, что $\frac{\omega}{\beta} = 4.5$),



Фиг. 4. Спектр частот доплеровского контура.

все большие частоты совсем не участвуют в образовании сигнала. Все амплитуды, участвующие в образовании сигнала, ослабляются цепочкой RC в отношении $\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}}$ [11]. Потребуем, чтобы в пределах полосы пропускания уменьшение амплитуды наиболее высокой частоты не превосходило 0.5%. Для этого необходимо оценить величину

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\beta}\right)^2 \beta^2 R^2 C^2}}. \quad (23)$$

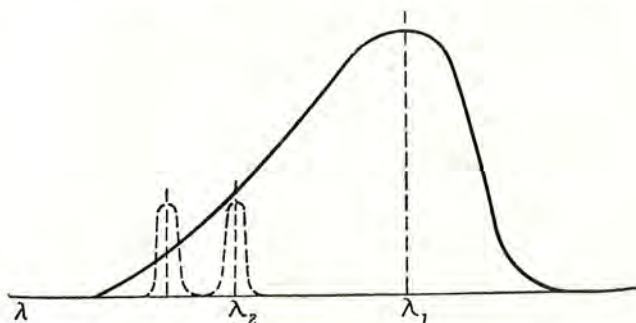
Из сравнения (21) и (14) находим, что $\beta = \frac{v}{b}$. Учитывая (18), можно, вместо (23), написать

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{5.06}{k^2}}}. \quad (24)$$

Подставляя для k различные значения, легко убедиться, что при $k = 20$ даже самые малые амплитуды будут изменены меньше чем на 0.5% своей величины. Повидимому, $k = 10$ также дает еще достаточную точность, так как для малых амплитуд можно допустить большее относительное искажение. Однако, $k = 4$ дает уже вполне ощутимые искажения (фиг. 3). Согласно (20), требование $k \geq 10$ означает, что скорость движения спектра относительно щели фотометра должна быть такова, чтобы участок спектра протяжением, равным полуширине записываем-

мого контура, проходил мимо щели за время не меньшее 30τ . При записи узких линий в формулу (20) должна быть подставлена полуширина инструментального контура. Реальный инструментальный контур часто можно представить как комбинацию доплеровского и дисперсионного контуров. Если условия записи спектра подобраны так, что доплеровский контур записывается без искажений, то дисперсионный контур, как более гладкий, будет также записан без искажений.

Можно показать, что если $\frac{t'}{\tau} \geq 4$, то даже для самого невыгодного прямоугольного импульса площадь записанного контура будет содер-



Фиг. 5. Замывание слабой линии, расположенной близко к сильной.

жать относительную ошибку не более 0.15% . Это значит, что для исследования эквивалентных ширин отдельных линий можно применять значительно большие скорости записи, чем при исследовании контуров линий (если RC задано неизменным).

Следует иметь в виду, что при быстрой записи и большом RC асимметрия контура становится весьма значительной. Контур затягивается в направлении развертки, и в результате разрешающая сила значительно уменьшается. Как показали И. С. Абрамсон и А. Н. Могилевский [7], соотношение интенсивностей близких линий может быть также сильно искажено, причем характер искажения зависит от направления развертки. В некоторых случаях слабая линия, следующая за линией более сильной, может совсем отсутствовать на записи спектра.

В работе [7] предлагается оценивать разрешающую силу установки по форме контура, записываемого для единичной спектральной линии. Если вторая линия настолько слабее первой и находится столь близко от нее, что ее амплитуда не выходит за пределы заднего фронта записи контура первой линии, то она не будет записана совсем (фиг. 5). При обратном направлении развертки линия λ_2 на фиг. 5 не была бы замыта. Целесообразно контролировать правильность постоянной времени и скорости записи путем сравнения спектров, записанных при двух противоположных направлениях развертки. Выражаю благодарность А. Б. Северному и В. Л. Хохловой за обсуждение работы.

Литература

1. A. C. Hardy, F. Mansfield Young. J. Opt. Soc. Am. **39**, № 4, 265, 1949.
 2. W. H. Eberhardt. J. Opt. Soc. Am. **40**, № 3, 172, 1950.
 3. G. W. King, A. G. Emile. J. Opt. Soc. Am. **41**, № 6, 405, 1951.
 4. J. B. Willis, Austral. J. Sci. Res. **4A**, 172, 1951.
 5. S. Brodersen. J. Opt. Soc. Am. **43**, № 10, 887, 1953.
 6. S. Brodersen. J. Opt. Soc. Am. **44**, № 1, 22, 1955.
 7. И. С. Абрамсон, А. Н. Могилевский. Изв. АН СССР, серия физич. **19**, № 1, 49, 1955.
 8. П. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. Электронные умножители, Гостехиздат, 1954.
 9. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. **5**, 3, 1950.
 10. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. Гостехиздат, 1952.
 11. А. М. Бонч-Бруевич. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. Гостехиздат, 1951, гл. 1, § 3.
-

ПРИЧИНЫ РАСШИРЕНИЯ
ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

А. Б. Северный

Объяснение расширения водородных линий Штарк-эффектом, в особенности для линии H_α , приводит к теоретическим контурам, менее глубоким, чем наблюдаемые контуры, особенно на краю диска Солнца. Для современной модели солнечной атмосферы [3] приведено сравнение коэффициентов поглощения в линии для случаев естественного затухания, Штарк-эффекта и эффекта собственного давления нейтрального водорода. Для линии H_α коэффициент поглощения, связанный с эффектом собственного давления, преобладает над штарковским и, конечно, над затуханием вследствие излучения. Для линии H_β и остальных линий поглощение, связанное со Штарк-эффектом, является основным.

На основе принятой модели солнечной атмосферы вычислены теоретические контуры линии H_α , расширенной вследствие эффекта собственного давления. Обнаружено хорошее согласие этих теоретических контуров с наблюдаемыми в центре и на краю диска, полученными методом фотоэлектрической регистрации. Наш фотоэлектрический контур линии H_α совпадает с найденным недавно Пирсом на обсерватории Мак Мас [11].

Расширение линии H_α в спектре Солнца вызвано эффектом собственного давления, тогда как для остальных бальмеровских линий оно связано со Штарк-эффектом.

ON THE BROADENING OF HYDROGEN LINES IN THE SOLAR SPECTRUM, by A. B. Severny.—The explanation of the broadening of hydrogen lines, and particularly of the H_α —line, by the Stark-effect leads to theoretical profiles which are more shallow than the observed ones, especially near the limb.

The calculations based on the de Jager's model of solar atmosphere show that for the H_α —line the coefficient of absorption due to the pressure effect of neutral hydrogen, exceeds that of Stark-effect. For the H_β and other lines the absorption connected with the Stark-effect is the main one.

The theoretical profiles of the H_α —line broadened due to the pressure effect of neutral hydrogen were calculated being in good agreement with the observed ones, both in the centre and at the limb. The observed profiles were obtained by photoelectric records. It appeared that our photoelectric profiles of the H_α —line practically coincide with that observed by Pierce at the Mac Math Observatory [11].

§ 1. Вводные замечания

Причинам расширения водородных линий бальмеровской серии в спектре Солнца посвящены работы Унзоляда [1, 2] и недавняя работа о водородном спектре Солнца де Ягера [3]. Вначале [1] Унзоляд

считал, что основная линия этой серии H_α расширена в результате естественного затухания. Как известно, действие Штарк-эффекта на расширение этой линии наименьшее, поэтому Унзольд пытался определить нижнюю границу расширения этой линии, отбрасывая действие Штарк-эффекта и учитывая только естественное затухание излучения. Унзольд принимает для крыльев H_α коэффициент поглощения

$$s_\nu = \frac{s_0}{\Delta\lambda^2}, \quad s_0 = 5.40 \cdot 10^{-17}, \quad (1, 1)$$

где $\Delta\lambda$ выражена в ангстремах. Считая, что контур H_α можно представить интерполяционной формулой

$$1 - r_\lambda = \left(\frac{1}{R_e} + \frac{1}{x_\lambda} \right)^{-1}, \quad (1, 2)$$

где x_λ — оптическая толщина, равная $N_2 H s_\nu$ (считается малой), для эквивалентной ширины H_α принимается выражение

$$E_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\Delta\lambda}{1 + \frac{\Delta\lambda^2}{s_0 N_2 H}} = \pi \sqrt{s_0 N_2 H} = 2.31 \cdot 10^{-8} \sqrt{N_2 H}. \quad (1, 3)$$

Здесь, очевидно, упущен множитель R_e — центральный контраст. Принимая по Аллену $E_\lambda = 2.53 \text{ \AA}$, получаем $N_2 H < 1.2 \cdot 10^{16}$. Так как, заключает Унзольд, это верхнее значение (выражение (1, 3) дает минимальное E_λ) мало отличается от нижнего, получаемого из измерений высших членов серии ($N_2 H > 5 \cdot 10^{15}$) и «действующая оптическая толщина» τ_0 в солнечном спектре для $\lambda 6563$ и $\lambda 3750$ почти одна и та же, то мы заключаем, что расширение H_α в солнечном спектре, во всяком случае частично, обусловлено затуханием излучения. В другой работе Унзольд указал, что контур H_α соответствует этому предположению.

Дело в том, что понятие одной «действующей толщи» для таких широких линий, как H_α , перестает быть верным: разным участкам этой линии соответствуют разные значения «действующей толщи» (отличающиеся в несколько раз, см. ниже). Кроме того, если даже такие линии характеризовать одной «действующей толщиной», то она оказывается разной для H_α и высших членов серии. Наконец, формула (1, 2) слишком груба для представления контуров таких широких и глубоких линий, как H_α , и совершенно не в состоянии объяснить эффект центр—край.

Позднее [2, стр. 42] Унзольд убедился, что для линии H_α естественное затухание играет несущественную роль по сравнению со статистическим эффектом Штарка. Де Ягер [3], очень подробно исследовавший штарковское расширение водородных линий в спектре Солнца, в частности, в связи с эффектом центр—край, обнаружил, что теоретические контуры, особенно H_α , являются заметно менее глубокими, чем наблюдаемые, в особенности у лимба. Систематические расхождения в отдельных случаях достигают даже 8 % интенсивности непрерывного спектра, что нельзя отнести на счет погрешностей наблю-

дений. Автор пытается объяснить эти расхождения возможными неточностями принятой модели солнечной атмосферы, но не достигает на этом пути определенного заключения.

Возникает, естественно, вопрос, нет ли в солнечной атмосфере более мощного механизма поглощения и расширения водородных линий, в частности линии H_{α} , обуславливающего наблюдаемые контуры и эффект центр—край. Неоднократно указывалось (см., например, [2], стр. 45), что в спектрах «сравнительно холодных» звезд карликов расширение первых членов балмеровской серии может быть вызвано собственным давлением нейтрального водорода, т. е. эффектом столкновений атомов водорода между собой. Действительно, крылья водородных линий, в особенности H_{α} , как показывают наблюдения (см. ниже), простираются очень далеко, до $30 \text{ \AA}$, т. е. они возникают в весьма глубоких слоях солнечной атмосферы, где парциальное давление водорода велико.

Мнение, будто эффекты давления не играют роли в солнечной атмосфере, исходит от Унзольда ([1], стр. 308—309). Основываясь на своей старой, неверной из-за неучета поглощения отрицательными ионами водорода модели солнечной атмосферы ([1], табл. 36), Унзольд оценивает на оптической глубине $\tau = 0.5$ (где преимущественно возникают линии) полное число атомов $N = 5.44 \cdot 10^{15}$ ($T = 5600^\circ$ и $p = 4170$ бар). На самом же деле, давление на глубине $\tau \approx 0.5$ составляет около 10^5 бар, а число атомов (в основном водорода) $1.2 \cdot 10^{17}$ (см., например, [3, 4]). Для металлов, составляющих не более 10^{-4} доли содержания водорода, парциальная плотность $\sim 10^{13}$ недостаточна для расширения под действием собственного давления, которое, согласно опытам, начинает сказываться при плотности $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (для водорода соответствующих экспериментальных данных не имеется).

Поэтому, особенно в связи с более высоким, чем считалось ранее, парциальным давлением водорода, нельзя исключать действия расширяющего линии водорода механизма его собственного давления (столкновений). Настоящая работа посвящена рассмотрению расширения водородных линий в спектре Солнца вследствие эффекта собственного давления, вычислению теоретических контуров, связанных с этим эффектом и их сравнению с наблюдаемыми нами фотоэлектрическим методом контурами.

§ 2. Сравнение расширения собственным давлением и штарковского расширения для водородных линий

Согласно современным моделям солнечной атмосферы, число нейтральных атомов водорода N_H меняется довольно медленно с глубиной. Вычисления показывают [3], что крылья, например, линии H_{α} , ($\Delta\lambda \geq 1 \text{ \AA}$) возникают на глубинах $\tau \geq 0.6$. Для таких оптических глубин (для среднего коэффициента поглощения) величина $N_H \geq 1.1 \cdot 10^{17}$ ($\tau = 0.5$) и возрастает до $1.55 \cdot 10^{17}$ (при $\tau = 2.5$ или несколько больше).

Поэтому мы только преуменьшим [действие расширения собственным давлением, если примем

$$N_H = 1.1 \cdot 10^{17} \quad (2, 1)$$

и будем считать эту величину постоянной при вычислении теоретического контура.

Постоянная затухания из-за столкновений в случае расширения собственным давлением $\gamma_{ст}$, согласно Линдхольму (см. [2], стр. 16), равна

$$\gamma_{ст} = 4\pi^3 C N, \quad (2, 2)$$

а величина

$$C = \frac{e^2}{8\pi m \omega_0} f_{ik}, \quad (2, 3)$$

где f_{ik} — сила осциллятора для перехода $i \rightarrow k$. Для линии H_α величина $f_{32} = 0.637$ и

$$C = 2.22 \cdot 10^{-9}, \quad (2, 4)$$

так что, согласно (2, 1):

$$\gamma_{ст} = 3.04 \cdot 10^{10}. \quad (2, 5)$$

Сравнивая это [с постоянной затухания вследствие излучения для линии H_α

$$\gamma_{зат} = \gamma_2 + \gamma_3 = A_{21} + A_{32} + A_{31} = 5.66 \cdot 10^8, \quad (2, 6)$$

видим, что затухание вследствие столкновений атомов водорода между собой почти в 50 раз более эффективный процесс нежели естественное затухание излучения.

Сравним приблизительно друг с другом для линии H_α величины коэффициентов поглощения из-за собственного давления и из-за Штарк-эффекта. Поглощение в крыле H_α можно принять в виде

$$s_\lambda = \frac{e^2}{m_e c} \frac{f_{23} \delta_{23}}{(\nu - \nu_0)^2} = 10^{16} \frac{e^2}{m_e c^3} \frac{f_{23} \delta_{23} \lambda_0^4}{\Delta \lambda^2}, \quad (2, 7)$$

если $\Delta \lambda$ выражать в ангстремах; здесь $\delta_{23} = \frac{1}{4\pi} \gamma$, а $\gamma = \gamma_{зат} + \gamma_{ст} = 3.1 \cdot 10^{10}$ согласно (2, 5), (2, 6). Подставив это значение γ в (2, 7), получим

$$s_\lambda = \frac{2.49 \cdot 10^{-15}}{\Delta \lambda^2}. \quad (2, 8)$$

С другой стороны, для Штарк-эффекта имеем

$$s_\lambda = m_H f_{23} 10^8 \left(\frac{s'_\nu}{\nu} \right), \quad (2, 9)$$

где величины s'_ν / ν табулированы Вerveem [5] для температуры 11 000° и различных p_e . На расстоянии $\Delta \lambda = 2 \text{ \AA}$ от центра H_α имеем, согласно (2, 8), $(s_\lambda)_{ст} = 6.23 \cdot 10^{-16}$. С другой стороны, для этого $\Delta \lambda$, по данным [3], можно найти интерполяцией «действующую» оптическую глубину τ_0 .

для среднего коэффициента поглощения и из модели атмосферы, по τ_0 , найти $\lg p_e \approx 2$. Из табл. VI [6] находим (при $T = 11\,000^\circ$): $10^8 \frac{s_v}{n} = 4.5$. Для $T = 5500^\circ$ эта величина примерно равна 2 и штарковский коэффициент (2, 9) будет: $(s_v)_{\text{шт}} \approx 2 \cdot 10^{-16}$, т. е. приблизительно в три раза меньше, чем s_v вследствие собственного давления.

Более точное и полное вычисление коэффициентов поглощения может быть выполнено следующим путем. В случае собственного давления имеем

$$s_v = s_0 \left[e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} (1 - 2vF(v)) \right], \quad (2, 10)$$

причем

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}, \quad a = \frac{\gamma}{\Delta\omega_D}, \quad s_0 = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc^2} f_{32} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}, \quad (2, 11)$$

где $\gamma = \gamma_{\text{ст}} + \gamma_{\text{зат}} = 3.1 \cdot 10^{10}$; функция $(1 - 2vF(v))$ табулирована в [1, стр. 179] для $v \leq 10$; для $v \geq 10$ мы пользовались представлением функции s_v/s_0 в виде

$$\frac{s_v}{s_0} \equiv H(a, v) = \frac{a}{2} H_1(v) + \left(\frac{a}{2}\right)^3 H_3(v),$$

$$H_1(v) = 0.5642v^{-2} + 0.846v^{-4}; \quad H_3(v) = -0.56v^{-4}, \quad (2, 12)$$

где функции $H_0(v)$, $H_1(v)$ и т. д. вычислены Гаррисом [6]. При вычислении $\Delta\lambda_D$ и a мы приняли температуру Солнца 5740° , что дает

$$s_0 = 6.15 \cdot 10^{-13}, \quad \Delta\lambda_D = 0.212 \text{ \AA}, \quad a_{\text{зат}} = 0.006097, \quad a = 0.3341.$$

С этими значениями a , s_0 были вычислены значения s_v для случая затухания вследствие излучения и затухания вследствие собственного давления (табл. 1). Мы видим, что поглощение вследствие собственного давления — почти в сто раз более эффективный процесс, нежели затухание вследствие излучения.

Для вычисления коэффициента поглощения вследствие Штарк-эффекта мы использовали его выражение для крыльев линии (см. [3], стр. 39)

$$s_{\text{шт}}(\Delta\lambda) = C_n F_0^{3/2} \Delta\lambda^{-5/2}. \quad (2, 13)$$

Для линии H_α величина $C_n = 3.43 \cdot 10^{-16}$, а нормальная напряженность поля $F_0 = 2.61en^{2/3}$, где n — число возмущающих частиц (ионов и электронов) в 1 см^3 . Унзольд показал [2], что действием электронов можно пренебречь, так как они влияют только на очень далекие крылья. Поэтому $n = n_i \approx n_e$ — числу электронов в 1 см^3 и (2, 13) будет

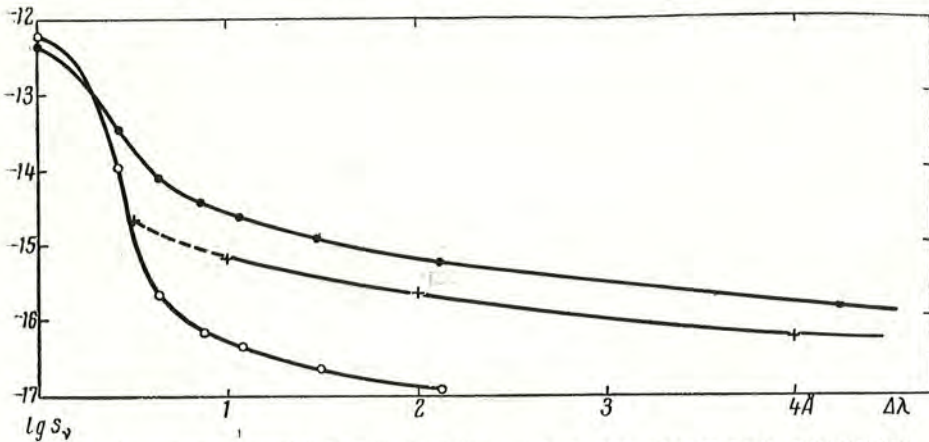
$$s(\Delta\lambda) = 1.51 \cdot 10^{-29} n_e \Delta\lambda^{-5/2}, \quad (2, 14)$$

где $\Delta\lambda$ выражено в ангстремах. Каждому расстоянию от центра линии H_α соответствует своя «действующая» оптическая толщина τ_0 (в частотах непрерывного спектра) и тем самым свое электронное давление p_e . Эти

Таблица 1

ν	$\Delta\lambda$ (Å)	s_{ν} зат	s_{ν} давл	s_{ν} шт
0	0	$6.129 \cdot 10^{-13}$	$4.991 \cdot 10^{-13}$	—
2.0	0.424	$1.170 \cdot 10^{-14}$	$3.505 \cdot 10^{-14}$	—
3.0	0.636	$2.223 \cdot 10^{-16}$	$8.093 \cdot 10^{-15}$	$1.58 \cdot 10^{-15}$
4.0	0.848	$7.368 \cdot 10^{-17}$	$4.034 \cdot 10^{-15}$	$9.33 \cdot 10^{-16}$
5.0	1.06	$4.515 \cdot 10^{-17}$	$2.474 \cdot 10^{-15}$	$6.31 \cdot 10^{-16}$
7.0	1.48	$2.228 \cdot 10^{-17}$	$1.221 \cdot 10^{-15}$	$3.72 \cdot 10^{-16}$
10.0	2.12	$1.074 \cdot 10^{-17}$	$5.884 \cdot 10^{-16}$	$2.09 \cdot 10^{-16}$
20.0	4.24	—	$1.445 \cdot 10^{-16}$	$5.25 \cdot 10^{-17}$
40.0	8.48	—	$3.397 \cdot 10^{-17}$	—
60.0	12.7	—	$1.611 \cdot 10^{-17}$	—
100	21.2	—	$5.799 \cdot 10^{-18}$	—

значения n_e и τ_0 для разных $\Delta\lambda$ мы получили интерполяцией из модели солнечной атмосферы использованной де Ягером [3]; там же приведены τ_0 для различных $\Delta\lambda$, считая, что расширение H_{α} штарковское (последнее допущение несущественно для данного расчета). Результаты



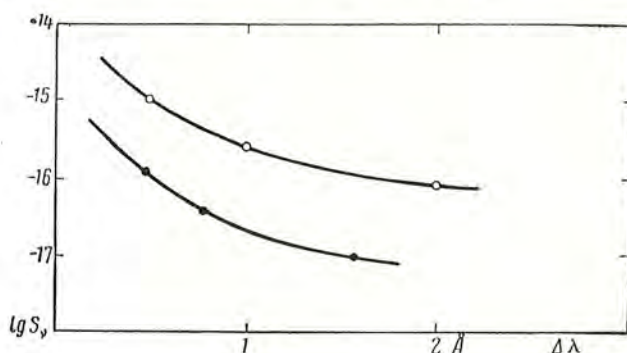
Фиг. 1. Сравнение коэффициентов поглощения для различных механизмов расширения линии H_{α} :

естественное затухание (кружки), Штарк-эффект (крестики), затухание вследствие эффекта давления (точки).

вычислений по (2, 14) приведены в пятом столбце табл. 1 (для $\Delta\lambda < \sim 0.5 \text{ Å}$ формула (2, 13) неприменима). На фиг. 1 приведено сопоставление этих трех коэффициентов поглощения. Из табл. 1 и фиг. 1 следует, что коэффициент поглощения вследствие собственного давления в три—пять раз больше штарковского в крыльях линии H_{α} .

Таким образом, расширение линии H_{α} в солнечном спектре в основном обусловлено эффектом собственного давления (столкновения водородных атомов между собой), а не эффектом Штарка.

Рассмотрим теперь линию H_β . Для линии H_β величина C [см. (2, 3)] будет в $\frac{f_{42}}{f_{32}} = 0.187$ раза меньше, чем для H_α ($f_{42} = 0.119$), и для H_β величина $\gamma_{\text{ст}} = 4.23 \cdot 10^9$. Величина $\gamma_{\text{зат}}$ для H_β равна $4.99 \cdot 10^8$, поэтому



Фиг. 2. Сравнение коэффициентов поглощения для различных механизмов расширения линии H_β : Штарк-эффект (кружки), эффект давления (точки).

$\gamma = 4.73 \cdot 10^9$ и $a(H_\beta) = \frac{\gamma_\beta}{\gamma_\alpha} \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\alpha} a(H_\alpha) = 0.113 a(H_\alpha)$, $s_0(H_\beta) = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\alpha} \frac{f_{42}}{f_{32}} s_0(H_\alpha) = 0.855 \cdot 10^{-13}$. С этими значениями a , s_0 были вычислены s_v по формуле (2, 10). Для штарковского коэффициента было проведено аналогичное случаю H_α вычисление по формуле (2, 13), где $C(H_\beta) = 0.858 \cdot 10^{-16}$ [4, стр. 162]. Результаты представлены на фиг. 2, из которой следует, что для H_β штарковский коэффициент поглощения значительно преобладает над поглощением вследствие собственного давления и линия H_β в спектре Солнца расширена в основном под действием Штарк-эффекта. То же самое справедливо и для остальных водородных линий серии Бальмера, где действие Штарк-эффекта еще сильнее.

§ 3. Теоретические контуры линии H_α и их сравнение с наблюдаемыми

Интенсивность в сфере линии поглощения на достаточном расстоянии от ее центра может быть вычислена по формуле

$$I(\Delta\lambda, \theta) = \int_0^\infty B_v(\tau_0) e^{-\tau_0 \sec \theta \frac{k_v + \sigma_v}{k_0} \sec \theta d\tau_0}, \quad (3, 1)$$

где σ_v — коэффициент селективного поглощения (в сфере линии), k_v — коэффициент поглощения в частоте непрерывного спектра ν_0 , k_0 — средний коэффициент поглощения; все коэффициенты рассчитаны на единицу массы. Интенсивность в частоте ν_0 непрерывного спектра (в отсутствии линии) есть

$$I_0(\theta) = \int_0^\infty B_v(\tau_0) e^{-\tau_0 \sec \theta \frac{k_v}{k_0} \sec \theta d\tau_0}; \quad (3, 2)$$

в (3, 1) и (3, 2) приняты обозначения

$$\tau_v = \int_0^{\tau_0} \frac{k_v}{k_0} d\tau_0, \quad \tau_\lambda = \int_0^{\tau_0} \frac{k_v + \sigma_v}{k_0} d\tau_0. \quad (3, 3)$$

Для определения величин $\frac{k_v}{k_0}$ использовалась работа Чандрасекара и Брин [7] и Чандрасекара и Мюнха [8]. Для k_v имеем выражение (см. [8])

$$k_v = (1 - x) \frac{1}{1.8m_H} [k_v(H^-) p_e + k_v(H)], \quad (3, 4)$$

где величины $k_v(H^-)$ — коэффициента поглощения отрицательными ионами водорода (для $p_e = 1$) — табулированы для различных значений $\Theta = \frac{5040}{T}$ в табл. VII [7]; величина $1 - x$ практически равна 1. В [8] (табл. II) приведены значения k_0 для различных p_e и Θ . Что касается $k_v(H)$ — коэффициента поглощения нейтральными атомами водорода, то он был вычислен по формуле (см. [4])

$$k_v(H) = \frac{C_0 Z^2 x p_e}{v_0^3 T^{\frac{3}{2}}} \left\{ \frac{2hRZ^2}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'}{n^3} e^{\frac{hRZ^2}{n^2 kT}} + g'' \right\} \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} \right), \quad (3, 5)$$

$$g'' = 1 + 0.1728 \left(\frac{\nu}{RZ^2} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 + \frac{2kT}{h\nu} \right),$$

$$g' = 1 - 0.1728 \left(\frac{\nu}{RZ^2} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{2}{h^2} \left(\frac{RZ^2}{\nu} \right) - 1 \right].$$

Доля, вносимая $k_v(H)$ в (3, 4), становится заметной для оптических глубин $\tau_0 > 1$. В основу вычислений была положена модель фотосферы Солнца, вычисленная де Ягером [3], как наиболее современная и точная. В табл. 2 приведены данные об этой модели (первые три столбца), величины $k_v(H)$, вычисленные по (3, 5), $k_v(H^-)$, полученные интерполяцией по табл. VII [7], k_v , вычисленные по формуле (3, 4), и значения k_0 , определенные интерполяцией по табл. II [8]. Эти данные могут быть полезны при изучении условий возникновения водородных линий.

Далее (см. [4], стр. 191), если s_v — коэффициент поглощения на один атом (§ 2), то коэффициент поглощения на 1 г будет (для интересующих нас глубин $\tau_0 \leq 5$)

$$\sigma_v = \frac{1}{1.8m_H} \frac{g_{02}}{g_{01}} e^{-\frac{\epsilon_{02}}{kT}} s_v = \frac{1}{1.8m_H} s_v 4e^{-23.392\Theta}, \quad (3, 6)$$

где s_v для каждого расстояния от центра линии $\Delta\lambda$ дано в табл. 1 (столбец 4). В табл. 2 (последний столбец) приведены значения $\sigma_v(0)$ (3, 6) для центра линии $\Delta\lambda = 0$. Для всех остальных $\Delta\lambda$ значения σ_v получаются путем умножения этих значений $\sigma_v(0)$ на отношения $\frac{s_v(\Delta\lambda)}{s_v(0)}$, приводимые в табл. 1. Из табл. 2, в частности, видно, что $\frac{\sigma_v}{k_0}$ и $\frac{\sigma_v}{k_v}$

Таблица 2

τ_0	θ	$\lg n_e$	k_v (H)	k_v (H ⁻)	k_v	k_0	σ_v
0.01	1.18	-0.12	$6.65 \cdot 10^{-28}$	$2.07 \cdot 10^{-25}$	0.0524	0.0468	0.688
.02	1.136	+0.06	8.33	1.76	0.0675	.0600	1.92
.03	1.098	0.20	$1.02 \cdot 10^{-27}$	1.52	0.0806	.0720	4.68
.04	1.075	.31	.19	1.39	0.0950	.0850	8.00
.06	1.043	.49	.87	1.23	0.127	.113	16.9
.08	1.020	.58	2.12	1.11	0.141	.128	29.0
.10	1.003	.68	2.71	1.03	0.165	.150	43.8
.15	0.972	.87	4.71	0.901	0.224	.206	89.1
.20	.941	1.03	5.31	0.791	0.284	.261	$1.84 \cdot 10^2$
.30	.883	.21	$1.22 \cdot 10^{-26}$	0.620	0.406	.368	$7.09 \cdot 10^2$
.40	.843	.48	2.14	0.519	0.530	.484	$1.82 \cdot 10^3$
.50	.829	.54	.42	0.489	0.573	.523	$2.52 \cdot 10^3$
.60	.819	.61	.98	0.465	0.640	.586	$3.19 \cdot 10^3$
.80	.803	.74	4.27	0.431	0.801	.740	$4.64 \cdot 10^3$
1.00	.785	.85	5.90	0.397	0.955	.890	$8.90 \cdot 10^3$
.20	.769	.96	8.46	0.368	1.14	1.08	$1.03 \cdot 10^4$
.40	.754	2.08	$1.23 \cdot 10^{-25}$	0.343	1.41	.30	$1.46 \cdot 10^4$
.60	.739	.19	1.91	0.319	1.71	.59	$2.07 \cdot 10^4$
.80	.728	.28	2.59	0.300	1.99	.90	$2.68 \cdot 10^4$
2.00	.718	.36	3.40	0.286	2.29	2.16	$3.39 \cdot 10^4$
.5	.700	.50	5.50	0.260	2.91	.74	$5.17 \cdot 10^4$
3.0	.690	.60	7.45	0.246	3.51	3.33	$6.54 \cdot 10^4$
4.0	.670	.74	11.6	0.222	4.44	4.35	$1.04 \cdot 10^5$
5.0	.658	.84	15.7	0.209	5.33		

меняются более чем в 1000 раз с глубиной, в пределах которой зарождается линия H_α, т. е. модель Милна—Эддингтона с $\frac{\sigma_v}{k_v} = \text{const}$ совершенно непригодна в этом случае. Величина же $\frac{k_v}{k_0}$ меняется всего на 5%, так что равенство $\tau_v = \frac{k_v}{k_0} \tau_0$ выполняется с большой степенью точности. Практически механическими квадратурами порознь вычислялись разность интегралов (3, 2) и (3, 1) и интеграл (3, 2). Делением

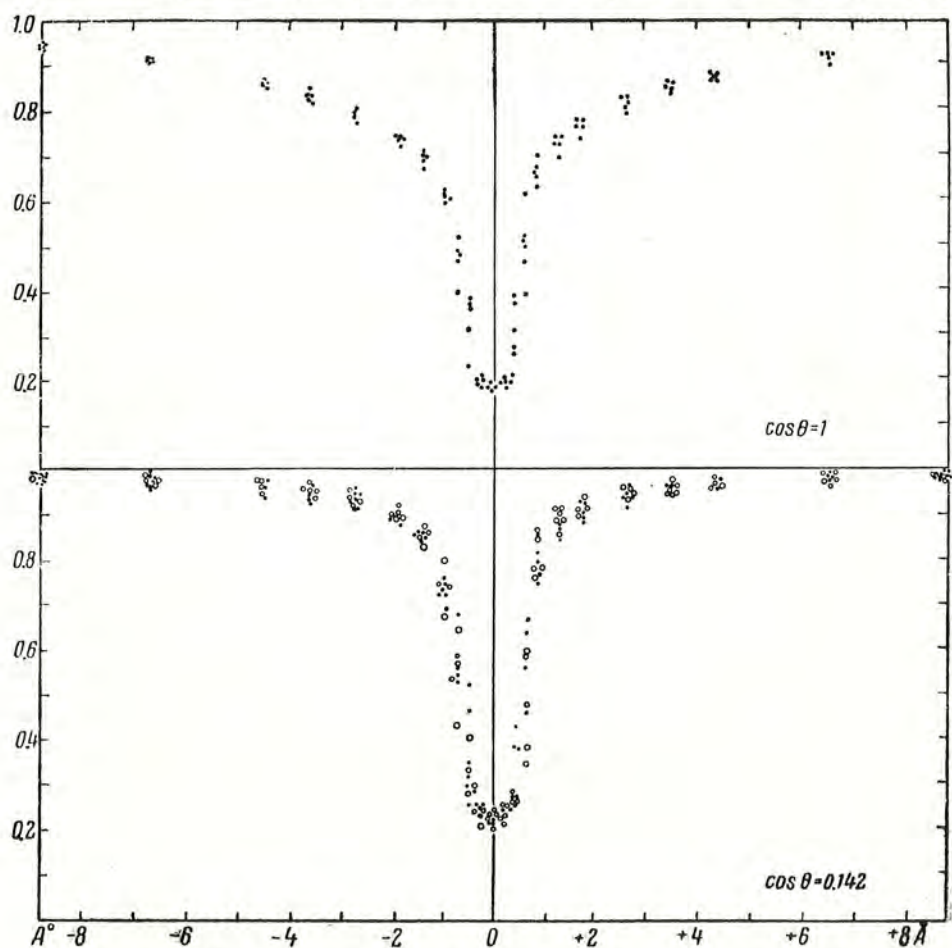
Таблица 3

$\Delta\lambda$ (Å)	$\cos \theta = 1.00$	$\cos \theta = 0.142$
0.64	0.540	0.738
1.06	0.641	0.821
2.12	0.758	0.914
4.24	0.845	0.968
8.48	0.934	0.991
12.72	0.963	0.996

этой разности на $I_0(\theta)$ [см. (3, 2)] мы получили контраст H_α, т. е. величину $\frac{I_0(\theta) - I(\Delta\lambda, \theta)}{I_0(\theta)}$. Вычисления были выполнены для двух значений $\cos \theta = 1$ и $\cos \theta = 0.142$. Результаты в остаточных интенсивностях r_v даны в табл. 3.

Фактический контур линии H_α был измерен при помощи установки для фотоэлектрической регистрации спектра Солнца на спектрографе нового башенного солнечного телескопа (оци-

сание телескопа см. в [9]). Эта установка и метод работы с ней описаны в нашей статье в этом же томе [10]. Запись производилась с установкой решетки во втором порядке при практической разрешающей силе $0.04 \text{ \AA}$ и дисперсии $0.7 \text{ \AA/мм}$, амплитуда записи— $60 \text{ \AA}$. Запись производилась по схеме край—центр—край, чтобы исключить возможность влияния быстрых изменений прозрачности, хотя во время записи (20 июля 1955 г.) прозрачность сохранялась постоянной. Из всех записей были отобраны наилучшие — пять для центра, пять для восточного края и четыре для западного края. Обработка записей, полученных на киноплёнку, производилась с учетом дисторсии, вносимой экраном осциллографа. Для

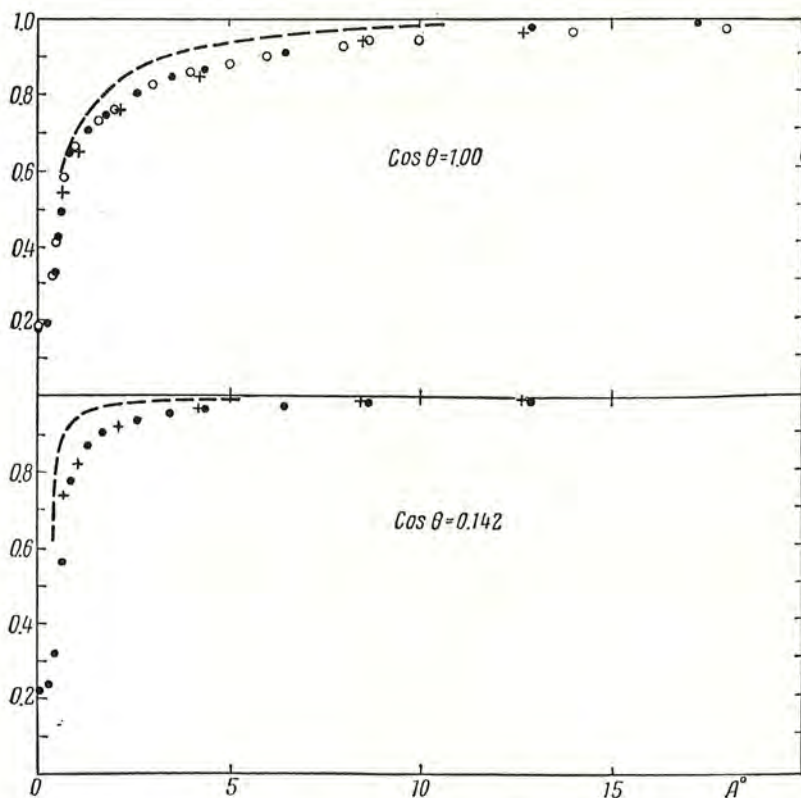


Фиг. 3. Оригинальные фотоэлектрические измерения контура H_α в центре ($\cos \theta = 1$) и на краю ($\cos \theta = 0.142$).

каждой записи был построен график дисперсии, т. е. зависимость длин волн характерных линий (в пределах контура H_α) от масштаба. Во всех случаях эта зависимость оказалась с большой степенью точности прямой, что позволило вполне надежно определить масштаб длин волн. На фиг. 3 приведены результаты отдельных измерений остаточной ин-

тенсивности контура H_{α} для центра ($\cos \theta = 1$) и края (было выбрано $\cos \theta = 0.142$ для сравнения с результатами, полученными де Ягером [3]); в этом последнем случае точки относятся к восточному краю, а кружки — к западному.

Мы видим, что сходимость отдельных измерений между собой хорошая: среднее отклонение от среднего для центра составляет 0.6% , для края 0.8% ; средняя квадратичная ошибка одного отдельного измерения



Фиг. 4. Средние наблюдаемые контуры линии H_{α} в центре и на краю (точки); средний наблюдаемый контур линии H_{α} по данным Пирса [11] (кружки); теоретический контур линии H_{α} в случае собственного давления (крестики) и контур H_{α} в случае Штарк-эффекта (пунктир).

составляет 1% . Разброс имеется только для самой крутой части контура для $\Delta\lambda \approx 0.5-0.8 \text{ \AA}$, что объясняется мелким масштабом записи; для записи ядра H_{α} следует применять малую амплитуду $8 \text{ \AA}$. Однако такая амплитуда не позволяет построить крылья линии и уверенно найти положение непрерывного спектра. Какая-либо систематическая разность между восточным и западным краями отсутствует; очевидно, что для такой широкой линии, как H_{α} , эффект вращения Солнца $0.08 \text{ \AA}$ не может сказаться на виде контура (о возможности систематических ошибок инструментальной природы см. [10]). В табл. 4 приведены сред-

ние контуры H_{α} по нашим измерениям для центра и края. Они же представлены на фиг. 4 (точки). Эти контуры получены путем осреднения значений r_v для красного и для синего крыла, так как контур H_{α} с достаточной точностью является симметричным (небольшая асимметрия в области $\Delta\lambda \approx 2 \text{ \AA}$, не превышающая 2%, не имеет для наших целей значения).

Таблица 4

$\Delta\lambda \text{ (\AA)}$	r_v		$\Delta\lambda \text{ (\AA)}$	r_v	
	$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.142$		$\cos \theta = 1$	$\cos \theta = 0.142$
-17.2	0.995	0.998	-1.72	0.748	0.904
-12.9	0.978	0.996	-1.29	0.708	0.871
- 8.60	0.942	0.986	-0.86	0.636	0.775
- 6.45	0.911	0.978	-0.65	0.492	0.564
- 4.30	0.865	0.966	-0.43	0.324	0.320
- 3.44	0.838	0.954	-0.22	0.194	0.236
- 2.58	0.802	0.938	0	0.185	0.223

На той же фиг. 4 представлен контур H_{α} (для центра диска) по недавним фотоэлектрическим измерениям Пирса [11] (кружки). Как видно, наш контур H_{α} практически совпадает с контуром, измеренным этим автором. В далеких крыльях ($\Delta\lambda > 10 \text{ \AA}$) наблюдается некоторое небольшое (не более 2%) расхождение: далекие крылья по нашим измерениям имеют немного меньшую глубину, чем по измерениям Пирса. Это расхождение вполне реально и связано с тем, что наш участок записи ($60 \text{ \AA}$) был меньше, чем в [11], где далекие крылья прослежены лучше, чем у нас, и тем самым положение непрерывного спектра в этой работе зафиксировано несколько точнее. Там же приведены данные для теоретического контура (крестики), согласно табл. 3, и пунктиром представлены теоретические контуры H_{α} , вычисленные де Ягером [3] в случае расширения этой линии действием Штарк-эффекта. Наш теоретический контур H_{α} (крестики — расширение вследствие собственного давления) хорошо согласуются с наблюдаемым контуром как в центре, так и на краю, тогда как теоретический контур де Ягера (пунктир — расширение вследствие Штарк-эффекта) значительно расходится с наблюдаемым контуром, в особенности на краю диска.

Таким образом, мы приходим к заключению, что линия H_{α} в спектре Солнца расширена вследствие эффекта собственного давления (затухание вследствие столкновений водородных атомов между собой). Из соответствия наблюдаемого контура и теоретического контура для коэффициента поглощения (2.10), можно, с другой стороны, заключить, что величина $\gamma = 3.1 \cdot 10^{10}$ определена правильно, т. е. число атомов водорода в фотосфере равно приблизительно 10^{17} , и что принятая модель фотосферы Солнца (модель VII, [3]) достаточно точна.

Что касается остальных линий бальмеровской серии, то в их расширении доминирующую роль играет Штарк-эффект, для которого в [3] получены теоретические контуры, удовлетворительно согласующиеся с наблюдаемыми.

Отметим, наконец, что наши фотоэлектрические измерения ядра H_α (сделанные с амплитудой $8 \text{ \AA}$) также подтверждают найденную Пирсом [11] асимметрию ядра H_α (сдвиг центральной интенсивности в синюю сторону и большую кривизну красной части ядра, чем синей).

В заключение приношу благодарность Э. А. Барановскому и А. Е. Балковому за помощь в вычислениях.

Л и т е р а т у р а

1. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, стр. 317.
2. А. Унзольд. См. сборник «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», ИЛ, 1951, стр. 7 и в особенности 41—48.
3. C. De Jager. *Rech. Utrecht*, 13, part 1, 1952.
4. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, стр. 276, табл. 13.
5. S. Verweij. The Stark effect of Hydrogen in Stellar Spectra, Diss. Amsterdam, 1936.
6. J. Harris. *Ap. J.* 108, 112, 1948.
7. S. Chandrasekhara. F. H. Green. *Ap. J.* 104, 430, 1946.
8. S. Chandrasekhara. G. Münch. *Ap. J.* 104, 446, 1946.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 31, 1955.
10. А. Б. Северный. См. настоящий том, стр. 12.
11. A. K. Pierce. *Ap. J.* 120, 233, 1954.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЛИНИЙ ИНФРАКРАСНОГО ТРИПЛЕТА
ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ $\lambda\lambda$ 8498, 8542
И 8662 ВО ФЛОККУЛАХ

Э. Р. Мустель и Т. Т. Цан

ЧАСТЬ I. ИЗУЧЕНИЕ САМОПОГЛОЩЕНИЯ В ЛИНИЯХ ТРИПЛЕТА
НАД ФЛОККУЛАМИ

Изучается эмиссия в инфракрасном триплете ионизованного кальция $\lambda\lambda$ 8498, 8542 и 8662 во флоккулах. Для этого контуры линий триплет в спектре флоккулов (фиг. 2—4) сравниваются с контурами тех же линий в спектре соседних невозмущенных частей солнечного диска (фиг. 1). Вычитание одного контура из другого дает избыток ΔI_λ ; для различных флоккулов этот избыток представлен на фиг. 5—7. Графики отчетливо показывают наличие эмиссии в центральных частях линий спектров флоккулов.

Сравнение энергии, излучаемой во всех трех эмиссионных линиях триплет, показывает, что в этих линиях присутствует сильное самопоглощение.

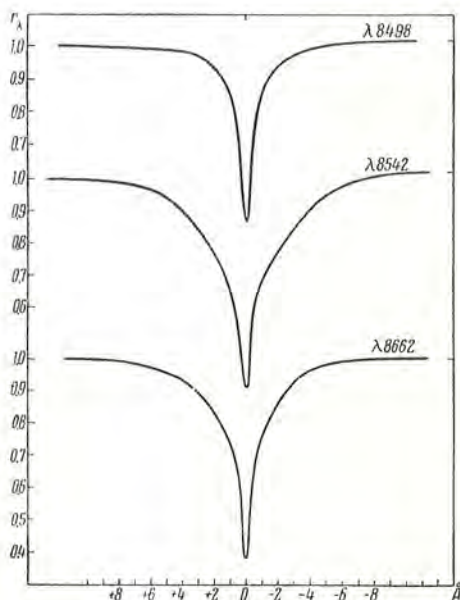
SPECTROPHOTOMETRY OF LINES OF THE INFRARED TRIPLET OF IONIZED CALCIUM $\lambda\lambda$ 8498, 8542 AND 8662 Å IN FLOCCULAE, by E. R. Mustel and T. T. Zan. — The emission in the infrared triplet of the ionized calcium $\lambda\lambda$ 8498, 8542 and of 8662 Å in flocculae was considered. The contours of the triplet lines in the spectrum of flocculae (Figs. 2, 3, 4) were compared with the contours of the same lines in the spectrum of the neighbouring undisturbed parts of the solar disc (Fig. 1). The subtraction of one contour from the other gives an excess. These excesses for different flocculae are represented in Figs. 5, 6, 7. The existence of emission in the central parts of spectral lines in flocculae is evident from these graphs.

A comparison of the energy radiated in three emission lines of the triplet shows a strong self-absorption in the lines.

Для изучения механизма излучения в линиях H_2 и K_2 над флоккулами очень важно иметь сведения о характере излучения (также над флоккулами) в линиях инфракрасного триплет кальция (вернее — составного дублета) с длинами волн $\lambda\lambda$ 8498, 8542 и 8662.

Линии H и K и линии инфракрасного триплет имеют в атоме Ca II общие верхние уровни, и поэтому решению задачи о механизме излучения в линиях H_2 и K_2 должно очень сильно помочь использование всех тех данных, которые можно получить при изучении инфракрасного триплет кальция. Материал, на котором основывается настоящее исследование, получен сотрудниками отдела физики Солнца Крымской обсерватории на башенном солнечном телескопе [1]. Дисперсия 1.60 Å/мм.

Высота полученных спектров такова, что на одном и том же спектре выходил и флоккул и прилежащие к нему части поверхности Солнца. Были использованы спектры флоккулов, полученные 7 и 21 мая и 4 июля 1955 г. Спектры этих же флоккулов получены и в области Н и К-линий. Обработка велась фотометром МФ2. Каждый флоккул изучался в ряде точек, т. е. каждый спектр фотометрировался вдоль ряда «разрезов».



Фиг. 1. Контуры линий инфракрасного триплета для невозмущенных частей солнечного диска.

При изучении инфракрасного триплета возникает вопрос, как выделить энергию, которая излучается в соответствующих линиях спектра флоккулов. В случае линий Н и К это легко сделать, ибо эмиссия представлена здесь в виде ярких линий H_2 и K_2 , накладывающихся на относительно пологую центральную часть линий поглощения Н и К. В случае линий инфракрасного триплета эмиссия в явном виде не всегда видна: она просто заполняет центральные части соответствующих линий поглощения (см. далее). Поэтому для выделения эмиссии был применен обычно используемый метод — вычитание остаточных интенсивностей контура линий спектра невозмущенных прилегающих частей солнеч-

ного диска из соответствующих (в смысле длины волны) остаточных интенсивностей контура линии спектра флоккула.

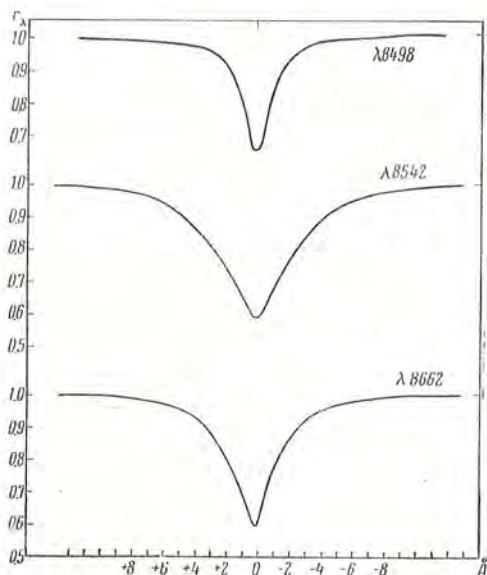
Чтобы стали наглядными выводы, которые можно сделать из применения этого метода, обратимся к иллюстрациям. При этом необходимо отметить следующее. Приводимые ниже контуры строились нами специально для изучения центральной эмиссии, причем мы не обращали внимания на линии других элементов в крыльях линий рассматриваемого триплета. Построение контуров линий этого триплета со всеми деталями приведено для невозмущенных частей солнечного диска в [2].

На фиг. 1 представлены контуры линий инфракрасного триплета для невозмущенных частей солнечного диска. Контур этих линий имеет специфический вид — очень узкая центральная часть с широкими крыльями. На фиг. 2—4 представлены контуры линий триплета для спектров флоккулов, снимавшихся соответственно 7 и 21 мая и 4 июля. Как видно, общий вид контуров линий триплета для различных флоккулов различен. В некоторых случаях в центре линий (фиг. 2) явно выраженной эмиссии не наблюдается, а имеет место лишь повышение

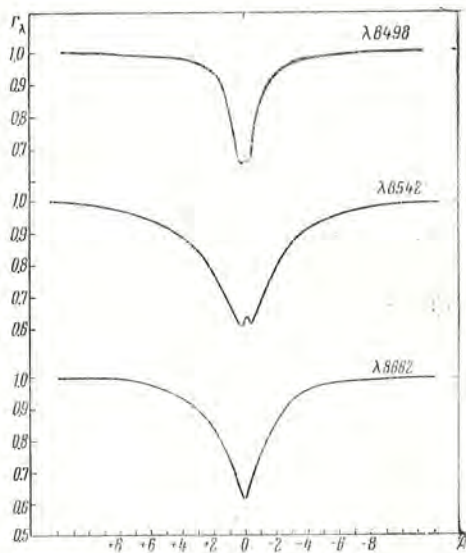
интенсивности центральных частей линии. В некоторых же случаях мы наблюдаем (фиг. 3) эмиссионные выступы в центре линии, а на фиг. 4 зарегистрирована двойная эмиссионная линия наподобие эмиссии в H_2 и K_2 -линиях.

Фиг. 5—7 иллюстрируют указанный метод выделения эмиссии, т. е. дают разницу

$$\Delta r_\lambda = (r_\lambda)_{\text{фл}} - (r_\lambda)_{\text{нф}}, \quad (1)$$



Фиг. 2. Контуры линий триплета для флоккула без эмиссионных выступов.



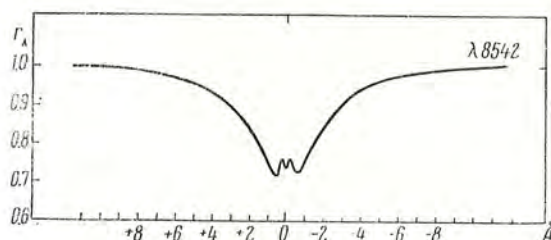
Фиг. 3. Контуры линий триплета для флоккула с эмиссионными выступами.

где $(r_\lambda)_{\text{фл}}$ — остаточная интенсивность при длине волны λ для флоккула, $(r_\lambda)_{\text{нф}}$ — то же, но для прилежащих частей невозмущенной фотосферы.

На фиг. 5 представлен ход величин Δr_λ в линиях триплета для одного из разрезов в спектре флоккула, снимавшегося 7 мая. Остальные разрезы для данного флоккула показывают ту же картину. Величина Δr_λ заметно отличается от нуля только в сравнительно узком центральном участке, т. е. контуры линий поглощения во флоккуле и в соседних местах практически совпадают. Следовательно, центральный выступ представляет собой в чистом виде эмиссию во флоккуле.

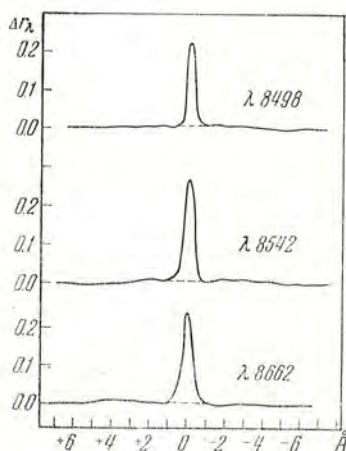
Однако тот же вывод можно сделать не только на основании графиков, подобных изображенным на фиг. 5, но и на основании тех графиков Δr_λ , на которых существуют отличия и в контурах линий поглощения. На фиг. 6 представлен ход Δr_λ внутри линий триплета для флоккула, наблюдавшегося 21 мая. Здесь Δr_λ отлично от нуля в широком интервале длин волн. Тем не менее совершенно различный ход Δr_λ с длиной волны в центре линии и в ее остальных частях с очевидностью доказывает, что и здесь центральный выступ является чистой

эмиссией. Отличие же Δr_λ от нуля вне центрального выступа свидетельствует о том, что линия поглощения во флоккуле (вернее — в факеле) поднята по сравнению с линией поглощения в спектре соседних

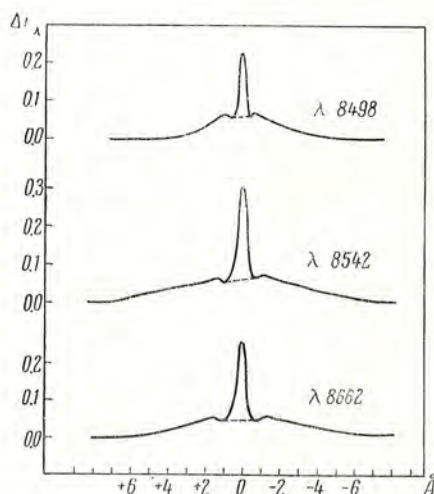


Фиг. 4. Контур линий для флоккула с двойной эмиссионной линией.

мест солнечного диска. Это говорит о том, что в факеле число атомов ионизованного кальция понижено по сравнению с их числом в фотосфере (т. е. и в «обращающем слое»). То же, как известно, получается



Фиг. 5. Разность контуров во флоккуле и в соседних невозмущенных частях солнечного диска с Δr_λ , заметно отличным от нуля в центральном участке.



Фиг. 6. Разность контуров во флоккуле и в соседних невозмущенных частях солнечного диска с Δr_λ , отличным от нуля также вне центрального выступа.

и по линиям Н и К ионизованного кальция. Правда, потенциал возбуждения нижних уровней, с которых начинаются линии инфракрасного триплета, составляет около 1.7 эв, в то время как линии Н и К — резонансные. Однако малость этого потенциала (1.7 эв) делает невероятной гипотезу о том, что уменьшенное число атомов, создающих линии поглощения триплета, обусловлено аномалиями только в условиях воз-

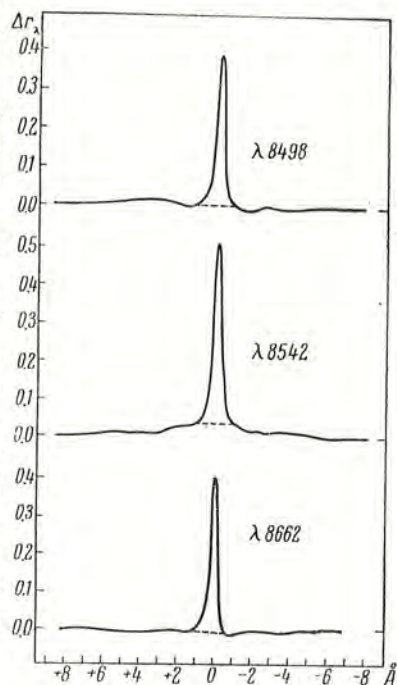
буждения в факеле, а не той же причиной, которая действует для линий Н и К.

Возвратимся вновь к центральной эмиссии в линиях инфракрасного триплета Са II. Хотя мы как будто и не можем сомневаться в том, что центральные выступы на фиг. 5 и 6 дают чистую эмиссию, все же изучение этой эмиссии должно производиться с большой осторожностью.

А именно, следует иметь в виду, что в случаях, аналогичных представленному на фиг. 6, линия поглощения спектра факела должна в своих центральных частях отличаться от линии поглощения (в тех же длинах волн) спектра невозмущенной фотосферы. Возможно, что небольшие максимумы, расположенные по обе стороны от центрального выступа на фиг. 6, обусловлены именно тем, что мы «вычитаем» из наблюдаемого контура контур, соответствующий невозмущенным частям солнечной поверхности, а не контур линии поглощения в самом факеле. Не известно также и то, в какой степени «закругления» в нижних частях эмиссионных выступов являются реальными. Такие округления наблюдаются достаточно часто. Это видно вполне отчетливо на фиг. 7, основанной на спектрах, полученных 4 июля. Являются ли эти «закругления» крыльями эмиссии или же они — результат указанных неопределенностей, сказать трудно.

Независимо от этих неопределенностей есть основание считать, что эмиссионные выступы (фиг. 5—7) дают с достаточной точностью полную энергию, излучаемую флоккулами в центральных частях линий триплета. Во всяком случае это замечание, повидимому, вполне обосновано для контуров типа, представленного на фиг. 5 и 7, где контуры линий поглощения в факеле и в соседней фотосфере практически совпадают в крыльях, а поэтому должны совпадать и в более внутренних частях линий.

В связи с этим интересно изучить вопрос о самопоглощении в эмиссионных линиях. Для рассматриваемого триплета теоретическое отношение энергий, излучаемых в эмиссионных линиях $\lambda\lambda$ 8498, 8662, 8542 при отсутствии самопоглощения, равно соответственно 1:5:9. Таким образом, если бы эмиссия в линиях триплета спектра флоккулов была свободной от самопоглощения, отношение наблюдаемых энергий было бы равно указанному. Для исследования этого вопроса были использованы



Фиг. 7. Разность контуров во флоккуле и в соседних невозмущенных частях солнечного диска с отчетливо выраженными закруглениями в нижних частях эмиссионных выступов.

все профотометрированные разрезы. В качестве эквивалентной ширины, представляющей энергию эмиссии, бралась площадь, заключенная на фиг. 5—7 между пунктиром и расположенным над ним контуром. Ввиду того, что интенсивность солнечного излучения на интервале от λ 8498 до λ 8662 убывает, в указанные эквивалентные ширины были введены соответствующие поправки. Результаты вычислений приведены в табл. 1, где энергия, излучаемая в линии λ 8498, принята равной единице.

Из табл. 1 видим, что самопоглощение в эмиссионных линиях рассматриваемого триплета весьма заметно. Однако никаких закономерностей здесь подметить не удалось. В частности, нет зависимости между эффектом самопоглощения и энергией, излучаемой в эмиссионной линии, нет зависимости и между эффектом самопоглощения и величиной поднятия крыльев линий поглощения.

Таблица 1

Дата (1955 г.)	Номер		Разрез	Энергия в линии		
	пластинки	спектра		λ 8498	λ 8542	λ 8662
7.V	78	2	I	1.00	1.48	1.30
			II	1.00	1.80	1.34
			III	1.00	1.54	1.41
		3	I	1.00	1.63	1.40
			II	1.00	1.87	1.46
			III	1.00	1.57	0.96
21.V	122	1	I	1.00	1.21	0.94
			II	1.00	1.40	1.24
			III	1.00	1.05	0.94
		2	I	1.00	1.78	1.55
			II	1.00	1.78	1.29
			III	1.00	1.77	1.41
4.VII	344	1	I	1.00	1.50	0.96
			II	1.00	1.49	0.96

Обращает на себя внимание то, что энергия для линии λ 8662 оказывается в некоторых случаях меньше энергии, излучаемой в линии λ 8498. Это несомненно результат того, что, как мы уже говорили, определение Δr_λ включает в себя некоторые ошибки, обусловленные незнанием контура для центральных частей линий поглощения в факеле.

Вопрос о возможном наличии связи между энергией, излучаемой в эмиссионных линиях триплета, и энергией, излучаемой в эмиссионных линиях H и K, будет обсужден в следующей работе.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 31, 1955.
2. M. Minnaert, G. F. W. Mulders, J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum, 1940.

О ПОВЕДЕНИИ ЛИНИЙ ИОНИЗОВАННОГО КАЛЬЦИЯ
В СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛАХ

В. Л. Хохлова

Исследованы линии ионизованного кальция $\lambda\lambda$ 3933, 3968, 8449, 8542 и 8662 для нескольких факелов по спектрам, полученным на БСТ. Возможности инструмента позволили исследовать факелы, расположенные вблизи самого края диска ($\sin \theta = 0.98-0.99$). Все спектрограммы показывают, что эквивалентная ширина линий факела меньше ширины линий фотосферы в центре диска, и больше, чем в фотосфере на расстоянии от края $\sin \theta = 0.99$.

Наблюдаемый эффект не может быть объяснен увеличением $N(\text{Ca II})$ за счет изменений условий ионизации в верхних слоях факела. Приводятся аргументы в пользу того, что этот эффект может быть объяснен увеличением плотности в верхних слоях факела.

SUR LA CONDUITE DES RAIES DU CALCIUM IONISÉ DANS LES FACULES SOLAIRES, par. V. L. Khokhtova. — On a étudié les raies du calcium ionisé $\lambda\lambda$ 3933, 3968, 8449, 8542 et 8662 de plusieurs facules d'après des spectres obtenus à l'aide du Tour solaire de l'observatoire de Crimée. L'instrument a permis d'étudier des facules situés tout au bord du disque ($\sin \theta = 0.98-0.99$). Tous les spectrogrammes utilisés ont montré que la largeur équivalente des raies du facule est inférieure à celles de la photosphère au centre du disque et supérieure à celles de la photosphère à la distance du bord qui correspond à $\sin \theta = 0.99$.

Il est montré que l'effet observé ne peut pas être expliqué par l'augmentation de nombre d'atomes de Ca II a cause des variations d'ionisation dans les couches supérieures du facule. Des arguments sont donnés en faveur de l'hypothèse que l'effet observé peut être expliqué par un accroissement de densité dans les couches supérieures du facule.

Сведения о распределении по глубине физических условий (в основном — температуры) в солнечных факелах получены на основании наблюдения непрерывного излучения [1, 2] или контуров линий факела [3] на разных расстояниях от центра солнечного диска. Для построения температурной модели факела нельзя использовать так называемый «оптический метод» в чистом виде, как это делается для фотосферы. Факел состоит из отдельных факельных волокон и гранул, продолжительность жизни которых измеряется часами. Если снимать спектр одного и того же факела на разных расстояниях от центра, то не может быть никакой уверенности, что фотометрируется одно и то же факельное образование. Но если исследовать большое число факелов в центре и на краю диска, то можно получить некоторое общее представление о физических условиях в разных слоях факела.

Нами исследовалось поведение следующих линий ионизованного кальция: резонансного дублета $\lambda\lambda$ 3933 и 3968 Å (H и K) и инфракрасного триплета $\lambda\lambda$ 8449, 8542 и 8662 Å на разных расстояниях от центра солнечного диска. Контурные линий H и K были получены при помощи фотоэлектрической установки для регистрации спектров, установленной на башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории [4], а также фотографически на спектрографе БСТ. Контурные инфракрасных линий получены только фотографическим методом.

При фотоэлектрической записи на осциллографе получался контур лишь одной из линий H или K с крыльями протяженностью 25 Å в обе стороны. Обычно снимались и при обработке усреднялись три-пять осциллограмм каждой линии для факела и столько же для невозмущенной фотосферы на том же расстоянии от центра Солнца.

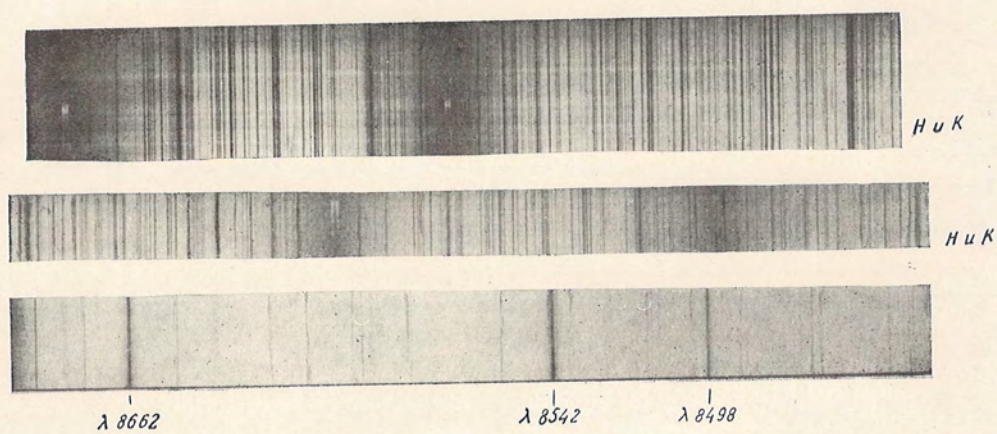
Область спектра, где расположены линии H и K, сильно искажена металлическими линиями, что затрудняет проведение непрерывного спектра и построение точного контура линий H и K. Поэтому при обработке мы находим разность $\Delta r_{\lambda} = r_{\lambda \text{ фак}} - r_{\lambda \text{ фот}}$, что позволяет устранить систематические ошибки при построении r_{λ} , одинаковые и для факела и для фотосферы (быть может, за исключением различного поведения blends в факеле и фотосфере, что не может, однако, исказить результат).

При получении фотографического материала на спектрографе БСТ использовалась диффракционная решетка ГОИ, дающая для области H и K максимальную яркость в третьем порядке с дисперсией 0.5 Å/мм. Линии инфракрасного триплета фотографировались на пластинках Agfa Infrarot 850, в первом порядке с дисперсией 1.5 Å/мм. Крылья этих линий практически свободны от blends, и контуры их строятся очень уверенно. На фиг. 1 приведены в качестве примера спектрограммы, содержащие интересные нас линии кальция.

Спектрограммы обрабатывались на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4. Обработке была подвергнута небольшая часть спектров факелов, полученных летом и осенью 1955 г., а именно: для линий H и K фотоэлектрические записи для шести факелов, для которых $\sin \theta = 0.47, 0.85, 0.99$ (два факела) и 0.92 (два факела) и спектрограммы двух факелов, для которых $\sin \theta = 0.975$; для инфракрасных линий — спектры трех факелов ($\sin \theta = 0.40, 0.70$ и 0.98).

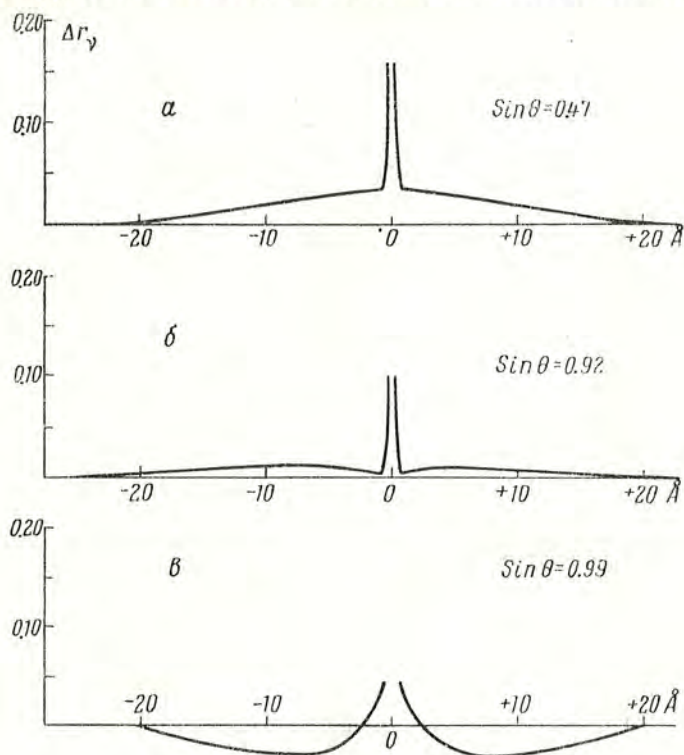
Возможности инструмента (изображение Солнца, диаметром в 21 см, и хорошее качество изображений) позволили получить спектры факела непосредственно вблизи края ($\sin \theta = 0.98-0.99$). Значения $\sin \theta$ измерялись при съемке достаточно точно при помощи специальной палетки, помещаемой перед входной щелью спектрографа.

Обработка всех спектрограмм дала следующий результат. Для факелов, расположенных на небольших расстояниях от центра солнечного диска, разность Δr_{λ} имеет вид, показанный на фиг. 2, а и 3, а. Очевидно, что эквивалентная ширина линий в факеле меньше, чем



Фиг. 1. Репродукции спектрограмм в области линий H и K и $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662, Ca II.

в фотосфере*. Этот факт некоторые авторы [5, 6] объясняют вторичной ионизацией кальция в факеле, за счет чего уменьшается число поглощающих ионов $N(\text{Ca II})$, вторичная ионизация приписывается [6] действию ультрафиолетового избытка за границей лаймановской серии, где у Ca II коэффициент поглощения спадает с частотой очень медленно.



Фиг. 2. Величина избытка Δr_γ для линий H и K по фотоэлектрическим наблюдениям.

Для $\sin \theta = 0.90—0.92$ эквивалентные ширины линий факела и фотосферы примерно равны, а для самого края ($\sin \theta = 0.98—0.99$) эквивалентная ширина линий в факеле больше, чем в фотосфере (см. фиг. 2, в и 3, б).

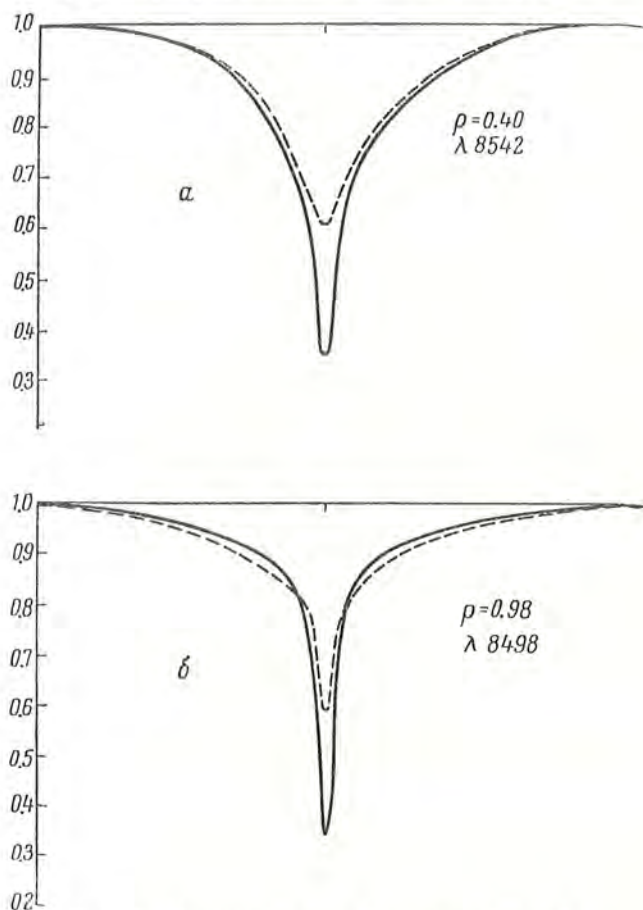
Очевидно, что наблюдения на краю диска дают сведения о более высоких слоях солнечной атмосферы, в частности о более высоких слоях солнечных факелов. К этому следует добавить, что излучение в частотах линий приходит из более внешних слоев, чем в частотах непрерывного спектра (при одинаковом $\rho = \sin \theta$), так как коэффициент поглощения в таких линиях, как H и K, значительно больше, чем в непрерывном спектре.

Таким образом, исследование поведения крыльев линий H и K облегчает наблюдение самых внешних слоев факела (центральные части линий, соответствующие еще более высоким слоям, не рассматриваются,

* Из рассмотрения исключаются центральные части линий, в которых наблюдается излучение флоккула.

так как не ясен механизм образования центральных частей сильных линий).

Можно оценить, из каких глубин в среднем доходит излучение, наблюдаемое на данном расстоянии от центра диска в частотах непрерывного спектра и линии. Для расчетов была использована модель солнечной фотосферы, разработанная де Ягером [7], согласно которой



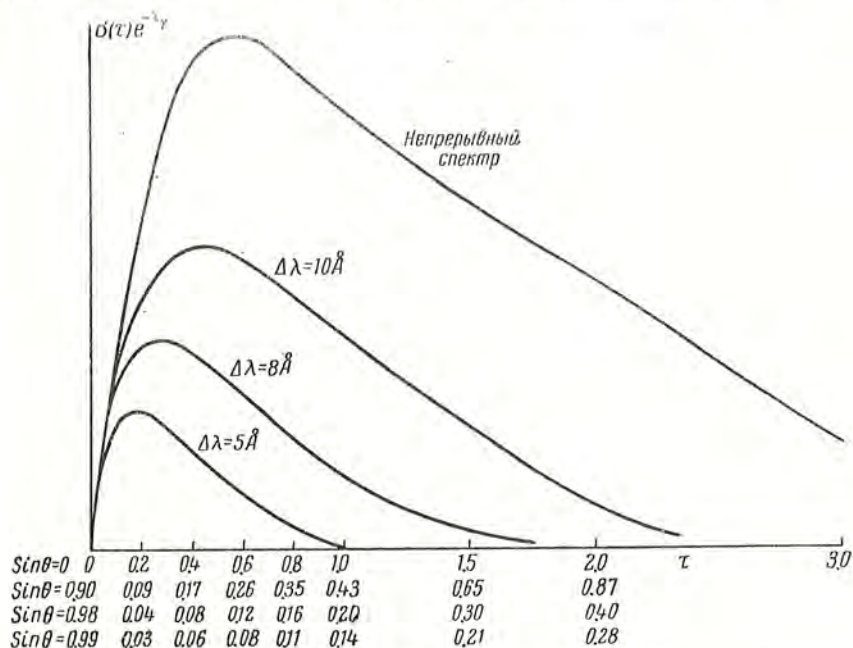
Фиг. 3. Контуры для инфракрасных линий.

было взято распределение плотности, электронного давления и температуры с глубиной.

На основе этих данных вычислялся ход коэффициентов селективного и непрерывного поглощения с глубиной. Для расчета коэффициента селективного поглощения в линии К в качестве уширяющего механизма принималось уширение вследствие столкновений с атомами нейтрального водорода [8, стр. 159]. Коэффициент непрерывного поглощения для различных глубин брался из таблицы, приведенной в работе Чандрасекара и Брина [9], где дан коэффициент поглощения отрицательными ионами водорода в зависимости от температуры и электронного давления. Принималось, что весь кальций однажды ионизован. Дей-

ствительно, повышение температуры вглубь компенсируется повышением электронного давления и вторичная ионизация до $\tau=6$ существенно не возрастает. Обилие кальция принималось согласно определению Клааса: $\lg \frac{N(\text{Ca})}{N(\text{H})} = \bar{6}.46$ [8, стр. 45].

Пользуясь этими данными, можно подсчитать излучение, выходящее наружу из слоев различной глубины τ (глубина дается в единицах



Фиг. 4. Зависимость функции $B(\tau)e^{-\tau\lambda}$ от оптической толщи.

оптической толщи для частот непрерывного спектра). Для этого необ-

ходимо вычислить величину $B_{\nu}(\tau)e^{-\int_0^{\tau} \frac{d\tau_{\nu}}{d\tau} d\tau}$. Интеграл в показателе степени вычислялся методом графического интегрирования. Вычисления производились для частот непрерывного спектра и частот внутри линии К, соответствующих расстоянию от центра линии $\Delta\lambda = 5, 8$ и $10 \text{ \AA}$ для $\sin \theta = 0$. На фиг. 4 приведены результаты вычислений. Для $\sin \theta \neq 0$ шкала по оси абсцисс получена простым умножением τ на $\sec \theta$. Это не вносит существенной ошибки, так как функция $B_{\nu}(\tau)$ почти линейно зависит от τ и относительный ход вычисленных функций не изменяется. Из графика можно составить представление о том, из каких глубин в основном доходит наблюдаемое нами излучение (см. таблицу на стр. 78). Отсюда следует, что при $\sin \theta = 0.98-0.99$ мы наблюдаем слои на глубине, меньшей $\tau = 0.30$.

Применимость этой оценки зависит от того, в какой мере справедливо применение к факелу расчетов, основанных на модели невозмущенной фотосферы. Повидимому, этого нельзя делать, если коэффи-

$\Delta\lambda$ (Å)	Sin θ		
	0	0.90—0.92	0.98—0.99
Непр. спектр	0.3 —3	0.15—1.0	0.1 —0.6
10	0.2 —1.6	0.10—0.65	0.04 —0.30
8	0.1 —1.2	0.07—0.40	0.02 —0.20
5	0.05—0.6	0.04—0.25	0.015—0.12

коэффициенты селективного и непрерывного поглощения в факеле сильно отличаются от коэффициентов в невозмущенной фотосфере.

Рассмотрим возможные объяснения наблюдаемого поведения линий Ca II в факеле. Допустим, что разница эквивалентных ширин линий ионизованного кальция обусловлена различием в числе поглощающих ионов N (Ca II). Как видно из фиг. 2, разность эквивалентных ширин линии К факела и фотосферы при наблюдении в центре и на краю примерно одинакова по величине, но имеет разные знаки. Можно воспользоваться оценками Кремера [10] и Крат [5], получивших, что наблюдаемая разность эквивалентных ширин факела и фотосферы соответствует разнице в числе поглощающих атомов на 15—24%. Будем считать, что большая эквивалентная ширина линии факела по сравнению с линией фотосферы на краю обусловлена большим (на 15%) числом поглощающих атомов в верхних слоях факела. За счет чего может увеличиться число поглощающих атомов Ca II в верхних слоях факела по сравнению с фотосферой? Положим, что это происходит из-за относительного уменьшения вторичной ионизации. Легко подсчитать, что в верхних слоях невозмущенной фотосферы вторичной ионизации практически нет (меньше 1%). Поэтому за счет уменьшения вторичной ионизации в верхних слоях факела может быть достигнуто приблизительное равенство эквивалентных ширин, но никак не превышение ширины в факеле. Число N (Ca II) не может также увеличиваться в верхних слоях факела за счет увеличения первой ионизации кальция, так как в фотосфере кальций ионизован почти полностью (примерно на 97%), так что в факеле возможно увеличение ее лишь на 3%.

Таким образом, превышение эквивалентных ширин линий Ca II в факеле над ширинами линий фотосферы нельзя объяснить разницей в числе N (Ca II), возникающей из-за разного состояния ионизации в верхних слоях факела и фотосферы.

Рассмотрим другое возможное объяснение. Контур линии и ее эквивалентную ширину определяет произведение $k_\lambda N$, где k_λ — коэффициент поглощения, рассчитанный на один поглощающий атом, и N — число поглощающих атомов. Так как выше было показано, что не может быть заметного изменения N (Ca II), рассмотрим возможность изменения k_λ в факеле. Контур линий H и K определяется расширением за счет столкновений с атомами нейтрального водорода. Постоянная затухания вследствие столкновений $\gamma_{\text{столкн}}$ в условиях солнечной фото-

сферы обычно на порядок больше, чем постоянная затухания вследствие излучения $\gamma_{\text{излуч}}$ [11]. Величина $\gamma_{\text{столки}}$ пропорциональна $p_g T^{-1/2}$, где p_g — газовое давление, T — кинетическая температура. Так как $p_g \approx nkT$, где n — число атомов водорода на 1 см^3 , то $\gamma_{\text{столки}}$ пропорциональна величине $nT^{1/2}$. Коэффициент поглощения $k_\lambda^\infty (\gamma_{\text{излуч}} + \gamma_{\text{столки}}) \frac{1}{(\Delta\lambda)^2}$. Таким образом, можно предположить, что во внешних частях факела, которые мы наблюдаем при $\sin \theta = 0.98-0.99$, или плотность, или температура, или то и другое вместе существенно отличаются от соответствующих значений для фотосферы для тех же глубин.

Если отнести наблюдаемый эффект только за счет изменения температуры, то, как легко оценить по приведенному выше выражению, при значении $T_{\text{фот}} = 5000^\circ$ для факела получается $T_{\text{фак}} = 7000^\circ$. Такое повышение температуры в самых верхних слоях повлекло бы за собой вторую ионизацию кальция, что уменьшило бы число поглощающих атомов, т. е. вызвало бы обратный эффект.

Более вероятно предположение, что в верхних слоях факела происходит некоторое увеличение плотности, что согласуется с предположением А. Б. Северного, который привлекает для объяснения неравновесного характера активных образований в фотосфере (факелов, вспышек) механизм ударных волн [12]. В таком случае будет иметь место увеличение $N(\text{Ca II})$ и n .

Этот вопрос требует дальнейшего подробного обсуждения. В частности, необходимо проверить выводы об увеличении плотности в верхних слоях факела по поведению линий D_1 и D_2 натрия и $\lambda 4227$, для которых имеет место тот же самый механизм уширения.

В заключение считаю своим долгом принести благодарность научному руководителю проф. А. Б. Северному за полезное обсуждение настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. H. Raudenbusch. A. N. 268, 323, 1939.
2. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 26, 147, 1949.
3. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 130, 1955.
4. А. Б. Северный. Настоящий том, стр. 12.
5. Т. В. Крат. Астрон. журн. 24, 329, 1947.
6. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс. 8, 93, 1952; 11, 152, 1954.
7. C. De Jager. Rech. Utrecht, 13, 1952.
8. «Теоретическая астрофизика». Под ред. Амбарцумяна. Гостехиздат, 1952.
9. S. Chandrasekhar a. F. H. Green. Ap. J. 104, 430, 1946.
10. K. Greiner. Proc. Amsterd. Acad. 33, 379, 1930.
11. Laurence H. Aller. Astrophysics. Atmospheres of the Sun and Stars.
12. А. Б. Северный. Настоящий том, стр. 194; Астрон. журн. 33, вып. 1, 74, 1956.

О КРУПНОМАСШТАБНЫХ ДВИЖЕНИЯХ
В ПОДФОТОСФЕРНЫХ СЛОЯХ СОЛНЦА

В. Е. Степанов и М. А. Клякотко

1. Движение солнечных пятен на поверхности Солнца обусловлено рядом причин, главные из которых: взаимодействие пятен, приводящее к появлению движения вдоль оси группы, занос отдельных пятен или групп подфотосферными кинематическими элементами движения крупного масштаба и широтный дрейф.

2. В первые дни существования пятен расхождение их вдоль оси группы тем больше, чем мощнее образование. Вследствие более быстрого движения «ведущего» пятна происходит как бы смещение всей группы вдоль ее оси со скоростью $0^{\circ}.08 \pm 0^{\circ}.01$ в сутки для биполярных невозвращающихся групп. При этом группы северного полушария смещаются к ЗЮЗ, а южного к ЗСЗ.

3. Движение вдоль оси группы (а не к западу), вызванное взаимодействием пятен, создает фиктивный широтный дрейф со скоростью $0^{\circ}.018$ в сутки по направлению к экватору. С учетом величины этого дрейфа общий меридиональный дрейф к полюсам составляет для невозвращающихся биполярных групп $0^{\circ}.050 \pm 0^{\circ}.015$ в сутки. Возникает необходимость пересмотра прежних исследований [11—13] меридионального дрейфа, не учитывавших этого смещения.

4. Полярная диаграмма скоростей подфотосферных газовых элементов вытянута в направлении, параллельном экватору. Эта вытянутость вызвана наложением флуктуаций скорости пятен вдоль оси группы на круговое распределение средних скоростей потоков.

5. Распределение скоростей подфотосферных элементов не подчиняется распределению Максвелла и может быть описано кривыми Пирсона III типа. Средняя квадратичная скорость элементов равна ± 38 м/сек., т. е. более чем в четыре раза меньше скорости крупномасштабного движения на поверхности Солнца. Области, занятые пятнами, являются относительно более неподвижными по сравнению с остальными областями фотосферы.

6. На основании проведенного исследования нельзя прийти к определенному заключению о природе движения. Если кинематические элементы движения представляют собой крупномасштабные турбулентные элементы, то их размеры, полученные из вероятности заноса группы, составляют в среднем 100 000 км. Это находится в хорошем согласии с редуцированной средней величиной крупномасштабного элемента на поверхности Солнца, полученной из измерений Харт [2] и Пласскетта [3]. Если существует развитая циркуляция, подобная обнаруженной Р. С. Гневышевой [6], то при условии совпадения фотосферной и подфотосферной сетки движения, длина линейной части газового потока составляет 120—170 тыс. км при ширине в 70—80 тыс. км. Подфотосферная циркуляция извилиста и развита.

SUR LES MOUVEMENTS À GRANDE ECHELLE DANS LES COUCHES SUBPHOTOSPHÉRIQUES DU SOLEIL par V. E. Stepanov et M. A. Kliakotko. —

1. Le mouvement des taches solaires sur la surface du Soleil est provoqué par plusieurs causes dont les principales sont:

1) l'interaction des taches qui mène à l'apparition d'un mouvement le long de l'axe du groupe: 2) le transport de taches séparées ou de groupes par les éléments subphotosphériques cynématiques du mouvement à grande échelle, et 3) la dérive en latitude.

2. Dans les premiers jours de l'existence des taches leur divergence le long de l'axe du groupe est proportionnelle à la largeur de la groupe. Grâce au mouvement plus rapide de la «tache principal» il se produit comme un déplacement du groupe entier le long de leur axe avec une vitesse de $0^{\circ},08 \pm 0^{\circ},01$ par jour pour les groupes bipolaires sans retour. Les groupes de l'hémisphère Nord se déplacent vers le WSW et ceux de l'hémisphère Sud vers le WNW.

3. Ce mouvement le long de l'axe du groupe (mes non pas vers l'Ouest), provoqué par l'interaction, crée une dérive fictive en latitude dans la direction de l'équateur dont la vitesse est de $0^{\circ},018$ par jour. Compte tenu de la grandeur de cette dérive, la dérive méridienne générale vers les pôles pour les groupes bipolaires sans retour est de $0^{\circ},050 \pm 0^{\circ},015$ par jour.

Il en suit la nécessité d'une révision des études antérieures de la dérive méridienne [11], [12], [13] qui n'ont pas tenu compte de ce déplacement.

4. Le diagramme polaire des vitesses des éléments gazeux subphotosphériques est allongée dans une direction parallèle à l'équateur. Cet allongement est causé par la superposition des fluctuations de vitesse des taches le long de l'axe du groupe sur la répartition circulaire des vitesses moyennes des flux.

5. La répartition des vitesses des éléments subphotosphériques n'est pas soumise à la répartition de Maxwell et peut être représentée par les courbes de Pearson du type III. La vitesse quadratique moyenne des éléments est égale à 38 m/sec. Cette vitesse est plus de quatre fois moins grande que la vitesse du mouvement à grande échelle sur la surface du Soleil. Les régions occupées par les taches sont relativement plus immobiles que les autres régions de la photosphère.

6. Les résultats de l'investigation menée ne permettent pas de faire une conclusion déterminée sur la nature du mouvement. Si les éléments cynématiques du mouvement représentent des éléments turbulents à grande échelle, leur dimensions déduites de la probabilité du transport du groupe, donnent en moyenne 100 000 km. Cela s'accorde bien avec la grandeur moyenne réduite d'un élément à grande échelle sur la surface du Soleil, déduite des mesures de Hart [2] et de Plaskett [3]. S'il existe une circulation développée pareille à celle qui a été découverte par R. S. Gnevychева [6], alors à la condition de la coïncidence des réseaux photosphérique et subphotosphérique du mouvement, la longueur de la partie linéaire du flux de gaz atteint 120—170 mille kilomètres, et la largeur est de 70—80 mille kilomètres. La circulation subphotosphérique est sinueuse et développée.

Многочисленные спектроскопические определения скорости вращения Солнца при хорошей точности измерений дают значительную дисперсию скоростей. Так, например, ряды эдинбургских определений [1], произведенных на одном и том же инструменте, одним наблюдателем с хорошим сохранением постоянства величины инструментальной ошибки, показывают расхождение в величине линейной скорости на экваторе, достигающее 250 м/сек при вероятной ошибке ± 8 м/сек. Дисперсия скоростей вращения обусловлена реальными флуктуациями скорости, но ее величина значительно искажена ошибками инструментального происхождения, рассеянным светом и дрожанием изображения края Солнца. Наблюдатели достаточно ясно представляли источник дисперсии скоростей, однако только в последнее время была сделана попытка [2, 3] произвести количественную оценку явления. За период 1950—1952 гг.

Харт [2] произвела около 500 определений лучевых скоростей по спектру края Солнца у экватора. Она установила, что скорости изменяются от одной точки поверхности к другой в среднем с дисперсией ± 0.17 км/сек. Наибольшее индивидуальное отклонение измеренной скорости от средней достигало 300 м/сек. В то же время ошибки, вызванные непрозрачностью и беспокойством атмосферы, вносимые телескопом и процессом измерений, не превышали 30 м/сек. Харт обнаружила чередования максимумов и минимумов скоростей вдоль экватора и в направлении, перпендикулярном к нему. Вдоль экватора последовательные минимумы или максимумы в волнообразном изменении величины скорости наступают в среднем на расстоянии 75 000 км друг от друга. В направлении, перпендикулярном к экватору, это расстояние несколько меньше.

Для получения сведений о характере турбулентных движений Ричардсоном и Шварцшильдом [4] была произведена попытка вывести турбулентный спектр [5] фотосферы — соотношение между скоростью и размером турбулентного элемента. Изучая радиальные скорости гранул, профиль слабых линий в центре диска Солнца и на его крае, а также анализируя кривые роста, авторы, предполагая изотропность, смогли выделить три области спектра турбулентности. Допплеровские смещения в 0.37 км/сек относятся к гранулам диаметром в 1500 км. Элементы турбулентности размером на порядок меньше имеют скорости 3 км/сек. Именно эти элементы с наибольшей энергией и дают наблюдаемое расширение линий на лимбе. На спадающей ветви турбулентного спектра должна существовать микротурбулентность, скорости элементов которой порядка 1—2 км/сек. Продолжая исследования спектра гранул, Пласскетт [3] обратил внимание на существование в фотосфере Солнца подъема и опускания газа на площадях значительных размеров, далеко превосходящих размеры гранул. Эти крупномасштабные движения с линейными размерами от 4000 до 72 000 км он рассматривает как вертикальную слагающую движения элементов, обнаруженного Харт при наблюдении края Солнца. Учитывая наличие турбулентных движений сравнительно малого масштаба типа грануляции и меньше, Пласскетт высказывает мысль о возможно «иерархической» структуре турбулентных движений, хотя и не отрицает того, что, быть может, ими наблюдалась некоторая малая часть общей фотосферной циркуляции, принимаемой за крупномасштабную турбулентность.

Р. С. Гневышева [6], исследуя собственные движения пятен, пришла к важному для гидродинамики Солнца выводу о существовании в его поверхностных слоях крупных вихревых движений, охватывающих значительные области. Она обнаружила, что пятна, находящиеся близко друг к другу, имеют сходные траектории движения, свидетельствующие о сносе группы, как целого, потоком газа. Кроме этих движений, на поверхности Солнца в ряде исследований [7—13] подтверждалось существование медленного систематического меридионального дрейфа со скоростью в несколько десятков сантиметров в секунду. Хотя эти исследования и говорят о несомненном существовании медленных движений

к полюсу и к экватору, но детали этих движений еще не выяснены. Также мы еще не можем совершенно определенно говорить о наличии на поверхности Солнца развитой системы потоков, так как материал, использованный в работах, был недостаточен. Поэтому трудно сделать определенный вывод, является ли наблюдаемое крупномасштабное движение движением отдельных больших турбулентных объемов или это система развитой (вихревой) циркуляции на поверхности Солнца.

Цель этого исследования — получение некоторых характеристик движения в поверхностных слоях Солнца на основе изучения собственных движений солнечных пятен невозвращающихся групп.

§ 1. Распределение скоростей кинематических элементов

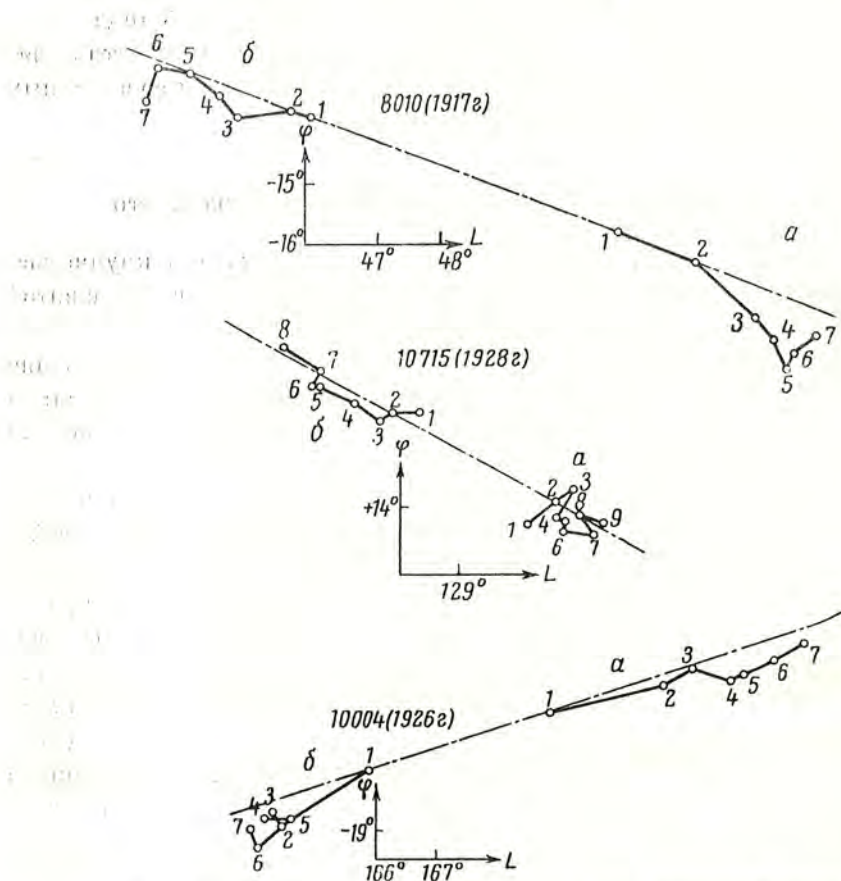
Под кинематическим элементом мы будем понимать или крупномасштабный элемент турбулентности (гипотеза А), или поток газа развитой циркуляции в поверхностных слоях Солнца (гипотеза Б).

Мы вынуждены ввести это определение в связи с тем, что вначале нас будет интересовать только кинематика движения, безотносительно к чему это движение относится: является ли оно движением потока газа или турбулентного элемента.

Траектории отдельных пятен в группе чрезвычайно сложны и многообразны. На путь движения пятен могут оказывать влияние дифференциальный эффект вращения, эффекты, связанные со взаимодействием пятен, систематический широтный дрейф и, наконец, движения крупномасштабных элементов. Если движение пятен рассматривать относительно системы II [14], связанной с вращением той широтной зоны, в которой находится пятно, а не относительно системы Керрингтона (система I), то существование дифференциального эффекта вращения можно представить себе в том случае, если невозвращающиеся пятна имеют в среднем иную глубину залегания по сравнению с долгоживущими пятнами, по которым была определена угловая скорость вращения Солнца, и если одновременно происходит изменение угловой скорости вращения с высотой.

Наибольшую трудность, пожалуй, представляет выделение движения, связанного со взаимодействием пятен. Предположим, что этого рода движение пятен происходит только в направлении оси группы и наблюдается как расхождение пятен в первый период их жизни и как сближение их в последний период. Например, можно думать, что расхождение пятен вызвано избытком газового давления между ними. Два пятна в этом случае можно было бы уподобить двум расширяющимся цилиндрам, находящимся в газовой среде. Избыток давления в области между пятнами, вызванный расширением ионизованного газа пятна, с «вмороженными» силовыми линиями магнитного поля приводит к появлению силы отталкивания. В связи с тем, что угол наклона оси группы к экватору в среднем невелик, можно считать, что исследования собственных движений пятен [7, 15—18] подтверждают наше предполо-

жение о движении пятен вдоль оси группы, если это движение вызвано только эффектом взаимодействия. На фиг. 1 приведено несколько групп со значительным наклоном оси группы к экватору, где, несмотря на иные вуалирующие движения, достаточно ясно проявляется тенденция к движению вдоль оси группы — к расхождению. Эти же примеры (а их количество можно было бы значительно умножить) говорят, что истол-



Фиг. 1. Движения пятен, вызванные их взаимодействием.
Цифрами обозначены положения обоих пятен в соответствующие дни

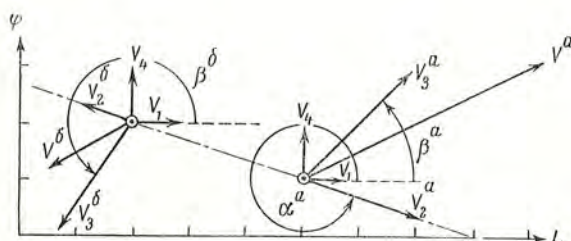
кование гринвичскими астрономами [17] собственных движений как движений, вызванных тем, что предшествующее пятно зарождается в высоких слоях Солнца и постепенно опускается вглубь, а сопровождающее пятно поднимается из глубоких слоев, ошибочно.

Следовательно, кинематическую схему движения группы можно представить в виде, показанном на фиг. 2. Здесь V_1 — скорость, вызванная дифференциальным эффектом вращения, $V_2^{a, \delta}$ — скорость расхождения или схождения пятен, обусловленная их взаимодействием, $V_3^{a, \delta}$ — скорость крупномасштабных кинематических элементов, в которых находятся пятна, V_4 — скорость широтного дрейфа, вызванная меридиональной циркуляцией и $V^{a, \delta}$ — результирующая скорость движения,

вычисляемая непосредственно из наблюдаемого движения пятна. Индексы вверху указывают принадлежность скорости к пятну a или b , $\alpha^{a,b}$ — угол наклона оси группы, $\beta^{a,b}$ — угол заноса пятна, отсчитываемый от экватора против часовой стрелки, для групп северного полушария и по часовой стрелке южного полушария.

Выберем систему координат так, чтобы ось x была направлена касательно к экватору, в сторону возрастающих долгот, а ось y к полюсу. В северном полушарии ось y направлена к северному полюсу, в южном полушарии к южному. Тогда проекции скоростей пятен a и b , входящих в биполярную группу, будут равны

$$\begin{aligned} V_x^a &= V_1 + V_2^a \cos \alpha^a + V_3^a \cos \beta^a, \\ V_x^b &= V_1 + V_2^b \cos \alpha^b + V_3^b \cos \beta^b, \\ V_y^a &= V_4 + V_2^a \sin \alpha^a + V_3^a \sin \beta^a, \\ V_y^b &= V_4 + V_2^b \sin \alpha^b + V_3^b \sin \beta^b, \end{aligned} \quad (1)$$



Фиг. 2. Кинематическая схема движения группы пятен.

где

$$\alpha^b = \alpha^a - 180^\circ.$$

Скорости V_2^a и V_2^b всегда можно представить в виде

$$\begin{aligned} V_2^a &= V_2 + \Delta V_2, \\ V_2^b &= V_2 - \Delta V_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где расхождение пятен представляется как движение вдоль оси с равными скоростями V_2 , но в разных направлениях, и перенос всей группы со скоростью ΔV_2 .

Имея в виду выражения (2), уравнения (1) можно записать

$$\begin{aligned} V_x^a - V_2 \cos \alpha^a &= (V_1 + \Delta V_2 \cos \alpha^a) + V_3^a \cos \beta^a = V_5^a \cos \beta'^a, \\ V_y^a - V_2 \sin \alpha^a &= (V_4 + \Delta V_2 \sin \alpha^a) + V_3^a \sin \beta^a = V_5^a \sin \beta'^a \end{aligned} \quad (3)$$

и подобные уравнения для пятна b .

В правых частях введены скорости $V_5^{a,b}$ и углы $\beta'^{a,b}$. Очевидно, что в отсутствие дифференциального эффекта вращения ($V_1 = 0$) широтного дрейфа ($V_4 = 0$) и при $\Delta V_2 = 0$

$$V_3^{a,b} = V_5^{a,b} \text{ и } \beta^{a,b} = \beta'^{a,b}.$$

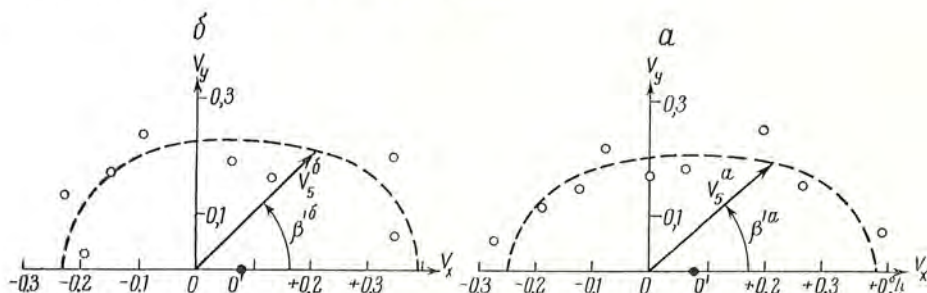
Если предположить движение кинематических элементов таким, при котором отсутствует преимущественное движение в направлении экватора и полюса, т. е. что вторые части в уравнении (3) после усреднения по большому числу пятен дают

$$\begin{aligned}\overline{V_3^a \cos \beta^a} &= 0, \\ \overline{V_3^a \sin \beta^a} &= 0,\end{aligned}\quad (4)$$

то статистически можно получить средние величины первых членов, стоящих в скобках

$$\overline{V_1 + \Delta V_2 \cos \alpha''} = \overline{V_3^a \cos \beta^a}, \quad (5)$$

и аналогичные уравнения для пятна б.



Фиг. 3. Полярная диаграмма скоростей при совмещении первого и второго квадрантов соответственно с третьим и четвертым.

Произведем несколько иную статистическую обработку наблюдений собственных движений пятен, позволяющую выявить важные детали.

Материалом служили гелиографические координаты невозвращающихся солнечных пятен по каталогу Гринвичской обсерватории с 1917 по 1934 г. Собственные движения с 1924 по 1934 г. были взяты из этого же каталога, а для периода с 1917 по 1924 г. пересчитаны для выражения их в единой системе II [14].

Всего в обработку были включены 123 невозвращающиеся группы, наблюдавшиеся за этот период. После построения для каждого пятна в биполярной группе траектории в системе II определялась величина V_2 из уравнений (2)

$$V_2 = \frac{V_2^a + V_2^b}{2}$$

и графическим построением $V_3^{a,b}$ и угла $\beta^{a,b}$.

После этого строилась полярная диаграмма скоростей (фиг. 3) для всех пятен а и отдельно для б. Каждая точка представляет среднее значение $V_3^{a,b}$ для 20° интервала изменения $\beta^{a,b}$. Для увеличения числа точек первый и второй квадранты были совмещены соответственно с четвертым и третьим. Имея в виду связь (3) между отдельными компонентами скорости, из фиг. 3 следует, что сдвиг всего распределения отно-

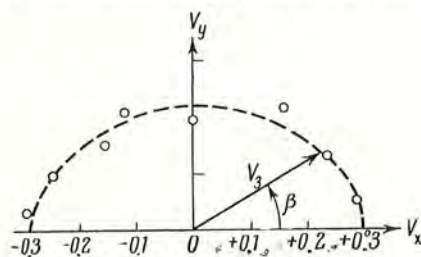
сительно центра OO' (асимметрия полярной диаграммы) дает одну и ту же величину для пятен a и b

$$OO' = V_1 + \overline{\Delta V_2 \cos \alpha^a} = 0.08 \pm 0.01 \frac{1}{\text{сутки}}. \quad (6)$$

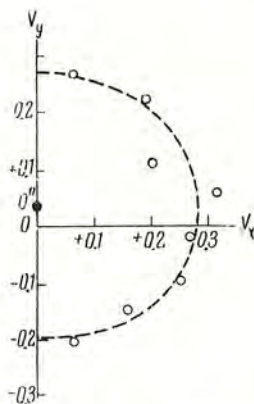
Величина ошибки определяется точностью нахождения центра диаграммы средних скоростей.

По исправлении скоростей всех пятен за величину сдвига мы получили полярную диаграмму скоростей, построенную по точкам пятен a и b (фиг. 4).

Совмещение первого и четвертого квадрантов соответственно со вторым и третьим дает диаграмму скоростей, представленную на фиг. 5. Величина сдвига центра диаграммы, так же как и на фиг. 3, дает величину



Фиг. 4. Полярная диаграмма скоростей V_3 .



Фиг. 5. Полярная диаграмма скоростей при совмещении первого и четвертого соответственно со вторым и третьим квадрантами.

$$OO'' = V_4 + \overline{\Delta V_2 \sin \alpha^a} = 0.035 \pm 0.015 \frac{1}{\text{сутки}}. \quad (7)$$

Таким образом, мы получили два уравнения (6) и (7), связывающие три неизвестные V_1 , V_4 и ΔV_2 . Поэтому мы в пределах нашего анализа не можем произвести определение этих важных для гидродинамики Солнца величин.

Анализ угловых скоростей вращения Лури [19] показывает (в пределах ошибок) совпадение скорости вращения возвращающихся пятен и поверхности Солнца. Из лучших определений угловой скорости вращения получено для экватора:

$$\begin{aligned} \text{по возвращающимся пятнам } \xi &= 14.37 \pm 0.03, \\ \text{спектроскопическими методами } \xi &= 14.32 \pm 0.14. \end{aligned} \quad (8)$$

В работе не определена точность результата, поэтому средние квадратичные ошибки определены нами без учета возможных систематических ошибок наблюдений на различных обсерваториях. Из (8) следует, что средняя квадратичная ошибка в определении скорости вращения Солнца спектроскопическими методами значительно превосходит величину правой части уравнения (6). Мы не можем поэтому даже приближенно, но с точностью, требуемой уравнением (6), оценить величину V_1 .

Предполагая эту скорость дифференциального эффекта вращения $V_1 = 0$, находим, что величина $\Delta \bar{V}_2 \sim 0.08$ и

$$\overline{\Delta V_2 \sin \alpha^a} \sim \overline{\Delta V_2 \sin \alpha^a} \sim -0.018 \frac{1}{\text{сутки}}.$$

Следовательно, скорость меридионального дрейфа

$$V_4 \sim 0.05 \pm 0.15 \frac{1}{\text{сутки}}.$$

Таким образом, скорость меридионального дрейфа невозвращающихся биполярных групп в направлении к полюсу в два-три раза превосходит скорость дрейфа возвращающихся групп пятен, полученную различными авторами [11—13].

Исследование средней скорости вращения пятен в зависимости от общей продолжительности жизни группы [17] показывает, что в первые дни существования (1^d — 9^d) имеет место более быстрое движение групп ($\Delta V_2 > 0$). В табл. 1 даны величины

$$\Delta V_2 = \frac{V_2^a - V_2^b}{2}$$

для пятен с продолжительностью в 60^d , 45^d , 30^d и 5^d [см. уравнение (2)]. Для первых трех категорий солнечных групп мы определили ΔV_2 , воспользовавшись материалом, приведенным в работе [17]. Для невозвращающихся групп мы приняли $\Delta V_2 = 0.08$ ($V_1 = 0$).

Таблица 1

Средняя продолжительность				
группы	60^d	45^d	30^d	5^d
ΔV_2 , град/сутки	0.16	0.11	0.12	0.08

Как видно из фиг. 6, воспроизводящей табл. 1, точки хорошо укладываются на прямую. Чем мощнее группа, или чем больше продолжительность ее жизни, тем больше скорость движения в первые дни существования. Конечно, это не может служить доказательством отсутствия эффекта дифференциального вращения, однако несомненно то, что в первые дни жизни пятна имеет место более быстрое их движение к западу, а следовательно, расхождение пятен такое, что

$$\Delta V_2 > 0.$$

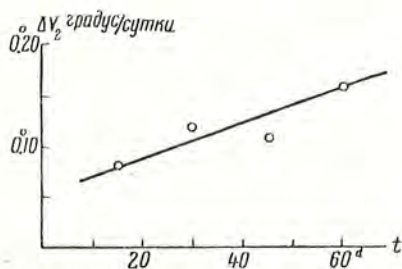
Вернемся к полярной диаграмме скоростей. Введя поправку за смещение центра в направлении оси ординат и абсцисс и сведя все квадраты к одному, мы получим полярную диаграмму, представленную на фиг. 7. Эта кривая дает распределение средних скоростей $V_3^{a,b}$ в зависимости от угла $\beta^{a,b}$. Как видно, при отсутствии преимущественного движения кинематических элементов [см. (4)] имеет место эллиптическое распределение скоростей. Здесь возможны два объяснения происхождения этой эллиптичности: или существуют условия, препятствующие

щие развитию потоков или турбулентности в направлении, перпендикулярном к экватору, или при изотропности скоростей кинематических элементов эллиптичность в распределении может возникнуть, если дополнительно накладывается случайное распределение скоростей вдоль оси групп — дисперсия скоростей расхождения. В описанном выше взаимодействии пятен это может возникнуть в силу флуктуаций магнитных полей и их производных по времени. На фиг. 7 приведено такое распределение. Величина $\bar{V}_3^{a,6}$ для суммарного эффекта может быть представлена в параметрическом виде

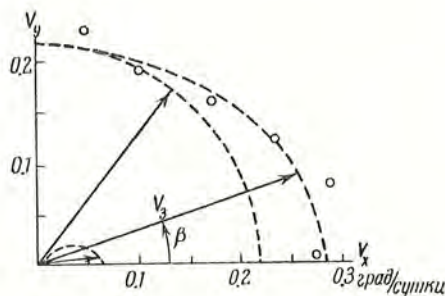
$$\bar{V}_3^{a,6} = a + b \cos^2 \beta.$$

где

$$a = 0.022, \quad b = 0.06.$$



Фиг. 6. Зависимость ΔV_2 от средней продолжительности жизни группы.



Фиг. 7. Полярная диаграмма скоростей $\bar{V}_3$ (все квадранты сведены к первому).

Последний член в правой части приближенно определяет флуктуацию скоростей расхождения пятен. В направлении к полюсу ($\beta = \frac{\pi}{2}$) флуктуации равны нулю вследствие того, что вероятность появления группы с таким большим наклоном оси практически равна нулю. Это второе объяснение происхождения эллиптичности нам кажется более правдоподобным. Исходя из этого представления, определим функции распределения скоростей элементов движения. Имея в виду, что флуктуации в скоростях расхождения почти не сказываются в интервалах изменения

$$\begin{aligned} 60^\circ &\leq \beta \leq 120^\circ, \\ 240^\circ &\leq \beta \leq 300^\circ, \end{aligned}$$

мы для этих интервалов определили распределение скоростей, представленное на фиг. 8 (кривая I). По оси абсцисс отложены скорости (в м/сек), по оси ординат — число элементов. На этом же рисунке кривая II дает распределение скоростей в интервалах изменения

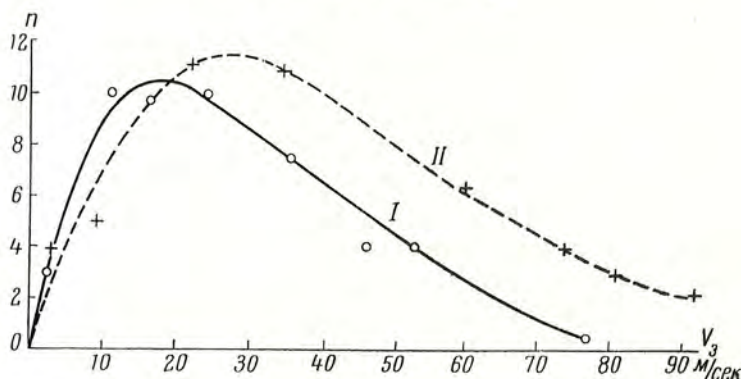
$$\begin{aligned} 0^\circ &\leq \beta \leq 30^\circ, \\ 150^\circ &\leq \beta \leq 210^\circ, \\ 330^\circ &\leq \beta \leq 360^\circ. \end{aligned}$$

В этих интервалах уже сказываются флуктуации в скоростях расхождения пятен. Как видно из фиг. 8 (кривые *I* и *II*), скорости не подчиняются распределению Максвелла

$$dn = nC_1 V_3 e^{-\left(\frac{V_3}{V_0}\right)^2} dV_3$$

и ближе соответствуют распределению Пирсона (тип *III*) [24]

$$dn = C_2 n V_3^p e^{-\gamma V_3} dV_3.$$



Фиг. 8. Наблюдаемое распределение скоростей V_3 .

Для кривой *I*: $p = 0.065$, $\gamma = 1.40$; для кривой *II*: $p = 0.053$ и $\gamma = 1.44$.

Вычислим среднюю скорость по модулю и среднюю квадратичную скорость. Нетрудно видеть, что

$$\bar{V}_3 = \frac{\int_0^{\infty} V_3^{p+1} e^{-\gamma V_3} dV_3}{\int_0^{\infty} V_3^p e^{-\gamma V_3} dV_3} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Gamma(p+2)}{\Gamma(p+1)} = \frac{1}{\gamma} (p+1),$$

$$\bar{V}_3^2 = \frac{\int_0^{\infty} V_3^{p+2} e^{-\gamma V_3} dV_3}{\int_0^{\infty} V_3^p e^{-\gamma V_3} dV_3} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Gamma(p+3)}{\Gamma(p+1)} = \frac{1}{\gamma^2} (p+2)(p+1),$$

где $\Gamma(p+q)$ — гамма-функция.

В табл. 2 даны средние и средние квадратичные скорости для распределений *I* и *II*.

Таблица 2

	γ	p	$\bar{V}_3$, м/сек	$(\bar{V}_3^2)^{1/2}$, м/сек
Кривая <i>I</i>	0.065	1.40	32	38
Кривая <i>II</i>	0.053	1.44	46	53

Таким образом, средняя квадратичная скорость кинематических элементов равна 38 м/сек при наиболее вероятной скорости 17 м/сек.

§ 2. Определение среднего размера кинематического элемента

Рассмотрим теперь вопрос о среднем размере кинематического элемента.

Проведем наши вычисления при двух взаимно исключающих гипотезах. Гипотеза А: в атмосфере имеется иерархия турбулентного движения, вышеприведенные диаграммы скоростей, а также распределение последних относится к элементам турбулентности крупного масштаба.

Гипотеза Б: в поверхностных слоях Солнца господствует развитая система потоков, наблюдаемая в виде фотосферной циркуляции, захватывающей значительные области. Идея метода оценки размеров кинематических элементов заключается в определении вероятности заноса всей биполярной группы как целого. Очевидно, что эта вероятность зависит как от расстояния между пятнами в группе, так и от размера кинематического элемента. Кроме того, она зависит и от природы кинематических элементов.

а) Вначале проведем расчет вероятности заноса группы по гипотезе Б.

Пусть h — ширина потока, r — расстояние между пятнами в группе, θ — угол наклона оси группы к направлению движения. Тогда при фиксированном θ и при одинаковых ширинах потоков вероятность заноса группы, у которой расстояние между пятнами r , будет равна

$$\omega = \frac{l-r}{l+r} = \frac{1-\frac{r}{l}}{1+\frac{r}{l}} = \frac{1-\frac{r}{h} \sin \theta}{1+\frac{r}{h} \sin \theta} = \frac{1-x \sin \theta}{1+x \sin \theta}, \quad (9)$$

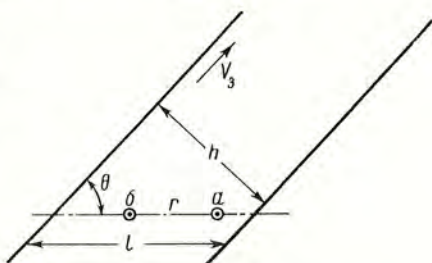
где $l = \frac{h}{\sin \theta}$, $x = \frac{r}{h}$ (рис. 9).

Если направления движения потоков равновероятны, то вероятность заноса группы потоками одинаковой ширины будет равна

$$W_1(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\theta_0} \frac{1-x \sin \theta}{1+x \sin \theta} d\theta = \frac{2}{\pi} (\varphi(x) - \theta_0); \quad (10)$$

при $x < 1$:

$$\varphi(x) = \left[\arctg \frac{1+x}{\sqrt{1-x^2}} - \arctg \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} \right] \frac{4}{\sqrt{1-x^2}}, \quad \theta_0 = \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$



Фиг. 9. Схема элемента потока.

при $x > 1$:

$$\varphi(x) = \frac{2}{\sqrt{x^2 - 1}} \ln \frac{\left(\operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} + \psi\right) \chi}{\left(\operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} + \chi\right) \psi}, \quad \theta_0 = \arcsin \frac{1}{x},$$

$$\text{где } \psi = x - \sqrt{x^2 - 1}, \quad \chi = x + \sqrt{x^2 - 1}.$$

Пусть теперь распределение потоков по ширине описывается, например, следующей формулой:

$$\frac{dN}{N} = \frac{2}{h_0^2} h e^{-\left(\frac{h}{h_0}\right)^2} dh, \quad (12)$$

где h_0 — средняя квадратичная ширина потока. Вероятность того, что будет иметь место занос группы потоками, направления которых лежат в интервале θ и $\theta + d\theta$, а ширины — в интервале h и $h + dh$, будет равна

$$dW_2 = \frac{4}{\pi h_0^2} \frac{1 - \frac{r}{h} \sin \theta}{1 + \frac{r}{h} \sin \theta} h e^{-\left(\frac{h}{h_0}\right)^2} dh d\theta = \frac{4}{\pi} \frac{1 - \frac{x_0}{y} \sin \theta}{1 + \frac{x_0}{y} \sin \theta} y e^{-y^2} dy d\theta,$$

$$\text{где } x_0 = \frac{r}{h_0}, \quad y = \frac{h}{h_0}.$$

Полная вероятность заноса группы солнечных пятен потоками циркуляции будет равна

$$W_2(x_0) = \frac{4}{\pi} \int_0^\infty \left[\varphi\left(\frac{x_0}{y}\right) - \theta_0 \right] y e^{-y^2} dy, \quad (13)$$

где $\theta_0 = \arcsin \frac{y}{x_0}$ и $\varphi\left(\frac{x_0}{y}\right)$ определяются выражением (11). Этот интеграл вычислен численным методом. На фиг. 10 даны кривые вероятности: W_1 — вычисленная при предположении $h = \text{const}$ [формула (10)] и W_2 — при предположении (12) по формуле (13).

б) Гипотеза А — на поверхности Солнца имеет место крупномасштабная турбулентность. В этом случае расчет заноса группы пятен турбулентным элементом аналогичен. Отличие состоит лишь в том, что нет необходимости производить усреднение по θ .

Нетрудно видеть, что вероятность заноса группы турбулентным элементом при $h = \text{const}$, где h — линейный размер элемента, будет равна

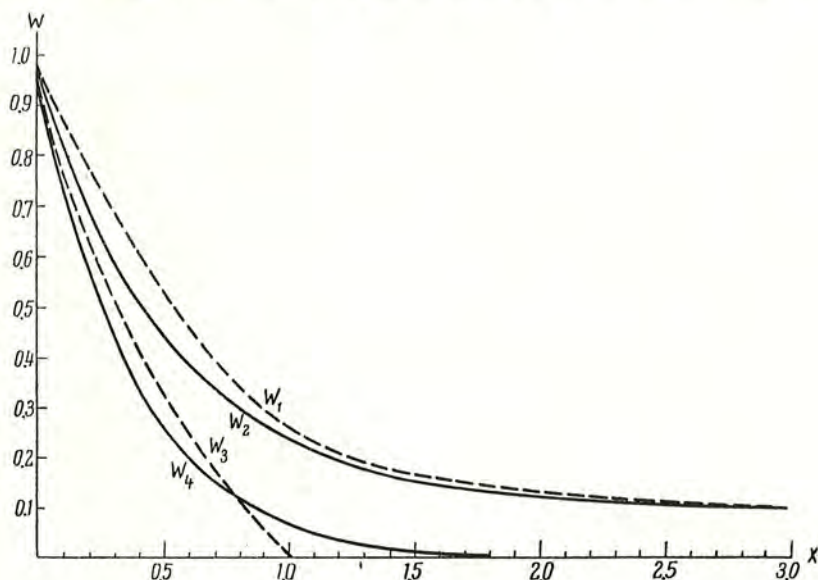
$$W_3 = \frac{1-x}{1+x} \text{ при } x < 1 \text{ и } W_3 = 0 \text{ при } x \geq 1, \quad (14)$$

$$\text{где } x = \frac{2}{h}.$$

Если размеры элементов подчиняются распределению (12), то полная вероятность заноса группы турбулентными элементами будет равна

$$W_4(x_0) = 2 \int_{x_0}^{\infty} \frac{1 - \frac{x_0}{y}}{1 + \frac{x_0}{y}} y e^{-y^2} dy. \quad (15)$$

На фиг. 10 представлены кривые вероятности заноса группы элементами турбулентности: W_3 — для случая $h = \text{const}$ и W_4 — если размеры элементов подчиняются распределению (12). Как видим, в случае гипотезы Б вероятность заноса при одном и том же значении относи-



Фиг. 10. Кривые вероятности заноса группы:

W_1 — вероятность заноса при $h = \text{const}$ в случае гипотезы Б; W_2 — вероятность заноса при h , подчиняющихся распределению (12) в случае гипотезы Б; W_3 — вероятность заноса при $h = \text{const}$, и W_4 — при h , подчиняющихся распределению (12) в случае гипотезы А.

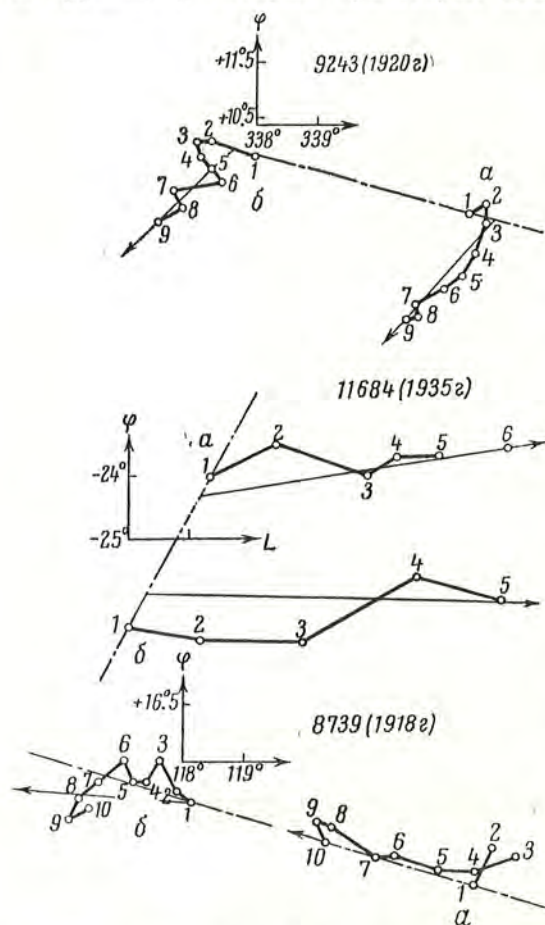
тельных размеров группы и кинематического элемента больше вероятности заноса турбулентными элементами. Это совершенно ясно и из чисто геометрических соображений. Введение распределения размеров (12) в обоих случаях уменьшает вероятность заноса.

Таким образом, для определения среднего размера кинематического элемента необходимо получить из наблюдений вероятность заноса.

Зная среднее расстояние между пятнами в группе, легко определить размер элемента, так как вероятность заноса зависит от относительных размеров группы и элемента.

Вероятность заноса можно определить как отношение числа групп, в которых траектории пятен, входящих в группу, подобны, к общему числу наблюдавшихся групп. Следовательно, для определения этой вероятности нужно произвести классификацию групп солнечных пятен

по собственным движениям и установить численный критерий принадлежности группы к тому или другому классу. Последняя задача не так проста, как кажется на первый взгляд. Итак, к I классу отнесем те группы, у которых траектории движения пятен, исправленные за



Фиг. 11. Движение пятен, расположенных внутри одного кинематического элемента.

эффекты экваториального ускорения, расхождения и широтного дрейфа и обусловленные только движением масс в поверхностных слоях Солнца, являются сходными по направлению. Это будут те группы, которые целиком расположены внутри газового потока или внутри элемента турбулентности. Примеры движений групп этого класса приведены на фиг. 11. Ко II классу отнесем группы, пятна которых находятся в разных потоках или же в разных турбулентных элементах. И так как вероятность совпадения скоростей кинематических элементов мала, пятна должны обладать траекториями различных направлений (фиг. 12). К III классу отнесем пятна, не обладающие каким-либо заметным движением.

При таком определении классов удобно за критерий принадлежности группы к

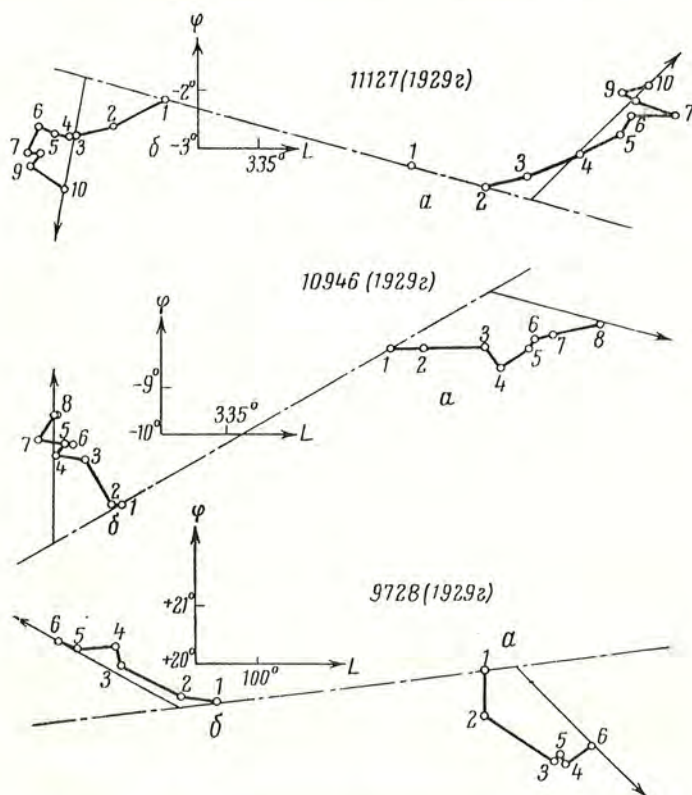
тому или иному классу выбрать величину разности углов

$$\beta^a - \beta^b = \Delta\beta.$$

Чтобы наиболее рационально выбрать величину $\Delta\beta$, построим кривую зависимости числа групп от $\Delta\beta$. Очевидно, что в случае отсутствия заносов число групп с различными $\Delta\beta$ было бы одинаково и эту зависимость представляла бы прямая, параллельная оси $\Delta\beta$. В случае же наличия заносов кривая должна иметь корытообразную форму с максимальными ординатами вблизи $\Delta\beta = 0^\circ$ и $\Delta\beta = 360^\circ$. На фиг. 13 представлено распределение групп по величинам $\Delta\beta$, причем, квадранты первый и второй совмещены соответственно с четвертым и третьим. Как видно, число групп действительно сильно возрастает при

малых $\Delta\beta$ (а это означает и для $\Delta\beta$, близких к 360°). В то же время число групп, пятна у которых движутся так, что $\Delta\beta$ заключено в интервале $90^\circ < \Delta\beta < 270^\circ$, сравнительно небольшое.

Следует отметить, что форма кривой трудно укладывается в развиваемые нами представления о движении пятен. Например, следовало бы



Фиг. 12. Движение пятен, расположенных в разных кинематических элементах.

ожидать более крутого подъема кривой вблизи $\Delta\beta = 0^\circ$ и большей частоты встречаемости групп в области 180° .

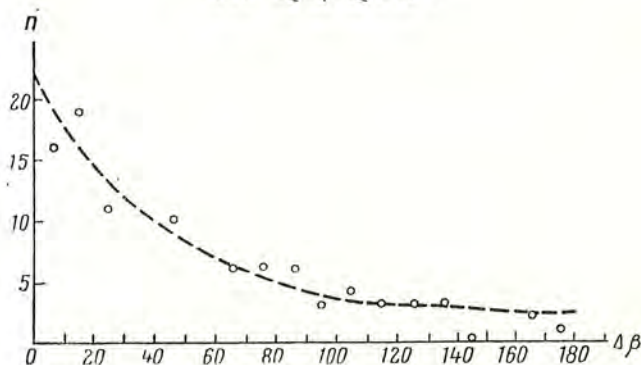
Менее резкий спад частично можно объяснить, во-первых, возможным наличием малой дисперсии скоростей внутри потока или внутри турбулентных элементов, во-вторых, существованием флуктуаций в расхождении пятен вдоль оси. Из фиг. 7 следует, что средняя величина флуктуации скорости расхождения может достигать чуть ли не одной трети величины средней скорости кинематических элементов. Это может привести к снижению резкости спада кривой $\Delta\beta$ более чем на 20° . В-третьих, если справедлива гипотеза Б, то наличие загибов в потоках также может привести к значительному увеличению числа групп, обладающих величинами $\Delta\beta < 90^\circ$. И чем извилистее потоки, тем менее круто должна спадать кривая, принимая вид, представленный на фиг. 13.

Будем считать, что группа «безусловно» принадлежит к первому классу, если $\Delta\beta$ лежит в интервале

$$\begin{aligned} 0^\circ \leq \Delta\beta \leq 20^\circ, \\ 340^\circ \leq \Delta\beta \leq 360^\circ, \end{aligned} \quad (16)$$

и принадлежит к этому классу «условно» при более широком интервале изменения $\Delta\beta$

$$\begin{aligned} 0^\circ \leq \Delta\beta \leq 45^\circ, \\ 315^\circ \leq \Delta\beta \leq 360^\circ. \end{aligned} \quad (17)$$



Фиг. 13. Зависимость числа групп n от $\Delta\beta$.

Очевидно, что все группы, для которых $\Delta\beta$ лежит вне интервалов (16) и (17), будут «безусловно» или «условно» принадлежать ко второму классу.

Установив критерий принадлежности группы к тому или иному классу, можем произвести расчет вероятности заноса. Согласно (16) и (17), из 123 биполярных невозвращающихся групп к I классу принадлежат 37 групп «безусловно» и 60 «условно». К III классу отнесено нами пять групп, что указывает на развитость крупномасштабных движений.

Пользуясь этими данными, мы определили вероятность заноса следующим образом:

$$W = \frac{\text{Число заносов}}{\text{Общее число групп классов I и II}}. \quad (18)$$

В табл. 3 (столбец 1) дана величина вероятности заносов при условиях (16) и (17). Используя теоретические значения вероятности заноса, полученные при разных гипотезах и разных предположениях о распределении кинематических элементов по размерам (формулы (10), (13), (14) и (15), и фиг. 10), можно было определить отношение среднего расстояния между пятнами в группе к среднему размеру h и к среднему квадратичному h_0 (см. табл. 3, столбцы 2, 4, 6 и 8). Для всех групп, введенных в обработку, среднее расстояние между пятнами $\bar{r} = 5.3$. После этого были вычислены линейные размеры кинематических элементов при разных предположениях (столбцы 3, 5 и 7, 9).

Таблица 3

	Гипотеза А					Гипотеза Б			
	$h = \text{const}$			распределе- ние (12)		$h = \text{const}$		распределение (12)	
	W	$\frac{r}{h}$	h , км	$\frac{r}{h_0}$	h_0 , км	$\frac{r}{h}$	h , км	$\frac{r}{h_0}$	h_0 , км
Безусловные за- носы (16) . . .	0.31	0.54	115 000	0.45	140 000	0.90	70 000	0.77	80 000
Условные зано- сы (17)	0.51	0.33	190 000	0.25	250 000	0.54	115 000	0.41	150 000

Прежде чем произвести сравнение линейных размеров кинематических элементов h и h_0 , полученных из анализа собственных движений солнечных пятен, с размерами этих элементов, определенными спектроскопическим методом, мы должны вначале отчетливо уяснить, что представляет собою величина l , измеренная Харт и Пласскеттом [2, 3].

При измерении лучевых скоростей гранул по спектрограммам эти авторы обнаружили, что абсолютная величина отклонения скорости от ее среднего значения принимает максимальные и минимальные значения. Они принимали за $\bar{l}$ среднее расстояние между последовательными максимумами и минимумами отклонений. Однако, как нетрудно показать, эту величину нельзя отождествить со средним размером кинематических элементов. Действительно, если предположить ради простоты, что размеры и форма всех турбулентных элементов одинаковы, то в щель спектрографа, в силу случайного размещения кинематических элементов, будут проваливаться различные части элементов и величина $\bar{l}$ будет определять среднее из всех возможных сечений кинематического элемента. Очевидно, величина $\bar{l}$ будет меньше среднего размера элемента.

Предполагая форму кинематических элементов прямоугольной, с шириной h и длиной L , и ориентацию их относительно щели спектрографа случайной, можно получить следующую зависимость между наблюдаемым размером и истинными размерами прямоугольного элемента:

$$h = \frac{\pi}{2} \frac{\bar{l}}{\Phi\left(\frac{L}{h}\right)},$$

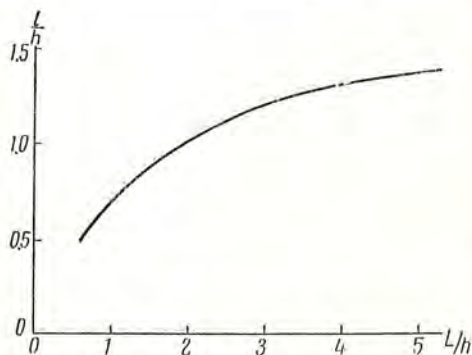
где

$$\Phi = \frac{1}{1 + \frac{L}{h}} \left\{ \int_0^{L/h} \left[x\lambda(\sigma) - \lambda\left(\sigma - \frac{\pi}{2}\right) \right] dx + \right. \\ \left. + \left(\frac{L}{h}\right)^2 \int_0^{L/h} \left[\lambda(x) - x\lambda\left(x - \frac{\pi}{2}\right) \right] dx \right\}, \quad (19)$$

$\lambda(\sigma) = \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\sigma}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$ — лямбда-функция и $\sigma = \arcsin x$, $\alpha = \arcsin x$. На фиг. 14 графически представлена зависимость $\frac{\bar{l}}{h}$ от $\frac{L}{h}$. Из этого рисунка следует, что если справедлива гипотеза А ($h=L$), то истинный размер крупномасштабного турбулентного элемента будет равен

$$h = \frac{1}{0.67} \bar{l} = \frac{75\,000 \text{ км}}{0.67} \approx 100\,000 \text{ км.}$$

Из табл. 3 (столбцы 3 и 5) следует, что в рамках гипотезы А наилучшее согласие спектроскопических данных с нашими имеет место при $h = \text{const}$.



Фиг. 14. Зависимость $\bar{l}/h$ от L/h .

Если справедлива гипотеза Б, то мы не в состоянии произвести сравнение результатов спектральных наблюдений [2, 3] с результатом нашего исследования, так как на измеряемую величину $\bar{l}$ оказывает существенное влияние отношение $\frac{h}{L}$. В случае гипотезы Б под величиной L нужно понимать длину прямолинейного участка потока циркуляции — рас-

стояние между двумя последовательными поворотами потока. Однако совместное использование $\bar{l}$ и h , полученных разными методами, позволяет определить величину L . Действительно, по формуле (19) (фиг. 14) мы можем определить $\frac{L}{h}$, зная $\frac{\bar{l}}{h}$. При $h = \text{const}$ получаем

$$\frac{\bar{l}}{h} = \frac{75\,000}{70\,000} = 1.07, \quad \frac{L}{h} = 2.4.$$

При h , подчиняющихся распределению (12), $\frac{\bar{l}}{h} = 0.94$; $\frac{L}{h} = 1.5$.

Таким образом, прямолинейные участки потока циркуляции имеют длину, равную в среднем 120 000—170 000 км при средней ширине потока 70 000—80 000 км. Определение величины L основано на допущении совпадения фотосферной и подфотосферной сеток циркуляции. Это допущение мало оправдано. Различие в скоростях кинематических элементов более чем в четыре раза в фотосферных и подфотосферных слоях является доводом в пользу несоответствия этих движений. При состоянии наших знаний о крупномасштабных движениях в поверхностных слоях Солнца нам трудно сейчас сделать выбор в пользу одной из двух гипотез А или Б. Здесь требуются дополнительные исследования.

Какой глубине соответствуют определяемые по пятнам движения? Очевидно, это будут те слои Солнца, в которых находится основная масса газа пятна. Наиболее вероятными глубинами пятна следует счи-

тать 10^9 — $4 \cdot 10^9$ см [21—23]. Поэтому определяемые нами движения относятся именно к этим глубинам. Магнитное поле пятна определяет форму пятна и гидродинамически отделяет его от окружающей среды. Оно определяет устойчивость пятна по отношению к турбулентным элементам, воздействующим на пятно с внешней стороны [21]. Пятна являются как бы кинематическим выходом подфотосферных слоев наружу. Они, а возможно, и их ближайшая окрестность менее подвижны по сравнению с областями, лишенными этих очагов. Поэтому их можно представить медленно плавающими «островами» в более подвижной фотосфере.

Л и т е р а т у р а

1. Y. Storey. M. N. 92, 737, 1932.
2. A. B. Hart. M. N. 114, 17, 1954.
3. H. H. Plaskett. M. N. 114, 251, 1954.
4. R. S. Richardson a. M. Schwarzschild. Ap. J. 111, 351, 1950.
5. S. Chandrasekhar. Ap. J. 110, 329, 1949.
6. P. С. Гневыхева. Астр. журн. 18, № 1, 26, 1941.
7. R. S. Carrington. «Observation of spots on the Sun», 1863, p. 222.
8. H. H. Turner. M. N. 68, 98, 1907.
9. F. J. M. Stratton. M. N. 69, 659, 1909; Observatory, 66, 300, 1946.
10. F. W. Dyson and E. W. Maunder. M. N. 73, 613, 1913.
11. J. Tuominen. Zs. f. Ap. 21, 96, 1941; 30, 261, 1951.
12. R. S. Richardson a. M. Schwarzschild. Publ. Accad. Lincei Roma, 1952, 228.
13. U. Becker. Zs. f. Ap. 34, 129, 1954.
14. Greenwich Observations, 1924, pp. 65—79.
15. W. Brunner. Publ. d. Eidgen Sternwarte Zürich, 1913, p. 5.
16. H. F. Newall. M. N. 85, 553, 1925.
17. (Commun. by the Astronomer Royal), M. N. 85, 553, 1925.
18. M. Waldmeier. Astr. Mitt. Zürich, 138, 451, 1939.
19. R. E. Lury. J. Can. R. A. S. 33, 345, 1939.
20. Е. Е. Слуцкий. Теория корреляции и элементы учения о кривых распределения. 1912, стр. 50.
21. В. Е. Степанов. Уч. зап. Львовск. ун-та 14, 45, 1949.
22. F. Smeidler. Zschr. Naturf. 5A, 297, 1950.
23. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский. ЖЭТФ 16, 9, 1946.

ПОВЕДЕНИЕ ПРОТУБЕРАНЦА 5 АВГУСТА 1951 ГОДА

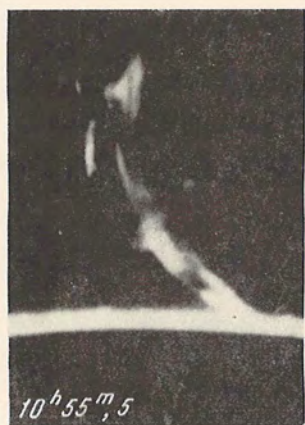
А. Е. Балковой

Исследованы траектории движения узлов протуберанца 5 августа 1951 г., 7^h31.^m5 московского времени, а также изменение их яркости и площади. Обнаружен быстрый распад основной массы протуберанца, выброшенной на большую высоту, и удаление узлов в разные стороны. Разлетающиеся узлы возгорались и одновременно увеличивалась их площадь, чему сопутствовали ускорения движения узлов в целом.

DÉVELOPPEMENT DE LA PROTUBÉRANCE DU 5 AOÛT 1951, par *A. E. Balkovoi*. — On a étudié les trajectoires du mouvement des noeuds de la protubérance du 5 août 1951, 7^h31.^m5, ainsi que leur variations d'éclat et des dimensions. On a observée la désagrégation rapide de la masse principale de la protubérance lancée à une grande hauteur et une dissipation des noeuds dans des directions différentes. Les dimensions et l'éclat des noeuds grandissait simultanément, ce qui était accompagné aussi par une accélération de leurs mouvement.

5 августа 1951 г. в 7^h31.^m5 московского времени на внеатмосферном коронографе КГ-1 при помощи узкополосного H₂ фильтра (ширина полосы пропускания 1.8 Å; см. [1]) Е. Ф. Шапошниковой был зарегистрирован на киноплёнку исключительно интересный протуберанец. Он возник в области группы солнечных пятен и развился из электромагнитного протуберанца с интенсивными движениями. Его можно отнести к одному из самых больших возвратных выбросов, которые наблюдались до сих пор.

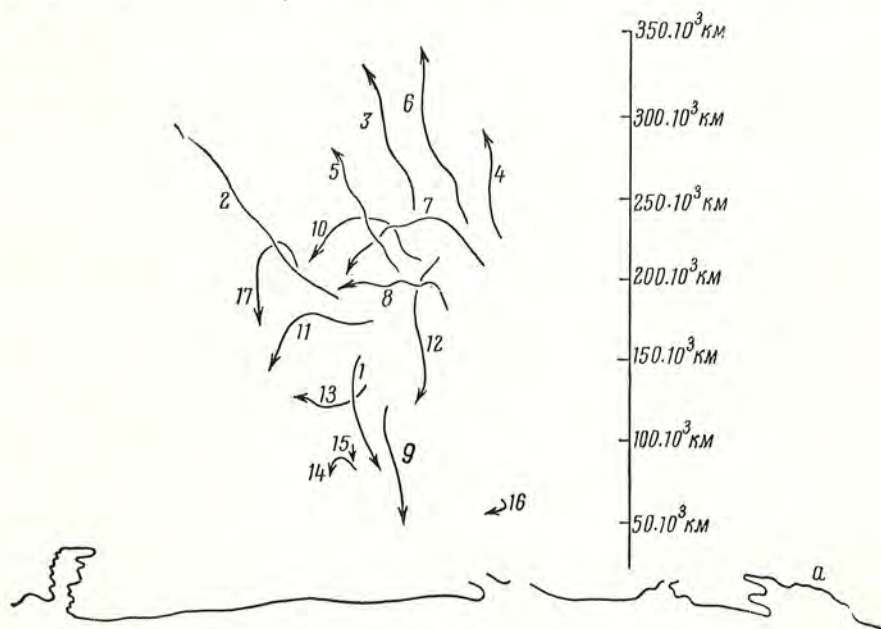
Последовательные стадии развития протуберанца представлены на фиг. 1. До начала своего быстрого развития это был ствол электромагнитного протуберанца, из вершины которого перетекали струи в соседний компактный протуберанец, где был, повидимому, локализован «центр притяжения» этих струй (см. момент 10^h11^m). Затем верхушка ствола начала очень быстро подниматься (см. момент 10^h26^m) и вскоре она достигала высоты 180 · 10³ км (см. моменты 10^h35.^m5 и 10^h41^m). На этой высоте верхушка ствола представляла собой сравнительно компактное яркое ядро, которое затем, после момента 10^h42^m, начало распадаться на отдельные узлы и струи. Часть из них продолжала движение вверх и в стороны, а значительная масса падала вниз, вдоль той же траектории, по которой первоначально она поднималась (см. фиг. 1, начиная с момента 10^h43.^m5). Все развитие протуберанца продолжалось около 40 мин.



Фиг. 1.

Данный протуберанец не является типичным возвратным выбросом, поскольку в нем наблюдались движения вверх и в стороны. Его также нельзя отнести к типичному взрыву эруптивного протуберанца, где вся масса уходит прочь от Солнца (см. [2]).

Рассматриваемый протуберанец является по своему поведению скорее промежуточным между указанными типами эруптивного протуберанца и возвратного выброса. Наиболее характерным для этого протуберанца было явление типа взрыва на большой высоте, как это следует из рассмотрения движений отдельных узлов и струй, «выброшенных» из ядра в момент около 10^h42^m .

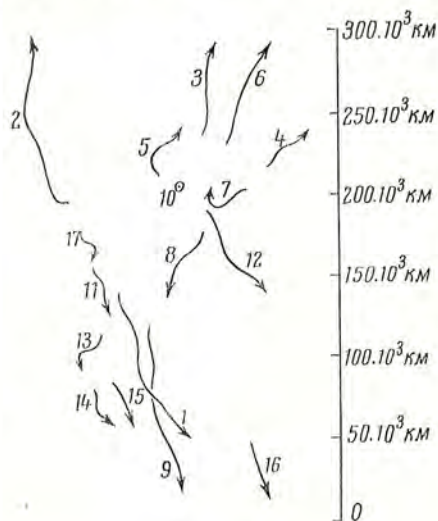


Фиг. 2.

Были измерены движения в общей сложности 17 узлов и характерных образований после момента 10^h41^m . Измерения движений были проведены двояким способом. Сначала были измерены движения относительно системы координат, неизменно связанных с хромосферой и устойчивыми образованиями на ней. Измерения велись путем проектирования на экран с увеличением в 15 раз. Для каждого кадра производилась, кроме того, тщательная зарисовка протуберанца и в особенности тех устойчивых образований хромосферы и ее края, которые служили для идентификации одних и тех же узлов и образований на разных кадрах. Траектории движений, измеренных таким способом, представлены на фиг. 2. Из этого рисунка видно, что «роза» направлений траекторий несимметрична, как если бы направления движений были анизотропны: отсутствуют движения, направленные в правую сторону (в направлении хромосферного выступа *a*). Характерно, что узлы 9, 13, 14, 15, 16 при таком способе измерения почти не меняют

своей высоты, что связано с непрерывным подъемом массы протуберанца, от которой они откололись (за исключением узла 9, который начал втягиваться вниз, вдоль первоначальной траектории).

Другая картина расположения траекторий тех же узлов получается, если измерять их движения в системе координат, движущейся вместе с основной массой ядра протуберанца, за центр которого условно был принят узел 10 (см. фиг. 3). Мы видим, что относительно этой системы координат движение узлов было более изотропным: можно представить себе все движения как бы исходящими



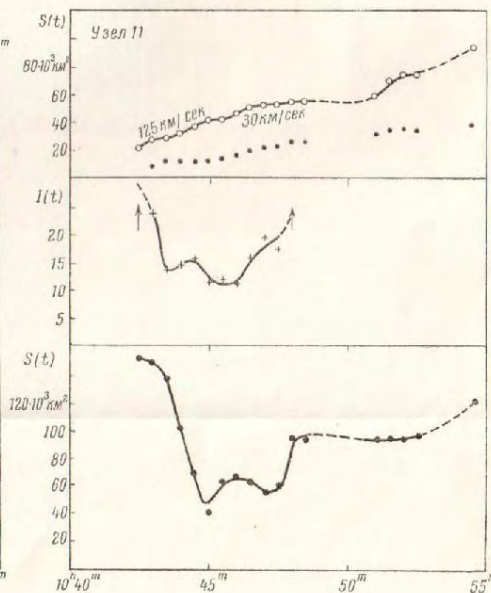
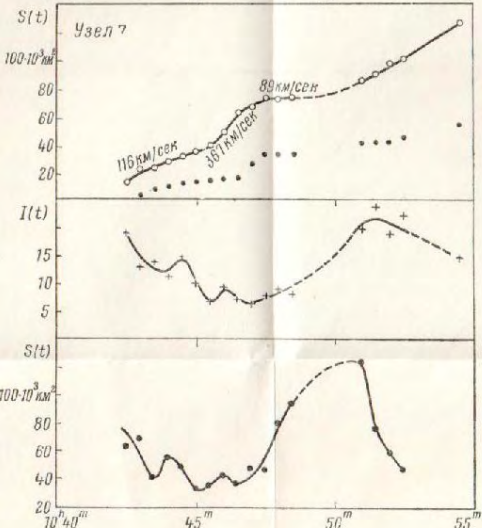
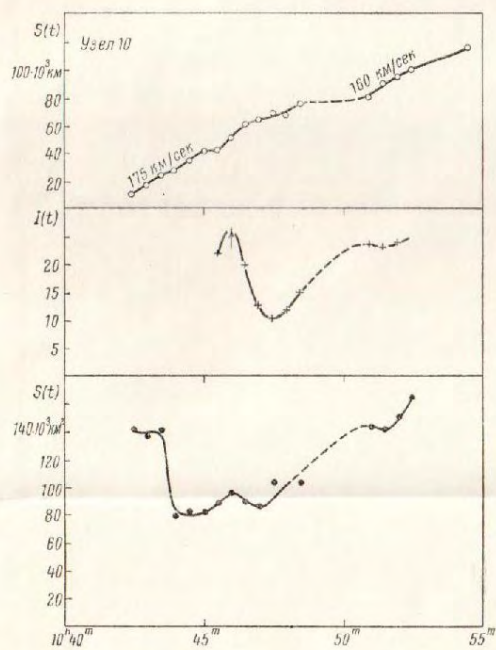
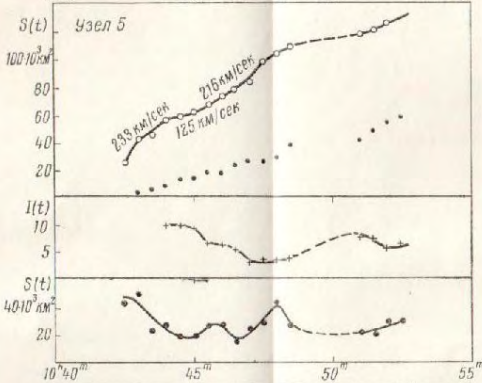
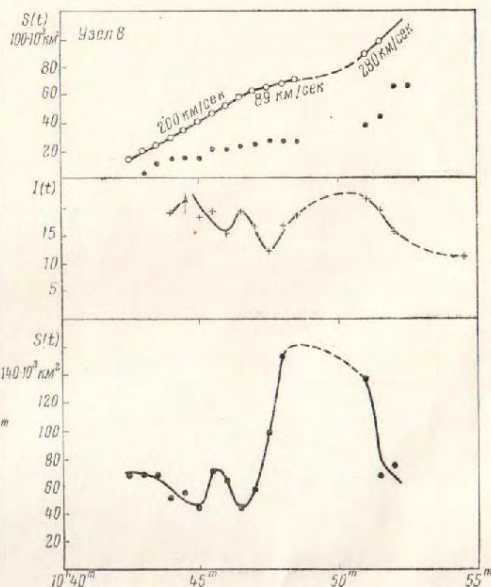
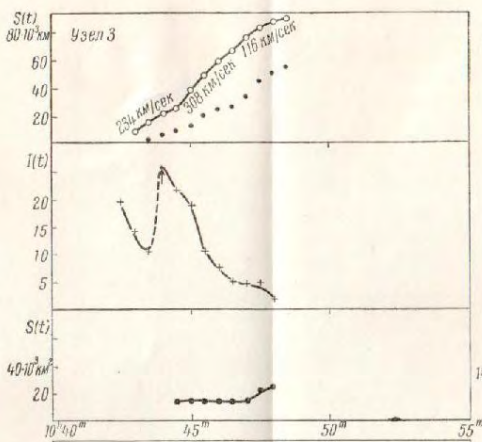
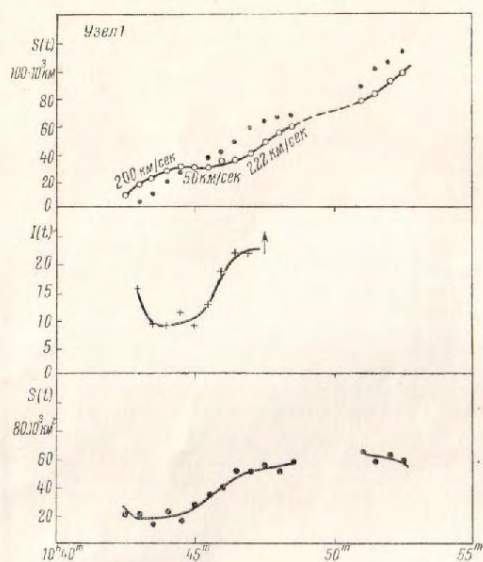
Фиг. 3.

из одной области, двигавшейся вместе с узлом 10, или же несколько отставая от него (узлы 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 12). Кроме этих движений типа «взрыва», существовало явно выраженное движение вниз, вдоль первоначального ствола протуберанца, а также — в некоторый центр притяжения, рядом со стволом (см. фиг. 1, момент 11^h00^m, узлы 1, 9, 13, 14, 15, 16, 17).

Таким образом, анизотропия движений, ясно выраженная на фиг. 2, возникает благодаря своеобразному движению основного ядра — «головы» протуберанца, которое распалося на отдельные узлы и образования.

На самом же деле движение этих образований происходило так, как если бы куски ядра — «головы» протуберанца, выброшенного на большую высоту, разлетелись в разные стороны. Конечно, выбор узла 10 в качестве системы координат, характеризующей собой движения центра массы разлетающихся узлов, является довольно произвольным. Однако не было возможности выбрать какие-либо другие образования для этой цели или как-либо иначе установить движение центра массы всех разлетевшихся из ядра узлов. Траектория узла 10 на фиг. 2 показывает, что этот центр массы, повидимому, вместе со стволом возвратного выброса был поднят на высоту около $200 \cdot 10^3$ км, затем, поднявшись на высоту около одной трети радиуса Солнца, двигался приблизительно вдоль поверхности Солнца и затем стал опускаться вниз. С этим движением ядра протуберанца — центра массы вдоль поверхности Солнца и связана, повидимому, асимметрия «розы» направлений траекторий узлов 3, 4, 5, 6, 7, 8, 12 при измерении их в неподвижной системе координат.

На фиг. 4 приведены результаты измерений длины дуги траекторий некоторых характерных узлов в зависимости от времени $s(t)$, их яркости $I(t)$ и площади $S(t)$. Зависимости $s(t)$ построены для обоих случаев как для измерений в неподвижной системе координат (кружки), так и в подвижной системе координат (точки). Рассмотр-



Фиг. 4.

трение этих, а также не приведенных здесь графиков для остальных узлов показывает, что в начальной стадии распада ядра, когда движение узлов было равномерным, их яркость и площадь монотонно падали. Однако далее узлы испытывали ускорения. Ускорения движения различных узлов происходили в основном около $10^4 44^m$ — $10^4 47^m$ и, повидимому, близко к $10^4 50^m$. Почти во всех случаях ускорению сопутствовало или несколько предшествовало ему увеличение яркости и площади узла. Этот факт в основном подтверждает найденную ранее А. Б. Северным связь между ускорениями и флуктуациями яркости протуберанцев. Наиболее же интересным является сходство в изменениях яркости и площади узлов. Именно, мы видим, что при возгорании узла его площадь возрастает и при погасании убывает. Следует также отметить, что расширение узлов часто предшествует их разделению. Возгорание узлов одновременное с их расширением — явление весьма сходное с обнаруженным А. Б. Северным и Е. Ф. Шапошниковой явлением

Таблица 1

Узел	Время	α
1	$10^4 42^m 5$	1.64
3	10 46	0.82
5	10 47	0.91
7	10 46	2.79
8	10 51	2.45
17	10 51.5	2.38

расширения вспышек при их возгорании. Это наводит на мысль о том, что в основе обоих явлений лежит один и тот же процесс крайне неравновесного выделения энергии в некоторой области, сопровождающегося расширением этой области. Оторвавшиеся от ядра протуберанца узлы сначала двигались равномерно, их яркость падала, а площадь убывала. Затем в некоторый момент они возгорались и одновременно расширялись, чему сопутствовало ускорение их движения как целого. Следует, однако, отметить, что ускорения узлов, которые в ряде случаев превосходили ускорение силы тяжести (см. табл. 1), могут быть связаны не с фактическим ускорением узла, а с внезапным его расширением или деформацией.

Поскольку при измерении площадей узлов мы всегда стремились локализовать наиболее яркую их часть, не исключена возможность того, что приведенные в табл. 1 ускорения есть вполне реальные ускорения масс, движущихся над поверхностью Солнца. Возникновение подобных ускорений, как отмечено А. Б. Северным [3], также может указывать на их происхождение в результате взрыва. Считаю долгом выразить признательность проф. А. Б. Северному за помощь, оказанную в разработке вопросов, поставленных в этой статье.

Литература

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. общ. 12, 3, 1954.
2. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. общ. 10, 9, 1953.
3. А. Б. Северный. Настоящий том, стр. 194.

К ТЕОРИИ МАГНИТНЫХ БУРЬ И ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

С. Б. Пикельнер

Теории, исходящие из представления, что поток корпускул обтекает Землю на расстоянии нескольких ее радиусов, встречают трудности при объяснении быстрых флуктуаций поля, тонкой структуры сияний и спорадической ионизации. Рассматривается диамагнитное отталкивание, которое препятствует проникновению потока в окрестности Земли. Учет сжимаемости потока качественно изменяет расчеты. Поток после первой фазы магнитной бури разбивается на отдельные элементы, которые сжимаются полем. Это уменьшает сопротивление со стороны поля и позволяет элементу проникнуть к Земле. Концентрация частиц при этом увеличивается до $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$, температура до $\sim 6\,000\,000^\circ$. Рассматривается торможение движения поперек силовых линий методом ударных и магнитно-гидродинамических волн. Вблизи Земли оно может быть существенно; в этом случае газ будет двигаться по силовым линиям.

При движении потока в плазме электроны тормозятся быстрее, чем протоны, и поток можно рассматривать как ионный ток. Полный ток определяется самоиндукцией, плотность его линейно растет от головы потока и мала сравнительно с плотностью ионного тока. Взаимодействие тока с магнитным полем Земли дает силу, отличающуюся только скалярным коэффициентом от силы Лоренца, действующей на ион. Элемент потока будет двигаться по штермеровской орбите для частицы с эффективной массой порядка $10^4 m_H$. Такие частицы будут попадать на Землю достаточно далеко от полюса. В [12] показано, что флуктуации магнитного поля в полярных областях одновременно наступают в точках, лежащих на штермеровской спирали. Возможно, что это связано с движением элементов потока, хотя еще неясно, как это движение дает возмущение.

Проникновение частиц в атмосферу происходит не изолированно, а сгустками, которые порождают распространяющиеся вниз и быстро затухающие ударные волны, повидимому недостаточные для свечения сияний.

В целом можно сказать, что рассмотренные факторы не объясняют основных данных наблюдений, но могут быть причиной более тонких эффектов, которые, повидимому, можно обнаружить специально поставленными наблюдениями.

ON THE THEORY OF MAGNETIC STORMS AND AURORAE, by S. B. Pickelner.— The assumption that the stream of corpuscles flows around the Earth on a distance of several radii is not sufficient in explaining the fast fluctuation of the magnetic field of the Earth, the fine structure of the aurorae and the layer of sporadic ionization. The existence of the hollow sphere around the Earth may be considered doubtful, if the compressibility of the flow is taken into account. After the first stage of the magnetic storm the flow may divide into different elements, which must be compressed by the field (5). The resistance of the field decreases with increasing density of the element. The condensed element can penetrate into the Earth's atmosphere, if the velocity of the flow is 400—1000 km per sec. The concentration of particles grows up to 10^6 cm^{-3} , the temperature to $6\,000\,000^\circ$. The retardation of such moving condensed elements is evaluated by the shock-wave and magnetic-hydrodynamic wave methods. It may be essen-

tial in the vicinity of the Earth. The gas must move in this case in the direction of the field.

If the flow moves in a plasma the retardation of electrons will be faster than that of the ions. The flow of corpuscles may be considered as the ionic current in a plasma. The total current is determined by self-induction (13). The density of the current increases from the top of the flow and is much smaller than the density of the ionic current. The force of interaction of the current with Earth's magnetic field is distinguished, as compared with the Lorentz force acting upon the ions, by the scalar coefficient only. The gas element must move along Störmer's orbits in the case of particles with the effective mass about $10^4 m_H$. The field penetrates into the element slowly. Particles of similar masses must reach the Earth's surface sufficiently far from the magnetic poles. It was pointed out in [12] that the magnetic field disturbances in polar regions take place in the same time, if the points of observation are located on spirals, similar to that of Störmer. This may be connected with the motion of elements of the flow, but it is not clear why such motions create the disturbance.

The penetration of the particles into the atmosphere cannot be explained by the motion of individual atoms. It takes place due to the motion of small clouds, creating the downward propagation of the shock-waves. The waves are damped when the density of gas increased in the direction of penetrating. The ionization and heating of gases by the shock-wave may be the causes of faint luminiscence on the large height, but this is not the case with the aurorae.

These effects can not explain the principal properties of the magnetic storms and aurorae borealis, but they can lead to the more subtle phenomena, which can be discovered by means of special observations, for instance, by radiomethods.

§ 1. Введение

Почти все современные теории магнитных бурь и полярных сияний исходят из представления, что квазинейтральный поток корпускул выбрасывается из Солнца.

Согласно Чепману и Ферраро [1], поток, встречая магнитное поле Земли, огибает его на расстоянии порядка десяти радиусов Земли, образуя как бы дупло. Мартин [2] показал, что дупло замыкается, образуя вокруг Земли полость, в которую частицы потока не могут попадать непосредственно. По его расчетам поток не доходит до Земли на расстояние около 5.5 ее радиуса. Эти теории хорошо объясняют первую фазу магнитной бури, при которой поток, попадая в поле Земли, сжимает последнее, увеличивая его напряженность. Иначе это явление можно описать как возникновение на границе потока системы индуцированных токов, которые, с одной стороны, создают магнитное поле, наблюдаемое как изменение поля Земли, а с другой, взаимодействуя с полем Земли, оказывают на поток давление, заставляющее его изгибаться и обтекать Землю. Исходя из величины изменения поля Мартин нашел, что средняя концентрация частиц в потоке во время магнитной бури близка к 20 см^{-3} .

Далее Мартин, следуя [1], принимает, что в обтекающем кольце должно образоваться электрическое поле поляризации, обусловленное объемными зарядами разных знаков, появившимися на противоположных сторонах обтекающей струи потока. Эти заряды появляются под

действием силы Лоренца, стремящейся разделить разноименно заряженные частицы потока, движущегося в магнитном поле Земли. Силу Лоренца обычно представляют в виде электрического поля $E' = c^{-1}V \times H$. Объемные заряды рассеиваются в пространстве вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Силовые линии, проходящие через струю, достигают поверхности Земли в районе зоны полярных сияний. Последнее, по мнению Мартина, возникает под действием бомбардировки атмосферы Земли частицами потока, которые должны в поле объемного заряда приобрести энергию порядка 10^6 эв, достаточную для проникновения в глубокие слои атмосферы и возбуждения там свечения. В этой же схеме объясняются так называемые S_D -возмущения магнитного поля Земли, являющиеся по [2] полем токов, образуемых в районе зоны сияний под действием зарядов, приходящих от краев струи.

В рассуждениях Мартина есть неточность. Он всюду считает токи стационарными, так как не учитывает явлений самоиндукции, которые при больших размерах потоков играют важную роль. Время установления тока определяется формулой Каулинга [3]

$$t_0 \approx \frac{\pi \sigma R^2}{c^2}, \quad (1)$$

где σ — проводимость, R — размер области. Проводимость вдоль магнитного поля определяется известной формулой [см. (14)]

$$\sigma_0 \approx \frac{ne^2}{m} \frac{l}{v_e} \approx \frac{(kT)^2}{\sqrt{3} m^{1/2} e^2 L}, \quad (2)$$

где $L \approx 40$, и при $T = 5000^\circ$ $\sigma_0 \approx 10^{12}$ эл.-стат. ед. Проводимость перпендикулярно магнитного поля [3]

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \text{где } \omega = \frac{eH}{mc} \quad (3)$$

и τ — время свободного пробега. Величина $\omega \tau$ в условиях потока велика (при $n \approx 10^2$ и $H \approx 10^{-3}$ $\omega \tau \approx 5 \cdot 10^5$) и $\sigma_1 \ll \sigma_0$. Однако из-за наличия в потоке «замороженных» полей, существование которых, вытекающее из общих свойств проводящей среды, подтверждается анализом вариаций космических лучей [4], магнитное поле в общем случае не будет перпендикулярно электрическому и ток будет определяться их взаимной проекцией. Поэтому можно принять проводимость равной в среднем 10^{11} эл.-ст. ед. Тогда, полагая, по Мартину, $R \approx 10^9$, находим $t_0 \approx 3 \cdot 10^8$ сек ≈ 10 лет. Следовательно, неявно сделанное Мартином предположение о стационарности тока неправильно. Поле E' , стремящееся разделить заряды струи, обтекающей Землю, создает ток, плотность которого мала и непрерывно растет. Возрастающий ток образует поле самоиндукции, которое почти полностью (поскольку $t \ll t_0$ и ток мал) компенсирует E' . Таким образом, поле E , введенное Мартином для компенсации E' , обусловлено не объемными зарядами на краях струи,

а почти исключительно самоиндукцией. Поле объемных зарядов все-таки будет (оно определяется разностью E' и поля самоиндукции), но величина его на несколько порядков меньше, чем предполагал Мартин (в отношении $t : t_0$).

Во второй части рассуждений Мартина также нужно учесть нестационарный характер процесса. Поле объемных зарядов будет приводить не к образованию отдельных быстрых частиц, а к появлению тока, текущего от этих зарядов. Время установления тока здесь также велико, поэтому плотность тока будет расти, и большая часть поля зарядов будет скомпенсирована полем самоиндукции. Это еще на несколько порядков уменьшит энергию частиц, которые ускоряются полем объемных зарядов. Резюмируя, можно сказать, что схема Мартина, повидимому, не объясняет появление быстрых частиц, проникающих в зону полярных сияний.

Теория Альфвена [5] основывается на том, что в потоке,двигающемся в магнитном поле Солнца, появляется поле E' , и частицы, двигаясь под действием поля Земли и поля E' , описывают траектории, огибающие Землю, так что вокруг нее образуется полость. На внутренних сторонах полости появляются разноименные заряды, от которых вдоль силовых линий Земли текут токи, замыкающиеся через верхние проводящие слои земной атмосферы. Существенно, что силовые линии, пересекающие внутренние стенки полости, подходят к Земле в области зоны полярных сияний. Земля с ее магнитным полем служит как бы мостом, по которому происходит разряд в электрическом поле между противоположными стенками полости. Таким образом, Альфвен объясняет поведение среднего возмущения поля во время магнитной бури (так называемую D_{st} вариацию) и некоторые особенности полярных сияний.

Общим для всех упомянутых теорий является утверждение, что поток непосредственно на Землю не попадает, а огибает ее, образуя кольцевые токи, поле которых уменьшает напряженность магнитного поля Земли во время главной фазы магнитной бури. Объемные заряды, образующиеся по той или другой причине около обтекающей струи, создают токи, текущие по силовым линиям в зону полярных сияний и образующие сияния и магнитные возмущения. Токи, ответственные за возмущения, например токовое кольцо вокруг Земли, занимают большие объемы. Пространственные заряды, вызывающие токи, направленные к Земле, также занимают большие области пространства. Поэтому токи и их магнитное поле должны меняться крайне медленно, они могут объяснить только усредненные вариации магнитного поля, с которыми обычно и сравнивают теории.

Между тем реальные магнитные возмущения в полярных районах совсем не являются плавными; они состоят из быстро следующих друг за другом колебаний поля, амплитуда которых превосходит величину средней вариации. Более того, А. П. Никольский [6] показал, что в полярных районах поле в спокойные часы возмущенных дней не

отличается от поля в спокойные дни, т. е. реально существуют одни флуктуации, а медленно меняющиеся вариации есть фиктивный результат статистической обработки.

Трудно согласовать упомянутые теории и с фактом очень небольших поперечных размеров светящихся дуг в сияниях, а также с небольшими (несколько десятков километров) размерами спорадических слоев E_s , которые в зоне полярных сияний в значительной степени связаны с воздействием потоков, так же, как и возмущения слоев D и F .

Нужно также учитывать, что под действием электрических полей электроны (с массой m) движутся быстрее ионов (m_i) и в противоположном направлении, так что полный ток должен быть в $1 + \sqrt{\frac{m_i}{m}}$ раз больше, чем ток ионов, который в принципе может быть оценен из наблюдений свечения водорода в сияниях. В некоторых случаях это может служить критерием, так как слишком большая сила тока противоречит величине возмущений. Главное же здесь заключается в том, что при разряде ток в некоторых точках земной поверхности движется к Земле, а в других — от Земли. Между тем во всех случаях, когда в спектре сияний наблюдалась смещенная линия H_α , она была смещена к фиолетовому концу спектра.

Перечисленные трудности заставляют пересмотреть основное утверждение — невозможность для потока приблизиться к Земле из-за ее магнитного поля.

§ 2. О возможности приближения потока к Земле

Невозможность приближения к Земле следует, согласно [1], из магнитных свойств плазмы. При внесении плазмы в магнитное поле, на ее поверхности индуцируются токи, экранирующие внутренность внесенной массы от проникновения туда поля, так как магнитное поле этих токов компенсирует внешнее поле. Вне рассматриваемого объема поле токов складывается с внешним полем, усиливая его. Время затухания токов и проникновения поля в плазму определяется той же формулой (1). Взаимодействие экранирующих токов с полем создает силу, действие которой на 1 см^3 численно равно $\nabla \frac{H^2}{8\pi}$, т. е. градиенту магнитного давления. Давление направлено внутрь объема и в неоднородном поле стремится вытолкнуть плазму из поля с силой, определяемой разностью магнитных давлений на верхней и нижней сторонах ее. Явление очень похоже на закон Архимеда — выталкивание тела, погруженного в жидкость, гидростатическое давление в которой равно $\frac{1}{8\pi} H^2$. Работа, необходимая для погружения 1 см^3 плазмы в магнитное поле, численно равна $\frac{1}{8\pi} H^2$.

Предполагается, что эта работа совершается за счет кинетической энергии плазмы. При этом напряженность поля в точке наибольшего погружения определяется равенством [1, 2]

$$\frac{1}{2} \rho V^2 = \frac{1}{8\pi} H^2, \quad (4)$$

откуда при $\rho \approx 20 m_H \approx 3 \cdot 10^{-23}$ г/см³, $V \approx 10^8$ см/сек получается $H \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эрстедов, что соответствует расстоянию около 5.5 радиуса Земли от ее центра.

В приведенном расчете не учтено очень важное обстоятельство, а именно, что сила магнитного давления не только выталкивает, но и сжимает газ. В период первой фазы магнитной бури, когда поток сжимает магнитное поле Земли, состояние его неустойчиво, каждая небольшая флуктуация плотности встретит относительно меньшее (на единицу массы) сопротивление и опередит менее плотные области. Образуются отдельные элементы и струи, внедряющиеся в поле Земли и охватываемые им с нескольких сторон. Давление поля будет сжимать эти элементы, плотность их будет расти, и они смогут проникнуть дальше, чем при постоянной плотности.

Для расчета примем, что внутреннее давление в элементе все время равно внешнему магнитному давлению. Давление атмосферы, которое становится существенным на высоте порядка 300—400 км, пока не будем принимать во внимание; расчет относится к более высоким слоям. Внутреннее давление складывается из давления газового p и магнитного p_m , так как в потоке, повидимому, имеется замороженное магнитное поле $H \approx 10^{-6}—10^{-5}$ эрстедов [4], которое при сжатии будет усиливаться. Примем, далее, что сжатие является адиабатическим. Это следует из сравнения времени внедрения потока и времени высвечивания, которые примерно уравниваются при концентрации порядка $10^7—10^8$ см⁻³. Частичное высвечивание уменьшает газовое давление и увеличивает степень сжатия потока, что еще больше способствует его внедрению в поле Земли.

Поэтому предположение об адиабатичности сжатия дает нижний предел для глубины проникновения.

Точка остановки потока определяется условием, что начальная кинетическая энергия элемента потока равна увеличению его внутренней энергии при сжатии плюс энергия, затраченная на преодоление диамагнитного отталкивания. В результате имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} p + p_m &= \frac{1}{8\pi} H^2, \\ \frac{p}{\rho^{5/3}} &= \frac{p_0}{\rho_0^{5/3}} = \frac{kT_0}{n_0^{2/3} m_H^{5/3}}, \\ \frac{1}{2} \rho_1 V^2 &= \frac{3}{2} p_1 + \frac{1}{8\pi} H_1^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где значки 0 или 1 означают, что величина берется до сжатия или в момент остановки, отсутствие значка означает, что равенство действительно в течение всего процесса сжатия. Внутренней энергией до сжатия пренебрегаем.

При изотропном сжатии H увеличивается пропорционально $\rho^{2/3}$, следовательно, $p_m \propto \rho'^{1/3} \propto p'^{1/3}$. До сжатия

$$p = n_0 k T_0 \approx 20 \cdot 1.4 \cdot 10^{-16} \cdot 5 \cdot 10^3 \approx 14 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2,$$

а
$$p_m = \frac{1}{8\pi} H_0^2 \leq 4 \cdot 10^{-12} \text{ дин/см}^2.$$

Следовательно, $p > p_m$ в течение всего процесса сжатия, и без большой ошибки p_m можно опустить. Тогда правая часть последнего уравнения равна $\frac{5}{2} p_1 = \frac{5}{2} \frac{1}{8\pi} H_1^2$. Решение системы (5) дает

$$H_1 = \frac{\sqrt{8\pi}}{5^{1/4}} \frac{n_0^{1/2} m_H^{5/4}}{(kT_0)^{3/4}} V^{5/2}. \quad (6)$$

Концентрация и температура в процессе сжатия определяются выражениями

$$n = \left(\frac{1}{8\pi} H^2 \right)^{3/5} \frac{n_0^{2/5}}{(kT_0)^{3/5}}, \quad T = \left(\frac{n}{n_0} \right)^{2/3} T_0 \quad (7)$$

и слабо зависят от начальной плотности потока, которая плохо известна.

Подставляя в (6) $n_0 \approx 20 \text{ см}^{-3}$, $T_0 \approx 5000^\circ$, $V \approx 10^8 \text{ см/сек}$, находим $H_1 \approx 2$ гаусс, т. е. поток может проникнуть в поле, более сильное, чем поле Земли. Даже при $V = 400 \text{ км/сек}$ $H_1 = 0.2$ гаусса, что приблизительно равно напряженности в области сияний. Подставляя последнее значение в (7), находим для плотности элемента потока вблизи Земли

$$n \approx 10^6 \text{ см}^{-3}, \quad T \approx 6\,000\,000^\circ.$$

Если начальная концентрация в потоке $n_0 \approx 20$, плотность увеличивается приблизительно в 10^5 раз, т. е. линейные размеры элемента потока уменьшаются в несколько десятков раз и измеряются, повидимому, десятками километров.

Мы приходим к выводу, что во время магнитной бури в верхние слои земной атмосферы должны попадать небольшие плотные и горячие сгустки ионизованного газа. До вхождения в атмосферу сгустки должны быть почти ненаблюдаемы оптически, так как излучение такой массы ионизованного газа должно быть мало. Однако они могут быть обнаружены в принципе радиометодами, о чем будет сказано ниже.

§ 3. Торможение движения поперек поля

Если диамагнитный эффект оказывает слабое влияние на движение элементов потока в поле Земли, это не значит, что их движение не испытывает влияния со стороны поля Земли. Диамагнитный эффект в том виде, как он был рассмотрен, не учитывает всех особенностей взаимодействия движущейся плазмы с полем. При движении некоторого объема поперек силовых линий возникает тормозящая сила, даже если поле однородно. Если движущийся объем находился ранее в том же поле, так что силовые линии пересекали его, то время торможения близко к времени, за которое магнитно-гидродинамическая волна пройдет через поперечное сечение объема. Однако в нашем случае плазма вошла извне и поле не успело проникнуть внутрь. При движении поперек поля плазма деформирует силовые линии, последние сгущаются впереди нее и градиент магнитного давления тормозит движение поперек поля. Существенно, что обычный диамагнитный эффект действует при движении в любом направлении, а рассматриваемый механизм — только при движении поперек поля. Тормозящая сила зависит от степени сгущения силовых линий, которую можно оценить, решив схематически поставленную задачу.

Пусть некоторый объем движется перпендикулярно силовым линиям со скоростью, большей скорости звука. Последняя для проводящей среды в магнитном поле определяется выражением [7]

$$\bar{c} = \sqrt{\bar{c}_0^2 + V_0^2}, \quad (8)$$

где $V_0 = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}$, V_0 — скорость волн Альфвена и $\bar{c}_0$ — скорость звука в газе при отсутствии магнитного поля. При $n \approx 10^6$ см⁻³ и $H \approx 0.1$ эрстеда, $V_0 \approx 10^7$ см/сек, что значительно больше скорости звука без поля. Поэтому $\bar{c} \approx V_0 \approx 10^7$ см/сек. На большем расстоянии от Земли n меньше и $\bar{c} > 10^7$ см/сек. Следовательно, там скорость потока может оказаться дозвуковой. Это будет учтено в дальнейшем. Пока рассмотрим сверхзвуковое движение.

В нашем случае имеет место магнитно-гидродинамическая ударная волна, движение в которой перпендикулярно плоскости разрыва и силовым линиям. В общем случае движение направлено под углом к силовым линиям. Этот случай можно рассмотреть, но для оценки торможения различие не очень существенно. В [7] показано, что максимальное сжатие в волне меньше, чем в отсутствие магнитного поля, т. е. меньше чем в четыре раза для идеального одноатомного газа. Физически это следует из того, что магнитное давление при сжатии действует в ту же сторону, что и газовое давление, и стационарное состояние наступает при меньшей степени сжатия. Однако эта оценка в нашем случае, когда газовое давление до сжатия составляет только малую долю магнитного давления, может оказаться сильно завышенной. Более точную оценку можно получить, используя расчеты Хельфера [8],

выразившего увеличение плотности в волне $\eta = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{H_2}{H_1}$ (последнее равенство справедливо для перпендикулярной волны) через величины

$$Y = \frac{p_2}{p_1} \quad \text{и} \quad Q = \frac{H_1^2}{8\pi p_1}.$$

Первая величина — отношение газовых давлений за и перед фронтом, вторая — отношение магнитного и газового давлений перед фронтом. Решения даны в виде номограмм для различных видов косых волн. Ни интенсивность волны, ни p_1 не известны, можно только утверждать, что $Q \gg 1$ и, повидимому, больше 10^3 . Тем не менее, номограммы показывают, что степень сжатия η заключена в сравнительно узких пределах, скорее всего от 1.1 до 1.5 для перпендикулярной волны и от 1.2 до 1.5 для наклонных. Это значит, что при быстром движении поперек силовых линий элемент объема встречает примерно в два раза большее сопротивление ($\propto \frac{1}{8\pi} H^2$), чем при диамагнитном эффекте.

С энергетической точки зрения можно использовать проведенные выше расчеты для диамагнитного эффекта, принимая, что поле Земли примерно в 1.4 раза больше, чем на самом деле. Это значит, что поток со скоростью $V \approx 1000$ км/сек, повидимому, сможет пройти вблизи Земли перпендикулярно к направлению силовых линий, а со скоростью 400—500 км/сек — не сможет. Если элемент движется под углом, например, около 45° к силовой линии, он не сможет пересечь поле Земли в перпендикулярном направлении даже при $V \approx 700$ км/сек.

При движении со скоростью, меньшей скорости «звука», степень сжатия магнитного поля будет еще меньше и, следовательно, меньше будет тормозящая сила. Однако этот вывод полностью не обоснован, так как до сих пор рассматривалось только магнитное давление перед движущейся бесконечной плоскостью. На самом деле, движущееся облако имеет ограниченные размеры и должно искривлять силовые линии, что приводит к появлению магнитно-гидродинамических волн. Эти волны образуются в газе перед облаком и в том слое последнего, куда успело проникнуть поле (см. ниже). Верхний предел тормозящего действия волн можно получить, если считать, что движется плоский бесконечный слой, плотность и толщина которого равны этим величинам для облака, причем поле проникло на всю толщину слоя.

Как известно, время торможения такого слоя приблизительно равно времени, за которое магнитно-гидродинамическая волна, распространяющаяся в обе стороны, пересечет слой. Если толщина слоя равна $2r$ (r — радиус облака), то путь L , который пройдет газ до торможения, приближенно определяется соотношением

$$\frac{L}{r} = \frac{V_\perp}{V_0},$$

где $V_\perp$ — перпендикулярная к H составляющая скорости. Величину r можно выразить через плотность в виде $r = K\rho^{-1/3}$. Полагая при

$\rho = 10^6 m_H$ $r \approx 3 \cdot 10^6$ см, находим $K \approx 3$. Выражая r и V_0 через H при помощи (7) и (8), получаем

$$\frac{L}{V_{\perp}} = \frac{\sqrt{4\pi} K n_0^{1/5} m_H^{1/5}}{(8\pi k T_0)^{1/10}} H^{-4/5} \approx 0.01 H^{-4/5}. \quad (9)$$

Неточность в принятом значении r сжатого элемента в конце пути входит сюда через K линейно. Формула (9) получена в предположении, что $H = \text{const}$. Относительное изменение H при изменении расстояния до центра Земли R на L определяется выражениями (R_0 — радиус Земли)

$$\begin{aligned} \frac{H}{H_p} &= \left(\frac{R_0}{R} \right)^3, \quad \frac{\Delta H}{H} = -3 \frac{\Delta R}{R} = \frac{3L}{R} = \\ &= \frac{3 \cdot 0.01 V_{\perp}}{H_p^{4/5} R_0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{7/5} \approx 4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{7/5}, \end{aligned} \quad (10)$$

если принять $V_{\perp} = 3 \cdot 10^7$ см/сек. Фактически $\Delta R \neq L$, так как, с одной стороны, перемещение поперек $\mathbf{H}$ не радиальное, а с другой — нужно учитывать изменение R вследствие движения вдоль $\mathbf{H}$. Эти поправки действуют в разные стороны и не могут существенно изменить результат для средних широт. Из (10) видно, что $\frac{\Delta H}{H} \ll 1$ и движение поперек силовых линий будет заторможено прежде, чем элемент потока переместится на расстояние, где H и R существенно изменятся. Однако нужно иметь в виду, что мы рассчитывали верхний предел, фактически же торможение значительно меньше, особенно вдали от Земли, где поле проникает в облако на очень маленькую глубину (см. ниже). Поэтому вдали от Земли торможение будет незначительным.

Резюмируя, можно сказать, что элемент потока сначала может двигаться не по силовым линиям, но, по мере приближения к Земле, движение поперек $\mathbf{H}$ может затормозиться и останется движение по силовым линиям.

Однако существует, повидимому, еще один более существенный фактор, определяющий движение элемента потока в магнитном поле Земли и распределение вызываемых им эффектов по земной поверхности.

§ 4. Токи в движущейся струе и отклонение ее в магнитном поле Земли

До сих пор мы рассматривали два механизма, ведущие к образованию тока в потоке — диамагнитный эффект и индукцию при движении поперек поля. Существует и третий механизм, который обычно не рассматривается, хотя в некоторых случаях он может играть существенную роль. Представим себе облако или струю плазмы, с большой скоростью входящие в неподвижную среду и продвигающиеся сквозь нее.

Длина свободного пробега электрона и иона в плазме определяется формулой [9]

$$l = \frac{(kT)^2}{e^4 n L}, \text{ где } L = 3 \ln \frac{3kT}{4e^2 n^{1/3}}. \quad (11)$$

Длина пробега очень сильно зависит от скорости частицы — как v^4 . Поэтому частицы потока, движущегося с большой скоростью, могут проникнуть в среду на большую глубину, тогда как длина пробега в самом потоке, определяемая сравнительно небольшой относительной скоростью частиц, оказывается значительно меньшей. Если $T = 5000^\circ$, то $l \approx 2.5 \cdot 10^{11} n^{-1}$ см и при $n \approx 20$ будет $l \approx 10^{10}$ см, тогда как сечение потока около Земли больше 10^{12} см. Поэтому поток в первом приближении можно рассматривать как плазму, а не как совокупность отдельных частиц.

Если в газе имеет место равномерное распределение энергии, то длины свободного пробега электрона и иона одинаковы. Но при одинаковой скорости длина свободного пробега протона l_i в $\left(\frac{m_H}{m}\right)^2$ раз больше, чем электрона. При скорости $V = 10^8$ см/сек, $l_i \approx 10^{19} n^{-1} \approx 5 \cdot 10^{17}$ см, $l_e \approx 10^{11}$ см. В применении к потокам это было впервые использовано Беннетом и Хальбертом [10]. Ионы потока свободно пройдут через межпланетную среду, а электроны будут заторможены ею. Это должно было бы, казалось, создать большой объемный заряд, но, как известно, в проводящей среде заряд нейтрализуется за время порядка σ^{-1} сек, поэтому ионы, продвинувшиеся вперед, притянут некоторое количество электронов, которые компенсируют заряд. Поскольку эти электроны, вообще говоря, не имеют большой скорости, в [10] принимается, что поток будет представлять собой совокупность быстро движущихся протонов и медленных электронов.

Однако такая совокупность представляет собой ток, а быстрый рост силы тока от нуля (до вхождения потока в данную точку) ограничивается самоиндукцией, поле которой будет ускорять медленные электроны. Поэтому для определения разности скоростей ионов и электронов нужно использовать уравнения Максвелла. Прежде чем перейти к ним, рассмотрим некоторые другие пункты статьи [10], которая, несмотря на то, что вызывает некоторые существенные возражения, содержит много интересных идей. Скорость частиц потока принимается близкой к 10^{10} см/сек, чтобы объяснить, используя расчеты Штёрмера, величину радиуса зоны полярных сияний. Более медленные частицы должны были бы оказаться значительно ближе к полюсам. Подтверждение большой скорости частиц авторы видят в наличии быстрых ионов, обнаруженных в зоне полярных сияний с помощью ракет. Однако концентрация этих быстрых частиц мала, и никем не доказано, что они принадлежат потоку, а не являются мягкими космическими лучами, может быть связанными с солнечной активностью и попадающими, в соответствии с расчетами Штёрмера, в зоны полярных сияний.

Другое подтверждение большой скорости потока Беннет и Хальберт видят в том, что медленные частицы не могут проникнуть в атмосферу до высоты 100 км. Однако, как будет отмечено в § 5, применение развитых выше представлений должно изменить постановку задачи о прохождении агента, возбуждающего сияния, в атмосферу. Сравнительно большое время запаздывания между моментом вспышки или прохождения флоккула через центр солнечного диска и началом магнитной бури объясняется в [10] тем, что протоны движутся вблизи Земли по очень сложным траекториям, так что путь сильно удлиняется. Однако начальная фаза магнитной бури определяется моментом, когда частицы только начинают испытывать заметное воздействие поля Земли, до этого их траектории сравнительно просты и объяснить запаздывание таким способом трудно.

Для математического решения задачи о величине плотности тока в потоке, представим ее в несколько схематическом виде. Пусть в пространстве движется со скоростью V поток протонов, ограниченный спереди и имеющий цилиндрическую симметрию. Пусть концентрация потока падает с удалением от оси пропорционально $f\left(\frac{r}{r_0}\right)$. Движение этих протонов можно рассматривать как заданный ток $j^{(e)}$, определяемый внешними причинами не обязательно электромагнитной природы. Поскольку электроны тормозятся значительно быстрее, будем считать, что их движение определяется только электромагнитными силами, которые пужно рассчитать. Примем, что проводимость σ всюду одинакова, и что объемный заряд всюду равен нулю. Это не совсем точно, но, как следует из дальнейшего расчета, ошибка будет невелика. Наконец, как обычно делается в магнитогидродинамике, будем считать, что процессы—медленные, т. е. не будем учитывать вторых производных напряженности полей по времени. Это значит, что мы не учитываем электромагнитных волн сравнительно высокой частоты, излучаемых потоком, например вследствие существования механизмов, подобных плазменным колебаниям. Для поведения потока в целом это обстоятельство мало существенно. В сделанных предположениях уравнение для вектора-потенциала A будет иметь вид

$$\Delta A - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{4\pi}{c} j^{(e)}, \quad (12)$$

причем поле самоиндукции E и полный ток равны

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}; \quad j = j^{(e)} - \frac{\sigma}{c} \frac{\partial A}{\partial t}. \quad (13)$$

В системе координат $u = Vt - z$ (ось z направлена антипараллельно V), движущейся со скоростью V , $j^{(e)}$ не зависит от t . При $u < 0$ будет $j^{(e)} = 0$, при $u > 0$ будет $j^{(e)} = -j_0 f\left(\frac{r}{r_0}\right)$, где $j_0 = neV$ и знак минус означает, что вектор $j^{(e)}$ направлен противоположно оси u . Граничные условия задачи: при $u = 0$ будет $j = 0$, при $u \rightarrow \infty$, j остается конеч-

ным (можно думать, что при этом ток стремится к стационарному значению $j^{(e)}$, но это предполагать не обязательно). При $r \rightarrow \infty$ будет $j \rightarrow 0$ и $\frac{\partial j}{\partial r} \rightarrow 0$. Поскольку $j^{(e)}$ зависит только от u и r , естественно искать решение в виде функции от тех же переменных. В условиях сплошной проводящей среды это имеет тем большие основания, что медленно изменяющееся электромагнитное поле распространяется в ней медленнее, чем поток, и быстро затухает, так что поток входит все время в невозмущенную область и все процессы начинаются в ней сначала. Поэтому искомые величины должны зависеть от расстояния от головы потока. Проектируем (12) на ось u и переходим к новым переменным. Если $A = A_u$, имеем

$$\frac{\partial^2 A}{\partial u^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{4\pi\sigma V}{c^2} \frac{\partial A}{\partial u} = \frac{4\pi}{c} j_0 f\left(\frac{r}{r_0}\right), \quad (14)$$

причем

$$j = j^{(e)} - \frac{\sigma V}{c} \frac{\partial A}{\partial u}.$$

Так как правая часть (14) есть плавная функция от $\frac{r}{r_0}$, где $r_0 \gg 1$, второй член левой части должен быть мал сравнительно с правой частью и можно получить первое приближение, считая его равным нулю. Тогда

$$A_1 = -\frac{c}{\sigma V} j_0 f\left(\frac{r}{r_0}\right) + C_1(r), \quad j_1 \equiv 0. \quad (15)$$

Следовательно, в первом приближении ток из-за самоиндукции всюду равен нулю. Второе приближение получим, подставив (15) во второй член левой части (14). Для определенности положим $f\left(\frac{r}{r_0}\right) = e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}$. После несложных преобразований, используя принятые граничные условия, находим

$$\frac{\partial A_2}{\partial u} = \frac{c^3}{\pi\sigma^2 V^2} \frac{j_0}{r_0^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} u - \frac{c j_0}{\sigma V} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \quad (16)$$

$$j = \frac{c^2}{\pi\sigma V} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) j_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \frac{u}{r_0^2}. \quad (17)$$

Во втором приближении ток линейно растет от головы потока, и при интересующих нас значениях параметров он значительно меньше $j^{(e)}$. Третье приближение можно получить таким же образом, в нем добавится член, пропорциональный $\left(\frac{u}{r_0^2}\right)^2$, но, пока $j \ll j^{(e)}$, второе приближение достаточно. При $\sigma \approx 10^{11}$ и $V \approx 10^8$ см/сек

$$j \approx j^{(e)} \cdot 30 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \frac{u}{r_0^2} \ll 1. \quad (18)$$

Для потока в пространстве между Солнцем и Землей $r \approx 10^{12}$ см, $u \approx 10^{13}$ см, $j \approx 10^{-9} j^{(e)}$.

Таким образом, полный ток мал и электроны движутся практически с той же скоростью, что и ионы.

Поскольку величина тока изменяется с u , он не может быть, в силу уравнения неразрывности, направлен только по оси u . Должен быть еще радиальный ток j_r , определяемый равенством

$$\begin{aligned} 2\pi r j_r(r) &= \int_0^r 2\pi r' \frac{\partial j}{\partial u} dr' = 30\pi j_0 \int_0^r \left(1 - \frac{r'^2}{r_0^2}\right) e^{-\left(\frac{r'}{r_0}\right)^2} d\left(\frac{r'}{r_0}\right)^2 = \\ &= 30\pi j_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

При $r=r_0$, j_r достигает максимального значения, равного

$$j_r(r_0) = j_0 e^{-1} \cdot 15 \frac{r}{r_0^2}. \quad (20)$$

Сравнивая это выражение с (18), видим, что при $u > r$ плотность тока вдоль оси (при $r < r_0$) больше, чем плотность радиального тока. Во втором приближении j_r не зависит от u и является почти стационарным. Это есть следствие математических упрощений при постановке задачи, на самом деле он тоже должен постепенно расти с u , но оценка показывает, что ошибка здесь не изменит существенно результата для продольного тока. Радиальный ток вызывается небольшим объемным зарядом, который легко оценить, но это не представляет интереса. Нужно отметить также свойство решения (18): при $r > r_0$ ток течет в обратную сторону, так что полная сила тока через любую плоскость, перпендикулярную оси потока, равна нулю.

Ток в потоке создает магнитное поле напряженности

$$H = \text{rot}_z A = \frac{4\pi}{c} \cdot 15 j_0 \frac{ur}{r_0^2} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}. \quad (21)$$

С принятыми для потока вдали от Земли значениями u и r_0 $H(r_0) \approx 2 \cdot 10^{-8} j_0 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ neV} \approx 2 \cdot 10^{-8} \cdot 20 \cdot 5 \cdot 10^{-10} \cdot 10^8 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ гаусс}$. Поле рассмотренного типа в потоке, идущем от Солнца, оказывается малым, оно не может оказать существенного влияния на распределение плотности в потоке, так как магнитное давление значительно меньше газового.

Когда поток в поле Земли разбивается на отдельные элементы и струи, ток в них может быть значительнее. Полагая для элемента, движущегося на расстоянии порядка трех земных радиусов, $r_0 \approx 10^8$ см, $u \approx 10^9$ см и среднюю концентрацию вдоль пути элемента $n \approx 10^3$, находим

$$j(r=0) \approx 3 \cdot 10^{-6} \cdot \text{neV} \approx 3 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3 \cdot 5 \cdot 10^{-10} \cdot 10^8 \approx 10^{-4} \text{ CGSE},$$

$$H(r=r_0) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ neV} \approx 10^{-6} \text{ гаусс}.$$

Давление поля и в этом случае несущественно.

На рассмотренный ток должна, вообще говоря, действовать в магнитном поле Земли сила, плотность которой f определяется выражением

$$\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} \text{ или } \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}. \quad (22)$$

Здесь, однако, нужно учитывать, что магнитное поле не сразу проникает в плазму, поэтому сила f действует не на весь элемент объема, а только на слой, куда уже проникло поле. Толщина этого слоя, согласно элементарной теории скин-эффекта,

$$\delta = \sqrt{\frac{c^2}{2\pi\sigma\omega}}, \quad (23)$$

где ω — частота изменения поля, определяемая в нашем случае временем, в течение которого элемент потока движется в магнитном поле Земли. Это же выражение можно получить из (1), если положить $R \approx \delta$ и $t \approx \frac{2}{\omega}$. Полагая $\sigma \approx 10^{11}$ CGSE и $t \approx 10$ сек., находим $\delta \approx 10^5$ см.

Следовательно, применение (22) к элементу потока в целом законно только в том случае, если размеры последнего — порядка нескольких километров. Поэтому на расстоянии нескольких радиусов от Земли сила f действует только на тонкий поверхностный слой, а вблизи Земли она действует на существенную часть элемента. Это следует иметь в виду при расчете движения элемента.

Применение (22) к плазме предполагает, что в движущемся элементе длина свободного пробега значительно меньше его размеров. При повышении температуры длина свободного пробега увеличивается и это условие не выполняется. Однако магнитное поле в движущемся элементе (складывающееся из поля Земли, из сжатого замороженного поля и поля токов, индуцированных движением и диамагнитным эффектом) заставляет ионы и электроны двигаться по спиралям и тем значительно увеличивает число столкновений, которое должна испытать частица, прежде чем выйдет из элемента. Радиус спирали для протона при $T = 10^5$ в поле $H \approx 10^{-3}$ равен $3 \cdot 10^5$ см, что значительно меньше радиуса элемента в этих слоях.

Траектория элемента под действием силы $\mathbf{f}$ может быть в принципе найдена интегрированием уравнения движения (22). Уравнение (22) очень похоже на уравнение движения иона в поле Земли

$$M \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{e}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H} \quad (24)$$

исследованное Штермером теоретически [11] и Биркеландом экспериментально. Уравнения различаются только скалярными коэффициентами, в частности коэффициентом, связывающим коллинеарные векторы $\mathbf{j}$ и $\mathbf{V}$. Все эти коэффициенты можно включить в значение массы частицы. Таким образом определяется масса, которую должна иметь частица, чтобы двигаться со скоростью V по той же траектории, что

и элемент потока. Из (17), (18), (22) и (23) находим для точек на оси потока эквивалентную массу

$$M = \frac{\pi \sigma V}{c^2} \frac{r_0^2}{u} m_H \approx \frac{r_0^2}{30u} m_H. \quad (25)$$

Поток должен двигаться по штермеровской траектории для частицы с той же скоростью, но с большой массой. Плотность в явном виде в M не входит. Для $r_0 \approx 3 \cdot 10^6$ и u от 10^8 до 10^9 см M заключено в пределах $3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^2 m_H$ *. Заряженные частицы попадают на Землю в различных точках спирали, сходящейся к магнитному полюсу. Угловое расстояние точки на спирали от полюса α определяется по Штермеру равенством

$$\sin \alpha = \sqrt{2a} \sqrt{\frac{MV}{eM}}, \quad (26)$$

где M — магнитный момент Земли, a — ее радиус. Для протона с $V \approx 10^8$ см/сек $\alpha \approx 6^\circ 8'$. Для $M = 10^4 m_H$ будет $\sin \alpha \approx 1$, т. е. частица может попасть даже на экватор. С приближением к Земле r_0 уменьшается и $\sin \alpha \approx 0.4 - 0.5$, что соответствует зоне полярных сияний. Искать точного совпадения чисел не имеет смысла, важен только результат, что элемент потока вблизи Земли должен двигаться по штермеровской орбите, которая проходит не слишком близко к полюсу. Если поток разбивается на отдельные элементы, летящие в одном направлении, то они достигнут Земли почти одновременно в различных точках спирали, в зависимости от размеров элемента.

Возможно, что этот результат намечает путь к объяснению недавно открытой А. П. Никольским [12] закономерности: в полярных районах магнитные возмущения одновременно наступают в точках, расположенных по штермеровской спирали, причем там, где эта спираль пересекает зону полярных сияний, возмущения особенно сильны. Тогда зона сияний соответствует наиболее вероятной эффективной массе, и поскольку величина $\sin \alpha$ пропорциональна $M^{1/4}$, большинство элементов попадает на Землю с небольшой дисперсией в α . Здесь нельзя забывать о том, что при приближении к Земле движение поперек силовых линий постепенно тормозится и элемент в конце концов движется не по штермеровской орбите, а по силовой линии. Магнитное поле Земли действует на ионы и электроны в элементе, движущемся поперек силовых линий, в разные стороны, стремясь разделить их **. При рассмотрении этого эффекта нельзя пользоваться элементарным представлением о движении свободных зарядов, так как столкновения ионов и электронов могут сильно уменьшить разделяющее действие поля. Еще более сильным фактором является самоиндукция, которая препятствует быстрому образованию тока. Для учета самоиндукции можно

* Эти величины нужно соответственно увеличить, если f действует не на весь элемент, а только на поверхностный слой.

** Этот эффект имеет место только в том слое, куда успеет проникнуть внешнее поле.

применить магнитно-гидродинамические волны, использованные выше при оценке торможения движения поперек силовых линий. Из выражений для скорости вещества v и плотности тока j в волне [5] следует, что максимальные значения v и j (эти величины не совпадают по фазе) связаны соотношением $j_{\max} = c\omega r H^{-1} v_{\max}$. Полный заряд на 1 см^2 , перенесенный поперек потока за время до торможения

$$\mathcal{E} = \int_0^{\pi/2\omega} j_{\max} \sin \omega t \, dt = c r v_{\max} H^{-1}.$$

Этот заряд можно представить как относительное смещение ионов и электронов потока на расстояние

$$l = \frac{\mathcal{E}}{ne} = \frac{c r v_{\max}}{n e H} = \frac{c m_H v_{\max}}{e H}.$$

При $v_{\max} \approx V_{\perp} \approx 3 \cdot 10^7$, $H \approx 10^{-3}$ находим $l \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}$, т. е. смещение зарядов меньше размера элемента на этой высоте. Действие объемного заряда здесь не очень существенно, так как вокруг находится среда с большой проводимостью, в которой время нейтрализации объемного заряда — порядка σ^{-1} , т. е. значительно меньше времени, необходимого для торможения. При этом нужно учесть, что для компенсации заряда должен образоваться ток, замыкающий ток в потоке, что требует времени вследствие самоиндукции, но мы не будем сейчас останавливаться на этом. Разделение зарядов, если оно существенно, приведет к тому, что образуются два потока, в одном будет задан ионный ток, в другом — электронный. К каждому из них применимы развитые выше представления, поэтому ионный поток будет вести себя совершенно так же, как основной поток, втянутые в него со стороны медленные электроны будут ускорены полем самоиндукции, и он будет двигаться по штермеровской орбите, пока не исчезнет компонент $V_{\perp}$. Электронный ток должен сравнительно быстро затормозиться.

§ 5. Заключение

Настоящую работу ни в коем случае нельзя считать теорией образования магнитных бурь и полярных сияний. Это только очень грубые наброски некоторых эффектов, которые следует учитывать при построении теории. Основные пункты — возможность проникновения сжимающихся элементов потока * сквозь магнитное поле Земли и появление вдоль направления скорости вещества электрического тока, который может двигать газ по траектории, близкой к штермеровской. Совершенно не рассматривались геофизические следствия проникновения потока, которое к тому же вряд ли может служить непосредственной причиной образования магнитных возмущений и полярных сияний. Сделаем по этому поводу только несколько замечаний. Двигающийся элемент несет

* Обтекание частью потока Земли нельзя исключить совсем, так как при нелобовом столкновении часть потока может быть отклонена полем Земли.

поле H , определяемое (21). При движении потока в самых нижних точках траектории ($n \approx 10^6$) поле может достигнуть величины $H \approx 10^{-4}$ гаусс, что сравнимо с небольшими возмущениями. Однако H очень быстро убывает с r , тогда как возмущения прослеживаются на больших расстояниях. Остается неясным вопрос о соотношении начальной и главной фаз бури.

В теории полярных сияний обычно обсуждается вопрос о торможении частицы при ее движении в атмосфере. Для проникновения до высот сияний требуется большая начальная энергия частицы. С точки зрения развитых выше представлений такая постановка задачи неправоверна. Элемент газа движется в атмосфере как целое. Попадая в области, где плотность становится достаточно большой ($n \approx 10^8 - 10^9$), так что длина свободного пробега относительно нейтральных атомов становится меньше размеров элемента, последний создает ударную волну, которая движется вниз. Волна, движущаяся в направлении возрастающей плотности, быстро затухает и не может пройти до высот полярных сияний. Нагрев газа в волне должен привести к ионизации и свечению, но более слабому, чем в сияниях. Время рекомбинации в верхних слоях велико, поэтому затраченная на ионизацию энергия будет высвечиваться за время от минут до года в разных слоях.

Ионизация более высоких слоев изменит условия прохождения солнечного ультрафиолетового излучения, что может повлиять на состояние ионизации более низких слоев.

Многообразные формы сияний не могут быть следствием указанных явлений и, повидимому, требуют привлечения механизма разряда [5, 13].

Можно попытаться обнаружить движущиеся сгустки ионизованного газа и вызванную ими ионизацию в атмосфере экспериментально при помощи радиометодов, например наблюдая космическое радиоизлучение в полярных районах во время магнитной бури; при этом могут появиться флуктуации излучения на частотах, где обычные неоднородности ионосферы уже несущественны.

Л и т е р а т у р а

1. S. Chapman, V. C. A. Ferraro. Terr. Mag. Atm. El. 36, 77, 171, 1931; 37, 147, 1932.
2. D. F. Martin. Nature 167, 92, 1951.
3. T. G. Cowling. M. N. 106, 218, 1946; Proc. R. Soc. A 183, 453, 1945.
4. Л. И. Дорман. Изв. АН СССР, серия физич. 20, № 1, 1956.
5. H. Alfvén. Cosmical electrodynamics. 1950.
6. А. П. Никольский. Terr. Mag. 52, 147, 1947.
7. F. Hoffmann, E. Teller. Phys. Rev. 80, 692, 1950; Сб. «Магнитная гидродинамика», ИЛ, 1954.
8. H. L. Helfer. Ap. J. 117, 177, 1953; Сб. «Магнитная гидродинамика», ИЛ, 1954.
9. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ 7, 203, 1937.
10. W. H. Bennett, E. O. Hulbert. Phys. Rev. 35, 315, 1954.
11. C. Störmer. Phys. Rev. 45, 835, 1934.
12. А. П. Никольский. Изв. АН СССР, серия геогр., № 5, 1954.
13. А. И. Лебединский. ДАН СССР, 86, № 5, 913, 1952.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ G0 И K0 СО СЛАБЫМИ И СИЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ

Э. Р. Мустель и Р. Н. Кумайгородская

Изучены спектры восьми звезд спектральных классов G0 и K0 со слабыми и сильными линиями по терминологии Роман [1, 2]. Спектры получены на 50-дюймовом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 36 Å/мм. Были определены эквивалентные ширины для 25 линий в звездах спектрального класса G0 (карлики) и для 42 линий в звездах K0 (гиганты). Найдено, что у звезд спектрального класса G0, принадлежащих к группе звезд со слабыми линиями, действительно все линии систематически на 20% слабее, чем у звезд с сильными линиями того же спектрального класса и класса светимости.

Для двух групп звезд класса G0 построены средние кривые роста, заметно смещенные относительно друг друга по оси ординат, вследствие чего это смещение трудно объяснить аномалиями в условиях возбуждения атомов.

Для звезд спектрального класса K0 намечается обратный эффект, т. е. звезды, динамически принадлежащие к группе звезд со слабыми линиями, имеют в большинстве случаев линии интенсивнее, чем звезды, относящиеся к динамической группе звезд с сильными линиями. Кривые роста, построенные для этих звезд, подтверждают это.

SPECTROPHOTOMÉTRIE D'ÉTOILES DES TYPES SPECTRAUX G0 ET K0 AUX RAIES FAIBLES ET FORTES, par E. R. Mustel et R. N. Koumaigorodskaya.

On a étudiée les spectres de 8 étoiles des classes spectrales G0 et K0 aux raies faibles et fortes d'après la terminologie de Roman [1], [2]. Les spectres ont été obtenus à l'aide du telescope de 50" de l'observatoire astrophysique de Crimée, avec une dispersion 36 Å/mm. Les largeurs équivalentes ont été déterminées pour 25 raies des étoiles de la classe spectrale G0 (naines) et pour 42 raies des étoiles K0 (géantes). On a trouvé que les étoiles G0, qui appartiennent au groupe des étoiles aux raies faibles, ont systématiquement toutes les raies de vingt pour cent plus faibles que les étoiles aux raies fortes de la même classe spectrale et de la même luminosité.

Pour deux groupes d'étoiles de la classe G0 on a tracé les courbes de croissance moyennes qui sont sensiblement décalées l'une relativement à l'autre sur l'axe des ordonnées; donc il est difficile d'expliquer ce décalage par les anomalies dans les conditions d'excitation des atomes.

Un effet contraire a lieu pour les étoiles du type spectral K0: les étoiles qui appartiennent (au point de vue dynamique) au groupe des étoiles aux raies faibles possèdent pour la plupart des raies plus intenses que les étoiles appartenant au groupe dynamique d'étoiles aux raies fortes. Les courbes de croissance de ces étoiles le confirment.

За последние годы в печати появились две работы Роман [1, 2] по спектральной классификации звезд поздних спектральных классов.

В первой своей работе Роман показала, что в спектральном интервале F5—G5 звезды одного и того же спектрального класса и класса светимости можно разделить на две группы, различающиеся по спектру.

Звезды первой из этих групп имеют линии металлов и водорода систематически слабее (т. е. линии имеют меньшую эквивалентную ширину), чем звезды того же спектрального класса и того же класса светимости во второй группе. Такие особенности спектров этих двух групп не могут быть объяснены ни различием спектральных классов, ни различием светимостей. Действительно, в рассматриваемой области диаграммы спектр—светимость водородные линии с переходом к более поздним спектральным классам быстро ослабевают, в то время как наиболее многочисленные линии нейтральных металлов становятся сильнее.

Таким образом, указанная выше слабость водородных линий в спектрах звезд первой группы указывает на более поздний спектральный класс, в то время как слабость остальных линий должна указывать на более ранний класс. Разделение звезд на две группы по силе линий встречается у гигантов и у карликов, поэтому спектроскопическое различие между этими двумя группами звезд не может быть обусловлено и различием в светимости.

Распределение пространственных скоростей у этих двух групп звезд также различно. Средняя пространственная скорость и дисперсия скоростей у группы звезд со слабыми линиями больше, чем у звезд с сильными линиями. Во второй работе [2] Роман показывает, что и в спектральном интервале G8—K1 среди звезд одного и того же спектрального класса и класса светимости существует спектроскопическая разница, также позволяющая разделять звезды на две группы. Эта разница заключается в том, что полоса G и λ 4226 (CaI) сильнее относительно остальных линий спектра в одной группе звезд, чем в другой. Изучение распределения пространственных скоростей показывает, что звезды с относительно сильной полосой G и λ 4226 с кинематической точки зрения относятся к группе звезд ранних классов (F5—G5) со слабыми линиями, а звезды с относительно слабой полосой G и λ 4226 относятся к группе звезд с сильными линиями.

Согласно работе П. П. Паренаго [3] главная последовательность на диаграмме спектр—светимость по кинематическим характеристикам разделяется на две части, причем разделение происходит примерно в области спектрального класса G0. Примерно в этой же области Роман и обнаружила [1] разделение звезд на две группы — со слабыми и сильными линиями в спектре. Поэтому представляло интерес более детально, чем сделала Роман, изучить спектры некоторых звезд, попадающих в этот спектральный интервал. С этой целью из списков, приведенных Роман, были выбраны четыре звезды спектрального класса G0 и класса светимости V (карлики) и четыре звезды спектрального класса K0 и класса светимости III (гиганты). Спектры этих звезд были

получены при помощи спектрографа, присоединенного к 50" рефлектору Крымской астрофизической обсерватории, с дисперсией 36 Å/мм у Н γ . Для каждой из выбранных восьми звезд было получено от 4 до 10 спектрограмм на пластинках Ильфорд Зенит.

Обработка полученного материала была проведена на саморегистрирующем микрофотометре типа Молля. Были отобраны линии, обычно используемые для определения спектрального класса и класса светимости, а также некоторые другие линии, свободные от блендирования. Для каждой выбранной линии была определена эквивалентная ширина (в ангстремах). Число линий, для которых были определены эквивалентные ширины, для звезд спектрального класса G0 равно 25, а для звезд K0 — 42. Длины волн линий, использованных в этой работе, приводятся в столбце 1 табл. 1 и 2. В столбце 2 дается отождествление линий, в столбцах 3—6 — эквивалентные ширины (W) линий (в ангстремах) для четырех звезд G0, из которых χ^1 Ori и β Com принадлежат к группе звезд с сильными линиями, а η Cas и β CVn к группе звезд со слабыми линиями. В скобках при значениях эквивалентных ширин W указано число использованных спектрограмм. Построение табл. 2 для звезд K0 аналогично построению табл. 1.

Таблица 1

λ	Элемент	χ^1 Ori W	β Com W	η Cas W	β CVn W
H $_{\beta}$	H	1.76 (4)	1.65 (5)	1.53 (6)	1.63 (6)
4668	Fe I	0.55 (4)	0.65 (5)	0.35 (5)	0.44 (5)
4415	Fe I	0.51 (4)	0.47 (5)	0.34 (8)	0.39 (5)
4405	Fe I	0.61 (5)	0.55 (6)	0.47 (7)	0.53 (5)
4384	Fe I	1.25 (7)	0.91 (6)	0.80 (7)	0.99 (6)
4352	Fe II	0.61 (8)	0.66 (6)	0.57 (8)	0.65 (6)
H $_{\gamma}$	H	1.48 (7)	1.56 (5)	1.44 (8)	1.46 (4)
4325	Fe I	0.99 (7)	0.89 (6)	0.72 (7)	0.77 (4)
4294	Fe I, Ti II	0.41 (6)	0.37 (6)	0.31 (7)	0.28 (3)
4272	Fe I	0.78 (6)	0.70 (5)	0.71 (8)	0.67 (4)
4260	Fe I	0.77 (6)	0.58 (5)	0.56 (8)	0.47 (4)
4226	Ca I	1.15 (7)	1.05 (6)	0.98 (8)	0.93 (4)
4215	Sr II	0.49 (7)	0.40 (6)	0.28 (7)	0.32 (3)
4184	Fe I	0.62 (7)	0.41 (6)	0.43 (7)	0.46 (4)
4172	Fe I	0.75 (7)	0.75 (5)	0.48 (4)	0.67 (4)
4144	Fe I	0.62 (7)	0.47 (5)	0.44 (7)	0.44 (3)
4132	Fe I	0.52 (5)	0.45 (5)	0.42 (5)	0.43 (4)
4115	V I	0.36 (6)	0.29 (4)	0.22 (6)	0.31 (3)
H $_{\delta}$	H	1.40 (6)	1.21 (5)	1.20 (7)	0.99 (3)
4077	Sr II	0.83 (5)	0.53 (5)	0.55 (5)	0.48 (3)
4071	Fe I	0.63 (6)	0.57 (5)	0.50 (6)	0.52 (3)
4063	Fe I	0.77 (6)	0.66 (5)	0.65 (7)	0.66 (3)
4045	Fe I	0.84 (6)	0.88 (5)	0.75 (6)	0.79 (3)
4030	Mn I	0.52 (6)	0.39 (5)	0.47 (6)	0.41 (3)
4006	Fe I	0.58 (6)	0.60 (5)	0.55 (7)	0.51 (3)

Звезды ϵ Cyg и μ Peg принадлежат к группе звезд, которые динамически относятся к звездам с сильными линиями ранних классов F5—G5, а звезды ϵ Tau и κ Peg — к звездам со слабыми линиями.

Из табл. 1 видно, что линии в спектре звезд χ^1 Ori и β Com систематически сильнее на 20% линий в спектрах η Cas и β CVn. Для звезд K0 в табл. 2 подобного явления не обнаруживается.

Таблица 2

λ	Элемент	ϵ Cyg W	μ Peg W	ϵ Tau W	κ Per W
H _{β}	H	0.94 (5)	1.10 (6)	1.23 (4)	1.05 (7)
4668	Fe I	0.99 (5)	0.97 (4)	1.02 (4)	0.82 (6)
4572	Ti II	0.40 (4)	0.33 (4)	0.48 (4)	0.25 (4)
4565	Ti II	0.49 (5)	0.46 (4)	0.52 (4)	0.45 (4)
4555	Ba II	0.36 (2)	0.42 (3)	0.51 (4)	0.42 (2)
4550	Ti II	0.46 (5)	0.51 (4)	0.45 (3)	0.38 (4)
4536	Ti I	0.52 (5)	0.55 (4)	0.59 (5)	0.49 (5)
4501	Ti II	0.40 (5)	0.22 (4)	0.41 (4)	0.30 (4)
4595	Fe I	0.56 (5)	0.49 (4)	0.55 (4)	0.65 (4)
4470	Ti II	0.48 (4)	0.50 (2)	0.48 (5)	0.42 (5)
4435	Ca I	0.98 (5)	0.73 (5)	1.01 (5)	0.64 (5)
4423	Fe I	0.71 (3)	0.42 (3)	0.73 (6)	0.60 (3)
4415	Fe I	0.76 (8)	0.64 (6)	0.87 (7)	0.70 (7)
4405	Fe I	1.11 (8)	0.89 (7)	1.19 (7)	1.00 (7)
4384	Fe I	1.71 (8)	1.47 (7)	1.90 (8)	1.95 (8)
4375	Fe I	1.05 (6)	0.95 (5)	0.99 (5)	0.94 (9)
4352	Fe II	1.11 (8)	1.03 (8)	0.99 (6)	0.97 (9)
H _{γ}	H	1.20 (8)	1.08 (7)	1.19 (8)	1.11 (8)
4325	Fe I	1.34 (8)	1.34 (8)	1.59 (8)	1.64 (10)
4294	Fe I, Ti II	0.66 (7)	0.62 (7)	0.72 (7)	0.73 (8)
4290	Ti II	1.18 (7)	0.94 (7)	1.23 (7)	1.17 (11)
4281	Mn I	0.80 (4)	0.80 (5)	0.80 (6)	0.72 (10)
4272	Fe I	1.07 (7)	1.08 (8)	1.47 (7)	1.28 (9)
4260	Fe I	0.90 (8)	0.90 (8)	1.04 (6)	1.04 (9)
4251	Fe I	0.76 (3)	0.74 (6)	0.77 (6)	0.91 (10)
4226	Ca I	1.78 (5)	1.65 (7)	1.78 (6)	1.73 (11)
4215	Sr II	0.92 (6)	1.08 (7)	1.29 (6)	1.27 (10)
4201	Fe I	0.71 (4)	0.74 (5)	0.98 (4)	1.14 (8)
4184	Fe I	0.69 (4)	0.62 (4)	0.97 (3)	0.92 (5)
4172	Fe I	0.88 (4)	0.78 (4)	1.18 (4)	1.04 (4)
4168	Fe I	0.67 (4)	0.55 (4)	0.96 (4)	0.97 (7)
4144	Fe I	0.94 (4)	0.80 (4)	1.78 (4)	1.47 (7)
4132	Fe I	0.76 (4)	0.68 (4)	1.02 (4)	0.97 (7)
4115	V I	0.66 (4)	0.61 (4)	0.69 (4)	0.82 (6)
H _{δ}	H	0.69 (4)	0.75 (4)	1.03 (4)	1.04 (7)
4089	Fe I	0.39 (4)	0.36 (4)	0.33 (4)	0.32 (5)
4077	Sr II	0.77 (6)	0.65 (4)	1.07 (4)	1.20 (5)
4071	Fe I	0.84 (6)	0.81 (4)	0.76 (4)	0.86 (7)
4063	Fe I	1.16 (6)	1.16 (4)	1.20 (4)	1.31 (7)
4045	Fe I	1.11 (5)	1.16 (4)	1.51 (4)	1.38 (6)
4030	Mn I	0.70 (5)	0.74 (4)	0.57 (4)	0.56 (6)
4006	Fe I	0.71 (5)	0.75 (3)	0.76 (4)	0.61 (5)

Наоборот, в спектрах звезд ϵ Tau и κ Per, которые динамически относятся к группе звезд ранних классов со слабыми линиями, в большинстве случаев линии сильнее, чем такие же линии в спектрах звезд ϵ Sgr и μ Per, являющихся звездами с «сильными» линиями. Это можно объяснить тем, что, возможно, существует промежуточный спектральный класс между G0 и K0, для которого интенсивности всех линий одинаковы по силе в обеих группах звезд со слабыми и сильными линиями.

Спектроскопическое различие между этими двумя группами, обнаруженное Роман [2], по силе линии λ 4226 относительно остальных линий в спектре звезды подтверждается.

Для всех звезд спектрального класса G0 построены кривые роста по двум мультиплетам железа. Относительные силы осцилляторов для линий, входящих в эти мультиплеты, взяты у Кинга [4]. Список линий, использованных при построении кривых роста, а также произведения gf , где g — статистический вес, а f — сила осциллятора, приведены в табл. 3.

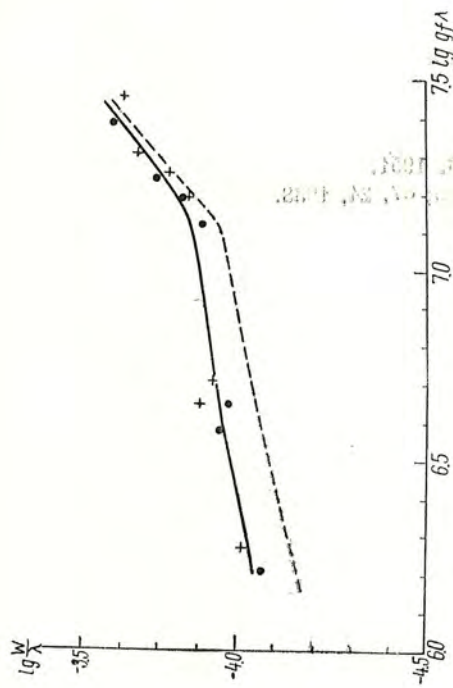
Таблица 3

λ	gf	λ	gf
4045	6000	4294	380
4063	4300	4405	3000
4071	3800	4415	1000
4132	1100		

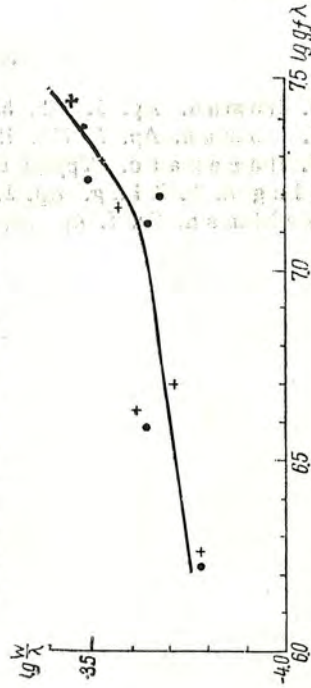
Для обоих мультиплетов потенциал возбуждения нижнего уровня приблизительно равен 1.6 эв. Поэтому при построении кривой роста оба мультиплета не сдвигались вдоль оси абсцисс относительно друг друга.

Кривые роста сначала были построены для каждой звезды отдельно, а затем объединены. В результате были получены две кривые роста: одна для звезд с сильными линиями, другая для звезд со слабыми линиями (фиг. 1 и 2).

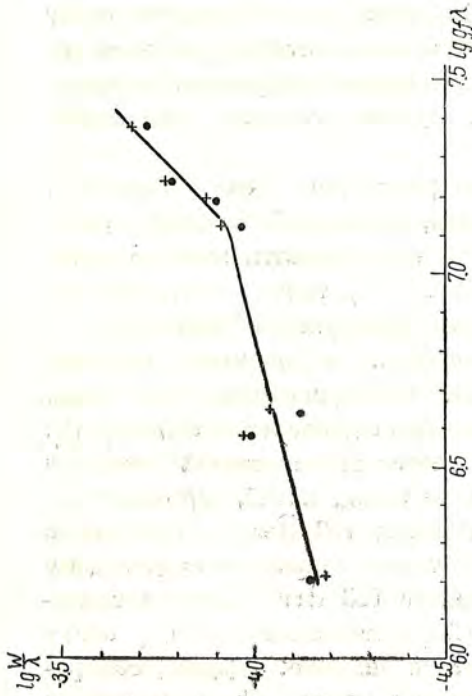
При построении средней кривой роста для звезд с сильными линиями пришлось немного сдвинуть вдоль оси абсцисс кривую роста для одной звезды относительно кривой роста для другой звезды с целью уменьшения разброса точек в верхней части кривой. Законность этого сдвига можно обосновать или небольшим различием в температурах этих двух звезд, или, что более вероятно, тем, что у одной из этих двух звезд эффект усиления линий более явно выражен. Это и наблюдается в действительности. Из табл. 1 видно, что линии χ^1 Ori более интенсивны, чем линии β Com. Из фиг. 1 легко видеть, что различие в кривых роста для звезд со слабыми и сильными линиями вполне ощутимо. Из графика следует, что смещениями вдоль оси абсцисс мы не можем совместить обе кривые. Основное различие заключается в сдвиге обеих



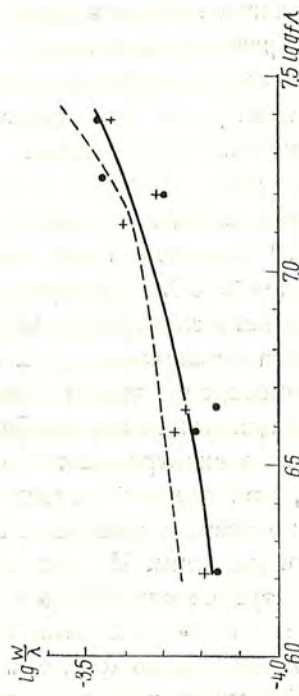
Фиг. 1. Средняя кривая роста для звезд класса G0 с «сильными» линиями. Пунктиром нанесена средняя кривая роста для того же класса со слабыми линиями. Точки относятся к звезде β Com, крестики — к χ^1 Ori.



Фиг. 3. Средняя кривая роста для звезд класса K0 со «слабыми» линиями. Точки относятся к звезде χ Reg, крестики — к ϵ Tau.



Фиг. 2. Средняя кривая роста для звезд класса G0 со «слабыми» линиями. Точки относятся к χ Cas, крестики — к β CVn.



Фиг. 4. Средняя кривая роста для звезд класса K0 с «сильными» линиями. Точки относятся к звезде χ Reg, крестики — к ϵ Sgr. Пунктиром нанесена средняя кривая роста для того же класса со «слабыми» линиями.

кривых по оси ординат, причем ясно, что это не может быть связано с заметными различиями в турбулентном состоянии вещества в атмосферах звезд соответствующих групп. Создается впечатление, что сдвиг кривых роста по оси ординат связан с тем, что в атмосферах звезд со слабыми линиями общее непрерывное поглощение излучения сильнее, чем в атмосферах звезд другой группы. Однако механизм возникновения различий пока неясен.

Аналогично были построены кривые роста для звезд класса K0. Здесь наблюдается большой разброс точек, вызванный тем, что в спектрах K0 эквивалентные ширины линий определяются заметно менее точно, чем в G0. Эти кривые роста (фиг. 3, 4) также подтверждают те различия в спектрах звезд K0, которые обнаружила Роман [2].

Работа по изучению двух звезд со слабыми и сильными линиями была проведена также Вельманом [5], Спектрограммы для этих звезд получены на Бергедорфской обсерватории с дисперсией $8\text{\AA}/\text{мм}$ у H_γ . Обе звезды спектрального класса F5 и класса светимости IV взяты из списка, приведенного Роман [1]. Одна из звезд, α CMi, принадлежит к группе звезд с сильными линиями, а звезда 110 Her — к звездам со слабыми линиями. Изучив эти звезды, Вельман пришел к следующему результату: по сравнению с α CMi в спектре 110 Her линии нейтральных и ионизованных металлов на 10—12% интенсивнее, а H_γ у обеих звезд одинакова по форме и эквивалентной ширине. Эффект, обнаруженный Вельманом для звезд спектрального класса F5, наблюдается у нас для звезд K0.

В заключение выражаем благодарность Г. Н. Шараповой за помощь в обработке.

Л и т е р а т у р а

1. N. G. Roman. Ap. J. 112, 554, 1950.
2. N. G. Roman. Ap. J. 116, 122, 1952.
3. П. П. Паренного. Труды ГАИШ 20, 26, 1951.
4. R. King and A. King. Ap. J. 82, 377, 1935; 87, 24, 1938.
5. P. Wellman. Zs. f. Ap. 36, 194, 1955.

ЭФФЕКТ ШТАРКА В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД O5—O8. I

И. М. Копылов

Попытки обнаружить эмпирически эффект Штарка в атмосферах звезд O5—O8 не удавались до сих пор из-за отсутствия достаточно точных данных об абсолютных величинах этих звезд.

Была сделана попытка обнаружить эффект Штарка в атмосферах O-звезд с использованием абсолютных величин звезд, найденных по факту принадлежности звезд к O-ассоциациям и по стандартной диаграмме спектр—абсолютная величина.

Для этой цели использовано 50 звезд O5—O9.5, для которых имеются измерения эквивалентных ширин спектральных линий.

Произведена количественная спектральная классификация O-звезд, причем водородные линии как критерий спектрального класса были исключены. Далее были поставлены эквивалентные ширины водородных линий и абсолютные величины O-звезд. Обнаружена хорошо выраженная зависимость эквивалентных ширин водородных линий от абсолютной величины для двух спектральных групп звезд: ранних O-звезд (O4.5—O8.5) и поздних O-звезд (O8.5—O9.8).

Проведено сравнительное изучение поведения водородных линий с изменением абсолютной величины для двух указанных групп звезд. Делается вывод, что водородные линии в ранних O-звездах подвержены эффекту Штарка в более сильной степени, чем в поздних O-звездах.

Спектральным критерием светимости для ранних O-звезд может служить интенсивность водородных линий от H_{β} до H_{12} — H_{13} .

L'EFFET DE STARK DANS LES ATMOSPHÈRES DES ÉTOILES O5—O8. I, par I. M. Kopylov. — Il est montré que les tentatives de découverte empirique de l'effet de Stark dans les atmosphères des étoiles O5—O8 n'aboutissaient jusque à présent à rien par suite de l'absence de données précises concernant les magnitudes absolues de ces étoiles.

Une tentative a été faite de discerner l'effet de Stark dans les atmosphères des étoiles O en se servant des magnitudes absolues trouvées d'après le fait d'appartenance des étoiles aux associations O et d'après le diagramme standard «spectre-magnitude absolue».

On a employé en ce but 50 étoiles O5—O9.5 pour lesquelles il y a les mesures des largeurs équivalents des raies spectrales. Une classification spectrale quantitative des étoiles O a été faite; les raies d'hydrogène étaient exclues comme criterium de la classe spectrale. En suite les largeurs équivalents des raies d'hydrogène et les magnitudes absolues des étoiles O ont été confrontées. On a trouvé que les largeurs équivalents des raies d'hydrogène sont en dépendance clairement exprimée de la magnitude absolue; ceci a été trouvée pour deux groupes spectraux d'étoiles; (O4.5—O8.5) et (O8.5—O9.8). On a étudié l'intensité des raies d'hydrogène en fonction de la variation de la magnitude absolue dans les deux groupes d'étoiles. On en déduit que les raies d'hydrogène dans les étoiles du groupe (O4.5—O8.5) sont plus sujettes à l'effet de Stark que celles du groupe (O8.5—O9.8).

L'intensité des raies d'hydrogène de H_{β} à H_{12} — H_{13} peut servir de criterium spectral de luminosité pour les étoiles O moins avancée (O4.5—O8.5).

Критерии классификации звезд по абсолютным величинам или классам светимости до сих пор подбирались обычно эмпирическим путем. Для данного спектрального класса или интервала спектральных классов подбираются такие пары линий, отношение интенсивностей которых заметно меняется с изменением абсолютной величины. Для этой цели используется зависимость между найденным из наблюдений отношением интенсивностей спектральных линий и известными абсолютными величинами звезд, выбранных в качестве стандартных.

Легко понять, что надежность построения такой зависимости зависит от ряда факторов: от интервала изменения абсолютных величин, от степени чувствительности отношения используемых линий к абсолютной величине, от точности определения отношений линий и абсолютных величин звезд и т. д.

Несколько иной путь определения светимости или класса светимости — это оценка отношения интенсивностей двух избранных линий и сравнение его с подобным отношением в ряде звезд того же спектрального класса, но различных светимостей, взятых в качестве стандартов. Широко распространенная система спектральной классификации звезд по абсолютным величинам (вернее, классам светимости) детально разработана в Иеркской обсерватории в 1943—1953 гг. (система МК). Качественный характер оценки относительных интенсивностей линий и в связи с этим разделение звезд всего на несколько (5—6) классов светимости оказывается вполне достаточным для большого числа задач, решение которых требует знания абсолютных величин звезд. Это можно объяснить в значительной степени тем, что для какого-либо данного спектрального класса звезды образуют по величине светимости отдельные группы со сравнительно небольшой дисперсией светимостей внутри каждой группы, заметно меньшей, чем различия между средними светимостями двух соседних групп. Другими словами, на диаграмме спектр — абсолютная величина классы светимости образуют довольно четко выраженные последовательности [1, 2]. Особенно широко эти последовательности отстоят друг от друга в области звезд поздних спектральных классов. По мере перехода к звездам более ранних спектральных классов различие в средних абсолютных величинах звезд разных последовательностей становится все меньше и меньше. В области звезд спектральных классов O9—B0, где различие средних абсолютных величин последовательностей сравнимо по величине с дисперсией абсолютных величин внутри отдельных последовательностей, последовательности практически перемешиваются, и поэтому классификация звезд по классам светимости в области спектральных классов от O9 до B0 и даже до B1 затруднительна. В области же более ранних спектральных классов, от O8 и ранее, качественные методы классификации звезд по классам светимости, основанные на глазомерных оценках интенсивностей линий, уже совершенно беспомощны.

Именно вследствие этого в Иеркской системе классификации звезд по классам светимостей, детально разработанной и с успехом приме-

няемой для звезд в широком интервале спектральных классов от М до О9, для звезд более ранних, чем О9, вообще не дается никаких классов светимости. Выделяются только звезды Of, имеющие характеристики сверхгигантов и обладающие характерными спектрами, напоминающими спектр Р Лебеда.

Можно было бы приписывать, и иногда именно так и делают, звездам О абсолютную величину, среднюю для данного спектрального подкласса и определенную статистическими методами. Однако абсолютные величины отдельных звезд спектральных классов О5—О9 заключены в довольно широких пределах от -5^m до $-7^m.5$ [2], поэтому приписывание средних абсолютных величин индивидуальным О-звездам должно внести и на самом деле вносит *значительные* ошибки при решении ряда вопросов звездной астрономии и особенно астрофизики, где знание достаточно надежных абсолютных величин О-звезд часто имеет решающее значение.

В 1947 г. Петри сделал попытку [3] обнаружить какие-либо проявления эффекта светимости в спектрах О-звезд. Абсолютные величины индивидуальных О-звезд были вычислены им на основании измеренных интенсивностей межзвездной линии К (Ca II), причем он считал, что интенсивность межзвездных линий пока что наиболее надежный индикатор расстояния таких довольно редких объектов, как О-звезды. Сопоставляя найденные таким путем абсолютные величины О-звезд и интенсивности отдельных наиболее сильных линий в спектрах этих звезд (в частности, линий H, He), Петри не обнаружил никакой определенной корреляции. Сопоставление средних интенсивностей линий для двух групп О-звезд с различными средними абсолютными величинами ($\Delta M \sim 3^m$) также не показало ощутимого эффекта светимости. Отсюда Петри сделал вывод, что интенсивности наиболее сильных линий в спектрах О-звезд не могут служить спектроскопическими критериями для определения абсолютных величин этих звезд. В связи с этим Петри указывает на то обстоятельство, что в системе МК для звезд спектральных классов ранее О9 также не дается никаких спектральных критериев светимости (классов светимости). Однако Петри там же указывает, что эффект светимости *должен* обнаруживаться в спектрах звезд класса О и что причиной, мешающей его обнаружению, является сравнительно небольшой интервал изменения абсолютных величин О-звезд и, кроме того, низкая точность определения абсолютных величин отдельных О-звезд по интенсивностям межзвездных линий.

Учитывая результаты этой работы Петри, Андерхил рассмотрела [4] вопрос об эффекте Штарка для ранних О-звезд и пришла к следующему заключению: для высокотемпературных звезд с $T \geq 30\,000^\circ$ контуры водородных линий (она рассматривала контур линии H _{γ}) определяются главным образом термическим или турбулентным эффектом Доплера и затуханием вследствие излучения.

Однако чисто теоретическая работа Андерхил содержит ряд неверных заключений и совершенно не увязана с наблюдательными данными

о контурах и эквивалентных ширинах водородных линий в ранних О-звездах.

При решении рассматриваемого вопроса нам представляется более правильным следующий путь. На основе использования более точных современных данных об абсолютных величинах индивидуальных О-звезд и интенсивностей водородных линий в спектрах этих звезд необходимо попытаться оценить величину Штарк-эффекта и лишь затем объяснить эту величину теоретически, исходя из существующих моделей атмосфер горячих звезд.

Предположение о том, что эффект Штарка должен существовать в атмосферах звезд О5—О8, так же как и в атмосферах более поздних звезд, можно обосновать следующими простыми оценками. Относительное изменение эквивалентных ширины водородных линий с изменением абсолютной величины оказывается примерно одинаковым для любого спектрального класса в интервале спектральных классов от А0 до О9. Эффект Штарка легко бросается в глаза в звездах поздних подклассов В и ранних подклассов А лишь только благодаря большому различию абсолютных величин звезд главной последовательности, звезд гигантов и особенно сверхгигантов.

В звездах О5—О8 при существующем наибольшем различии абсолютных величин, до $2^m-2^m.5$, мы должны ожидать различия в эквивалентных ширинах водородных линий не менее, чем в полтора-два раза.

Поэтому эффект Штарка для ранних О-звезд можно обнаружить, если использовать для построения эмпирических зависимостей: эквивалентная ширина водородных линий—абсолютная величина достаточно точно определенные абсолютные величины этих звезд.

Цель настоящей работы — попытаться обнаружить указанным путем эффект Штарка в атмосферах звезд спектральных классов О5—О8, оценить его величину и провести сравнение с результатами для звезд спектральных классов О9—В0.

§ 1. Спектральная классификация звезд О5—О9.5

До последнего времени при спектральной классификации О-звезд обычно наряду с другими линиями в качестве критериев спектральных классов использовали и водородные линии, так как считали, что изменения интенсивности водородных линий вызваны только изменением температуры и не зависят от ее абсолютной величины.

Предполагая наличие эффекта Штарка в атмосферах О-звезд, можно ожидать, что для звезд О большей светимости (с меньшей интенсивностью водородных линий) будут получаться систематически более ранние спектральные классы, чем для звезд меньшей светимости, если пользоваться для классификации интенсивностью водородных линий.

Поэтому имеет смысл провести заново спектральную классификацию звезд О, исключив водородные линии как критерий определения спектральных классов.

Материалом для настоящей работы послужили определения эквивалентных ширины линий в спектрах О-звезд, взятые из работ [3] и [5—9]. Всего в данной работе использованы данные о 50 звездах (табл. 1). В столбцах 1 и 2 приводятся номер звезды по каталогу HD и ее название, в столбцах 3—6 соответственно классификация звезды согласно Пирсу [10], Петри [3], Андерхил [6] и в системе МК. Значения остальных столбцов будут объяснены ниже. Эквивалентные ширины линий в спектрах рассматриваемых звезд получены как средние из нескольких определений, причем определениям Ока придавался вес 3, определениям Вильямса вес 2 и всем остальным определениям вес 1.

В качестве критериев для спектральной классификации были выбраны следующие отношения интенсивностей линий:

$$a) \frac{2 \text{ He I } (\lambda 4471)}{\text{He II } (\lambda 4541 + \lambda 4200)},$$

$$б) \frac{2 \text{ He I } (\lambda 4388 + \lambda 4144)}{\text{He II } (\lambda 4541 + \lambda 4200)},$$

$$в) \frac{\text{He I } (\lambda 4388 + \lambda 4144)}{2 \text{ He I } (\lambda 4471)},$$

$$г) \frac{\text{He II } (\lambda 4541 + \lambda 4200)}{2[\text{Si IV } (\lambda 4089 + \lambda 4116) + \text{N III } \lambda 4097]}.$$

Величины отношений а)—г) для различных спектральных подклассов приведены в табл. 2.

Затем были построены графики изменения указанных выше отношений со спектральным классом (фиг. 1). Слева приведена шкала для отношений а), б), г) и справа для отношений в). При построении графиков спектральные классы каждой звезды брались средние из приведенных в столбцах 3—6 табл. 1.

Далее для каждой из 50 звезд по четырем указанным отношениям были найдены спектральные классы (табл. 3).

По этим определениям для каждой звезды было найдено средневзвешенное значение спектрального класса, причем, в соответствии с примерной точностью определения, спектральному классу, найденному по отношению а), приписывался вес 3, по отношению б) — вес 2, по отношению в) — вес 1, по отношению г) — вес 1 или 2 в зависимости от точности определения величины, стоящей в знаменателе этого отношения.

Укажем, что отношение в) неприменимо к звездам спектральных классов позднее О8—О8.5 из-за его очень низкой точности.

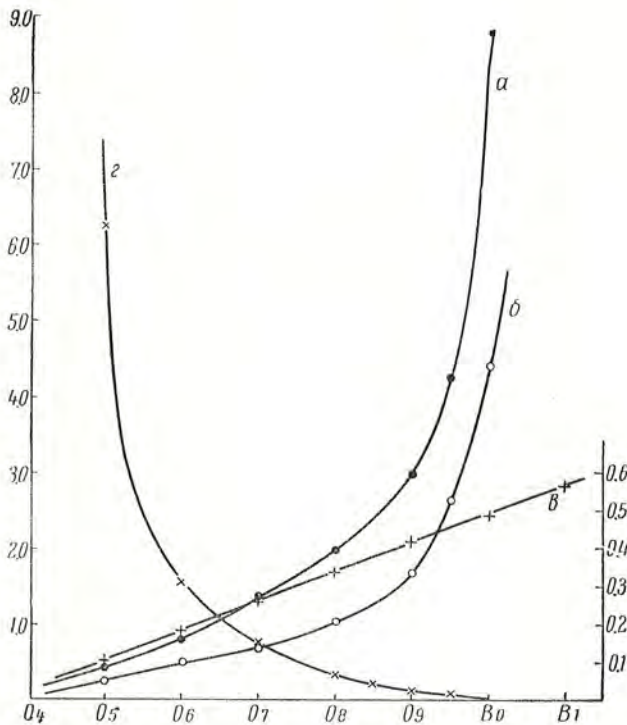
В последнем столбце табл. 3 приведены средневзвешенные значения спектральных классов, определенных описанным выше способом. Эти же значения приведены и в столбце 7 табл. 1.

Таблица 1

Номер звезды по HD	Название звезды	Спектр					M_1	M_2
		из [10]	из [3]	из [6]	в системе МК	из табл. 3		
5005	—	O6	—	O6.5	—	O5.4	—	-6 ^m 2
14434	—	—	—	O6	—	O6.0	—	-6.1
14947	—	O5f	O5.0	O5.5	—	O5.2	—	-7.0
15558	—	—	—	O5.5	—	O5.4	—	-6.6
15570	—	—	—	O5.5	—	O5.9	—	-7.1
15629	—	—	—	O6	—	O5.1	—	-5.7
17505	—	O7	O7.5	O7	—	O6.7	—	-5.5
24912	ξ Per	O7n	O7.0	O7	—	O7.0	-5 ^m 0	—
30614	α Cam	O9se	O9.5	O8	O9.5Ia	O9.3	—	-7.1
34656	—	O6se	—	—	O7	O6.7	-5.8	—
35921	—	B0ne	—	O8.5	O9.5III	O8.8	-5.9	—
36486	δ Ori	B0	—	O9	O9.5III	O9.5	-6.6	—
36861	λ Ori A	O8s	O8.0	O7.5	O8	O7.5	-5.2	—
	Bond 640	B	—	—	O9 :	B0.5	-4.3	—
37022	θ' Ori C	O7	O7.0	O7	O6	O6.9	-5.8	—
37041	θ ² Ori A	O9	—	O9	O9V	O8.9	-4.9	—
37043	ι Ori	O9	O8.5	—	O9III	O8.7	-6.0	—
37468	σ Ori	B0	—	O9.5	O9.5V	O9.6	-5.3	—
37742	ζ' Ori	B0n	—	O8.5	O9.5Ib	O9.4	-7.1	—
46149	—	O8	—	O8	—	O7.9	-5.6	—
46150	—	O6	O6.0	O7	O6	O6.1	-6.1	—
46223	—	O8	—	O6.5	O5	O5.8	-6.5	—
47129	—	O8e	O7.0	O6.5	—	O7.4	-7.1	—
47432	—	B0	—	O9	O9.5III	O9.4	-7.3	—
47839	S Mon	O7s	O8.0	O7.5	O7	O7.1	-5.1	—
54662	—	O7	O6.5	O7	O7	O6.6	-6.0	—
55879	—	O9s	—	O9.5	O9	O9.6	-5.6	—
57060	29 CMa	O9sf	O7.5	—	O7	O7.6	-7.0	—
57061	τ CMa	O9s	O8.5	—	O9III	O9.5	-7.5	—
149757	ζ Oph	B0nn	O8.0	—	O9.5V	O9.4	—	-4.5
188001	9 Sge	O7f	O6.5	O7	O8f	O7.5	—	-7.1
188209	—	O8s	—	O8	O9.5III	O8.7	—	-6.5
190429	N	O5nf	O4.5	O4.5	O5f	O4.5	-7.0	—
190429	S	O9n	—	O8.5	O9.5Ib	O8.2	-6.5	—
190864	—	O6f	O6.0	O6	O6	O6.3	-6 ^m 4	—
190918	—	O9+Ows	—	O9	—	O9.8	—	-7 ^m 3
191201	—	B0	B0.5	—	—	O9.8	—	-4.1
192281	—	O5n	O5.5	O5.5	O5f	O4.8	-6.6	—
192639	—	O7sf	O7.0	O7	O8f	O7.1	-6.3	—
193007	—	B0e	—	O9.5	—	O9.8	-4.2	—
193322	—	O8	O8.5	—	O8	O8.1	—	-5.3
195592	—	B0s	—	O8	O9.5Ia	O9.6	-7.1	—
198846	Y Cyg	O9nn	O8.5	—	—	O9.5	—	-4.4
202214	—	O9s	O9.0	—	B0V	O9.2	-4.8	—
209975	19 Cep	O9	O9.0	O8	O9.5Ia	O9.1	-6.0	—
210809	—	O8	O8.5	—	O8Ib	O9.2	-6.5	—
210839	λ Cep	O6wne	O6.0	O6.5	O6f	O5.9	-6.1	—
214680	10 Lac	O9s	O8.5	O7.5	O9V	O8.5	-4.2	—
215835	—	—	—	O6	O6nn	O8.5	-5.9	—
218915	—	O9s	—	O8.5	O9I	O8.9	—	-6.0

Таблица 2

Спектральный подкласс	Величина классификационного отношения			
	а)	б)	в)	г)
O5	0.45	0.25	0.11	6.3
O6	0.80	0.50	0.18	1.55
O7	1.40	0.70	0.26	0.78
O8	2.0	1.05	0.34	0.35
O9	3.0	1.70	(0.41)	0.15
O9.5	4.2	2.65	(0.45)	0.10
B0	8.8	4.4	(0.49)	0.05
B1	∞	7.5 :	(0.52)	—

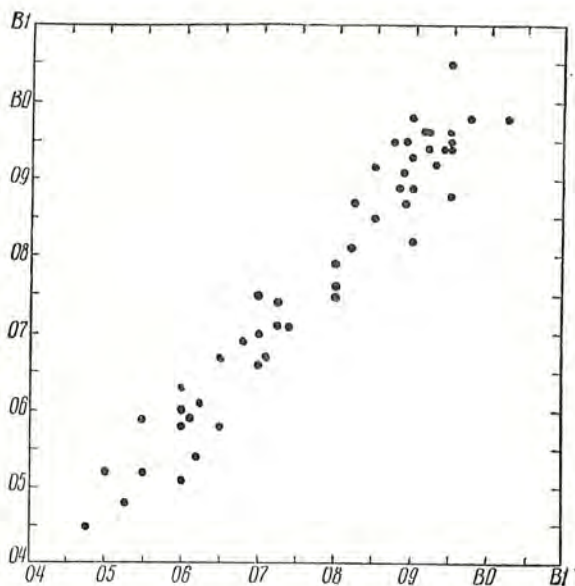


Фиг. 1. Классификационные отношения для звезд спектральных классов O5—B0 из табл. 3.

Фиг. 2 представляет собою сравнение предыдущих классификаций и классификации, проведенной в настоящей работе. Согласие классификаций очень хорошее. Этого следовало ожидать, так как спектральная классификация звезд O вообще отличается высокой точностью, а наша классификация лишь исправляет предыдущие классификации за искажающее влияние водородных линий, ранее использовавшихся в качестве одного из спектральных критериев.

Таблица 3

Номер звезды по HD	Спектральные классы по критерию				Средне- взвешенный
	а)	б)	в)	г)	
5005	O5.4				O5.4
14434	O6.0				O6.0
14947	O5.3	O4.3 ?	O5.1		O5.2
15558	O5.2				O5.2
15570	O5.9				O5.9
15629	O5.1				O5.1
17505	O6.5	O7.3		O6.3	O6.7
24912	O7.2	O7.0	O6.8	O6.9	O7.0
30614	O9.4	O9.3		O9.0	O9.3
34656	O6.8	O6.6	O6.6	O6.9	O6.7
35921	O8.8				O8.8
36436	O9.6	O9.3		(O8.5)	O9.5
36861	O7.6	O7.6	O6.9	O7.6	O7.5
Bond 640	B0.0	B0.5 :		(O8.5)	B0.5
37022	O6.8	O7.2	O7.6	(O5.2)	O6.9
37041	O8.9				O8.9
37043	O8.7	O9.1	O8.4	(O7.3)	O8.7
37468	O9.6				O9.6
37742	O9.5	O9.3		(O8.2)	O9.4
46149	O7.9				O7.9
46150	O5.6	O6.3	O6.2	O6.3	O6.1
46223	O5.8				O5.8
47129	O7.0	O7.5	O7.8		O7.4
47432	O9.4				O9.4
47839	O6.8	O7.2	O7.4	O7.0	O7.1
54662	O6.2	O6.7	O8.0		O6.6
55879	O9.6				O9.6
57060	O7.9	O6.9	O8.1	(O7.8)	O7.6
57061	O9.0	O9.8		(O8.1)	O9.5
149757	O9.5	O9.3			O9.4
188001	O7.5	O7.5	O7.2	O7.5	O7.4
188209	O8.7				O8.7
190429 N	O4.4	O4 :	O4 :	O5.1	O4.5
190429 S	O8.2				O8.2
190864	O6.1	O6.3	O7.0	O6.5	O6.3
190918	O9.8				O9.8
191201	O9.9	B0.4		O9.2	O9.8
192231	O4.8	O4.7	O4.9	O4.9 :	O4.8
192639	O7.3	O6.8	O6.3	O7.2	O7.0
193007	O9.8				O9.8
193322	O7.9	O8.5	O8.0	O7.8	O8.1
195592	O9.6	O9.9		O9.3	O9.6
198846	O9.5	O9.6			O9.5
202214	O8.9	O9.6			O9.2
209975	O9.3	O8.9		(O8.7)	O9.1
210809	O9.4	O9.3	O8.4	O8.7	O9.2
210839	O6.2	O5.7	O6.4	O5.3	O5.9
214680	O8.3	O9.1	O8.8	O7.6	O8.5
215835	O5.8				O5.8
218915	O8.9				O8.9



Фиг. 2. Сравнение спектральных классификаций звезд О из § 1 (ордината) и предшествующих (абсцисса).

§ 2. Определение абсолютных величин звезд О5—О9.5

Абсолютные визуальные величины около 35 звезд О были определены по факту принадлежности их к той или иной О-ассоциации или галактическому О-скоплению так, как это описано в [2]. Для этой цели были использованы ассоциации: Персей II, Орион, Единорог I, скопление NGC 2264 (Единорог II), скопление NGC 2362, ассоциации Цефей II и Ящерица. Для остальных 15 звезд абсолютные величины были определены по стандартной диаграмме спектр—абсолютная величина, построенной в [2], причем звездам О, имеющим характеристику f , приписывалась абсолютная величина $-7^m.0$ — $-7^m.1$.

Абсолютные величины определялись для звезд подклассов О5—О8 и О9—О9.5 для того, чтобы иметь возможность сравнить результаты, полученные для ранних О-звезд, с результатами, имеющимися для поздних О-звезд.

Точность определения абсолютных величин О-звезд по принадлежности к О-ассоциациям и О-скоплениям — порядка $\pm 0^m.2$ — $\pm 0^m.3$. Точность оценки абсолютных величин по стандартной диаграмме, естественно, значительно ниже и ошибка может достигать $\pm 0^m.5$, а в некоторых случаях еще больше.

Абсолютные величины О-звезд, приведенные в табл. 1, определены по принадлежности к О-ассоциациям (столбец 8) и по стандартной диаграмме спектр—абсолютная величина [2] (столбец 9).

Зная абсолютные величины звезд, можно оценить влияние их на спектральные классы, определенные при помощи водородных линий.

Был построен график зависимости от абсолютной величины разности спектральных классов, определенных по отношениям α — γ) и спектральных классов тех же звезд, определявшихся ранее с привлечением водородных линий. Обнаружился отчетливый ход этой разности с абсолютной величиной, по величине и знаку совпадающий с тем, который должен наблюдаться при наличии в атмосферах О-звезд эффекта Штарка, вполне сравнимого по величине с наблюдающимся в атмосферах более поздних звезд.

Достаточно сказать, что использование водородных линий в качестве *всего лишь одного* из трех-четырех спектральных критериев приводит к систематическому различию спектральных классов О-звезд для -7^m0 и -5^m0 *до половины спектрального подкласса*; звездам с большей абсолютной величиной систематически приписывается более ранний спектральный подкласс, чем звездам с меньшей абсолютной величиной.

§ 3. Эффект Штарка для ранних и поздних О-звезд

Чтобы провести сравнительное изучение влияния эффекта Штарка на эквивалентные ширины водородных линий для ранних и поздних О-звезд, все выбранные для исследования О-звезды были разделены на две группы со спектральными классами более ранними и более поздними, чем О8.5 (по нашей классификации).

При количественном анализе спектров О-звезд большую трудность представляет выделение линий He II (серия Пикеринга), через одну совпадающих с водородными линиями серии Бальмера. Чтобы обойти эту трудность, мы поступили следующим образом. Для О-звезд различных подклассов были построены зависимости наблюдаемых интенсивностей линий серии Пикеринга от длины волны. Для каждой водородной линии в спектре каждой звезды было произведено вычитание интенсивности линии He II, соответствующей той же длине волны. Для отдельных звезд с достаточно точными определениями эквивалентных ширин линий He II и водорода такое вычитание можно проделать непосредственно.

Вычитание необходимо было делать для водородных линий лишь до H_9-H_{10} ; для более высоких членов серии Бальмера искажающим влиянием линий пониженного гелия можно пренебречь.

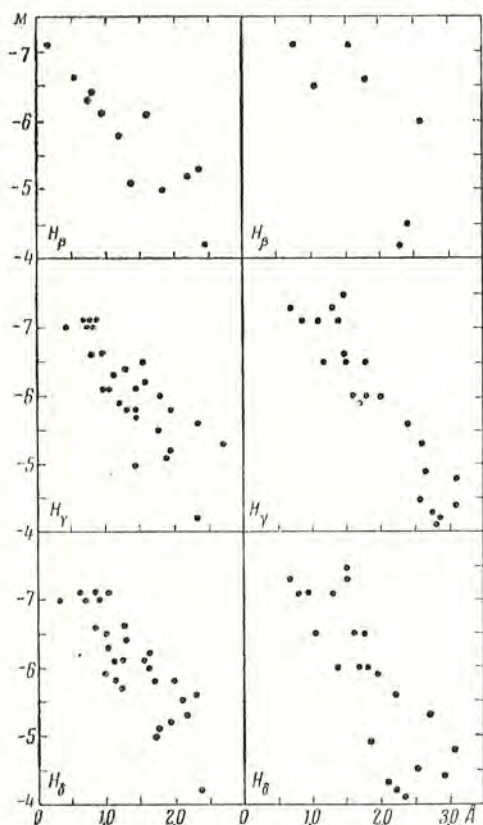
В дальнейшем использовались водородные линии, уже исправленные подобным образом.

На фиг. 3 и 4 приводятся зависимости эквивалентных ширин водородных линий $H_\beta-H_\eta$ в спектре звезды (ось абсцисс) от абсолютной величины (ось ординат) для звезд спектральных подклассов О4.5—О8.5 (слева) и О8.5—О9.8 (справа). Фиг. 5 представляет зависимости эквивалентных ширин линий $H_{10}-H_{16}$ от абсолютных величин для звезд подклассов О4.5—О8.5.

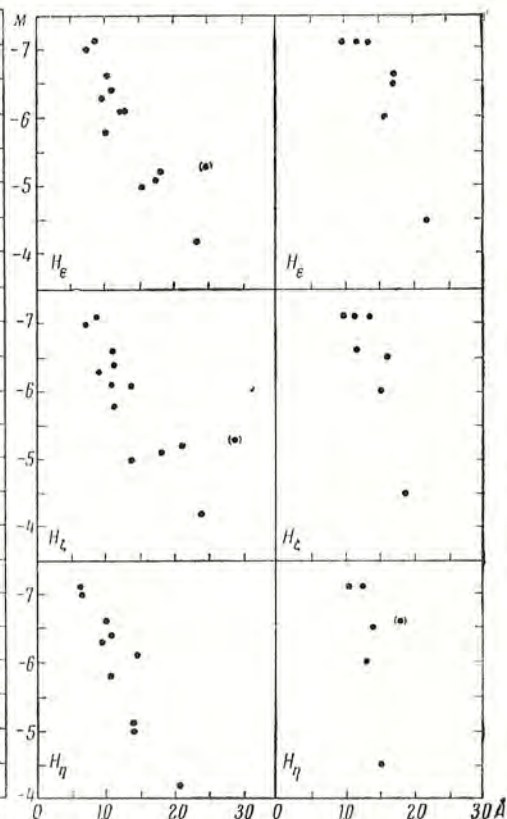
Уже из простого рассмотрения этих зависимостей следует, что изменение эквивалентных ширин водородных линий с абсолютной величи-

ной для звезд O5—O8 выражено заметно сильнее, чем в звездах подклассов O8.5—B0.

Действительно, для поздних O-звезд при переходе от звезд с абсолютной величиной -7^m к звезде с абсолютной величиной -5^m интенсивность линий H_γ и H_δ увеличивается всего лишь в два раза, для ранних же O-звезд отношение интенсивностей равно трем.



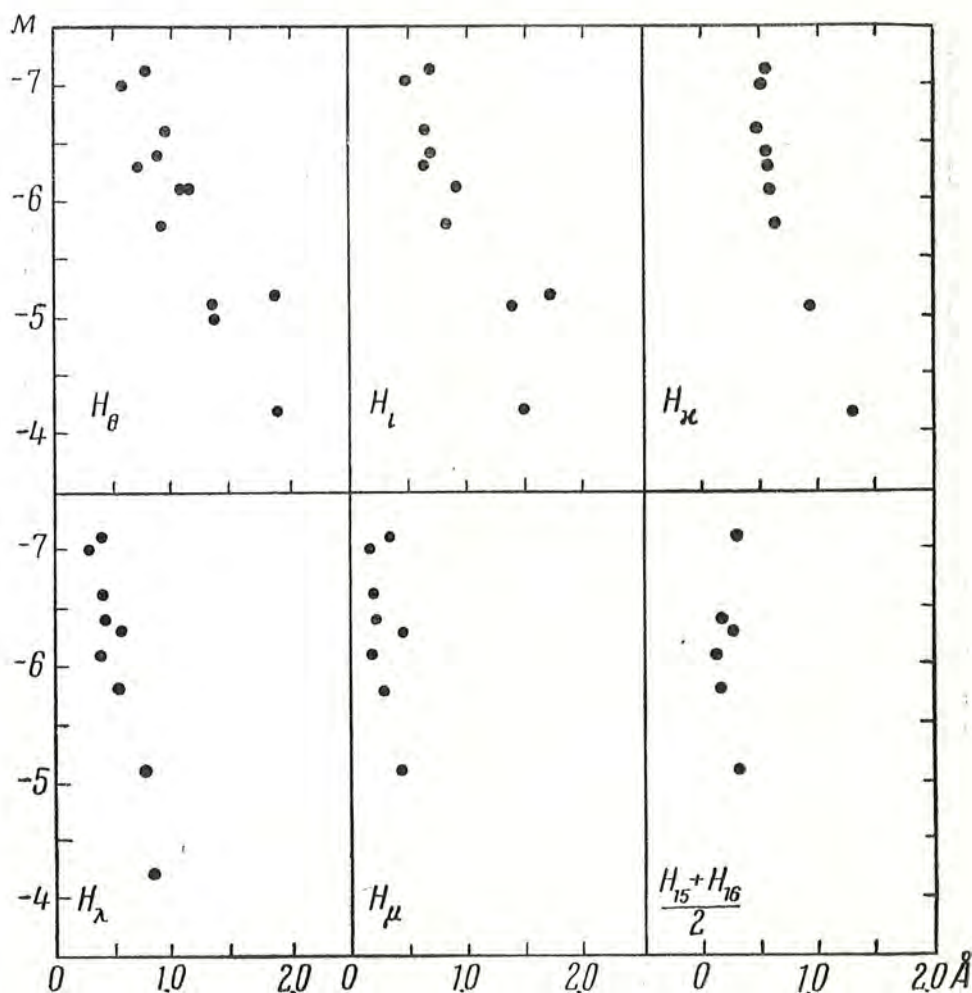
Фиг. 3. Зависимость эквивалентных ширин линий H_β , H_γ , H_δ (абсцисса) от абсолютной величины (ордината) для звезд спектральных классов O4.5—O8.5 (слева) и O8.5—O9.8 (справа).



Фиг. 4. Зависимость эквивалентных ширин линий H_ϵ , H_ζ и H_η (абсцисса) от абсолютной величины (ордината) для звезд спектральных классов O4.5—O8.5 (слева) и O8.5—O9.8 (справа).

Разброс точек около средних линий на фиг. 3, 4 и 5 может быть вызван несколькими причинами. Первая причина — относительно низкая точность определения эквивалентных ширин линий и абсолютных величин для некоторых O-звезд. Кроме того, значительное изменение температуры при переходе от звезд O8.5 к звездам O5 должно вызвать общее ослабление водородных линий для звезд всех светимостей. Это должно увеличивать разброс точек около среднего для данной светимости значения эквивалентной ширины на фиг. 3. Для проверки этого предположения мы построили зависимости между эквивалентными ширинами линий H_γ , H_δ и M для более узких спектральных интервалов,

чтобы оценить ход интенсивности бальмеровских линий со спектральным классом для звезд с одной и той же абсолютной величиной. Далее были построены графики типа фиг. 3 для звезд с наиболее надежно определенными абсолютными величинами. Зависимости в том и другом случае оказались много более четкими, чем на фиг. 3.



Фиг. 5. Зависимость эквивалентных ширин линий H_θ — H_{16} (абсцисса) от абсолютной величины (ордината) для звезд O4.5—O8.5.

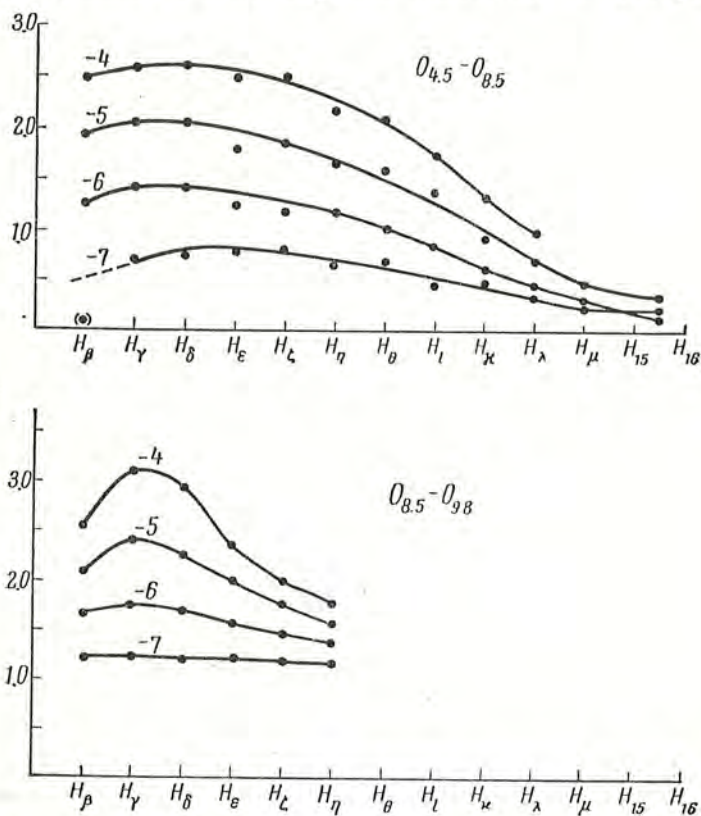
Вследствие значительного увеличения температуры при переходе от звезд O9—O9.5 к звездам O8 и более ранним можно ожидать заметного различия в степени воздействия эффекта Штарка на различные линии бальмеровской серии для этих двух групп звезд.

Для выявления возможного различия мы построили зависимости эквивалентных ширин водородных линий от номера линии для средних светимостей -7^m0 , -6^m0 , -5^m0 , -4^m0 для двух групп звезд (фиг. 6).

Из-за неоднородности использованного материала водородные линии прослежены для группы 04.5—08.5 вплоть до H_{16} , а для группы 08.5—09.8 лишь до H_9 .

Внимательное изучение фиг. 6 дает возможность сделать следующие заключения.

1. Для первых членов серии Бальмера, от H_3 до H_9 , эффект Штарка в атмосферах ранних О-звезд выражен яснее, чем в атмосферах позд-



Фиг. 6. Эффект Штарка для звезд 04.5—08.5 и 08.5—09.8. По оси ординат отложены эквивалентные ширины линий в ангстремах.

них О-звезд. Другими словами, при переходе от звезд большей светимости к звездам меньшей светимости относительное увеличение интенсивности водородных линий для ранних О-звезд значительно больше, чем для поздних О-звезд.

2. С возрастанием номера бальмеровской линии для ранних О-звезд эффект Штарка убывает много медленнее, чем для поздних О-звезд. Например, в случае ранних О-звезд отношение эквивалентных ширин водородных линий в звездах с абсолютной величиной -4^m и -7^m изменяется от 3.6 для H_7 и H_8 до 3.2 для H_8 и H_9 , в то время как аналогичное отношение для поздних О-звезд меняется от 2.5 до 1.6.

Причины такого различного поведения линий бальмеровской серии в ранних и поздних О-звездах следует, повидимому, искать в разли-

чных физических условий в атмосферах этих звезд. Изучение этих физических условий можно будет выполнить только на основе детального сопоставления результатов теории с данными наблюдений, однако этот вопрос требует дополнительных теоретических исследований.

Возвращаясь снова к вопросу о возможности классификации ранних О-звезд по абсолютным величинам (или классам светимости), можно сказать следующее.

Для ранних О-звезд наиболее чувствительным критерием абсолютной величины является интенсивность бальмеровских линий. Для определения абсолютной величины по графикам типа фиг. 3 — 6 могут быть использованы линии от H_β до членов H_{12} — H_{13} . Еще более высшие члены серии Бальмера оказываются малоприспособными для этой цели вследствие низкой относительной точности определения их эквивалентных ширин.

Для определения абсолютных величин О-звезд можно также использовать величину наклона линий на графиках типа фиг. 6, так как быстрота убывания интенсивности линий с ростом номера показывает явную зависимость от абсолютной величины звезды.

Абсолютные величины ранних О-звезд, определенные по номеру последней видимой линии серии Бальмера, из-за медленного убывания интенсивности линий с номером имеют очень низкую точность.

Однако сравнение точности указанных трех методов определения абсолютных величин ранних О-звезд заслуживает более детального рассмотрения.

Полученные выше выводы, основанные полностью на наблюдениях, показывают значительные расхождения с теоретическими выводами Андерхилл [4] относительно величины эффекта Штарка в атмосферах ранних О-звезд. Поэтому необходимо новое сравнение данных наблюдений с теорией. Такому сравнению будет посвящена вторая часть настоящей работы.

Декабрь 1955 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. A. H u n e k. Astrophysics, New York, 1951.
2. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 153, 1955.
3. R. M. P e t r i e. Publ. Dominion A. O. 7, 321, 1947.
4. A. B. U n d e r h i l l. Publ. Dominion A. O. 8, 385, 1951.
5. J. B. O k e. Ap. J. 120, 22, 1954.
6. A. B. U n d e r h i l l. Contr. Dominion A. O. 35, 1953.
7. E. G. W i l l i a m s. Ap. J. 83, 279, 1936.
8. P. R u d n i c k. Ap. J. 83, 439, 1936.
9. S. G ü n t h e r. Zs. f. Ap. 7, 106, 1933.
10. J. A. P e a r c e. Publ. Dominion A. O. 5, 2, 1931.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
 γ КАССИОПЕИ В 1955 ГОДУ

А. А. Боярчук

Излагаются результаты спектрофотометрических наблюдений γ Cas в 1955 г. Приводятся контуры в интенсивностях для линий H, He I, O II, Si IV (табл. 1—3, фиг. 1—3).

Скорость вращения 310 ± 30 км/сек. Определен спектральный класс звезды, оказавшийся равным B0.5 V.

OBSERVATIONS SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DE γ CAS EN 1955, par A. A. Boyarchuk. — L'article contient les résultats d'observations spectrophotométriques de γ Cas en 1955. Les contours des raies en intensités sont données pour H, He I, O II, Si IV (tableau 1—3, fig. 1—3). La vitesse de rotation est de 310 ± 30 km/sec. Le type spectral de l'étoile a été déterminé, il est B0.5 V.

Настоящая статья является продолжением серии ежегодных спектрофотометрических наблюдений γ Кассиопеи, начатых на Крымской астрофизической обсерватории в конце 1952 г. [1].

Наблюдения γ Cas были произведены 26 августа 1955 г. при помощи большого спектрографа 1220 мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории (линейная дисперсия 23.4 Å/мм). Получено семь спектрограмм: три на пластинках Ilford HP3 с экспозициями 15, 15, 10^m и четыре на пластинках Ilford Zenith с экспозициями 30, 30, 10, 10^m. Щель спектрографа имела ширину 0.05 мм. Спектры расширялись при помощи расстройства хода часового механизма. Ширина спектра составляет 1 мм. Калибровка производилась так же как и в предыдущих работах [1].

Спектрограммы были измерены на регистрирующем микрофотометре типа Молля с увеличением в 50 раз. Обработка регистрограмм производилась обычным методом.

Для каждой достаточно интенсивной линии был построен контур интенсивности. По этому контуру определялись следующие величины: 1) эквивалентная ширина W ; 2) полная полуширина линий $\Delta\lambda$ (в ангстремах); 3) ширина линии b (в км/сек); 4) остаточная интенсивность в центре линии, выраженная в долях непрерывного спектра.

В табл. 1 приведены результаты обработки для водородных линий. Линии H_β — H_ζ имеют сложный вид: на широкую линию поглощения накладывается эмиссия, на которую в свою очередь накладывается

довольно резкое поглощение. У этих контуров полуширина линии обычно не имеет смысла и поэтому не приводится. У H_{α} не наблюдается абсорбционных компонентов. Линия H_{δ} блендируется с длинноволновой стороны с $\lambda 4116$ Si IV и с коротковолновой стороны $\lambda 4089$ Si IV и $\lambda 4097$ N III. Повидимому, ее эквивалентная ширина занижена.

Таблица 1

Линия	W	$\Delta\lambda$	b	r_{λ_0}	Число контуров
H_{α}	12.90	10.0	1230	2.30	3
H_{β}	1.06	—	2150	1.19—1.17	6
H_{γ}	1.20	—	2100	1.02—0.93	5
H_{δ}	1.23	—	1620	0.86	5
H_{ϵ}	1.63	—	1900	0.81	3
H_{ζ}	1.50	—	1970	0.83	2
H_9	1.48	8.9	1810	0.81	2
H_{10}	1.27	7.7	1350	0.85	1

Для H_{β} в таблице дается эквивалентная ширина лишь той части эмиссионного компонента, которая возвышается над непрерывным спектром. Эквивалентная ширина компонентов поглощения у H_{β} равна 0.51.

Для линий H_{β} и H_{γ} в столбце r_{λ_0} даны величины для эмиссионных максимумов.

В табл. 2 приведены результаты обработки для линий гелия. Линия $\lambda 5876$ наблюдается в эмиссии. Она имеет слабое центральное поглощение. Все остальные линии видны только в поглощении. Линия $\lambda 4471$ блендируется с коротковолновой стороны линией O II $\lambda 4469$. Обработывалась неискаженная длинноволновая сторона и полученные значения удваивались. Линия $\lambda 4121$ блендируется с коротковолновой стороны с линией $\lambda 4116$ Si IV. В этом случае выполнялась та же процедура, что и в случае $\lambda 4471$.

В табл. 3 приведены данные, полученные для линий O II и Si IV. Линия $\lambda 4650$ есть бленда линий O II и C III. Кроме того, она блендируется с линией $\lambda 4641$, а $\lambda 4089$ Si IV — H_{δ} . К ним применялась такая же процедура, как и для $\lambda 4471$ (см. выше). Линия $\lambda 4416$ O II есть бленда двух линий O II $\lambda 4415$ и $\lambda 4417$. Линия $\lambda 4116$ Si IV заметна на регистрограммах, но она так сильно блендируется с H_{δ} и $\lambda 4121$, что определять ее контур безнадежно.

На фиг. 1—3 даны контуры рассмотренных линий. Линии $\lambda 4089$, H_{δ} , $\lambda 4116$, $\lambda 4121$ даны вместе.

По всем линиям, которые не блендируются, определена проекция скорости вращения звезды на луч зрения $v \sin i = 310 \pm 30$ км/сек, что хорошо согласуется с прежними определениями.

Таблица 2

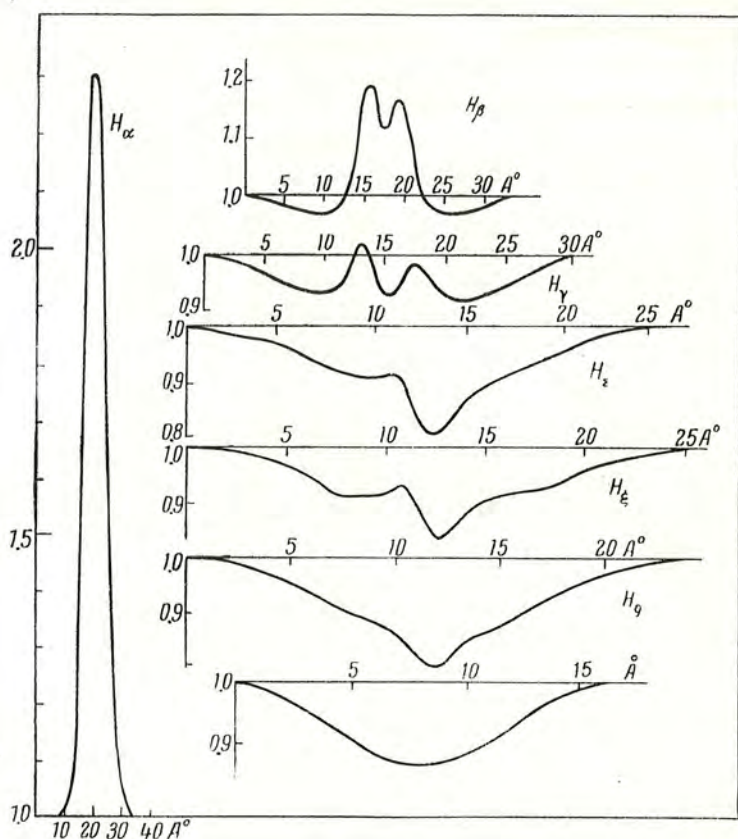
n	λ	W	$\Delta\lambda$	b	r_{λ_0}	Число контуров
2^3P-n^3D						
3	5876	1.23	13.7	970	1.10	3
4	4471	0.55	6.3	800	0.91	4
5	4026	0.49	4.4	633	0.89	4
6	3820	0.45	4.4	621	0.89	4
2^1P-n^1D						
4	4922	0.42	5.9	636	0.93	3
5	4388	0.40	5.0	645	0.92	7
6	4144	0.35	5.3	621	0.93	5
7	4009	0.30	4.9	615	0.93	3
8	3927	0.18	4.1	490	0.95	2
2^3P-n^3S						
5	4120	0.21	4.3	575	0.95	5

Таблица 3

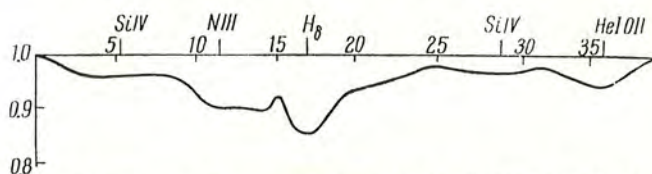
Линия	Элемент	W	$\Delta\lambda$	b	r_{λ_0}	Число контуров
4650	ОII + CIII	0.59	6.7	900	0.91	6
4641	ОII	0.36	6.0	750	0.94	6
4416	ОII	0.20	5.0	675	0.95	7
4089	SiIV	0.18	4.1	610	0.96	5

Для определения спектрального класса по данным Вильямса [2] были построены зависимости эквивалентных ширины линии $\lambda\lambda$ 4650, 4641, 4415+4417, 4089, 4686 и отношения λ 4640/ λ 4650 от спектрального класса. По этим зависимостям был определен спектральный класс. Он оказался В0.5, что неплохо согласуется с прежними оценками.

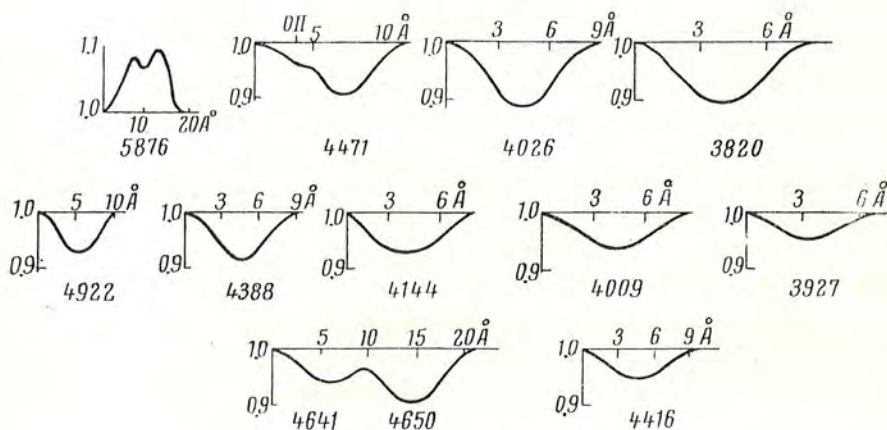
Была предпринята попытка определить класс светимости. Обычно класс светимости у ранних звезд определяется по величине водородного поглощения. В случае γ Cas этот критерий мало пригоден, так как линии поглощения водорода сильно искажены эмиссией. Другим, менее употребительным критерием является номер последней различимой балмеровской линии. У γ Cas он равен 16 и, следовательно, класс светимости равен V. Точность определения не очень велика по следующим соображениям. Кроме эффекта Штарка, линии водорода расширяются вращением; при скорости вращения порядка 300 км/сек полная полуширина линии в районе 4000 Å, определяемая одним только вращением, составит около 4 Å и по этой причине должны исчезнуть,



Фиг. 1. Контуры водородных линий, кроме H_δ .



Фиг. 2. Контур бленды $\lambda 4089$, Si IV, $\lambda 4097$ N III, H_γ , $\lambda 4116$ и $\lambda 4121$ He I, O II.



Фиг. 3. Контуры линий He I и O II.

вследствие наложения, водородные линии, начиная с H_{19} . Следовательно, вращение может существенно исказить результат определения класса светимости. С другой стороны, на все бальмеровские линии в центре накладываются довольно резкие ядра поглощения. Эти ядра образуются, согласно Струве [3], в самых внешних слоях оболочки, и Штарк-эффект там много меньше, чем в обращающих слоях звезды. Так как ядро можно выделить лишь до H_{12} , то, возможно, для более высоких членов бальмеровской серии мы наблюдаем в основном ядро, а следовательно, завышаем номер последней различимой бальмеровской линии, образующейся в обращающих слоях звезды. Действие этих двух причин делает оценку класса светимости неуверенной.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. М у с т е л ь, Л. С. Г а л к и н, И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс. 11, 59, 1954; И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс. 12, 162, 1954; И. М. К о п ы л о в и А. А. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 190, 1955.
2. E. G. Williams. Ap. J. 83, 279, 1936.
3. O. Struve. Ap. J. 95, 134, 1942.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ИНТЕНСИВНОСТЬ КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Н. А. Козырев

Количественное исследование люминесценции лунной поверхности осуществлено сравнением контуров широких фраунгоферовых линий спектров лунных деталей с контурами этих линий в солнечном спектре. Удалось установить и измерить люминесцентное свечение системы Аристарх—Геродот. Люминесцентные свойства оказались связанными с белым веществом лучевых систем лунной поверхности. Другие обследованные детали лунной поверхности люминесценции не показали. Эти измерения вместе с измерениями спектральной отражательной способности кратера Аристарх позволили найти кривую люминесценции в зависимости от длины волны. Повидимому, существуют две полосы: более яркая ультрафиолетовая с максимумом около $3900 \text{ \AA}$ и синяя, определенная менее уверенно с максимумом около $4300 \text{ \AA}$. Люминесценция кратера Аристарх сильнее после полнолуния. 4 октября 1955 г. наблюдалась особенно сильная люминесценция, превышавшая нормальную в четыре раза. Повышение люминесценции объяснено действием корпускулярного потока Солнца на поверхность кратера. Отсюда определена концентрация протонов в потоке вблизи Луны, оказавшаяся равной $5 \cdot 10^3$ частиц в 1 см^2 . Эти наблюдения и отсутствие свечения на темной стороне лунного диска показывают, что на Луне нет магнитного поля. Высказаны соображения о природе лучевых систем.

LUMINESCENCE DE LA SURFACE LUNAIRE ET INTENSITÉ DE LA RADIATION CORPUSCULAIRE DU SOLEIL, par *N. A. Kosyrev*. L'analyse quantitative de la luminescence de la surface lunaire a été réalisée par la comparaison des contours de larges raies spectrales dans les spectres des détails lunaires avec les contours de ces raies dans le spectre solaire. Finalement on a réussi à découvrir et à mesurer une luminescence du système Aristarque—Hérodote. La luminescence est liée à la matière blanche des systèmes radiaux de la surface lunaire. D'autres détails de la surface lunaire n'ont pas montré de luminescence. Ces mesures unies aux mesures de réflexion spectrale du cratère Aristarque, ont permis de trouver la répartition de luminescence en fonction de la longueur d'onde. Il existe probablement deux bandes: une ultraviolette (plus brillante) au maximum près de $3900 \text{ \AA}$ et une bleue, déterminée avec moins de sûreté, au maximum près de $4300 \text{ \AA}$. La luminescence du cratère Aristarque s'est marquée plus considérable après la pleine lune. Le 4 octobre 1955 on a observée une luminescence particulièrement intense, quatre fois plus forte qu'à l'ordinaire. Cette augmentation de la luminescence s'explique par l'action du radiation corpusculaire du Soleil sur la surface du cratère. Ceci a permis de déterminer la concentration des protons dans le flux corpusculaire près de la Lune, pour laquelle on a trouvé 10^3 particules par cm^2 . Ces observations et l'absence de luminescence sur le côté sombre du disque lunaire montrent que la Lune ne possède pas de champ magnétique. L'auteur expose aussi des considérations sur la nature des systèmes radiaux lunaires.

Сумеречные явления на Луне не были обнаружены даже при очень тонких исследованиях. Лио и Дольфус своими наблюдениями на коронографе далеко отодвинули верхнюю границу возможной атмосферы Луны, оценив ее в $3 \cdot 10^{-8}$ атмосферы земли [1]. Однако эта верхняя граница не исключает возможности существования на Луне ионосферы и связанных с нею явлений, например свечения ночного неба Луны. С этой точки зрения представляет интерес изучение спектра темного края лунного диска вблизи новолуния.

На 50-дюймовом рефлекторе Крымской обсерватории перед новолунием в октябре 1955 г. нами были получены такого рода спектрограммы при перпендикулярном расположении щели спектрографа к краю диска. Спектрограммы получены камерой со светосилой 1:4 при экспозиции около часа. Так как яркость свечения атмосферы Луны около края должна быть в несколько десятков раз больше, чем над диском, то свечение неба Луны, близкое по яркости к свечению неба Земли, должно было быть заметным на наших снимках. На снимках совершенно отчетливо отделяется спектр пепельного света от более слабого спектра фона неба, но никаких особенностей в спектре неба около края Луны обнаружить не удалось.

Таким образом, на Луне практически отсутствует и ионосфера. Жесткая радиация Солнца должна непосредственно падать на поверхность Луны и вызывать люминесценцию минералов, слагающих ее поверхность. На Земле корпускулярное излучение Солнца вызывает полярные сияния — катодолюминесценцию ионосферы. На Луне полярные сияния должны разыгрываться прямо на поверхности планеты. При низких температурах ночной стороны Луны, порядка -160° , многие минералы становятся люминофорами с заметным коэффициентом энергетической отдачи. Поэтому на фоне пепельного света полярные сияния поверхности Луны должны были бы наблюдаться совершенно отчетливо. Подобные явления никогда на Луне не наблюдались; отсюда следует определенное заключение об отсутствии магнитного поля Луны. При отсутствии магнитного поля корпускулярное излучение Солнца должно падать на поверхность Луны вместе с фотонами, по тем же геометрическим законам. Следовательно, люминесценция Луны может наблюдаться только на стороне, освещенной Солнцем.

Линк [2] впервые обнаружил следующие признаки люминесценции лунной поверхности: 1) большие относительные яркости некоторых деталей поверхности Луны во время ее затмения, чем это следует из фотометрических измерений этих деталей при солнечном освещении, что объясняется люминесцентным послесвечением значительной продолжительности; 2) корреляция яркости Луны с возможными колебаниями солнечной постоянной. Колебания яркости Луны могут быть значительными вследствие изменений жесткой радиации Солнца, которая посредством люминесцентного свечения добавляется к отраженному Луной солнечному свету видимой области спектра. Эти признаки —

косвенные, и поэтому крайне желательны прямые спектрофотометрические доказательства люминесценции поверхности Луны.

Фотометрическое сравнение непрерывного спектра лунной поверхности со спектром Солнца может определенно показать люминесценцию лишь тогда, когда накладывающийся спектр люминесценции содержит отдельные узкие линии. Обычно же спектр люминесценции минералов состоит из широких полос, наложение которых на отраженный солнечный спектр нельзя с уверенностью отличить от особенностей спектральной кривой отражения лунной поверхности. Однако с полной определенностью, допускающей точные измерения, люминесценция может быть обнаружена из сравнения контуров фраунгоферовых линий в спектрах Луны и Солнца. Действительно, обозначим через $I_{\odot}$ интенсивность солнечного спектра внутри фраунгоферовой линии по отношению к непрерывному спектру. Очевидно, что при отсутствии люминесценции контур линии в спектре Луны измениться не может и по спектру Луны должны получаться те же значения $I_{\odot}$. Допустим, что существует люминесценция яркости x по отношению к непрерывному спектру отраженного Луной света. Яркость x будем считать постоянной для всей фраунгоферовой линии. Чтобы получить контур линии в спектре Луны I_{ζ} , мы должны прибавить к $I_{\odot}$ люминесцентное свечение x

$$I_{\zeta} = (I_{\odot} + x)k,$$

где k — некоторый коэффициент пропорциональности, величина которого определяется условием интенсивностей в непрерывном спектре: $I_{\zeta} = I_{\odot} = 1$. Таким образом,

$$I_{\zeta} = \frac{I_{\odot} + x}{1 + x}. \quad (1)$$

Отсюда получается возможность определения x сравнением контуров линий в лунном и солнечном спектре

$$x = \frac{I_{\zeta} - I_{\odot}}{1 - I_{\zeta}}. \quad (2)$$

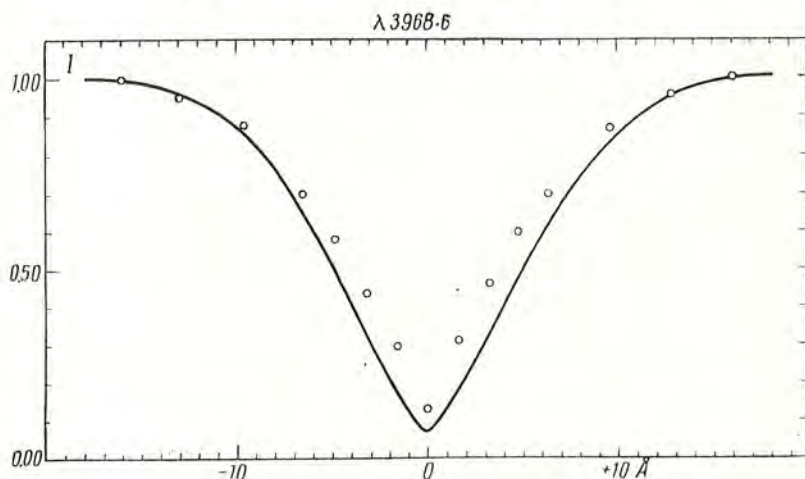
Из формулы (2) видно, что различие яркостей соответствующих точек контура линии лунного и солнечного спектров ($I_{\zeta} - I_{\odot}$) пропорционально $(1 - I_{\zeta})$. Следовательно, наибольшее различие контуров должно наблюдаться в центре линии и наименьшее в крыльях. Остаточная интенсивность линии из-за люминесценции будет большей, а полуширина — меньшей и в результате линия будет казаться более узкой, чем в солнечном спектре. При умеренной дисперсии, во избежание инструментальных и фотометрических ошибок, следует ограничиться исследованием контуров только особо широких фраунгоферовых линий. С другой стороны, при той же яркости люминесцентного свечения величина x должна быть больше в фиолетовой части спектра, где происходит значительное уменьшение яркости солнечного спектра и отражательной способности лунной поверхности. Поэтому поиски люминесцент-

ного свечения естественно начать с исследования контуров линий Н и К ионизованного кальция.

Спектрограммы различных участков лунной поверхности были получены нами осенью 1955 г. на 50-дюймовом рефлекторе Крымской обсерватории спектрографом с большой камерой, дающей линейную дисперсию около $15 \text{ \AA/мм}$ близ дублета Н и К. При ширине щели 0.05 мм , на пластинках Ильфорд Гиперпанхроматик-3 экспозиции были порядка 2—10 мин. для видимого участка спектра и 30—40 мин. для получения контуров Н и К. По возможности в дни наблюдений с той же аппаратурой и на тех же пластинках снимался для сравнения спектр Солнца. При наблюдениях Солнца большое зеркало рефлектора закрывалось диафрагмой с 20 отверстиями, диаметром 4 мм, расположенными равномерно по поверхности зеркала. Снимки Солнца получались с различными экспозициями от 0.2 до 10 сек., а фотометрическая шкала (ступенчатая щель) — с экспозицией около 5—10 мин. Имея набор этих солнечных спектров, можно было на глаз сравнивать вид линий в спектрах Луны и Солнца при одинаковых плотностях непрерывного спектра. Такая возможность очень облегчала поиски люминесцирующих областей лунной поверхности. Были исследованы поверхности лунных морей (Море Ясности и Море Дождей), гористая часть центральной области Луны, дно некоторых кратеров (Платон, Шиккард, Коперник) и пятно Вуда. Эти исследования дали отрицательный результат — контуры линий Н и К оказались одинаковыми с солнечным спектром. Только кратер Аристарх с прилегающим к нему Геродотом, взятый как образец лучевой системы, показал несомненно другой контур этих линий. В спектре Аристарха центральная часть линий Н и К выглядит значительно уже, чем в солнечном спектре.

Кратер Аристарх расположен в восточной части лунного диска и имеет следующие селенографические координаты: $\varphi = +23^\circ 0'$, $\lambda = -47^\circ 1'$. Угол отражения ϵ , т. е. угол между лучом зрения и нормалью к поверхности кратера, приблизительно равен 46° . Лучевая система кратеров Аристарх—Геродот представляет собой сплошной светлый ореол без отдельных длинных лучей и поэтому очень удобна для спектральных исследований. Фиг. 1 дает сравнение контуров линии Н ($3968.6 \text{ \AA}$) Ca^+ спектров Аристарха 4 октября 1955 г. и Солнца. Для уменьшения ошибок характеристической кривой эти контуры были получены по негативам с одинаковой плотностью непрерывного спектра. Построенный контур в солнечном спектре оказался хорошо согласованным с контуром этой линии по фотометрическому атласу Миннаэрта. Полученное большое различие контуров линии в спектрах Аристарха и Солнца иллюстрирует фиг. 2, на которой по оси абсцисс отложены интенсивности линии в солнечном спектре $I_\odot$, а по оси ординат интенсивности в спектре Аристарха I_ϵ , на тех же расстояниях от центра линии. В случае люминесценции, согласно формуле (1), должна получаться линейная зависимость I_ϵ от $I_\odot$. Эта прямая должна отсекасть на оси ординат ($I_\odot = 0$) отрезок $I_\epsilon = \frac{x}{1+x}$. Таким образом, по этому

графику можно сразу найти процент люминесценции по отношению к интенсивности непрерывного спектра, отраженного Аристархом: получается $x = 13\%$. Точки на фиг. 2 достаточно хорошо ложатся на прямую за исключением точки, ближайшей к началу координат, представляющей остаточную интенсивность линии Н. Существенно, что при измерении других контуров получается то же самое: люминесценция повышает остаточную интенсивность глубокой линии значительно меньше,



Фиг. 1. Сравнение контуров линии Н ($3968.6 \text{ \AA}$) в спектрах кратера Аристарх 4 октября 1955 г. (в кружках) и Солнца (сплошная линия).

чем это следует по другим точкам того же контура. Очевидно, что причиной этого является некоторая систематическая ошибка, связанная скорее всего с эффектом Эберхарда. Действительно, на пластинке плотность фона вблизи сильного почернения всегда меньше нормального значения. Благодаря люминесценции контур линии суживается (фиг. 1), и этот эффект должен проявиться с большей силой, чем в солнечном спектре. В результате плотность в центре линии будет увеличена люминесценцией меньше, чем следует.

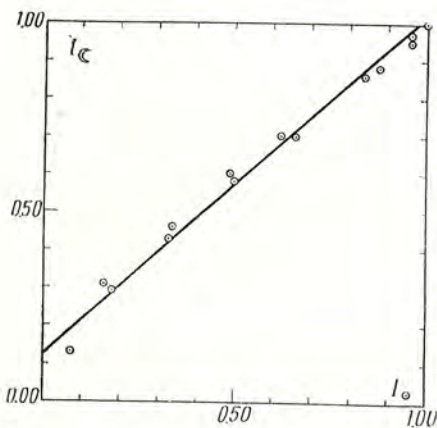
Результаты измерений люминесценции кратера Аристарха в различные дни приведены в табл. 1. В ней: α — угол фазы Луны, положительный после полнолуния, i — угол падения солнечных лучей, или зенитное расстояние Солнца для Аристарха в момент наблюдений, x_H — процент люминесценции, измеренный по контуру линии Н ($3968.6 \text{ \AA}$), x_K — по контуру линии К ($3933.8 \text{ \AA}$), и их отношение.

Табл. 1 показывает, что до полнолуния Аристарх люминесцирует слабее, чем после полнолуния, когда $\alpha > 0^\circ$. 28 сентября Аристарх находился вблизи терминатора, по цвету не отличаясь от соседних участков лунной поверхности, и признаков люминесценции обнаружено не было. При несколько большей фазе 28 октября появилась белая окраска, характерная для лучевых систем, и вместе с ней люминесценция кратера. Повидимому, люминофором является светлое

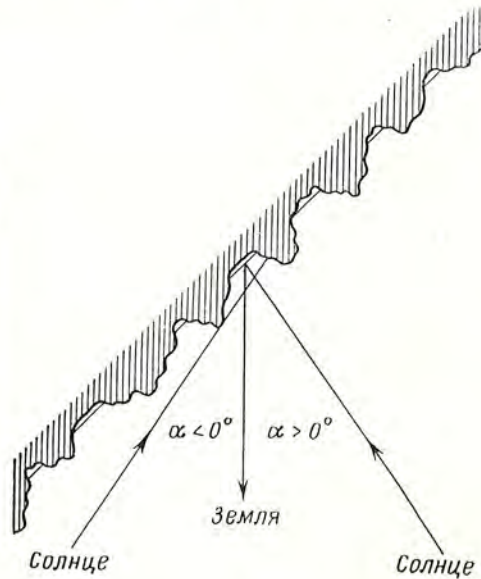
Таблица 1

1955 г. (мировое время)	α	i	x_H	x_K	x_K/x_H
28.IX 18 ^h 0 ^m	-38.5	88°	0.00%	0.00%	—
28.X 18 30	-35.6	85	2.2 ± 0.2	3.3 ± 0.5	1.5
4.X 22 00	+41.4	23	$13. \pm 1$	19 ± 1	1.5
4.XI 22 00	+63.8	31	3.0 ± 0.3	4.2 ± 0.3	1.4

вещество лучевых систем, расположенное на дне мелких неровностей кратера. На фиг. 3 изображена вероятная схема расположения светлого вещества лучей по отношению к лучу зрения и направлению падения солнечных лучей. Из этой схемы видно, что вблизи терминатора микрорельеф поверхности должен закрывать люминесцирующее вещество и что дни после полнолуния должны быть наиболее благоприятными для наблюде-



Фиг. 2. Сравнение интенсивностей линии Н (3968.6 Å) в спектрах кратера Аристарх 4 октября 1955 г. — I_c и Солнца — $I_{\odot}$.

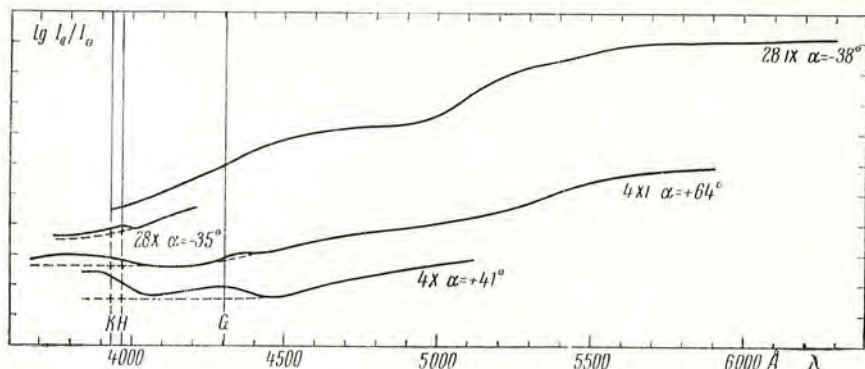


Фиг. 3. Схема освещения поверхности кратера Аристарх до и после полнолуния. Штриховкой показаны обычные породы лунной поверхности. Отсутствие штриховки указывает люминесцирующее вещество.

ний люминесценции, так как лучи Солнца падают почти отвесно к поверхности кратера. Другое интересное обстоятельство заключается в том, что люминесценция, определенная по линии К, получается в полтора раза больше, чем по линии Н. Очевидно, дублет Н и К находится на границе полосы люминесценции, интенсивность которой увеличивается в ультрафиолетовую сторону спектра. Теперь, зная интенсивность

люминесценции для длин волн Н и К, можно пытаться, по распределению энергии в непрерывном спектре Аристарха, найти полный контур полосы люминесценции.

На фиг. 4 изображены результаты измерений распределения энергии в спектре Аристарха по отношению к спектру Солнца. По оси ординат отложен логарифм отношения яркости в спектре Аристарха к яркости спектра Солнца для тех же длин волн. Построенные кривые представляют спектральную отражательную способность Аристарха для двух наблюдений до полнолуния и двух после. Нуль-пункт этих кривых по вертикали совершенно произволен. Самая верхняя кривая даст относительное распределение в спектре Аристарха вблизи терминатора, когда лучевая система не была видна. Нижние кривые показывают



Фиг. 4. Кривые спектральной отражательной способности кратера Аристарх: $\lg(I_{\lambda}/I_{\odot})$. Одно деление вертикальной оси равняется одной десятой десятичного логарифма отношения яркости в спектре кратера к яркости в спектре Солнца. Нуль-пункт кривых произволен.

более белое, т. е. нейтральное, отражение лучевым ореолом и соответствуют наблюдениям после полнолуния. Данные табл. 1 позволяют отметить (крестики на фиг. 4) интенсивность непрерывного спектра отраженного Лунной света без люминесценции для длин волн Н и К. По этим крестикам можно наметить (пунктирная линия) вероятный ход спектральной кривой без люминесценции. В результате получается возможность найти x как функцию длины волны. Весьма вероятно, что подъем кривых около полосы G (4308 Å) также обусловливается люминесценцией. Вследствие малой глубины полосы G трудно сделать по ее контуру уверенное определение x . Все же можно заметить, что глубина полосы G в спектре Аристарха меньше, чем в солнечном спектре. Это обстоятельство подтверждает реальность второй, синей полосы люминесценции с максимумом около 4300 Å. Постараемся теперь от относительных значений $x(\lambda)$, характеризующих люминесценцию, перейти к абсолютным энергетическим значениям.

Обозначим через L_{λ} абсолютное значение интенсивности люминес-

центного свечения, а через B_λ — интенсивность света, отраженного от поверхности Луны при фазовом угле наблюдений. Тогда

$$L_\lambda = x(\lambda) B_\lambda. \quad (3)$$

Под отражательной способностью лунной поверхности будем подразумевать выражение

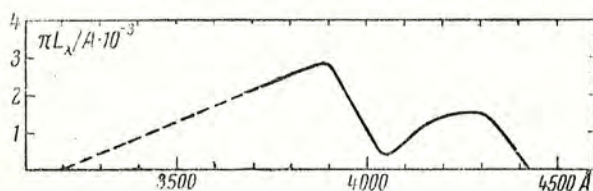
$$A_\lambda = \frac{\pi B_\lambda}{S_\lambda}, \quad (4)$$

где S_λ — интенсивность солнечной радиации на расстоянии Луны от Солнца, которая может быть выражена через среднюю интенсивность излучения солнечной поверхности F_λ

$$S_\lambda = 2.16 \cdot 10^{-5} \pi F_\lambda. \quad (5)$$

Для полной энергии люминесцентного свечения с единицы площади в секунду в единичном интервале длин волн получается выражение

$$\pi L_\lambda = A(\lambda) x(\lambda) \cdot 2.16 \cdot 10^{-5} \pi F_\lambda.$$



Фиг. 5. Спектральная кривая люминесцентного свечения кратера Аристарх 4 октября 1955 г.

Пользуясь значениями F_λ по измерениям Аббота, обработанным Миннаэртом [3], можно вычислить величину

$$\pi L_\lambda / A_\lambda = x(\lambda) \cdot 2.16 \cdot 10^{-5} \pi F_\lambda. \quad (6)$$

Результаты этих вычислений, выполненных для случая наибольшей люминесценции (4 октября; нижняя кривая фиг. 4), представлены на фиг. 5. Как видно из фиг. 4, отражательная способность $A(\lambda)$ для этой фазы в интересующем нас участке спектра не зависит от длины волны: $A(\lambda) = A = \text{const}$. Таким образом, кривая фиг. 5 воспроизводит интенсивность люминесценции как функцию длины волны. Пунктиром показана вероятная экстраполяция этой кривой для коротковолновой части спектра. Значения πL_λ фиг. 5 отнесены к интервалу длин волн, равному $100 \text{ \AA}$, т. е. единице горизонтального масштаба. Таким образом, для вычисления полной энергии люминесценции достаточно определить площадь этой кривой и умножить ее на 10^3 . Получается

$$\int_0^\infty \pi L_\lambda d\lambda = 1.6 \cdot 10^4 \cdot A \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.} \quad (7)$$

Энергию жесткой радиации Солнца E , которая вызвала люминесценцию кратера Аристарх 4 октября 1955 г., можно определить из выражения (7), вводя коэффициент энергетического выхода люминесценции Q нашего вещества. Обозначим через n долю площади, которую занимает светлое люминесцирующее вещество на видимой поверхности кратера. Тогда

$$E = \frac{A}{nQ} \cdot 1.6 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.} \quad (8)$$

Таким образом, энергия, возбуждающая люминесценцию, получается весьма значительной, порядка процента солнечной постоянной ($S = 1.32 \cdot 10^6$).

Данные табл. 1 показывают, что 4 октября наблюдалась аномально большая люминесценция. Действительно, через месяц (4 ноября) при сходных условиях, т. е. близких значениях α и i , люминесценция оказалась в четыре раза слабее. Скорее всего эта люминесценция нормальная, поскольку она согласуется с предыдущими наблюдениями 28 октября. Можно считать, что нормальная люминесценция существует постоянно и возбуждается энергией в четыре раза меньше, чем приведенное значение (8). Возбудителем этой люминесценции может быть близкое ультрафиолетовое излучение Солнца: $\lambda < 3000 \text{ \AA}$. Однако это ультрафиолетовое излучение Солнца соответствует температуре обращющего слоя (4800°) и не может испытывать заметных колебаний. Поэтому аномальная вспышка люминесценции должна вызываться другим агентом.

Источником жестких ультрафиолетовых и рентгеновских лучей Солнца является солнечная корона. Поток этого излучения в основном зависит от концентрации электронного газа в короне и может быть поэтому вычислен с достаточной уверенностью. Как показывают исследования И. С. Шкловского, этот поток на расстоянии Земли составляет лишь доли эрга [4] и совершенно недостаточен для возбуждения люминесценции. Ультрафиолетовое излучение хромосферы в линиях должно быть значительно больше, но и оно недостаточно для объяснения наблюдаемой люминесценции. Остается считать, что люминесценция возбуждается корпускулярным потоком Солнца. Подсчитаем число частиц — протонов n_p на 1 см^3 в корпускулярном потоке. Поток частиц переносит энергию

$$E = \frac{m_p v^2}{2} n_p v, \quad (9)$$

где $v = 1500 \text{ км/сек}$ и $m_p = 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ г}$. Сравнивая выражения (8) и (9), находим

$$n_p = \frac{3.2 \cdot 10^4}{m_p v^3} \frac{A}{nQ} = \frac{A}{nQ} \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

Абсолютное значение отражательной способности Аристарха, определяемое выражением (4), было получено А. В. Марковым [5] для

визуальной области спектра ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$): вблизи полнолуния $A_p = 0.20$. При фазовом угле около $40-50^\circ$ это значение должно быть уменьшено вдвое. Из кривых фиг. 4 видно, что отражательная способность поверхности Аристарха в ультрафиолетовой части спектра должна быть еще в два раза меньше. Получается: $A = 0.05$. Значительно труднее оценить значение коэффициента полезного действия Q . Для фотolumинесценции обычно Q велико и может приближаться к единице. В нашем случае аналогичном катодolumинесценции, Q должно быть значительно меньше. Люминесцирующее вещество кратера Аристарха существенно светлее других пород лунной поверхности. Поэтому даже при отвесном падении солнечных лучей оно едва ли нагревается до положительных температур. Это обстоятельство способствует повышению Q . Поэтому можно принять $Q \approx 0.1$. Считая, далее, n порядка $1/2$, находим: $A/nQ \approx 1$. Следовательно,

$$n_p \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}. \quad (11)$$

Наша оценка плотности корпускулярного выброса Солнца находится в соответствии с оценками других авторов, полученными совершенно иными методами. Так, еще в 1929 г. Чепмен и Ферраро [6] нашли, что умеренную магнитную бурю создает корпускулярный поток с плотностью $n \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. С. К. Всехсвятский, считая корональные лучи корпускулярными потоками Солнца, получает для плотности потоков то же значение, порядка 10^3 см^{-3} [7].

Окончательное доказательство правильности объяснения люминесценции Луны корпускулярным излучением Солнца должно быть получено из сопоставления интенсивности люминесценции с интенсивностью полярных сияний и магнитных бурь на Земле. Нам представляется, что систематическое наблюдение люминесценции кратера Аристарха и других подобных образований лунной поверхности может дать много ценных сведений о корпускулярном излучении Солнца. Поверхность кратера Аристарха представляет собой естественный люминесцирующий экран, вынесенный за пределы земной атмосферы и совершенно свободный от действия магнитного поля. Большая ширина (свыше $10 \text{ \AA}$) линий Н и К может позволить вести систематические наблюдения над люминесценцией весьма умеренными средствами. Представляется легко осуществимым и прибор, ведущий систематическую запись интенсивности люминесценции.

Следует сказать несколько слов о возможной природе люминесцирующего вещества Аристарха. К сожалению, распределение энергии в спектре люминесценции (фиг. 5) не может привести к однозначному определению люминофора. Дело в том, что ничтожные минеральные примеси могут значительно менять вид этой кривой энергии. С определенностью можно сказать только то, что это вещество не содержит даже ничтожных примесей железа, поскольку железо — очень активный тушитель люминесценции. Повидимому, на Луне люминесцирует светлое вещество

лучевых систем, заполняющее углубления и трещины около кратеров, являющихся, согласно А. В. Хабакову [8], самыми молодыми формациями лунной поверхности. Это вещество должно быть почти белым со значительным альбедо. Поскольку для Аристарха среднее альбедо в полномолуние $A_V = 0.20$, визуальное альбедо люминофора при $n = \frac{1}{2}$ должно быть около 0.30—0.40, т. е. порядка альбедо белых песков. Мелкие, невидимые при наблюдениях трещины, содержащие это вещество, могли образоваться преимущественно по радиальным направлениям под действием сил, центром которых был кратер данной лучевой системы. По трещинам могли выделяться газы и растворы, из которых образовался белый, люминесцирующий налет. Поэтому очень возможно, что вещество лучевых систем является некоторой разновидностью кварца. С течением времени это вещество должно оказаться засыпанным метеорной, нелюминесцирующей пылью, непрерывно падающей на поверхность Луны. Вероятно, этим объясняется полное отсутствие лучевых систем у кратеров старой формации.

Повидимому, можно считать, что общая масса метеорных пылинок, размером меньше 2—3 μ , выпадающая на всю поверхность Земли, составляет около одной тонны в сутки. Таким образом, за год на Землю выпадает около 10^8 см³ этой пыли. Поверхность Земли имеет площадь около $5 \cdot 10^{18}$ см². Следовательно, за $5 \cdot 10^{10}$ лет эта пыль должна покрыть поверхность слоем в один сантиметр. Заметное запыление упомянутой пылью должно получиться за 50 млн. лет. Отсюда следует, что последний горообразовательный период в жизни Луны был не раньше 50 млн. лет тому назад.

Л и т е р а т у р а

1. B. Lyot, A. Dollfus. C. R. 229, 1277—1280, 1949.
2. F. Link. Colloque Lyon, 308, 1949.
3. А. У н з о л ь д. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 42.
4. И. С. Ш к л о в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс. 6, 88, 1949.
5. А. В. М а р к о в. Бюлл. Абастуманской астр. обс. № 11, 107, 1950.
6. S. Scharf, V. Feggaro. M. N. 89, 270, 1929.
7. С. К. В с е х с в я т с к и й и др. Астр. журн. 32, 165, 1955.
8. А. В. Х а б а к о в. Об основных вопросах истории развития лунной поверхности, Изд-во географ. лит., 1949, стр. 179.

ПО ПОВОДУ СТАТЬИ Н. А. КОЗЫРЕВА
«ОБЪЯСНЕНИЕ ЦВЕТА МАРСА СПЕКТРАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ
ЕГО АТМОСФЕРЫ»

Г. А. Тихов

Я не могу согласиться с основным выводом Н. А. Козырева [1], сводящимся к тому, что «красный цвет Марса обусловлен только свойствами атмосферы» (стр. 147). Несколько осторожнее сказано на стр. 148: «Окраска Марса в значительной степени зависит от его атмосферы» и на стр. 150—151: «Как первое приближение естественно принять, что окраска Марса целиком определяется его атмосферой».

Свое несогласие с выводами Н. А. Козырева я подробно обосновал и сообщил об этом автору. Автор остался при своем мнении. Я запросил Н. А. Козырева, не будет ли с его стороны возражения, если мой отзыв будет напечатан раньше его статьи. Поскольку Н. А. Козырев изъявил на это согласие, я прошу опубликовать эту рукопись в «Известиях Крымской астрофизической обсерватории», где будет напечатана и статья самого Н. А. Козырева.

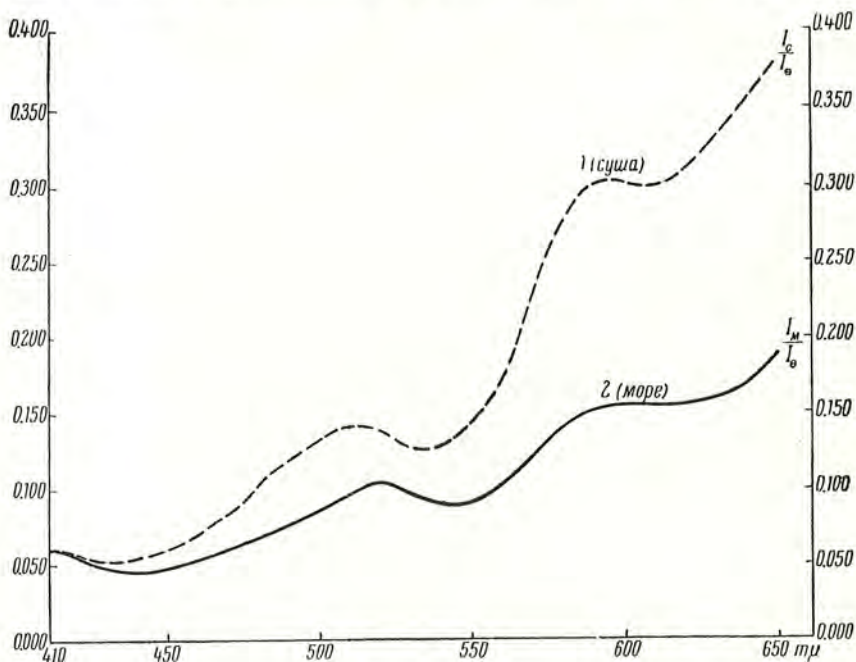
CONCERNING N. A. KOZYREV'S ARTICLE «EXPLANATION OF THE COLOUR OF MARS BY SPECTRAL PROPERTIES OF ITS ATMOSPHERE», by G. A. Tikhov. — I cannot agree with N. A. Kozyrev's conclusion that «the red colour of Mars is determined only by the properties of its atmosphere» (p. 147). N. A. Kozyrev repeats this less categorically on p. 148: «Mars's colour in a considerable degree depends on its atmosphere» and on pp. 150—151: «It is natural to assume that the colour of Mars entirely depends on its atmosphere».

I thoroughly substantiated my disagreement with N. A. Kozyrev and informed him of my studies. The author, however, did not change his opinion. I asked him whether he had some objections against the publication of my review before the appearance of his article. Having received N. A. Kozyrev's consent I ask to publish this paper in the «Proceedings of the Crimean Astrophysical Observatory», where N. A. Kozyrev's article will also be published.

Найденные Н. А. Козыревым спектральные кривые материка Марса и его «моря» Большого Сырта представляют чуть ли не первый численный материал, позволяющий производить дальнейшую обработку. Однако большое различие в выдержках Марса и Солнца может вносить в соответствующие им кривые фотографические неравенства, которые, быть может, и вызывают сходные волны на материках и кривых «моря». Но оставим это в стороне. Н. А. Козырев пишет, что он снимал спектр Большого Сырта и прилегающего к нему с запада материка. Поэтому можно думать, что атмосферная толща Марса была почти одинакова как над «морем», так и над материком. Вследствие этого влияние

атмосферы Марса было одинаковым на спектр обоих этих образований. Иными словами, о ней говорить не приходится. Правда, иногда на Марсе наблюдаются облака, как белые, так и желтые, и они могут влиять на соседние места Марса по-разному, но это только показывает, что делать решительные выводы из единичных спектрограмм нельзя, а надо опираться на значительное количество наблюдательного материала.

Почему же «моря» выходят красноватыми? В этом отношении Большой Сырт особенно показателен. Опытные наблюдатели пишут, что это



Фиг. 1.

образование обнаруживает такое большое число деталей самой разнообразной окраски, что их невозможно зарисовать.

Для объяснения красноватого цвета «морей» обычно делают предположение, что растительность на них очень редкая и что там имеются места, лишенные растительности. Сам Н. А. Козырев пишет, что его «соотношение № 1 (1) будет точно выполняться, если море представляет собою материк, покрытый темными пятнами. Площадь этих пятен должна приблизительно равняться площади светлых промежутков». Этой мыслью я и воспользовался при обработке кривых Н. А. Козырева.

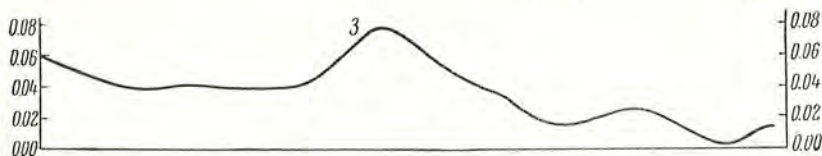
Для большей наглядности я перевел логарифмы в числа и получил кривые 1 и 2 (фиг. 1). Предположим, что на Большом Сырте площадь открытых мест равняется α , а остальную часть площади, т. е. $1 - \alpha$, занимают растительные покровы. Допустим, что спектральные свойства свободных от растительности мест Большого Сырта такие же, как у суши.

Обозначим спектральную яркость суши относительно сильно ослабленного спектра Солнца через I_c и яркость моря через I_m . Эти значения берутся из кривых 1 и 2. Пусть спектральная яркость растительности будет I_p . Можно написать уравнение

$$I_m = \alpha I_c + (1 - \alpha) I_p$$

Отсюда находим

$$I_p = \frac{1}{1 - \alpha} (I_m - \alpha I_c). \quad (1)$$



Фиг. 2.

Так как яркость растительности не может быть отрицательной, а $1 - \alpha$ положительной, то $I_m - \alpha I_c \geq 0$, откуда $\alpha \leq \frac{I_m}{I_c}$. Самое малое значение последней дроби находится на длине волны $6400 \text{ \AA}$, где $\frac{I_m}{I_c} = 0.47$. Таким образом, $\alpha \leq 0.47$.

Подставляя в уравнение (1) I_c и I_m из кривых 1 и 2 и $\alpha = 0.47$, получаем нашу кривую 3 (фиг. 2) марсианской растительности. Таким образом, заключение Н. А. Козырева, что в настоящее время астрономические инструменты еще не имеют достаточной разрешающей силы для изучения марсианских растений, не оправдывается даже на основании кривых самого Н. А. Козырева, полученных на очень малом числе наблюдений.

Интересно отметить, что спектральные кривые Н. А. Козырева для Большого Сырта и для суши постепенно сближаются с переходом от более длинных к более коротким волнам и на длине волны $4100 \text{ \AA}$ сливаются. Вот именно это и показывает, что в коротких волнах все места Марса исчезают в атмосферной дымке. Вопреки утверждению Н. А. Козырева, атмосфера Марса не только не дает ему красного цвета, а, наоборот, уменьшает красноту, сообщаемую Марсу его почвой.

Так как на длине волны $4100 \text{ \AA}$ $I_m = I_c$, то из уравнения (1) находим $I_p = I_m$, откуда $I_p = I_m = I_c$. Таким образом, все эти яркости заменяются одной — яркостью атмосферной дымки.

Как бы то ни было, спектральные наблюдения Марса, подобные произведенным Н. А. Козыревым в 1954 г., чрезвычайно желательно продолжать на Крымской обсерватории во время великого противостояния 1956 г.

Литература

1. Н. А. Козырев. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 147, 1955.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КАССИОПЕЕ

Э. С. Бродская

По спектрам, фотографическим величинам и показателям цвета нашего каталога [4] определено межзвездное поглощение (A_{ph}). В исследуемой площадке с центром $\alpha=23^h22^m$, $\delta=+61^\circ$, занимающей 63 кв. градуса, зависимость A_{ph} от расстояния различна для четырех участков области. В среднем A_{ph} для темных участков Млечного Пути на первые 2 кпе равно 3^m , а в светлой области на этом же расстоянии 1^m5 .

Определено расстояние до трех ассоциаций горячих звезд, расположенных в этой области.

INVESTIGATION OF INTERSTELLAR ABSORPTION IN CASSIOPEIAE, by E. S. Brodskaya. — Basing on the spectra obtained by a prismatic camera, and photographic colour indices for stars brighter than $12.^m5$ [4] the interstellar absorption (A_{ph}) was estimated. The dependence of A_{ph} on distance was found different in four regions of the investigated area (of 63 square degrees with the centre $\alpha=23^h22^m$, $\delta=+61^\circ$). For the dark regions of the Milky Way A_{ph} was on the average equal to 3^m for the first 2 kps, and for brighter regions it was found equal to 1^m5 at a similar distance.

The distances of three associations of hot stars located in this area were estimated.

Исследуемая область с центром $\alpha=23^h22^m$, $\delta=+61^\circ$, $l=81^\circ$, $b=+1^\circ$ занимает около 63 кв. градусов. Она перекрывает часть светлого и темного участков Млечного Пути в Кассиопее. Эта область богата горячими звездами. В ней располагаются три ассоциации: III Сер и I Cas (или Cas V по Бюраканскому списку) из списка Моргана, Уитфорда и Кода [1] и Cas II по Бюраканскому списку [2]. Здесь же обнаружено несколько ярких диффузных туманностей [3].

Данные наблюдений

Наблюдательным материалом послужил наш каталог спектров, величин и показателей цвета [4]. Распределение звезд этого каталога по спектральным классам и видимым фотографическим величинам дано в табл. 1.

Средние m_{ph} относятся к интервалам $7.^m01-7.^m50$, $7.^m51-8.^m00$ и т. д. В табл. 1 не вошли 540 звезд, для которых определен только спектральный класс без указания подкласса, четыре звезды O, четыре WR и одна N.



Фиг. 1. Границы исследуемой области.

Таблица 1

m_{ph}	B0, B1	B2, B3	B5	B7, B8	A0	A2, A3	A5, A8	F0, F2	F5, F8	G0, G2	G5, G8	K0, K2	K3, K5	M
Δ 7.0	1	6	2	3	3	4	3	1	—	1	1	—	—	1
7.25	1	2	2	1	5	—	2	1	2	—	5	1	—	—
7.75	5	2	—	1	12	2	3	3	2	—	2	4	1	—
8.25	1	2	2	7	18	8	5	2	1	2	1	12	1	1
8.75	5	3	—	4	31	12	6	5	7	4	5	8	3	1
9.25	14	7	1	6	50	11	13	9	10	8	8	9	1	—
9.75	12	7	3	7	81	15	15	12	20	4	13	17	3	1
10.25	17	12	9	12	142	55	32	24	48	29	33	31	4	3
10.75	14	25	11	35	145	67	39	38	79	41	45	60	5	5
11.25	32	37	24	50	200	100	69	81	121	71	91	51	8	13
11.75	21	27	46	66	203	79	84	70	151	107	108	42	7	6
>12.0	16	17	26	89	174	83	134	120	213	280	108	18	2	3

Наши данные полны до 12^m0 , за исключением, быть может, самого края северной части области. Звезды в интервале 12^m0-12^m5 при спектральной классификации не могли быть охвачены полностью.

Определение поглощения в различных участках исследуемой области

Значительное число звезд позволяет по их покраснению надежно определить ослабление света звезд межзвездной пылью в этом направлении. Знание межзвездного поглощения необходимо при определении расстояний. Кроме того, для космогонии представляет большой интерес связь звезд с межзвездной средой, пылевая составляющая которой наиболее эффективна при поглощении.

Как видно на фиг. 1 (фотографии с атласа Росса и Кальверт), поглощающая материя распределена в исследуемой области неравномерно. Светлая полоса (фон звезд) тянется вдоль галактического экватора. Южнее галактического экватора на протяжении 5° располагается темная туманность, севернее светлой полосы также можно подозревать наличие значительного поглощения. Поэтому для предварительного определения поглощения вся область была разделена на три участка: *a* — светлая часть, *b* — темная область севернее светлой полосы и *c* — область, занимаемая темной туманностью. Но оказалось, что в области ассоциации III Сер (на карте она очерчена) поглощение значительно больше на расстоянии 800—1800 пс, чем в ее окрестностях, поэтому ее следовало также выделить (область *g*). Для определения поглощения мы использовали звезды ранних спектральных классов до F2 включительно.

В таблицах *a*, *b*, *c*, *g* представлены средние показатели цвета в зависимости от спектра и видимой фотографической величины для соответствующих областей. Для каждой спектральной группы звезд в столбце (*c*) помещены показатели цвета звезд высокой светимости. Сюда вошли звезды с известными классами светимости из работы [1], а также

звезды нашего каталога с характеристикой s и других каталогов. Кроме того, сюда вошли слабые звезды с большими показателями цвета, которые мы отнесли к звездам высокой светимости. В скобках указано число звезд, из которого взято среднее.

Нормальные цвета звезд A0—F2 были определены по ближайшим звездам области. Согласно исследованию Эльвиуса, в KSA 19, расположенной в центре нашей области, звезды с модулем расстояния $m-M=8^m$ не испытывают покраснения [5]. Имея в исследуемой области, в основном в области (а), достаточно таких звезд, мы убедились, что, действительно, в светлой части области, на расстоянии до 400 пс, поглощения практически нет. В табл. 2 помещены показатели цвета CI звезд (для которых $m-M=8$) с указанием среднего уклонения от арифметического среднего и числа звезд n . Для сопоставления приводим нормальные цвета в международной системе C_0 . Согласие между CI и C_0 совершенно удовлетворительное. Звезд более ранних, чем A0, не испытывавших покраснения, в этой области не оказалось. Но поскольку мы убедились, что наши цвета для звезд классов A—F согласуются с международными, для звезд B можно принять нормальные цвета международной системы. Это оправдывается тем, что связь нашей системы с международной с достаточной степенью точности однозначна и линейна, поскольку ни одна из систем не захватывает поглощения за границей бальмеровской серии.

Таблица 2

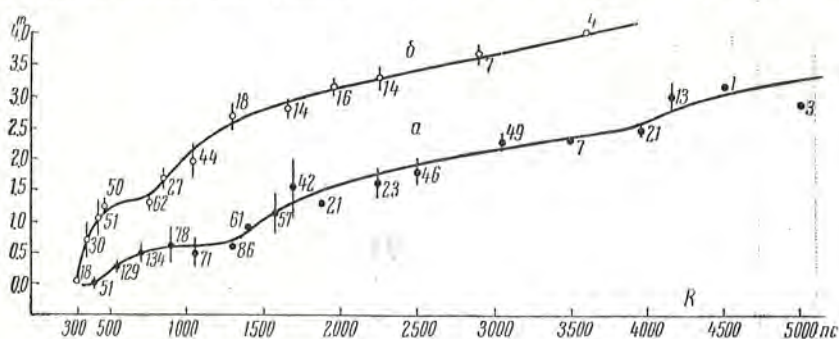
Спектр	CI	n	C_0	M
B0, B1	—	—	-0^m49	-4^m2
B2, B3	—	—	-0.42	-2.8
B5	—	—	-0.35	-0.8
B7, B8	—	—	-0.29	-0.9
A0	$-0^m16 \pm 0^m05$	21	-0.16	$+0.1$
A2, A3	-0.05 ± 0.06	15	-0.06	$+1.4$
A5, A8	$+0.04 \pm 0.08$	13	$+0.04$	$+2.4$
F0, F2	$+0.29 \pm 0.07$	123	$+0.28$	$+3.35$

В последнем столбце табл. 2 помещены средние абсолютные величины, принятые для данных спектральных подклассов.

По определению Беккера, изучавшего поглощение в окрестностях скопления NGC 7654,* расположенного в исследуемой области, поглощение следует закону λ^{-1} в интервале длин волн нашей системы. Эффективные длины волн последней равны λ 4300 и λ 6000; тогда коэффициент γ получается равным 3.5. Полное поглощение в фотографической области $A_{ph}=3.5 CE$, где CE — избыток цвета.

* По нашему определению, основанному на 17 звездах B5—A0, скопление NGC 7654 находится на расстоянии 1100 пс при $A_{ph}=1.9$.

Данные табл. а—г содержат большой материал (среднее CI) для определения поглощения на близких и на далеких расстояниях. По средним показателям цвета для разных спектральных групп, при нормальных



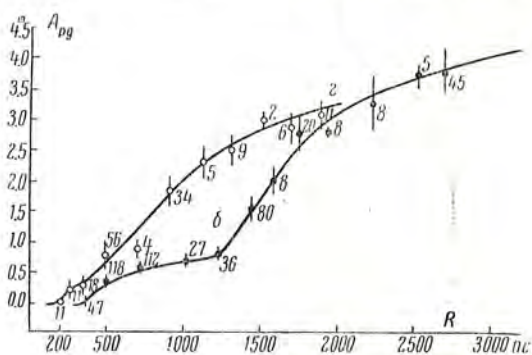
Фиг. 2. Зависимость между фотографическим поглощением и расстоянием:

кривая а относится к светлой области; кривая б — к темной туманности, расположенной южнее.

цветах C_0 и средних абсолютных величинах, указанных в табл. 2, было вычислено полное фотографическое поглощение для четырех областей. На фиг. 2 и 3 изображено изменение полного поглощения с расстоянием для четырех участков области. Вертикальные черточки на кривых показывают среднее отклонение при определении A_{ph} по различным спектральным группам; в случае одной группы черта отсутствует. Осреднение производилось через 200 пс и только при быстром нарастании A_{ph} — через меньшие интервалы. Возле каждой точки указано число звезд.

Умеренный разброс точек при определении A_{ph} по разным спектральным группам свидетельствует об отсутствии значительных систематических ошибок в нормальных цветах и в спектральной классификации. Повидимому, наименее точно классифицируются звезды В8 при такой малой дисперсии, как наша.

В светлой области фиг. 2 (кривая а) поглощение начинается с 400 пс, возрастая до 0.5 на расстоянии 700 пс. Среднее расстояние первого облака пыли около 600 пс. С расстояния 1300 пс начинается новый крутой подъем до 1800 пс, затем плавное нарастание поглощения. На расстоянии 3 кпс $A_{ph} = 2^m.4$, на расстоянии 5 кпс $3^m.2$. Но дальше 4.5 кпс кривая определена менее уверенно.



Фиг. 3. Зависимость между фотографическим поглощением A_{ph} и расстоянием R :

кривая б относится к темной области, расположенной в северной части; кривая в — к очерченной области ассоциации III Сер.

Таблица а

m_{ph}	B0, B1		B2, B3		B5		B7, B8		A0		A2, A3		A5, A8		F0, F2
		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)	
7.0 — 7.5	—	—	—	—	-0.21 (1)	—	—	—	—	—	—	0.44 (1)	0.18 (1)	—	—
7.51 — 8.0	—	0.44 (1)	-0.27 (1)	0.40 (1)	—	—	-0.27 (1)	—	-0.21 (31)	0.51 (1)	—	—	—	0.51 (1)	—
8.01 — 8.5	—	—	—	—	-0.09 (1)	—	0.03 (2)	—	-0.15 (4)	—	-0.06 (3)	—	-0.05 (1)	—	—
8.51 — 9.0	—	0.28 (1)	—	0.29 (2)	—	—	-0.13 (1)	—	-0.07 (12)	—	0.02 (6)	—	0.13 (1)	0.43 (1)	0.30 (1)
9.01 — 9.5	0.00 (2)	0.39 (3)	0.14 (2)	0.32 (2)	—	—	—	—	-0.07 (17)	—	-0.02 (3)	0.51 (1)	0.07 (4)	0.39 (1)	0.25 (3)
9.51 — 10.0	0.08 (3)	0.45 (7)	0.07 (2)	—	—	—	—	—	-0.03 (27)	—	-0.10 (1)	0.47 (1)	0.26 (3)	0.30 (1)	0.29 (1)
10.01 — 10.5	0.13 (6)	0.36 (4)	0.10 (2)	0.55 (5)	0.00 (4)	0.32 (1)	-0.04 (6)	0.40 (1)	-0.05 (53)	—	0.08 (21)	0.74 (1)	0.03 (3)	0.62 (3)	0.30 (10)
10.51 — 11.0	0.20 (9)	—	0.12 (10)	0.40 (1)	0.04 (1)	0.45 (1)	-0.05 (3)	—	0.03 (65)	—	0.05 (20)	0.57 (2)	0.06 (6)	—	0.27 (10)
11.01 — 11.5	0.23 (18)	0.79 (3)	0.18 (12)	0.44 (9)	0.06 (11)	0.39 (3)	0.02 (17)	—	0.02 (86)	—	0.07 (23)	—	0.13 (26)	0.76 (1)	0.29 (10)
11.51 — 12.0	0.32 (6)	0.70 (1)	0.22 (30)	0.55 (2)	0.12 (25)	0.47 (3)	0.09 (21)	—	0.11 (74)	—	0.10 (26)	—	0.15 (26)	0.55 (2)	0.32 (11)
> 12.00	0.35 (3)	—	0.25 (7)	0.74 (4)	0.24 (6)	1.10 (1)	0.31 (19)	0.84 (1)	0.17 (48)	—	0.25 (29)	—	0.25 (36)	—	0.42 (16)

Таблица б

m_{ph}	B0, B1		B2, B3		B5		B7, B8		A0		A2, A3		A5, A8		F0, F2
		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)		(c)	
7.0 — 7.5	—	—	—	—	-0.22 (1)	—	-0.17 (1)	—	-0.14 (3)	—	—	0.01 (1)	—	—	—
7.51 — 8.0	—	—	—	0.40 (1)	—	—	—	—	-0.18 (4)	0.56 (1)	0.02 (1)	0.17 (1)	—	—	0.48 (1)
8.01 — 8.5	—	—	0.03 (1)	—	—	—	-0.13 (1)	—	-0.14 (10)	—	-0.16 (2)	-0.01 (1)	—	—	—
8.51 — 9.0	—	—	—	—	—	—	0.11 (1)	—	-0.16 (11)	—	0.05 (4)	-0.01 (1)	—	—	0.28 (1)
9.01 — 9.5	—	0.62 (2)	—	—	—	—	0.12 (2)	—	-0.05 (16)	—	0.10 (8)	—	0.46 (1)	—	0.24 (3)
9.51 — 10.0	—	—	—	—	—	—	0.28 (1)	—	0.00 (28)	—	0.10 (9)	—	0.35 (1)	—	0.37 (8)
10.01 — 10.5	0.35 (1)	0.61 (3)	—	0.94 (1)	0.12 (1)	—	0.06 (1)	—	0.01 (48)	—	0.05 (32)	0.08 (5)	—	—	0.33 (11)
10.51 — 11.0	0.40 (1)	0.92 (2)	0.36 (3)	0.76 (1)	0.10 (2)	0.45 (3)	0.09 (5)	0.45 (3)	0.03 (27)	—	0.04 (29)	0.11 (12)	—	—	0.33 (11)
11.01 — 11.5	—	—	0.41 (4)	—	0.37 (5)	—	0.17 (7)	—	0.06 (55)	—	0.12 (45)	0.15 (17)	—	—	0.28 (35)
11.51 — 12.0	0.62 (7)	—	0.52 (6)	—	0.34 (9)	—	0.13 (13)	—	0.14 (46)	—	0.12 (21)	0.20 (15)	—	—	0.30 (25)
> 12.00	—	—	0.48 (3)	—	0.44 (5)	—	0.41 (14)	—	0.24 (32)	—	0.30 (18)	0.30 (24)	—	—	0.40 (31)

Таблица 8

m_{ph}	B0, B1		B2, B3		B5		B7, B8		A0	A2, A3	A5, A8	F0, F2
		(c)		(c)		(c)		(c)				
7.0 — 7.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7.51 — 8.0	0.29 (3)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8.01 — 8.5	0.21 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8.51 — 9.0	0.10 (1)	0.41 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.01 — 9.5	0.25 (4)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.51 — 10.0	0.42 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10.01 — 10.5	0.46 (1)	—	0.25 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10.51 — 11.0	0.57 (3)	0.99 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11.01 — 11.5	—	—	0.46 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11.51 — 12.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
>12.00	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Таблица 8

m_{ph}	B0, B1		B2, B3		B5	B7, B8	A0		A2, A3	A5, A8	F0, F2
		(c)		(c)				(c)			
7.0 — 7.5	0.19 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7.51 — 8.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8.01 — 8.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8.51 — 9.0	0.10 (1)	0.41 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.01 — 9.5	0.25 (4)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9.51 — 10.0	0.42 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10.01 — 10.5	0.46 (1)	—	0.25 (1)	—	0.33 (1)	—	—	—	—	—	—
10.51 — 11.0	0.57 (3)	0.99 (1)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11.01 — 11.5	—	—	0.46 (1)	—	0.30 (1)	—	—	—	—	—	—
11.51 — 12.0	—	—	—	—	0.35 (2)	—	—	—	—	—	—
>12.00	—	—	—	—	0.47 (3)	—	—	—	—	—	—

Кривая b на фиг. 2 изображает поглощение в месте расположения темной туманности. Здесь поглощение начинается с 300 пс и очень быстро нарастает, достигая $1^m.1$ на расстоянии 500 пс. На протяжении следующих 800 пс нарастание несколько медленнее, около $1^m.3$. Начиная с расстояния 1300 пс, кривые a и b идут почти параллельно при разности в A_{ph} около $1^m.5$. Следовательно, облако или система облаков пыли, ответственная за вид Млечного Пути в этом участке, располагается на расстоянии 300—1300 пс, т. е. на среднем расстоянии около 800 пс. Полное поглощение на протяжении 1000 пс составляет около $2^m.5$.

На фиг. 3 изображено нарастание A_{ph} с расстоянием для области севернее галактического экватора. Кривая a относится к области ассоциации III Сер. В этом участке поглощение начинается около 200 пс и быстро растет до 1400 пс, достигая $2^m.6$ на этом расстоянии. Среднее расстояние этого поглощающего облака около 900 пс. В остальной части области, севернее галактического экватора, обнаруживается два облака темной материи: первое, небольшое облако находится, как и в светлом участке, на среднем расстоянии около 700 пс, оно поглощает на всем своем протяжении (800 пс) около $0^m.5$. С расстояния 1200 пс начинается мощное поглощение до расстояния 2500 пс, достигая на этом расстоянии $3^m.6$. Это скопление материи и является, повидимому, причиной малой яркости Млечного Пути в рассматриваемом месте.

Результаты, представленные на фиг. 2 и 3, показывают, как опасно пользоваться средним поглощением при определении расстояний. Особенно это относится к фиг. 2, где изображено поглощение в участках, не отличающихся заметно по видимой яркости Млечного Пути (на карте атласа Росса и Кальверт).

В наиболее темных участках области на расстоянии 3 кпс поглощение получилось около 4^m , т. е. немногим более одной величины на 1 кпс. В светлом участке, расположенном в поясе $\pm 2^\circ$ галактической плоскости, поглощение на расстоянии 3 кпс равно около 2^m . Эти результаты согласуются с определением поглощения Фарнсуэрт и МакКаски, в площадке, расположенной восточнее нашей области ($\alpha = 1^h 40^m$, $\delta = +60^\circ 2'$; $l = 97^\circ$, $b = -1^\circ$) [6]. В этой работе A_{ph} на расстоянии 3 кпс найдено равным около $2^m.7$.

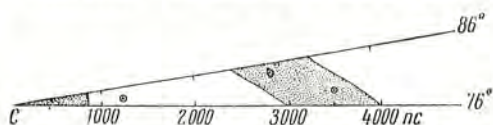
В KSA 19 Е. К. Харадзе определил A_{ph} равным $2^m.3$ на первые 1000 пс [7]. В его исследовании не были выделены темные и светлые участки, входящие в эту область. Но даже для темного участка поглощение, по нашим определениям, получается $2^m.0$ на первые 1000 пс. Это расхождение объясняется в основном завышенным коэффициентом γ , принятым Е. К. Харадзе в расчете на нейтральную составляющую поглощения.

Бейкер и Нанткес исследовали поглощение в области $75-105^\circ$ по долготе и $-10^\circ - +2^\circ 5'$ по широте на основании подсчета звезд, внегалактических туманностей и избытков цвета звезд [8]. В их исследовании область также разделялась по видимой яркости Млечного Пути.

В светлом участке (область D — в их обозначении) наши определения согласуются в том отношении, что поглощение начинается здесь около 400—500 пс, но на расстоянии 1300 пс поглощение, по нашим определениям, меньше. Это можно объяснить тем, что исследованные области не совсем совпадают, и тем, что у названных авторов наблюдательных данных было несравненно меньше. В области темной туманности согласие удовлетворительное на близких расстояниях. По обоим определениям, на расстоянии 500 пс A_{ph} около 1^m , но общее поглощение всей туманности у нас получилось больше.

Определение расстояний до трех ассоциаций горячих звезд

Согласно определенных нами расстояний, ассоциация III Сер содержит 10 звезд спектральных классов O7—B2, расположенных в юго-западной части очерченной области.* Темная материя в области ассоциации имеет



Фиг. 4. Расположение наиболее плотных областей нейтрального водорода и ассоциаций горячих звезд в направлении долгот 76—86°.

клочковатую структуру, что хорошо видно на фоне эмиссионной туманности и водородного свечения в месте расположения ассоциации, как это показывает симеизская фотография в лучах [10, фиг. 16]. Это может внести значительный разброс при определении среднего расстояния до этой ассоциации. По нашим определениям, среднее расстояние получилось 1200 пс, при разбросе отдельных звезд в пределах 1000—1400 пс. По предварительным определениям [1], расстояние до этой ассоциации равно 0.95 кпс. Угловые размеры ассоциации немногим меньше 2° , что на расстоянии 1200 пс составляет около 40 пс. Интересно отметить, что на расстоянии ассоциации находится значительное количество пыли.

В ассоциации Cas II содержится 22 звезды O, B0, включая скопление NGC 7510, и шесть звезд B2—B3. Среднее расстояние 3500 пс при разбросе отдельных звезд в пределах 3300—4000 пс. Угловые размеры этой ассоциации также около 2° , или 120 пс, на расстоянии 3500 пс.

Ассоциация Cas V (или I Cas — в работе [1]) является наиболее многочисленной и наиболее компактной группой звезд на карте. Здесь находится 56 звезд O9—B3 и одна звезда WR. Среднее расстояние до

* Вероятно сюда же входят еще 5 звезд B0—B2, оказавшиеся дальше вследствие ошибок классификации. Группа III Сер подробно рассматривалась [11].

этой ассоциации 2900 пс, угловые размеры ее около 2° , что соответствует 100 пс.

На фиг. 4 показаны места высокой плотности нейтрального водорода по наблюдениям ван де Холста, Мюллера и Оорта на волне 21 см в исследуемом направлении [9]. Солнце находится в точке *C*, кружками отмечены три ассоциации. Две из них совпали по расстоянию с областью высокой плотности водорода, III Сер находится несколько дальше первого спирального рукава.

Л и т е р а т у р а

1. W. W. Morgan, A. E. Whitford, a. A. D. Code, Ap. J. 118, 318, 1953.
2. В. А. Амбарцумян. ДАН СССР 68, 21, 1949.
3. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс. 7, 87, 93, 1951.
4. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс. 14, 1955.
5. Tord Elvius. Stockh. Obs. Ann. 16, No. 4, 1951.
6. A. H. Farnsworth a. S. W. McCuskey. Ap. J. 121, 643, 1955.
7. Е. К. Харадзе. Бюлл. Абастуман. обс., № 12, 1952.
8. R. H. Baker, E. Nantkes. Ap. J. 99, 125, 1944.
9. H. C. van de Hulst, C. A. Muller a. G. H. Oort. B. A. N. 12, No. 452, 1954.
10. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс. 7, 93, 1951.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Вопросы космогонии, 4, Изд-во АН СССР, 1955.

ЗАМЕТКА О СИСТЕМЕ ВОЛОКНИСТЫХ ТУМАННОСТЕЙ
В AURIGA ($5^{\text{h}}33^{\text{m}} + 28^{\circ}$)

Г. А. Шайн

В конце 1951 г. в Симеизе была открыта большая система волокнистых туманностей $S\ 147$, $S\ 151$ в Возничем [1]. Волокна в этой системе имеют тенденцию располагаться по периферии неполной окружности, диаметром около 3° , с центром около $5^{\text{h}}33^{\text{m}} + 27^{\circ}56'$ (1900.0).

Особенности структуры туманности в целом и волокнистых деталей заставили сделать предположение об особой природе этого образования, в частности о возможной электромагнитной природе (в связи с этим искривленные волокна были названы, образности ради, трэками). Мы упомянули также о гипотезе световых сигналов (Новая Auriga 1891), но считали, что этот механизм почти исключается. Система туманностей в Auriga была сфотографирована при тех же условиях в последующие годы, в частности 16 апреля 1952 г., 8 декабря 1953 г., 3 декабря и 25 декабря 1954 г. Сравнение снимков различных лет показало неизменность этой системы туманностей в отношении отдельных деталей. Точно так же не выявлено каких-либо новых деталей. В связи с этим должна быть окончательно отброшена возможность механизма световых сигналов.

В настоящее время представляется вероятным, что вся система туманностей есть результат выброса материи какой-нибудь Сверхновой или Новой несколько тысяч лет назад (порядка 10^4). Систематическая ориентация волокон, кривизна некоторых волокон и наличие даже замкнутых петель в этой туманности и в других очень редких подобных образованиях, вероятно, связаны с движением заряженных частиц в магнитном поле, в основном, повидимому, вынесенным во внешнее пространство вместе со сброшенной материей [2].

Литература

1. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс. 9, 123, 1952.
2. Г. А. Шайн. Астр. журн. 32, 387, 1955.

ИСПРАВЛЕНИЯ ОШИБКИ И ОПЕЧАТОК В СТАТЬЕ В.Ф. ГАЗЕ
И Г. А. ШАЙНА «КАТАЛОГ ЭМИССИОННЫХ ТУМАННОСТЕЙ»
(«ИЗВ. КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗ. ОБС.», Т. XV)

В таблице 1

№	Столбец	Напечатано	Должно быть
52	9	Mi 112	Mil 12
87	4	177.8	157.8
147	4	342.9	346.0
152	3	—2°60′	—2°6′
177	4	30.8	38.8
238	4	60.0	66.0
241	6	>0.5	<0.5

В примечаниях

№	Напечатано	Должно быть
54	Внутри де- таль, веро- ятно, особой природы	Внутрь де- таль, веро- ятно, осо- бой, не га- зовой, при- роды

В таблице 2

Стр.	Строка, сверху	Напечатано	Должно быть
27	19	То же	137
28	16	105,110	205, 210
29	15	»	255
29	20	Об нп	Об нп

В таблице 3

№	Напечатано	Должно быть
118	АЖ, XXX, 129, P4	АЖ, XXX, 129, ф 4

В фотографиях

На фиг. 8,а, пропущена S 164 между S 161 и S 160.

На фиг. 8,б, ниже IC 5068 находится S 84.

На фиг. 8,б, S 85 находится в верхнем левом углу.

Фигура	Напечатано	Должно быть
1, б	IC 13188	IC 1318 б
5, б	5215	S 215
5, в	5127	S 127
5, в	S 235	S 135

КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ВОПРОСАМ АСТРОФИЗИКИ
В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
АН СССР

В связи с завершением строительства первой очереди новой Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (возле села Партизанского) 19—22 сентября 1955 г. состоялась конференция, посвященная некоторым основным проблемам астрофизики, разрабатываемым на обсерватории, — физике Солнца, физике туманностей и межзвездной среды и физике звезд. В конференции приняло участие более ста советских астрономов и физиков и десять зарубежных ученых (список приведен ниже).

Конференция открылась вступительным словом академика-секретаря Отделения физико-математических наук АН СССР академика М. А. Лаврентьева, выступившего от имени президента АН СССР академика А. Н. Несмеянова, который не смог лично присутствовать на конференции.

Академик М. А. Лаврентьев указал на большое значение современной астрономии и астрофизики в развитии физико-математических наук, а также в решении проблем прикладного характера. Он приветствовал от имени Академии наук СССР всех участников конференции.

С докладом «Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР» выступил директор обсерватории проф. А. Б. Северный.

Всего на конференции был сделан 21 доклад. Доклады сотрудников обсерватории, являющиеся или обобщением работ, ранее опубликованных, или публикующихся в настоящее время, помещены в сокращенном виде (со ссылками на соответствующие публикации). Доклады гостей публикуются в том виде, в каком они были представлены; некоторые участники не смогли лично присутствовать на конференции и прислали доклады; эти доклады также публикуются в настоящем томе.

Участники конференции подробно ознакомились с обсерваторией, инструментами и их работой.

**СПИСОК ГОСТЕЙ,
ПРИНЯВШИХ УЧАСТИЕ В КОНФЕРЕНЦИИ
ПО ВОПРОСАМ АСТРОФИЗИКИ
В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР**

Академики и члены-корр. АН СССР:

В. А. Амбарцумян, А. И. Берг, М. А. Лаврентьев, Г. С. Ландсберг,
В. П. Липник, А. А. Михайлов, П. П. Паренаго, А. В. Шубников,
В. В. Шулейкин.

Представители научных учреждений
и научной общественности, партийных
и советских органов:

А. Ф. Богородский, Е. Я. Бугославская, Я. Г. Вараксин, В. В. Виткевич, В. А. Водяницкий, Б. А. Воронцов-Вельяминов, С. К. Всехсвятский, В. П. Вязаницын, А. М. Гальперин, А. Б. Гильварг, М. Н. Гневашев, Р. С. Гневашева, А. Н. Дейч, А. Д. Дубяго, И. Д. Жонголович, Я. Я. Икауниекс, З. И. Кадла, С. А. Каплан, А. Я. Кинпер, В. Е. Клязника, В. А. Крат, В. Д. Конарев, В. Е. Кузнецов, Б. В. Кукаркин, Н. П. Кукаркина, Н. Ф. Купревич, Н. А. Лебедев, А. И. Лебединский, И. А. Леонов, А. В. Марков, А. Г. Масевич, А. П. Моргайлик, А. Т. Мороз, Г. М. Никольский, И. И. Новиков, К. Ф. Огородников, М. П. Панфилов, А. Г. Перегуда, Л. В. Плехов, С. М. Полосков, Е. А. Пономарев, И. И. Попов, В. К. Прокофьев, Е. Л. Рускол, В. С. Сафронов, А. В. Соловьев, В. В. Соколов, Д. Г. Стамов, Е. И. Титкова, А. П. Фендриков, С. Э. Хайкин, В. П. Цесевич, Б. М. Чихачев, В. В. Шаронов, И. С. Шкловский, В. П. Щеглов, П. В. Щеглов, М. С. Эйгенсон, А. А. Яковкин.

Иностранные гости:

М. А. Эллисон (Англия), Л. Дежё (Венгрия), Г. Кинле (Федеративная Республика Германии), А. К. Дас (Индия), Чжан Юй-чже (Китайская Народная Республика), Дай Вэн Сай (Китайская Народная Республика), Я. Е. Маргенталер (Польша), Д. Шалонж (Франция), В. Ваньсек (Чехословакия), З. Швестка (Чехословакия).

КРЫМСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ АН СССР

А. Б. Северный

Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР возникла из частной обсерватории любителя астрономии Н. С. Мальцова, который около 1900 г. на принадлежащей ему усадьбе в Симеизе построил две башни и заказал у Цейсса два небольших телескопа.

В это время пулковские астрофизики во главе с А. А. Белополюским, одним из пионеров и основателей астрофизики, начали успешно развивать исследования в области этой новой в то время отрасли астрономии. Однако недостаточное число ясных ночей зимой и белые ночи летом тормозили дело. Были начаты поиски на юге России места для южного астрофизического отделения. В 1906 г. в Крым из Пулкова для выбора места выехал известный исследователь Солнца А. П. Ганский, который случайно обнаружил частную обсерваторию Н. С. Мальцова. В 1908 г. Н. С. Мальцов передал свою любительскую обсерваторию в дар Пулковской. В 1912 г. состоялось оформление передачи.

Из Пулкова в Симеизское отделение приехал А. П. Ганский. Он установил пришедший к тому времени от Цейсса астрограф с двумя камерами,

с объективом 120 мм. Деятельность А. П. Ганского внезапно оборвалась из-за его трагической гибели.

Затем на обсерваторию в Симеизе приезжали на короткое время А. А. Белопольский, Орбинский, Г. А. Тихов. С 1909 по 1924 г. на обсерватории работали С. И. Белявский, Г. Н. Неуймин и В. А. Альбицкий, отдавшие многие годы своей плодотворной жизни исследованиям в Симеизе, а с 1924 г. к ним присоединились Г. А. Шайн и П. Ф. Шайн. За эти годы и особенно после Октябрьской революции обсерватория значительно расширилась: в 1924 г. на обсерваторию прибыл заказанный в Англии (фирма Грэбба) 40-дюймовый рефлектор, — довольно крупный для того времени инструмент. В 1925 г. под руководством Г. А. Шайна была построена башня для 40-дюймового рефлектора и был смонтирован инструмент. Этот телескоп сразу открыл широкие перспективы для астрофизических исследований, в особенности — исследований звездных спектров. Позднее обсерватория получила несколько меньших инструментов (спектрогелиоскоп и др.). В то время наша оптико-механическая промышленность еще не могла изготавливать астрономические телескопы.

До Отечественной войны 1941—1945 гг. в Симеизском отделении велись различные исследования. С. И. Белявский проводил поиски и исследования переменных звезд, Г. Н. Неуймин и позднее П. Ф. Шайн — поиски и фотографирование (с целью определения положения) малых планет. Исследования звездных спектров на 40-дюймовом рефлекторе велись главным образом Г. А. Шайном и В. А. Альбицким. Непосредственно перед войной обсерватория приняла участие в Международной службе Солнца (Е. Ф. Шапошникова). Очень активная наблюдательная работа, проводившаяся в те годы в Симеизе, позволила сделать серьезные открытия и выполнить очень существенные исследования. Например, по числу открываемых ежегодно новых малых планет обсерватория в Симеизе уступала только обсерватории в Юккле, да и то не всегда. Г. А. Шайном и В. А. Альбицким был создан отличный каталог лучевых скоростей звезд, являющийся одним из основных и до настоящего времени, ими сделаны также многочисленные открытия и определения орбит спектрально-двойных звезд. Г. А. Шайном открыто явление вращения звезд, проведены очень важные исследования изотопического состава холодных звезд, физических различий двойных звезд в связи с вопросом их эволюции и ряд других тонких и интересных исследований.

Внезапность войны не позволила астрономам Симеизской обсерватории вывезти в 1941 г. большой 40-дюймовый рефлектор и другие инструменты. В 1943 г. (осенью) оккупационные войска вывезли этот рефлектор и все остальные инструменты в Германию, где приборы были обнаружены в 1945 г. полностью разрушенными. Обсерватория в Симеизе была сожжена оккупантами при отступлении из Крыма. Пришлось заново создавать обсерваторию фактически на пустом месте.

Астрофизика приобрела большое значение для решения многих кардинальных проблем космогонии и физики. Поэтому в 1945 г. Симеизское

отделение Главной астрономической обсерватории было преобразовано в самостоятельный научный институт — Крымскую астрофизическую обсерваторию АН СССР. Академией наук СССР было принято решение не только восстановить прежнюю обсерваторию в Симеизе, но и построить большую современную астрофизическую обсерваторию в Крыму, в месте с более благоприятными, чем в Симеизе, условиями для наблюдений. Еще до войны было обнаружено, что в Симеизе временами качество звездных изображений неудовлетворительно, что снижало эффективность работы, особенно больших телескопов со спектрографами (большие потери света у щели спектрографа из-за размывания изображений). Это вызывается близостью обсерватории к морю, где возникают бризы и вертикальная конвекция, а главным образом — появлением временами ураганных ветров типа новороссийской бory.

В 1944—1945 гг. в различных местах Крыма были предприняты специальные экспедиции по определению условий для астрономических наблюдений. В этой работе, руководимой Г. А. Шайном, приняли участие В. А. Альбицкий, В. П. Вязаницын, Л. С. Галкин, В. Ф. Газе, О. А. Мельников, О. Н. Митропольская, Э. Р. Мустель, С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Е. К. Никонова, С. Б. Пикельнер, А. Б. Северный, П. Ф. Шайн, Е. Ф. Шапошникова. После сравнения результатов обследования (в основном предстояло сравнить условия предгорий Крыма и его южного берега) наиболее подходящим было признано плато возле с. Партизанского (б. Мангуш), в 9 км от Бахчисарая. Здесь в 1946 г. было начато строительство новой обсерватории, одновременно с восстановлением обсерватории в Симеизе, которое было закончено в 1948 г. Обсерватория в Симеизе в течение последующих пяти лет была основной наблюдательной базой и местом нашей работы.

Строительство было разделено на две очереди. Первая очередь — восстановление и значительное расширение обсерватории по сравнению с довоенным ее состоянием на основе имевшихся к тому времени возможностей нашей оптико-механической промышленности; вторая очередь была связана в основном с созданием и установкой большого рефлектора с диаметром зеркала не менее 2,5 м (100").

В 1955 г. закончено строительство первой очереди новой обсерватории возле Партизанского — событие, которое мы отмечаем настоящей конференцией.

За 5—7 лет на новой обсерватории установлены: двойной 16-дюймовый астрограф с объективной призмой для исследований спектров слабых звезд (в 1949 г.; основные наблюдатели Э. С. Бродская, И. И. Назарова); 50-дюймовый отражательный телескоп с двумя спектрографами, один из которых — конструкции В. А. Альбицкого (в 1952 г.; основные наблюдатели Э. Р. Мустель, И. М. Копылов, Л. С. Галкин); 50-сантиметровый менисковый телескоп системы Д. Д. Максудова со спектроэлектрофотометром — электроколориметром (1953 г.; основные наблюдатели В. Б. Никонов, К. К. Чуваев); 64-сантиметровый светосильный анаберрационный телескоп для фотографирования туманностей с узкополосными филь-

трами (основные наблюдатели Г. А. Шайн и Б. Ф. Газе), небулярный спектрограф (наблюдатель С. Б. Пикельнер). Последние два инструмента находятся в Симеизе.

После войны на обсерватории поставлены исследовательские работы по физике Солнца. В 1949 г. был установлен внезатменный коронограф с узкополосным фильтром для H_{α} -излучения и кинокамерой (основной наблюдатель Е. Ф. Шапошникова) и в конце 1954 г. — башенный солнечный телескоп со спектрографом, двойным спектрогелиографом и установкой для фотоэлектрической регистрации спектра Солнца — один из наиболее крупных в мире солнечных телескопов (основные наблюдатели А. Б. Северный, В. Е. Степанов, Г. С. Иванов-Холодный). Силами обсерватории в Симеизе создана в 1949 г. горизонтальная солнечная установка со спектрогелиографом и регистратором скоростей (последние два — конструкции Г. А. Мошина), на которой в настоящее время ведется Служба Солнца в линиях H и K и H_{α} (основной наблюдатель О. Н. Митропольская). На обсерватории имеется также ряд более мелких установок: спектрогелиоскоп (в Симеизе), 20-сантиметровый менисковый телескоп с фотоэлектрическим фотометром (основной наблюдатель С. В. Некрасова) и другие.

Большая часть указанных инструментов создана нашей оптико-механической промышленностью; многие из них описаны в «Известиях Крымской астрофизической обсерватории». В создании их принимали большое участие инженер П. В. Добычин с группой конструкторов и инженер Б. К. Иоанисиани. В монтаже инструментов на обсерватории большая работа проделана техниками Л. А. Селивановым и А. А. Некрасовым. Всем им мы приносим глубокую благодарность. В создании специализированных сооружений для инструментов на обсерватории большое участие приняли инженеры-строители и архитекторы А. Г. Перегуда, А. Т. Мороз, Л. В. Плахов, Б. С. Сергеев, техник Н. В. Лановой. Мы с благодарностью отмечаем их важный вклад в дело создания новой обсерватории.

Для исследований геофизических проявлений солнечной деятельности на обсерватории были созданы установки для регистрации состояния ионосферы: ионосферная станция, установки для регистрации силы атмосфериков (Н. А. Савич) и состояния магнитного поля Земли — магнитограф, магнитно-индукционная катушка с флюксометром (А. С. Дворяшин).

Обсерваторией начата также работа по созданию радиотелескопов: пока мы имеем сравнительно скромный радиотелескоп для измерений радиоизлучения Солнца на волне 1.5 м, при помощи которого с начала 1955 г. ведутся систематические измерения радиоизлучения Солнца (И. Г. Моисеев). В 1950 г. поставлены фотоэлектрические измерения светимости ночного неба (К. К. Чуваев).

В кооперации с промышленностью в 1954 г. начата большая работа по созданию рефлектора с поперечником зеркала 2.6 м, являющегося основным сооружением второй очереди строительства (В. Б. Никонов, П. П. Добронравин, Г. А. Монин).

Восстановление и строительство новой обсерватории потребовали затрат значительного времени и больших усилий со стороны всего коллектива сотрудников обсерватории по составлению заданий на проектирование новых инструментов, чему предшествовала большая работа по макетированию, по монтажу и юстировке инструментов, разработке и подготовке новых методов и приборов для эффективного использования инструментов. Очень много в этом направлении сделано Г. А. Шайном, занимавшим пост директора до 1952 г., В. А. Альбицким, П. П. Добронравиним, Э. Р. Мустелем, Г. А. Мониным, В. Б. Никоновым, А. Б. Северным и другими.

Для послевоенных работ обсерватории характерно применение новых методов и новой техники на основе достижений технической физики во время войны и в послевоенные годы. Это — использование фотоэлектроники для регистрации блеска и спектров звезд и Солнца в видимых и в инфракрасных лучах (фотоумножители, электроннооптические преобразователи), узкополосных фильтров для монохроматического фотографирования туманностей при помощи светосильных анаберрационных систем, узкополосных кристаллических фильтров для исследования Солнца (совместно с Институтом кристаллографии АН СССР), киносъемки для исследования процессов на Солнце и др. Большая часть приборов, использующих эти методы, была сделана силами обсерватории. Серьезное значение в этой работе имела Ленинградская лаборатория обсерватории, где благодаря связи с оптическими и радиотехническими институтами Ленинграда был реализован ряд новых замыслов и приборов. Обсерватория отдавала себе ясный отчет в том, что только применением новых оригинальных методов можно частично компенсировать временное отставание в мощности оборудования, которое явилось результатом разрушений наших обсерваторий во время войны и которое в области физики звезд будет еще оставаться некоторое время.

Новые методы и техника наблюдений, инициатива и интересы отдельных ученых обсерватории, а главное — само развитие астрофизики определили формирование основных научных направлений и программы работ обсерватории. Уже к 1948 г. наметились три основных направления в исследованиях: физика и космогония туманностей и межзвездной среды; физика Солнца и воздействие Солнца на атмосферу и магнитное поле Земли; физика и космогония звезд. Были образованы три научных отдела: физики туманностей (руководитель академик Г. А. Шайн), физики Солнца (А. Б. Северный) и физики звезд (В. Б. Никонов). В связи с интенсивным развитием на обсерватории работ по изучению воздействия Солнца на ионосферу и магнитное поле Земли, а также с начавшимися исследованиями радиоизлучения Солнца возник отдел радиоастрономии и ионосферы (И. А. Савич). Большая работа по подготовке заданий на 2,6-метровый рефлектор, по разработке эффективных спектрографов, светоприемников, по выяснению термического режима для такого инструмента потребовала создания отдельной группы (Г. А. Монин, П. П. Добронравин).

В этом кратком очерке о деятельности обсерватории невозможно дать

даже беглого обзора научных результатов хотя бы основных работ, выполненных на обсерватории за послевоенные годы. Но в этом нет и необходимости, так как им посвящены отдельные доклады на этой конференции. Кроме того, результаты свыше 250 работ, выполненных на обсерватории в эти годы, опубликованы в 15 томах «Известий Крымской астрофизической обсерватории». Историю обсерватории и обзор ее научной работы можно найти также в книге П. П. Доброправина «Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР» (изд-во АН СССР, 1955).

На обсерваторию все чаще приезжают астрономы и аспиранты обсерваторий и университетов всех наших республик, не имеющих необходимых для работы инструментов, а в ряде случаев и необходимой помощи. Естественно, что двери обсерватории, обладающей самым мощным оборудованием в стране, должны быть широко открыты для сотрудников обсерваторий всех наших республик.

Завершение строительства первой очереди Крымской астрофизической обсерватории АН СССР было решено отметить научной конференцией, посвященной некоторым основным проблемам астрофизики, разрабатываемым на нашей обсерватории. У нас до сих пор не было конференции по астрофизике с более или менее широким охватом проблем этой науки. Помимо обмена научными результатами, такая конференция сможет наметить пути научной координации работ нашей обсерватории и других советских и иностранных обсерваторий. Очень важно, чтобы конференции по астрономии протекали на самих обсерваториях, где добывается основная «руда» науки, там, где идет живая работа. Обмен мнениями у инструментов и в лабораториях даст гораздо больше, чем за письменным столом или в конференц-залах.

Мы искренне радуемся приезду гостей-коллег как из нашей страны, так и из-за границы и приветствуем всех, кто участвовал в создании новой обсерватории или помогал этому делу.

Будем надеяться, что настоящая конференция послужит еще большему сближению всех астрофизиков.

О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И В ДИФFUЗНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. Шайн

В этой статье рассматриваются, главным образом в свете наблюдательных данных, некоторые стороны проблемы магнитных полей в межзвездном пространстве и в туманностях. Сильно вытянутая форма некоторых эмиссионных туманностей интерпретируется как результат действия двух факторов: преимущественного движения материи в туманностях наружу и межзвездного магнитного поля. Расширение туманностей должно вызывать очень сильное уменьшение поверхностной яркости, но, если расширение происходит в каком-нибудь предпочтительном направлении, яркость будет уменьшаться много медленнее. С этим, повидимому, связан

тот факт, что наибольшие по размеру туманности большей частью очень вытянуты. Волокнистая структура вытянутых туманностей является дополнительным фактором, способствующим сохранению их видимости.

Вытянутые темные туманности наблюдаются очень часто, причем преимущественно встречаются малые или умеренные наклоны туманностей по отношению к галактическому экватору. Сильно вытянутая форма темных туманностей не может быть обязана эффекту дифференциального галактического вращения. Можно высказать гипотезу, что вытянутая форма этих темных туманностей связана с действием регулярного внешнего магнитного поля, причем в туманности имеются турбулентные движения и сама материя является электропроводной.

Рассматриваемая гипотеза может быть иногда проверена путем сравнения ориентации вытянутых туманностей с результатами поляризационных наблюдений звезд в соответствующей области. Особенно пригодна для этой цели область около ξ и ζ Персея (поляризация обусловлена поглощением света в одном облаке; здесь, вероятно, наличие в однородном поле нескольких туманностей). Средний наклон шести вытянутых темных туманностей по отношению к галактическому экватору равен -35° . Здесь же в пределах широт -12° и -14.3° для всех семи звезд среднее значение $\theta' - 90^\circ$ равно $-41^\circ \pm 3^\circ$ (θ — позиционный угол электрического вектора поляризации). Для малых широт в этой области $\theta' - 90^\circ$ в среднем равно $+5^\circ$. Ниже -15° по широте аномалии больше. Несколько отдельных очень длинных тонких параллельных волокон в Плеядах ориентированы приблизительно так же, как и другие детали в этой области.

Известное соответствие между ориентацией вытянутых темных туманностей и волокон в NGC 1499, с одной стороны, и большим локальным отклонением магнитного поля, как выявляется из поляризационных наблюдений, с другой, может рассматриваться как серьезный аргумент в пользу того, что межзвездное магнитное поле — важный фактор, ответственный за форму вытянутых туманностей.

Структура некоторых туманностей, состоящих из соединенных между собою немного вытянутых глобул, также является поддержкой гипотезы магнитного поля.

Поляризационные наблюдения выявляют локальные поля с особенным распределением θ' . Например, на участке $3^\circ \times 2^\circ$ около $20^h 5^m + 35.5$ мы имеем преимущественно очень малые θ' ($10 - 30^\circ$), между тем как в двух соседних областях максимум частоты для θ' равен 90° и 70° ; и как раз в очень аномальной области вокруг $20^h 5^m + 35.5$ мы имеем выдающуюся группу замечательных эмиссионных туманностей одинаковой структуры, ориентированных так же, как и плоскость колебания, определяемая из поляризационных данных.

Другой иллюстрацией подобного соответствия может служить область $20^h 32^m - 21^h 44^m$ по α и $+40^\circ - +50^\circ$ по δ в Лебеде и дальше к югу NGC 6960—NGC 6992.

Следует отметить, что направление плоскости колебания для тесной группы из шести звезд около ρ Орн и направление известных очень вы-

тянутых темных туманностей в этой области различаются лишь немного; и в этом также можно усмотреть аргумент в пользу предложенной гипотезы. Привлекают внимание кольцевые волокнистые туманности, вероятно связанные с новыми и сверхновыми: некоторая систематическая ориентация волокон и другие особенности дают основание предполагать, что магнитное поле здесь — важный фактор, частично контролирующий распределение и движение материи.

Почти все яркие туманности, диаметром больше $5'$, имеют волокнистую характеристику. Представляется, что только какой-то почти всегда действующий фактор может быть ответственным за это широко распространенное явление — вероятно магнитное поле, оказывающее влияние на движения, имеющие место в туманностях.

Можно думать, что магнитное поле вместе с некоторыми другими факторами играет известную роль в образовании волокон внутри туманностей и на их краю.

Определенная тенденция к систематической ориентации вытянутых туманностей и отдельных волокон в области Лебеда, общей длиной в 12° , повидимому, обязана в основном эффекту внешнего магнитного поля.

Можно высказать предположение, что в то время как внешние области туманности расширяются и рассеиваются, более сильное поле в центральной части NGC 1976 в Орионе и IC 1805 является фактором, способствующим сохранению очень яркой и плотной центральной части этих туманностей. Высказано также предположение, что магнитное поле в Крабовидной туманности имеет отчасти иррегулярный характер, что и обусловило удержание в ней релятивистских частиц и удержание материи в центральной области.

Вытянутая форма туманностей может быть образована в течение 10^6 — 10^7 лет и меньше, в особенности если учесть, что они состоят большей частью из нескольких или многих отдельных умеренно вытянутых деталей, производящих в совокупности впечатление очень вытянутых туманностей.

Применяя к туманностям в Лебеде соотношение между напряженностью общего магнитного поля H , средним угловым отклонением магнитных полей по дисперсии в направлении отдельных туманностей, плотностью ρ , мы нашли очень грубо H (10^{-5} гаусс).

Магнитное поле представляется достаточно эффективным, чтобы контролировать до некоторой степени распределение и движение диффузной материи в Галактике. Повидимому, магнитное поле — важный фактор, способствующий сохранению спиральной структуры Галактики в отношении по крайней мере диффузной материи.

ДИНАМИКА ДИФФУЗНОЙ МАТЕРИИ

С. Б. Цикельнер

Движения в межзвездном газе и в туманностях — важная характеристика их состояния и эволюции. Возможности непосредственного исследования движений ограничены слабостью эмиссионных объектов (возможно получение спектров только с малой дисперсией) и некоторыми другими причинами. Была предпринята серия работ с целью получить некоторые характеристики движения по их косвенным проявлениям, доступным наблюдениям.

Первый исследованный тип движения — ударные волны, которые, повидимому, вызывают свечение волокнистых туманностей и некоторых других остатков сверхновых. На небулярном спектрографе были получены спектры туманностей NGC 6960—6992 и измерены средние относительные интенсивности линий λ 6716—6730 [S II] (2.8), λ 6584—6548 [N II] + H α (6.2), λ 5007—4959 [O III] (4.7), H γ (1) и λ 3727 [O II] (25). Излучение газа за фронтом волны определяется нестационарными физическими условиями. За фронтом плотность увеличивается в четыре раза и ионная температура $T_i^{(0)}$ сильно возрастает. Электронная температура сначала много меньше ионной. Электроны получают энергию от столкновений с ионами и расходуют ее на возбуждение и ионизацию водорода, гелия и других элементов и на ускорение отделенных от атомов электронов до средней энергии. Изменение состояния элемента газа за фронтом со временем определяется системой уравнений для T_e , T_i , ионизации водорода x и гелия y

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_e}{n_H dt} = x E_{ie} - (1-x) \left[\varphi(T_e) + \frac{3}{2} k T_e Z_1 \right] - 0,2(1-y) \Phi(T_e) - \psi(T_e),$$

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_i}{n_H dt} = -x^2 E_{ie}; \quad \frac{dx}{n_H dt} = x(1-x) Z_1 - x^2 C_H(T_e);$$

$$\frac{dy}{n_H dt} = x(1-y) Z_{He} - xy C_{He}(T_e).$$

Система интегрировалась численно для различных значений $T_i^{(0)}$. Ионизация O, N, S для различных $n_H t$ рассчитана при помощи системы уравнений нестационарной ионизации. Интенсивность излучения волны складывается из излучения всех слоев

$$I = (V - v) n_H \sec \vartheta \int U \times \frac{n_A}{n} n_H dt.$$

Численные расчеты дали относительные интенсивности линий, которые при $v \approx 140$ км/сек не противоречат наблюдениям. Для объяснения абсолютной интенсивности концентрация перед фронтом должна равняться 100 см^{-3} . Это слишком большая величина. Форма светящейся области — поверхность, толщина которой определяется временем затухания свечения и равна $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ пс.

Для объяснения волокнистой структуры и абсолютной интенсивности свечения предложена гипотеза о пересечении двух волн. Первая волна сжимает и частично ионизует газ, вторая производит добавочное уплотнение и нагрев. Уравнения остаются теми же, но меняются начальные условия. Вычисляются относительные интенсивности линий, хорошо согласующиеся с наблюдениями при $v \approx 100$ км/сек. Область свечения имеет форму нити вдоль линии пересечения фронтов. Толщина ее меньше 0.01 пс.

Возможный механизм образования пересечений волн может быть, например, следующим. Скорость волны зависит от плотности газа перед фронтом. Флуктуация плотности будет действовать как линза, деформируя фронт, что приведет к пересечению двух участков волны. Свечение наблюдается там, где фронт недавно вошел в облако. Волна, давно вошедшая в облако, должна уже затухнуть, а волна в разреженном газе между облаками не даст наблюдаемого свечения. В работе не учитываются вторичные гидродинамические эффекты, вызванные падением давления газа при его охлаждении. Грубая оценка показывает, что спектр при этом мало изменяется.

Второй тип движения, который был исследован, — турбулентность в диффузных туманностях, проявляющаяся в флуктуациях поверхностной яркости. Из измерений может быть получена статистическая функция

$$G(r) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I(M_i) - I(M'_i)]^2}{\bar{I}^2},$$

где M_i и M'_i — всевозможные пары точек, разделенные расстоянием r . В предположении, что в туманности имеет место локально-изотропная турбулентность, рассчитан вид соответствующей теоретической функции

$$F(r) = C^2 \frac{m_H}{(kT_e)^2} (\epsilon r)^{1/3} \varphi\left(\frac{r}{l}\right),$$

где

$$\varphi\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{r}{l} \int_0^\infty e^{-\frac{r}{l} u} [(1-u^2)^{1/3} - u^{1/3}] du$$

для непрозрачной туманности (l — толщина слоя, оптическая толща которого равна единице) и

$$\varphi\left(\frac{r}{L}\right) = \frac{2}{L} \int_0^1 \left[\left(1 + \frac{L^2}{r^2} u^2\right)^{1/3} - \left(\frac{L}{r} u\right)^{1/3} \right] (1-u) du$$

для прозрачной туманности толщины L . Функции φ вычислены, при $r > l$ они близки к единице. Исследование флуктуаций яркости в центральной части туманности Ориона проводилось совместно с Г. А. Шайном. Материалом служили фотографии, снятые на 640-миллиметровом свето-

сильном астрографе в лучах H_{α} , [O III], [O II]. Значения $\lg G(r)$ хорошо ложатся на прямую с тангенсом угла наклона $\frac{4}{3}$, но для λ 3727 и в области больших r кривые идут более полого. Из кривой определяется $C^{3/2} \approx 1$ эрг/г. сек, что близко к величине, полученной Хёрнером [1] по флуктуациям лучевых скоростей. С этим значением по формуле Колмогорова определяется толщина излучающего слоя $l \approx 0.1$ пс, если средняя дисперсия лучевых скоростей по Бааде, Гусу, Коху и Минковскому [2] равна 6.2 км/сек. Величина l определяется поглощением, которое равно приблизительно 10^m на парсек. Это согласуется с покраснением θ' Ориона и с наличием близ центра туманности скопления слабых инфракрасных звезд.

График из работы [2] показывает, что дисперсия скоростей и яркость в данной точке туманности связаны обратной зависимостью. Это объясняется тем, что большей яркости ($\propto \rho^2$) соответствует большая плотность газа, а следовательно, и пыли, так как газ и пыль движутся вместе. Толщина излучающегося слоя в ярком месте оказывается меньше ($\propto \rho^{-1}$), а следовательно, меньше и дисперсия скоростей. Это объясняет более пологий ход кривых, когда $r \geq l$. Если $r < l$, флуктуации поглощения сглаживаются и l не зависит от яркости.

Рассмотренные факты подтверждают наличие в туманности движений разных масштабов, характерных для развитой турбулентности. По толщине излучающего слоя и расстоянию θ' Ориона от края яркой части (0.2 пс) оценивается плотность газа ($6 \cdot 10^{-21}$ г/см³) и пыли ($0.7 \cdot 10^{-22}$ г/см³). Если существует равенство кинетической и магнитной энергии, то $H \approx 3 \cdot 10^{-4}$ эрстедов. Турбулентность может поддерживаться излучением θ' Ориона, поток энергии которой в 100 000 раз больше, чем энергия турбулентности, превращаемая в теплоту.

Третий тип движений, которые были исследованы, — движения межзвездного газа между облаками. Так как прямых наблюдательных данных, относящихся к этой среде, почти не было, свойства ее определялись косвенно, через свойства индуцированного движением магнитного поля. Анализ условий удержания космических лучей в Галактике привел к заключению, что напряженность поля повсюду, в облаках и между ними, больше $3 \cdot 10^{-6}$. Предполагая равенство магнитной и кинетической энергии, можно показать, что дисперсия скоростей разреженного газа должна быть в 5—10 раз больше дисперсии скоростей облаков. Разреженный газ при таких скоростях будет образовывать не плоскую, как облака, а сферическую подсистему.

Рассмотрена возможность наблюдения разреженного газа. Вычисление ионизации Ca и Na показало, что в спектрах звезд, удаленных на расстояние больше 150—200 пс, должны появляться широкие линии H и K и более слабые линии NaI. Подобные линии действительно наблюдались в спектрах сверхгигантов ранних классов, но они приписывались самим звездам, хотя появление линий Ca II в звездах с В0 казалось удивительным. Широкие линии принадлежат скорее не звездам, а газу между облаками с большой дисперсией скоростей. Совпадение наблюда-

емой глубины линий с вычисленной подтверждает значение $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$ для разреженного газа. Ширина линий — порядка $1-2 \text{ \AA}$, что соответствует средней дисперсии скоростей $70-100 \text{ км/сек}$. Протяженность подсистемы разреженного газа по z -координате должна быть при этом порядка 5 кпс , причем газ не должен обнаруживать спиральной структуры. Водород на расстоянии больше $100-200 \text{ кпс}$ от галактической плоскости, по видимому, должен быть нейтральным и должен излучать радиолинию 21 см , которая может быть наблюдаема ($T_r \approx 5^\circ$). Возможно, однако, что водород ионизуется ударными волнами, возникающими при сверхзвуковых движениях газа.

Изложенные соображения подтверждаются радиоизлучением Галактики на метровых волнах. Как известно, большая часть этого излучения объясняется релятивистскими электронами, движущимися в магнитных полях. Источники этого излучения образуют сферическую подсистему, совпадающую с подсистемой разреженного газа.

Литература

1. S. Hoerner, Zs. f. Ap. 30, 17, 1951.
2. W. Baade, F. Goos, P. Koch, R. Minkowsky. Zs. f. Aph. 6, 355, 1933.

О ПРИРОДЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

И. С. Шкловский

(Гос. астрономический ин-т им. П. К. Штернберга)

1. Хотя физические процессы, происходящие в планетарных туманностях, в настоящее время достаточно хорошо исследованы, вопрос об их происхождении и эволюции остается совершенно открытым.

2. В этом направлении можно получить новые результаты, если проанализировать вопрос о неограниченном расширении и рассеянии планетарных туманностей. Согласно наблюдениям, скорость их расширения — порядка нескольких десятков километров в секунду, как этого и нужно ожидать для горячего газа, расширяющегося в пустоту. Отсюда следует, что за время 10^4 лет планетарные туманности существенно увеличивают свои размеры, на что указывали уже некоторые авторы.

3. Следствием неограниченного расширения и рассеяния оптически тонких планетарных туманностей, как легко показать, будет уменьшение их светимости по закону $L \propto t^{-3}$ и поверхностной яркости по закону $I \propto t^{-5}$, где t — время. Следовательно, за каких-нибудь 10^4 лет поверхностная яркость средней туманности уменьшается в десятки раз. Планетарные туманности — образования весьма кратковременные, поэтому необходимо сделать вывод, что процесс возникновения их в нашей Галактике происходит непрерывно. В среднем ежегодно образуется в Галактике несколько планетарных туманностей.

4. Статистические методы определения расстояний до планетарных туманностей не выдерживают критики. В частности, коль скоро свети-

мость планетарных туманностей неограниченно убывает со временем, основное предположение о постоянстве светимости планетарных туманностей, как этого требует метод Воронцова-Вельяминова, оказывается неверным. На основе представления о неограниченном расширении планетарных туманностей можно развить новые методы определения расстояний до них. Нетрудно показать, что расстояние до какой-либо оптически тонкой туманности будет

$$R \propto \frac{M^{0.4}}{\varphi I^{0.2}},$$

где φ — угловые размеры, I — поверхностная яркость, M — масса планетарной туманности. Нуль-пункт шкалы расстояний определяется из анализа лучевых скоростей.

При этом естественном предположении был составлен новый каталог расстояний до планетарных туманностей, значительно отличающийся от существующих.

Межзвездное поглощение света учитывалось.

5. Пересмотр расстояний привел к пересмотру абсолютных величин туманностей и их ядер, причем дисперсия абсолютных величин оказалась весьма значительной. Особенно важно подчеркнуть, что абсолютные фотографические величины ядер некоторых планетарных туманностей (например NGC 7293, расстояние до которой в новой системе 50 пс) около 10^m .

Отсюда с неизбежностью следует вывод, что по своей природе эти ядра вполне аналогичны белым (вернее, голубым) карликам.

6. Так как спустя несколько десятков тысяч лет туманность NGC 7293 рассеется и перестанет быть наблюдаемой, ее ядро будет наблюдаться как обычный бело-голубой карлик. Так как у многих туманностей ядра имеют значительно большую светимость, чем у NGC 7293, то, повидимому, при образовании планетарных туманностей, наряду с эволюцией туманности, имеет место весьма быстрая эволюция ядра. Конечным этапом такой эволюции является превращение пекулярной звезды, образовавшей планетарную туманность, в белого карлика. Отсюда можно сделать весьма важный вывод, что некоторые звезды на определенном этапе своей эволюции образуют планетарную туманность, после чего превращаются в белых карликов.

7. Из анализа наблюдений следует, что за время эволюции Галактики в ней образовалось всего несколько миллиардов планетарных туманностей. Как известно, в Галактике насчитывается примерно такое же число белых карликов. Вследствие непрерывного процесса образования планетарных туманностей ежегодно в Галактику поступает диффузное вещество с массой в несколько десятых массы Солнца, что имеет серьезное космогоническое значение.

8. Одной из важнейших проблем астрофизики является отыскание пекулярных звезд, из которых образуются планетарные туманности. Повидимому, это — гиганты, причем предшествующей стадией эволюции могли быть карликовые звезды.

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ ЯРКИХ ЗВЕЗД В И МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

В. Ванысек

(Астрономический ин-т Чехословацкой академии наук. Прага)

В нашем институте в настоящее время занимаются исследованием свойств движений ярких звезд В и межзвездного газа. В настоящем сообщении излагаются некоторые предварительные результаты.

Исходным материалом служил Йельский каталог ярких звезд 1940 г. и каталог лучевых скоростей межзвездных газовых облаков Адамса. Были выбраны звезды В0—В9 по гарвардской классификации с максимальным расстоянием 200 пс.

Главное внимание было уделено дисперсиям скоростей групп звезд с разной массой. Дисперсии скоростей были определены на основании пространственных скоростей, а массы — из эмпирического соотношения масса — светимость, найденного Петри. Из числовых данных видно, что существует тенденция возрастания дисперсии скоростей по мере убывания массы, однако звезды с большой массой составляют исключение. То же следует, например, из каталога пространственных скоростей Раймонда и Вильсона, обработанного Опольским.

Из этого материала видно, что звезды с большей массой и прежде всего звезды О имеют большие дисперсии скоростей, чем группы звезд В5—А. Это возрастание дисперсии скоростей звезд с большой массой и вследствие этого и с большой светимостью можно просто объяснить путем селективного эффекта, так как речь идет, естественно, о далеких звездах, когда неуверенность при определении собственных движений проявляется в неопределенности тангенциальной скорости. Эту скорость можно сравнивать с действительной дисперсией пространственных скоростей.

Средние ошибки собственных движений, определенных обычным путем, лежат в пределах $0''.008$ — $0''.010$. Для звезд на расстоянии 100—200 пс это соответствует неопределенности тангенциальной скорости от 4 до 8 км/сек. Если действительная дисперсия скоростей этих звезд будет того же порядка, то понятно, что и полученное в результате значение дисперсии скоростей будет на 20—40% больше. Для ярких звезд О, у которых среднее расстояние больше, можно ожидать, что дисперсия, возникшая в результате ошибок при измерениях, так сказать фиктивная дисперсия пространственных скоростей, будет от 20 до 30 км/сек. И действительно, в упомянутой работе Опольского мы находим значения 32 км/сек. Поэтому дисперсии скоростей, полученные из наблюдений, поскольку эти скорости были определены на основании пространственных скоростей, необходимо исправить на некоторую величину, которую мы должны пока определить на основании некоторых принятых рассуждений. Следует заметить, что в некоторых специальных случаях собственные движения определяются с большей точностью.

Что касается точности лучевых скоростей, то на основании нового статистического исследования точности определения лучевых скоростей по последнему каталогу Вильсона мы оценили среднюю величину средней ошибки лучевых скоростей звезд В приблизительно 4 км/сек, или в два раза больше, чем у остальных звезд. Эта ошибка, однако, практически не зависит от расстояния. Средняя дисперсия увеличивается вследствие этого приблизительно на 10%. На основании сравнения средней дисперсии лучевых скоростей определенной группы звезд с дисперсией тангенциального компонента можно определить влияние ошибок в собственных движениях. Так, например, сравнивая среднюю дисперсию лучевых скоростей 12 звезд, принадлежащих к ассоциации Близнецов, получим дисперсию лучевых скоростей 6.2 км/сек, в то время как дисперсия тангенциального компонента равна 25 км/сек, при условии, что расстояние ассоциации равно 1 килопарсеку. Собственные движения были выбраны из EBL. Из теоретических соображений видно, что величина дисперсии тангенциального компонента, выведенная на основании величины дисперсии лучевых скоростей, должна была бы равняться 9.5 км/сек. Величина фиктивной дисперсии равняется, следовательно, приблизительно 23 км/сек. Можно поэтому принять среднее значение поправки дисперсии скоростей 3 км/сек на расстоянии 100 пс. Из этого вытекает, что дисперсии скоростей звезд с большей светимостью составляют в галактической плоскости 9 км/сек. Они возрастают по мере убывания массы.

Для дисперсии скоростей газовых межзвездных облаков, заимствованных из каталога Адамса, мы нашли значение 8 км/сек. Дисперсии скоростей межзвездных облаков и ярких звезд В, масса которых больше шести масс Солнца, одинаковы.

Эта зависимость, уже известная на основании ранее полученных результатов, дала некоторым авторам повод к рассуждениям о влиянии межзвездных облаков на дисперсии скоростей звезд. Так, например, Спидер и Шварцшильд на основании теоретических соображений нашли соотношение между продолжительностью жизни звезд и средней дисперсией скоростей в виде

$$V_x = V_0 \sqrt[3]{(1 - \tau)},$$

где V_0 — первоначальная дисперсия скоростей, τ — отношение продолжительности жизни звезд ко времени релаксации, равному приблизительно $2 \cdot 10^8$ лет.

На основании изложенного первоначальную скорость должны были бы иметь звезды с самой короткой продолжительностью жизни, т. е., по современным представлениям, безусловно звезды О и В.

Возрастание дисперсии скоростей по мере убывания массы можно, следовательно, объяснить параллельным, однако независимым, убыванием массы и возрастанием дисперсии скоростей звезд в течение их жизни. При условии, что первоначальная скорость равна 8 км/сек, максимальная продолжительность жизни звезд В9 равняется 10^8 лет.

Зависимость между дисперсиями скоростей отдельных групп звезд и их средними массами можно выразить следующими соотношениями:

$$\log M + 0.875 \log V = \text{const.}$$

Это очень хорошо согласуется с предположением об убывании массы по теории Фесенкова и Масевич, на что, впрочем, указал недавно Идлис в своей заметке, которая появилась в то время, когда мы разрабатывали настоящую проблему.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Д. Шалонж

(Астрофизический институт. Париж)

В спектрах звезд ранних спектральных классов в области существует небольшой изгиб (нарушение хода) кривой распределения энергии, который не может быть объяснен известными свойствами водорода или гелия. Изгиб уменьшается после подкласса B5 и практически исчезает для классов более поздних чем F5. По-видимому, он не зависит от светимости.

Для субкарликов, имеющих цветовые температуры F-звезд, этот изгиб непрерывного спектра сравним с изгибом у ранних A-звезд.

Настоящее исследование касается видимой области спектра (6200—3900 Å) звезд ранних классов (O—F8); оно ведется в Астрофизическом институте в Париже Бержэ, Диваном, Фринганом и автором. Статья имеет предварительный характер; некоторые из сообщаемых результатов требуют дальнейших наблюдений.

К а р л и к и. Сравним спектр карликов различных спектральных классов с черным телом, нанеся на график для каждой звезды величину

$$\lg \frac{I_{\lambda}(*)}{B_{\lambda}(14380^{\circ})}$$

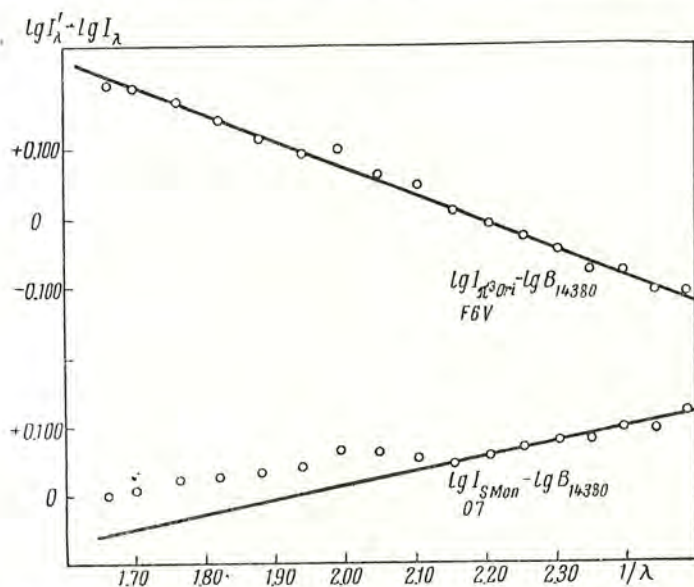
в зависимости от $\frac{1}{\lambda}$, где $I_{\lambda}(*)$ и $B_{\lambda}(14380^{\circ})$ — соответственно интенсивности излучения в длине волны λ звезды и черного тела; последнее — при температуре 14380°K*.

На фиг. 1 изображены результаты, полученные для двух звезд, относящихся к наиболее крайним из рассматриваемых спектральных классов. Для звезды позднего класса (F6 V) точки очень хорошо ложатся на прямую линию. Это означает, что непрерывный спектр звезды в данной области спектра может быть представлен одним абсолютным градиентом (или

*В действительности звезда непосредственно сравнивается со стандартизованным лабораторным источником. Это позволяет подсчитать результат сравнения звезды и с черным телом температуры 14380°K $\left(\frac{C_2}{T} = 1\right)$, более близкой к цветовой температуре звезд.

одной цветовой температурой). Этот результат не вызывает удивления, так как уже давно известно, что непрерывный спектр Солнца может быть представлен одним градиентом. Полученный результат показывает также что и с примененной здесь небольшой дисперсией ($250 \text{ \AA}/\text{мм}$ в области H_γ) между линиями поглощения остается достаточно промежутков для надежного выделения непрерывного спектра.

Вторая кривая на фиг. 1 для звезды О имеет совершенно другой вид. Ее точки ложатся на прямую линию только со стороны более коротких длин волн от H_β ; в области H_β имеется изгиб кривой непрерывного спектра

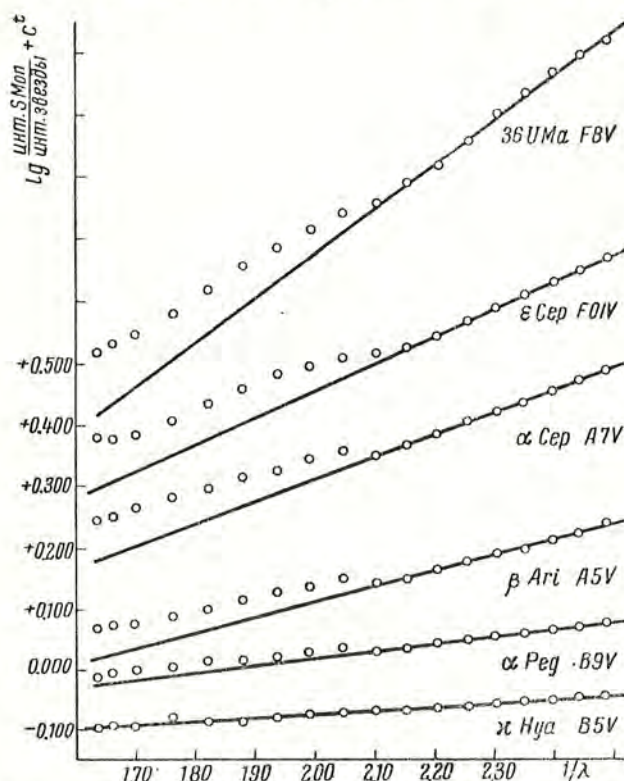


Фиг. 1. Сравнение двух звезд с абсолютно черным телом. Точки верхней кривой, не лежащие на прямой линии, соответствуют провалу чувствительности эмульсии в зеленой области.

(величина его порядка 0.4 в десятичных логарифмах), а со стороны больших длин волн точки ложатся на прямую только приближенно. Если мы рассмотрим карлики спектральных классов, лежащих между O7 и F6, то найдем, что для звезд, более ранних, чем B5, вид кривой распределения энергии подобен кривой распределения энергии в звезде O7; небольшой изгиб сохраняет ту же величину, причем изменение происходит только в среднем наклоне кривой. Для классов, более поздних, чем B5, изгиб уменьшается очень медленно до класса A0 V и более быстро после него, практически исчезая после типа F5V. Эти результаты показаны на фиг. 2, на которой приведены кривые распределения энергии для ряда звезд различных типов от B5 до F8, отнесенные к кривой распределения энергии в спектре звезды S Mon класса O7. Ясно видно, что для класса B5 (результат верен и для классов, более ранних, чем B5) кривая $\lg \frac{\text{инт. S Mon}}{\text{инт. звезды}}$ в зависимости от $1/\lambda$ является прямой линией. Можно также заключить, что

изгиб имеет одинаковое значение для этих ранних спектральных классов, так как при сравнении кривых распределения энергии для двух таких звезд эффект изгиба на относительной кривой исключается полностью.

Изгиб относительной кривой достигает максимальной величины для классов F6—F8, когда кривая распределения энергии звезды, сравни-



Фиг. 2. Сравнение звезды S Mon со звездами различных спектральных классов. Для каждой кривой название сравниваемой звезды написано справа.

ваемой с S Mon, может быть представлена единым градиентом во всей рассматриваемой спектральной области.

Объяснить этот изгиб кривой распределения энергии в спектрах звезд ранних классов известными свойствами непрерывного спектра водорода или гелия невозможно. Но нетрудно представить, почему он исчезает в поздних классах. Изгиб, существуя только в высокоионизованных слоях звезды с высокой температурой, должен уменьшиться в звездах поздних классов. Хорошо известно, что во внешних атмосферах звезд, более поздних чем A0, появляется поглощающий слой отрицательных ионов водорода, оптическая плотность которого возрастает у более поздних классов звезд. Эта возрастающая оптическая плотность не дает возможности наблюдать радиацию, излучаемую горячими внутренними слоями. А это и может объяснить быстрое уменьшение изгиба для спектральных классов, более поздних чем A0, вплоть до его полного исчезновения.

Гиганты и сверхгиганты. Рассмотрим теперь влияние класса светимости на вид кривой распределения энергии у звезд данного спектрального класса. Оказывается, что светимость не имеет большого влияния на величину изгиба кривой распределения энергии. Повидимому, наблюдаемые различия для классов позднее A0 (более ранние мы еще не исследовали) должны объясняться главным образом различием в оптической толщине поглощающего слоя H⁻ (более мощного для карликов, чем для гигантов).

Наблюдения нескольких звезд, принадлежащих к более или менее сферической подсистеме. Л. Диван приступила к систематическому изучению некоторых ярких субгигантов — звезд, обладающих большими скоростями.

Для карлика HD 19445 цветовая температура в сине-фиолетовой области спектра близка к температуре звезды F2, но изгиб в непрерывном спектре много больше и близок к изгибу для ранней звезды A, тогда как балмеровский скачок имеет тот же порядок величины, что и для звезды класса F8.

Такой же результат получается для звезды HD 94028, которую мы классифицировали как субкарлика в нашей трехмерной системе [1]. Среди звезд, до сих пор классифицированных нами, эти звезды наиболее резко отличаются от звезд плоской подсистемы, которая в трехмерной классификации представляется точками на поверхности Σ . Точки, представляющие два субкарлика, лежат на довольно большом расстоянии от Σ . Видимо, они принадлежат к сферической подсистеме.

Точка, соответствующая звезде HD 77408, обладающей большой скоростью, ложится на небольшом расстоянии от поверхности Σ , показывая, что эта звезда принадлежит к подсистеме, промежуточной между подсистемой карликов и плоской подсистемой.

Настоящие исследования показывают, что непрерывный спектр звезд ранних спектральных классов имеет некоторые еще не объясненные особенности в зависимости от подсистемы, к которой принадлежит рассматриваемая звезда.

Л и т е р а т у р а

1. Природа, Ноябрь, 1954, стр. 42.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЦА

А. Б. Северный

1. Концентрация непрерывной и линейной эмиссии в малых ядрах. При помощи нового башенного солнечного телескопа с большим спектрографом были обнаружены некоторые удиви-

тельные особенности непрерывной и линейной эмиссии факелов и вспышек: при хорошей видимости эмиссия сосредоточена главным образом в очень мелких очагах — ядрах, размером в ряде случаев не более кружка рассеяния $0''.4$ (около 300 км). Непрерывная эмиссия наблюдается в виде тонких, светлых нитей вдоль всего спектра, с выраженной концентрацией яркости в сторону ультрафиолетового конца спектра. Обнаружено частое появление линейной эмиссии в виде блестящих тонких крыльев («усы»), простирающихся на 5—10 Å от центра необращенных линий H^{α} и H и K (явление типа «бомбы» Элермана, только гораздо более сосредоточенное и не связанное с вспышкой). Подобные «усы» наблюдаются также в абсорбции; часто хорошо выражено только синее крыло «усов», красное — слабо и находится на пределе обнаружения. Нити непрерывной эмиссии, «усы» и вся тонкая структура — кратковременные образования.

2. К о р п у с к у л я р н ы е п о т о к и. В. Б. Никонов и А. Б. Северный в 1952 г. обнаружили фотоэлектрическим методом характерную асимметрию эмиссии большого числа факелов в линиях H и K и H^{α} ; положение избыточной (по сравнению с невозмущенным контуром) эмиссии или абсорбции, по измерениям этих авторов, соответствует скоростям 500—1200 км/сек, а ее эквивалентная ширина — плотности потока ионов Ca^{+} около 10^{14} см^{-2} у поверхности Солнца.

Недавнее обнаружение синих и асимметричных (с преобладанием эмиссии в синем крыле) «усов» мы рассматриваем как непосредственное спектроскопическое подтверждение выбросов корпускул из очагов активности. Эффект, обнаруженный фотоэлектрическим методом, является, по видимому, сглаженным и осредненным эффектом, возникающим от ряда «усов». Поскольку «усы», в частности асимметричные, наблюдаются у центра и на краю диска, явление выброса частиц нельзя представлять себе как радиальное истечение, а скорее как симметричный взрыв в атмосфере Солнца (в ряде случаев — под обрабатываемым слоем, о чем свидетельствуют сдвиги спектральных линий). Короткая жизнь этих образований — свидетельство дискретного характера выбросов частиц.

3. Х а р а к т е р п е к у л я р н о й э м и с с и и и в о з м о ж н ы й м е х а н и з м е е п о я в л е н и я. Рассмотрение непрерывной и линейной эмиссии вспышек и факелов показывает, пока ориентировочно, что «ранняя» стадия развития очага эмиссии характеризуется своего рода взрывом, преимущественно под хромосферой, с расширением, появлением непрерывной эмиссии и «усов», выбросом частиц и сильными, вероятно ударными, ионизацией и возбуждением атомов при отсутствии заметного самопоглощения. Ряд спектроскопических свидетельств указывает на возможность связи этих процессов с ударной волной. О взрывном (с образованием ударной волны) характере процессов свидетельствует также нелинейный характер радиоизлучения и кинетика процессов развития вспышек, изученная в работе Е. Ф. Шапошниковой и автора (расширение сопровождается ростом яркости). Малый размер очагов эмиссии указывает на большую плотность энергии в них и на возможность появления большой плотности тока, не исключаяющих также ядерных процессов.

Обилие лития на Солнце (Гринстейн), обнаружение нами дейтерия (в количествах около $3-5 \cdot 10^{-5}$ содержания водорода), выброс космических лучей при сильных вспышках — свидетельствуют в пользу возможности протекания своеобразных ядерных процессов (ядерных взрывов) в самой атмосфере Солнца (наличие дейтерия обнаружено методом фотоэлектрической регистрации спектра по изменению депрессии между линиями водяных паров $\lambda\lambda$ 6561.105, 6560.570 от центра к краю).

4. Э м и с с и я п р о т у б е р а н ц е в. Наблюдения иногда показывают, что эмиссия сосредоточена в отдельных волокнах; в одном случае зарегистрирована непрерывная эмиссия и «усы» в протуберанце типа хромосферного выступа. В ряде случаев (при выбросе эруптивных протуберанцев) наблюдаются движения отдельных узлов типа взрывных движений.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

М. А. Эллисон

(Королевская обсерватория. Англия)

Солнечная вспышка испускает всплеск ультрафиолетового излучения, которое оказывает непосредственное влияние на D-слой и более низкие E-слои ионосферы.

Действующие излучения до сих пор точно не известны, но, возможно, это L_{α} -излучение (1216 Å), действующее на более высокие слои и X-лучи (~ 5 Å), проникающие до более низких слоев.

Было проведено сравнение кривых развития внезапных ионосферных возмущений (SID) с кривыми нарастания излучения H_{α} во вспышках — источниках этих возмущений. Найдено время запаздывания порядка 7 мин. между максимумом вспышки и максимумом вызываемых ею SID. Если эти запаздывания — ионосферного происхождения, то они, повидимому, указывают на возрастание концентрации свободных электронов в поглощающем слое в 10 раз во время яркой вспышки.

1. С п е к т р в с п ы ш к и. Свет вспышки состоит преимущественно из отдельных спектральных линий. В видимой области спектра особо выделяются в эмиссии водородные линии серии Бальмера с наиболее сильной H_{α} [1], сравнимые по интенсивности с H_{α} линии H и K [2], и другие менее интенсивные линии — He I, Fe II. Спектр по существу соответствует низкой температуре, т. е. он скорее представляет условия в хромосфере ($T \sim 10\,000^{\circ}$), чем в короне ($T \sim 10^6$).

Из характера видимой области спектра можно сделать вывод о присутствии сильных резонансных линий L_{α} (1226 Å) и He (584 Å) в ультрафиолетовом спектре вспышки. Кажется возможным также присутствие

Х-лучей ($\sim 5 \text{ \AA}$), излучаемых при рекомбинациях таких высокоионизованных атомов, как Са XV в короне над вспышкой. Тесная связь между появлением желтой корональной линии ($5694 \text{ \AA}$) и активными областями вспышек около лимба, о чем было сообщено Долдером, Робертсом и Биллингсом [3], поддерживает эту возможность. Доступные нам сведения о коэффициенте поглощения в D-слое для этих длин волн указывают на то, что или жесткие Х-лучи или L_α -излучение могут проникать на глубину 60 км, где возникают внезапные ионосферные возмущения (SID). Определения интенсивности этих излучений можно ожидать от ракетных наблюдений во время вспышки.

2. Развитие вспышки. Наиболее выдающейся чертой спектра вспышки является внезапное усиление излучения, наблюдаемое обычно в первые пять-десять минут после видимого начала. Всплеск излучения лучше всего демонстрируется, если построить кривую изменения ширины или центральной интенсивности H_α в зависимости от времени. Такая кривая известна под названием кривой развития.

В яркой вспышке (класса 3 или 3+) ширина линии H_α может возрасти от 2 до 20 $\text{\AA}$ иногда за время до одной минуты. За это же время центральная интенсивность увеличивается до удвоенной яркости непрерывного спектра окружающей фотосферы. Такой рост яркости никогда не наблюдается как постепенный. За всплеском излучения следует сначала быстрый, а затем более медленный спад; полная продолжительность спада достигает часа и более *.

3. Внезапные ионосферные возмущения. Предполагается, что добавочная ионизация, вызываемая вспышками, относится к слою на высотах 60—100 км, т. е. к области D-слоя и более низкого из E-слоев. Ею может быть образован один или больше ионизованных слоев.

Возникающие в результате этого SID обнаруживаются и регистрируются следующим образом:

- 1) Крючки в земном магнетизме (эффект проводимости).
- 2) Пропадание радиосвязи на коротких волнах (SWF) на 5—20 мгц и пропадание космических шумов (SCA) на 18 мгц (эффект поглощения).
- 3) Внезапные фазовые аномалии (SPA) на очень длинных волнах 16 кгц (понижение отражающего уровня D-слоя).
- 4) Внезапное усиление атмосфериков (SEA) на 27 кгц (повышенная отражательная способность D-слоя при наклонном падении лучей).
- 5) Внезапные аномалии в напряженности поля (SFA) удаленных передатчиков на 16 кгц (интерференция между прямыми и отраженными в слое D волнами).

4. Время запаздывания. В Эдинбурге мы сравнивали кривые развития SID с такими же кривыми для вспышек, которые их вызы-

* Общий обзор свойств вспышек см. в [11].

вали [4, 5]. Моменты начала обеих кривых, для вспышек и для SID, находятся в тесном согласии. Найдено также, что внезапное возрастание ионизации D-слоя совпадает с всплеском излучения H_α во вспышке. Но затем обе кривые развития идут по различному пути. Ионизация достигает максимальной величины в среднем через 7 мин. после максимума интенсивности вспышки и во многих случаях не возвращается к своему первоначальному значению перед вспышкой в течение полу-часа и более, несмотря на то, что все видимое излучение в H_α кончилось. Были получены следующие результаты для разных времен запаздывания:

Тип возму- щений	Максимум SID—макси- мум вспышки, мин.	Число случаев
SPA	5	8
SEA	7	24
SFA	5	8
Крючки	2,5	13

Естественно предположить, что интенсивность вспышки в видимых и ультрафиолетовых лучах следует одному и тому же закону возрастания и спада со временем *, хотя вспышка непосредственно наблюдается лишь в видимой части спектра. Если это так, то мы должны интерпретировать время запаздывания, как «время релаксации», обусловленное инерцией слоя D в ответ на возрастание ионизирующего излучения. Другими словами, если q (число ионизирующих квантов) проходит через максимум, максимум в числе свободных электронов отстает. Следуя Апплетону [6], время релаксации τ зададим выражением $\tau = \frac{1}{(2\alpha N)}$, где α — коэффициент рекомбинации. Поэтому, если τ_f — наблюдаемое время релаксации, протекшее после максимума q во вспышке, а τ_n — время релаксации, протекшее после максимума q в полдень (~ 60 мин. на высоте 75 км), то мы имеем

$$\frac{N_f}{N_n} = \frac{\tau_n}{\tau_f} = \frac{60}{7} = 8.5.$$

Таким образом, оказывается, что число свободных электронов на этой высоте возрастает в течение вспышки в 5—10 раз по отношению к нормальной величине. Это находится в хорошем согласии с результатом Апплетона и Пиготта [7], полученным из измерений поглощения во время замирания радиосвязи. Эти данные можно рассматривать только как характеризующие порядок величины, так как формула $\tau = \frac{1}{(2\alpha N)}$ строго применима только к синусоидальным изменениям q .

5. Сравнение величины SID с баллом вспышки. Для тех SID, которые могут быть измерены количественно (например, SPA и

* Этого можно ожидать, если ионизирующим агентом является L_α , но это не всегда бывает, если участвует корональное рентгеновское излучение.

SCA), имеется серьезное свидетельство того, что величина SID в общем пропорциональна баллу вспышки (классы 1, 2, 3 и 3+) в излучении H_x [8, 9]. Обнаружено, что даже самые слабые вспышки, класса 1, порождают SPA и SCA.

Хотя на величину SEA влияют и другие факторы, отличные от ионизации D-слоя, все-таки SEA возрастают подобным же образом с баллом вспышки. Детали этих соотношений между ионосферными возмущениями и видимым излучением нуждаются в дальнейшем изучении, так как до сих пор количественных данных о вспышках было недостаточно. В течение Международного геофизического года мы надеемся организовать более полное патрулирование вспышек при помощи гелиографов типа Лео для H_x , равномерно распределенных по долготе. Фотографическая регистрация хромосферы, проводимая автоматически с такими инструментами через 30-секундные интервалы в течение дня, даст возможность построить фотометрические кривые яркости для значительного числа вспышек. Таким путем мы надеемся провести классификацию вспышек по их баллу на более надежных основаниях, чем было возможно в прошлом при помощи визуальных наблюдений.

6. Крючки. Крючок, или магнитный эффект солнечной вспышки, отличается во многих отношениях от тех SID, которые регистрируются радиометодами. Следующие пункты имеют специальный интерес.

1) Считая крючки возникающими из-за возрастания нормальной дневной вариации токов (S_q), текущих в E-слое, найдем, что величина крючка соответствует возрастанию проводимости ионосферы за это время в два раза. Это немного меньше, чем возрастание в 10 раз числа свободных электронов, которое было получено из данных о прекращении радиосвязи [7].

2) Крючки регистрируются только в связи с яркими вспышками (класс 3+, 3 и редко 2). Они являются поэтому значительно менее чувствительными индикаторами появления вспышек, чем SPA и SCA.

3) Когда крючок появляется, его продолжительность всегда меньше, чем у других типов SID, зарегистрированных во время той же вспышки. Продолжительность крючка иногда меньше, чем у самой вспышки, наблюдаемой в лучах H_x .

4) Максимум крючка отстает от максимума вспышки в среднем на 2.5 мин. Это можно сравнить со временем запаздывания (7 мин.) для SEA, характеризующим условия на высоте 75 км.

Эти характеристики крючков наводят на мысль, что соответствующие им токи заключены в слое или слоях, отличных от слоев, в которых происходит затухание и отражение радиоволн. Точно слой пока еще не может быть указан. Возможное местоположение — в слое E, на высоте 100—120 км, там же, где предполагают протекающей обычную дневную вариацию тока (S_q).

Токи, порождающие крючки, действительно кажутся подобными ионосферным токам, необходимым для объяснения отклонения от дневных вариаций, появляющихся во время вспышки [10]. Это, однако, не

обязательно означает, что обе токовые системы располагаются на одной и той же высоте. Действительно, на противоположное указывает, по-видимому, отсутствие связи крючков со вспышками класса I.

Известно, что вспышки класса I дают SPA и SEA на высотах около 75 км. Чтобы объяснить этот последний эффект, надо предположить, что излучение от вспышки класса I должно пройти слой E, хотя в эти моменты никаких крючков не появляется. В соответствии с этим уже упоминалось [1], что крючки могут указывать на возникновение независимой системы токов в более низком слое (60—70 км), в области, которая заметно ионизируется только во время больших вспышек.

Литература

1. M. A. Ellison. Publ. Roy. Obs. Edinb. 1, 75, 1952.
2. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 8, 19, 1952.
3. F. P. Dolder, W. O. Roberts a. D. E. Billings. Ap. J. 119, 120, 1954.
4. M. A. Ellison. Publ. Roy. obs. Edinb. 1, 53, 1950.
5. M. A. Ellison. Journ. Atm. Terr. Phys. 4, 226, 1953.
6. E. V. Appleton. Journ. Atm. Terr. Phys. 3, 283, 1953.
7. E. Appleton a. W. R. Piggott. Journ. Atm. Terr. Phys. 5, 141, 1954.
8. R. N. Bracewell a. T. W. Straker. M. N. 109, 28, 1949.
9. C. A. Shain a. A. P. Mitra. Journ. Atm. Terr. Phys. 5, 316, 1954.
10. A. G. McNish. Terr. Magn. 42, 109, 1937.
11. M. A. Ellison. The Sun and its Influence. London, 1955.

ФИЗИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

В. А. Град

[(Главная астрономическая обсерватория АН СССР)]

Теория солнечной атмосферы, в которую мы включаем фотосферу, хромосферу и корону, переживает кризис. Прежние теоретические построения, объяснявшие основные особенности спектра внешних частей Солнца, оказались внутренне противоречивыми. Главная трудность теории заключается в невозможности объяснить одновременное появление в спектре линий атомов различных элементов, находящихся в различных состояниях возбуждения и ионизации, которые имеют место при совершенно различных физических условиях.

Теории обрабатывающего слоя хромосферы и короны Солнца развивались на основе представления об их физической однородности. Ради упрощения задачи в математическом отношении атмосферу Солнца разбивали на ряд слоев, однородных в физическом отношении. В них температура, давление газа, электронное давление и концентрация различных ионов и нейтральных атомов были функциями одной лишь высоты над поверх-

ностью фотосферы. Считали, что физические характеристики в атмосфере изменяются только в радиальном направлении, в то время как в тангенциальном (горизонтальном) направлении их градиенты пренебрежимо малы. Правда, поскольку многими наблюдателями не раз отмечался волокнистый характер строения хромосферы и короны Солнца (хромосферу часто называли «огненной прерией»), признавали, что внешние слои Солнца обладают сложной структурой, но все элементы (волокна) этой структуры были все же почти одинаковыми. Сохранялась возможность говорить о средней температуре хромосферы, к которой близка температура отдельных волокон. Представление о хромосфере и короне Солнца как о скоплении одинаковых в физическом отношении волокон ничем не отличалось от представления о них как об однородных слоях. Неоднородности строения солнечной оболочки сглаживались и усреднялись.

Такая постановка вопроса привела к признанию основных особенностей спектра обращаемого слоя, хромосферы, протуберанцев и короны аномальными. Главнейшими аномалиями считали:

1) Аномально сильное возбуждение в обращаемом слое атомов металлов с большими потенциалами возбуждения.

2) Сильное возбуждение атомов в обращаемом слое, хромосфере и протуберанцах.

3) Возбуждение атомов гелия и их ионизация.

4) Появление в спектре короны, наряду с обычными корональными линиями, линий, соответствующих малым потенциалам ионизации (ионизованный кальций, гелий), которые при высокой температуре короны должны были быть полностью ионизованы.

Кроме того, до последнего времени аномальным признавали поведение водородных линий хромосферы в зависимости от высоты над краем солнечного диска. Полагали, что градиент падения концентрации атомов водорода во втором квантовом состоянии меньше соответствующего градиента для металлов. Рядом работ [1—4] показано, что водород ведет себя подобно металлам и что вывод о его аномальности основан на недоразумении. Аномальным может считаться только поведение гелия, возбуждение и ионизация которого явно возрастают с высотой над фотосферой. Также не существует аномалии и в возбуждении водорода в хромосфере и протуберанцах. Контуры водородных линий создаются в большинстве случаев простым рассеянием излучения, идущего из обращаемого слоя [5]. Лишь для сравнительно слабых протуберанцев механизмом возбуждения атомов водорода могут быть электронный удар и рекомбинации. Во всех случаях объяснение контуров и интенсивностей водородных линий может быть дано при концентрациях водорода порядка 10^{12} — 10^{13} атомов в 1 см^3 и при температуре газа $T \leq 10\,000^\circ$.

По установке в Пулковке в 1951 г. горизонтального солнечного телескопа первой нашей работой по изучению структуры солнечной атмосферы было исследование солнечной грануляции [6]. Благодаря малости атмосферных дрожаний изображения Солнца в Пулковке, высоким качеством павильона и инструмента, нам удалось установить, что предельно малые

заметные на фотографиях Солнца гранулы имеют размеры в $0{,}4$, что соответствует для нашего инструмента изображению светящейся точки. Размеры больших гранул оказываются кратными $0{,}4$, что наводит на мысль, что большие гранулы представляют собой просто тесные группы мелких гранул. Контраст гранул с фоном в среднем составляет 13%. При условии, что истинные размеры гранул равны 100 км (считать их большими нельзя, так как видимые размеры гранул будут больше $0{,}4$), перепад температуры «гранула—фон» должен составлять 400° . При вдвое меньших размерах гранул этот перепад возрастет почти в два раза. Столь большой перепад температур несомненно сохранился бы и в обрабатываемом слое, толщина которого имеет порядок размеров гранул. В этом случае спектр Солнца оказался бы сплошным, он имел бы вид налагающихся друг на друга спектров звезд различных спектральных классов. Поэтому следует признать, что в среднем размеры гранул не могут быть меньше 100 км.

Тем не менее неоднородности в структуре фотосферы все же достаточно велики для того, чтобы оказать существенное влияние на спектр обрабатываемого слоя. Спектр Солнца складывается из взаимно налагающихся друг на друга спектров ярких и горячих гранул и спектра более холодного по сравнению с гранулами фона. Поэтому в распределении числа атомов любого элемента по энергетическим состояниям должна появиться кажущаяся аномалия. Число возбужденных атомов при больших потенциалах возбуждения будет заметно большим, чем в том случае, если бы температура в обрабатываемом слое была постоянна. Аномалия возбуждения атомов металлов оказалась простым следствием неоднородности фотосферы.

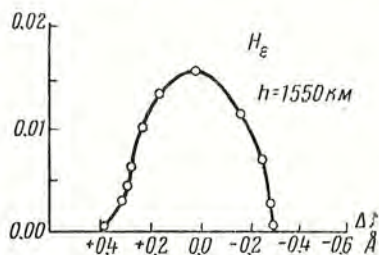
Что касается времени существования гранул, то, как нами было установлено в 1953 и 1954 гг. [7], оно не остается постоянным для различных областей фотосферы. По снимкам 1951 и 1952 гг. мы нашли его равным в среднем 2 мин., в то время как в 1953 и 1954 гг. оно для ряда участков поверхности Солнца в среднем было близко к 1 мин. Столь быстрые изменения гранул делают безнадежными все попытки прямого определения их скорости движения. Быстрое возникновение и исчезновение гранул приводят к оценке скорости движения образующего их газа порядка 10 км/сек. Столь большая скорость неправдоподобна, и ее правильнее всего считать фиктивной. Истинные изменения грануляции не имеют характера гидродинамических турбулентных движений, как считали еще недавно многие теоретики. Их скорее всего следует рассматривать как магнитно-гидродинамические волны, возникающие вследствие возмущений под поверхностью фотосферы. Тогда мы должны будем предположить, что и в более глубоких слоях Солнца газовые массы физически неоднородны.

Правильность этой точки зрения подтверждается нашими оценками скоростей перемещения гранул в полутени пятен, часто происходящих в направлениях, перпендикулярных к силовым линиям магнитного поля пятна со скоростью порядка нескольких десятков километров в секунду. Такое движение газа в полутени пятен невозможно, если только мы не сталкиваемся здесь с волновыми процессами.

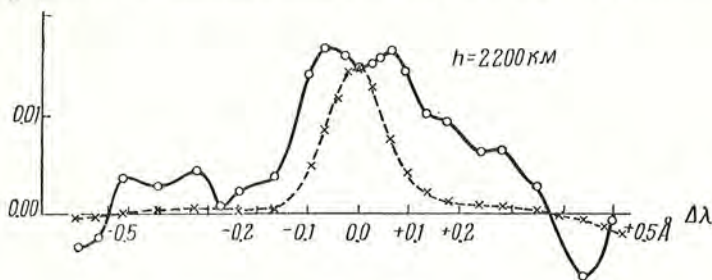
При переходе от фотосферы и обращающего слоя к хромосфере и короне неоднородность газовых масс усиливается. Неоднородность хорошо заметна на прямых снимках сквозь интерференционно-поляризационные светофильтры И. А. Прокофьевой, полученных в линиях H_α и H_β , показывающих волокнистую структуру хромосферы, и на наших спектрограммах (полученных мной и Т. В. Крат) в линиях H_α , H и K . Представляло интерес сопоставить между собой контуры различных хромосферных линий с целью определения температуры газовых масс.

Контурь большинства водородных линий и линий H и K хромосферного спектра показывают характерную депрессию в середине линии [5], вызванную тем, что поток радиации, рассеиваемый атомами хромосферы, имеет наименьшее значение для частоты линии (этот поток идет из фотосферы сквозь обращающий слой и имеет фраунгоферов спектр).

На контуре H_ϵ эта депрессия отсутствует, так как во фраунгоферовом спектре этой линии мы почти не замечаем (фиг. 1). Это лишний раз доказывает то, что механизмом свечения водородных линий в хромосфере является рассеяние света. Исключив эффект самопоглощения в линии, можно определить ее доплеровскую полуширину, обусловленную те-



Фиг. 1.



Фиг. 2.

пловым движением атомов и макроскопическим движением хромосферных волокон. Для линий металлов доплеровский контур линии практически полностью определяется только скоростями хромосферных волокон, скоростями так называемой «турбулентии». Средняя скорость хромосферной «турбулентии» по линиям Sr^+ , Mg и Ti^+ оказалась равной в среднем 7 км/сек. В отдельных случаях она увеличивается до 22 км/сек. Контурь линий $Sr^+ \lambda 4078$, $Mg \lambda 3838$, $Ti^+ \lambda \lambda 3759$ и 3761 имеют неправильную форму (фиг. 2). Совершенно очевидно, что их форма тоже зависит от контура соответствующей фраунгоферовой линии. Исправление контура за неравномерность потока рассеиваемой радиации (редуцирование интенсивности контура к середине линии) приводит его к нормальному «доплеровскому» виду. Сопоставление полуширин линий металлов с по-

луширинами соседних линий водорода ($\text{Mg } \lambda 3838$ и $\text{Ti}^+ \lambda\lambda 3759, 3761$ сравнивались с бальмеровскими линиями, а $\text{Sr}^+ \lambda 4078$ — с H_δ) привело к значениям температуры газа от 9500° до $15\,000^\circ$ [8]. В ряде случаев T не превышает 8000° [5].

Дошилеровская скорость движения атомов гелия по линиям D_3 , $\lambda\lambda 4472$ и 3889 практически совпадает со значением этой скорости, получаемой по линиям водорода [8]. Ввиду того, что атомный вес гелия равен 4, этот факт можно понять, лишь допустив, что линии гелия обусловлены не теми волокнами хромосферы, которые светятся в водородных линиях, а более горячими. Температура этих, названных нами «гелиевыми» волокон должна быть порядка $30\,000$ — $40\,000^\circ$. При столь высокой температуре при резко пониженной концентрации атомов в «гелиевых» волокнах свечение водородных линий будет весьма слабым. Можно предположить поэтому, что линия ионизованного гелия $\lambda 4686$ возникает в еще более горячих волокнах с $T \geq 100\,000^\circ$, являющихся переходными от хромосферных волокон к волокнам короны. Такое предположение кажется тем более правдоподобным, что контуры линии D_3 , в отличие от контуров линий металлов и линий водорода, обладают чрезвычайно широкими крыльями. Это можно объяснить тем, что линия D_3 формируется волокнами с большой дисперсией в температуре. Величину этой дисперсии можно в грубом приближении задать интервалом $30\,000$ — $100\,000^\circ$. Представляется крайне интересным определить полуширину линии $\lambda 4686$. При $T=10^5$ она должна иметь полуширину $0.7 \text{ \AA}$.

Переходя к короне, следует прежде всего обратить внимание на протуберанцы, которые с полным правом должны быть отнесены к холодным корональным, а не хромосферным образованиям. Протуберанцы не только всегда находятся внутри корональных образований, но и часто возникают в короне при отсутствии физического контакта с хромосферой. Интересно, что сами протуберанцы в физическом отношении столь же неоднородны, как и хромосфера. По последним данным наблюдений В. М. Соболева в Пулковке, температура газа в протуберанцах различна, если ее определять из сравнения водородных и гелиевых линий с линиями металлов. По его данным, волокна внутри протуберанца также распадаются на две группы — на гелиевые и водородные. Температура водородных волокон колеблется от 5400 до 8100° , а гелиевых — от $22\,000$ до $25\,000^\circ$. В ряде случаев температура водородных волокон может быть выше 8000° , что было ранее установлено Г. С. Ивановым-Холодным [9] и В. Н. Зуйковым [10]. Обращает на себя внимание то, что сами спектральные линии в одном и том же сечении протуберанца оказываются различными в линиях водорода (H_δ) и гелия (D_3). Это одно уже служит веским доказательством справедливости нашей гипотезы о пространственном разделении очагов свечения водорода и гелия.

В протуберанцах соотношение интенсивностей линий внутри серии Бальмера — «бальмеровский декремент», в отличие от хромосферы, оказывается различным. Поэтому свечение водорода в протуберанцах не может быть объяснено действием одного лишь механизма рассеяния

света. В ряде случаев играет важную роль электронный удар и рекомбинации. Несколько проще обстоит дело с возбуждением атомов гелия. Здесь играют роль два механизма. Так уровень 2^3P , с которого происходят переходы на D-уровни, возбуждается электронным ударом. Дальше более эффективным оказывается возбуждение излучением, поскольку возбуждение D-уровней происходит в частотах видимого спектра. Поэтому уровни 3^3D и 4^3D должны возбуждаться обычным фотосферным излучением. Косвенное подтверждение этого вывода недавно было дано В. П. Вязаницыным по бесщелевым снимкам линий D_3 , 4472, 4026 и 4713, полученным во время солнечных затмений 1941, 1945 и 1952 гг. [11]. При этом не следует упускать из виду то, что исходным состоянием для возбуждения верхних уровней является возбуждение уровней 2^3P и 2^3S электронным ударом. Именно поэтому свечение гелия оказывается возможным только в наиболее горячих волокнах протуберанцев и хромосферы — в гелиевых волокнах.

Переходными формами от протуберанцев к корональным волокнам несомненно могут служить также и весьма слабые протуберанцы типа слабого протуберанца, исследованного нами по щелевой спектрограмме, полученной на затмении 1945 г. Характерной особенностью таких протуберанцев является резкое ослабление всех линий спектра, свидетельствующее о падении концентрации атомов до 10^9 . Еще более разреженными являются, повидимому, корональные волокна, в которых наблюдается свечение линий H и K, а также и линии D_3 . Такие волокна были найдены М. Н. Гневышевым и Р. С. Гневышевой во время внезатменных спектральных наблюдений короны. Свечение короны в линиях H и K было также установлено нами по затменному снимку короны, полученному в 1945 г. Повидимому, высокотемпературные корональные волокна, ответственные за свечение ионов с высокими потенциалами ионизации, и низкотемпературные волокна могут иметь различную плотность.

Как мы видим, перепады температуры в хромосфере и короне от волокна к волокну оказываются большими, чем изменение температуры в зависимости от высоты над фотосферой. Теория неоднородной атмосферы Солнца еще далека от завершения, но уже теперь можно сказать, что новые представления об обрабатываемом слое, хромосфере и короне позволяют дать естественное объяснение различного рода аномалий в их спектре, еще недавно казавшихся необъяснимыми.

Л и т е р а т у р а

1. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО № 156, 1955.
2. В. А. Крат. Изв. ГАО № 153, 1955.
3. Т. В. Крат. Изв. ГАО № 153, 1955.
4. И. А. Прокофьева. Изв. ГАО № 153, 1955.
5. В. А. Крат и Т. В. Крат. Изв. ГАО № 153, 1955.
6. В. А. Крат. Изв. ГАО № 152, 1954.
7. В. А. Крат и Н. М. Гольдберг-Рогозинская. Изв. ГАО № 155, 1955.
8. В. А. Крат, Т. В. Крат и Л. М. Правдюк. Изв. ГАО № 156, 1955.

9. Г. С. И в а н о в - Х о л о д н ы й. Изв. Крымской астрофиз. обс. 15, 69, 1955.
10. В. Н. З у й к о в. Изв. ГАО № 155, 1955.
11. В. П. В я з а н и ц ы н. Солнечные данные, № 4 (7), 1955.

ФИЗИКА ФЛОККУЛОВ И КОРПУСКУЛЯРНАЯ ЭМИССИЯ СОЛНЦА

Э. Р. Мустель

Для изучения физических условий в хромосферных флоккулах необходимо в первую очередь установить механизм свечения атомов, образующих флоккулы. В ряде работ автора показано, что этот механизм для атомов различных элементов может быть весьма различным. В частности, найдено, что механизм свечения атомов кальция во флоккулах (а также в тех мелких светлых пятнах, которые так характерны для кальциевых спектрогелиограмм в невозмущенных частях поверхности Солнца) — электронный удар. Требуемая электронная температура относительно низка, порядка 6000° . Рекомбинационные процессы здесь не могут играть существенной роли. Если бы они преобладали, то излучение в H_α -флоккулах было бы на два-три порядка больше, чем излучение в кальциевых флоккулах. Кроме того, в этом случае линии $\lambda\lambda$ 3707 и 3737, Ca II были бы видны как эмиссионные, чего не наблюдается.

Напротив, подсчеты показывают, что по крайней мере в невозмущенных частях поверхности Солнца свечение атомов водорода обусловлено рекомбинациями протонов с электронами. Это объясняет различный вид кальциевых и водородных спектрогелиограмм. В частности, можно считать, что вихревая структура спектрогелиограмм в линии H_α обусловлена неоднородностью в распределении хромосферного вещества по диску. Поскольку для водорода интенсивность рекомбинационного свечения пропорциональна n_e^2 , даже небольшие различия в плотности вещества будут заметно сказываться на распределении интенсивности свечения. Если само распределение вещества около пятна имеет вихревой характер, будет иметь вихревой характер и картина излучения. Напротив, колебания яркости в линиях K_2 и H_2 по диску значительно меньше зависят от колебаний плотности вещества, в основном они определяются колебаниями в электронной температуре. Поэтому вихревую структуру здесь заметить трудно.

Механизм излучения водородных атомов в тех местах поверхности Солнца, где наблюдаются яркие флоккулы в H_α , не совсем еще ясен. Возможно, что здесь столкновения играют уже определенную роль, хотя следует заметить, что для этого требуется слишком высокая температура. Действительно, следует иметь в виду, что ярким водородным флоккулам в H_α соответствуют темные гелиевые флоккулы в линии λ 40 830.

Вместе с тем для возбуждения и ионизации гелия требуется температура не меньше 10 000—15 000°, что для флоккулов крайне мало вероятно.

Присутствие темных провалов H_3 и K_3 в линиях H_2 и K_2 , Ca II спектров флоккулов объяснено как результат падения кинетической температуры во флоккуле наружу. Это подтверждается отсутствием линий K_3 и H_3 в ярком излучении K_2 и H_2 над солнечными пятнами. Здесь температурный градиент в нижней хромосфере должен быть относительно мал.

Сужение ярких линий H и K в спектре пятен может быть естественно объяснено, если считать, что в хромосфере над пятнами общее количество атомов кальция и атомов других элементов понижено (роль самопоглощения, определяющего ширину линии). Понижение хромосферы над пятнами отмечалось визуальными и фотографическими различными наблюдателями. Выводы о понижении хромосферы над пятнами тесно связаны с эффектом Эвершеда.

Вопрос об источнике нагрева флоккулов пока неясен. В качестве одной из возможных гипотез автор считает, что, подобно некоторым классам протуберанцев, во флоккулах наряду с обычной хромосферной материей может существовать более нагретая «корональная» материя. В пользу этого представления может быть указан ряд фактов.

Обсужден вопрос истечения атомов кальция из флоккулов. Во всех точках контура линий H и K спектра факелов световое давление на атомы кальция превышает силу тяготения, что в соответствии с механизмом Милна должно вести к истечению атомов кальция. На своем пути атомы кальция должны неизбежно увлекать за собой атомы водорода.

Обсуждены трудности рассматриваемого механизма, главная из которых — ионизация атомов кальция корональными электронами. Указано в связи с этим, что движение потока атомов кальция и водорода от Солнца должно, повидимому, сопровождаться появлением магнитного поля, которое будет препятствовать проникновению корональных электронов в поток.

Оценена ежегодная потеря массы Солнцем. Рассмотрены следующие факторы: тепловая диссипация атомов водорода из короны, истечение атомов из флоккулов и хромосферных вспышек, выброс (без возврата) некоторой части эруптивных протуберанцев из Солнца. Оценки дали $6 \cdot 10^{17}$ г в год.

ФОТОМЕТРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Я. Е. Мергенталер

(Вроцлавская обсерватория. Польша)

Фотометрические особенности солнечных пятен зависят от диаметра пятна. Кроме того, из фотометрических измерений солнечных пятен, находящихся на разном расстоянии от центрального меридиана, следует, что эффект потемнения к краю солнечных пятен похож на такой же

эффект фотосферы. Это свидетельствует о том, что в солнечных пятнах существует лучевое равновесие. Однако до сих пор не известно, изменяется ли в зависимости от магнитных полей и от фазы 11-летнего цикла фотометрический профиль солнечных пятен и если изменяется, то каким образом. Во Вроцлавской обсерватории производится подготовка фотографических и фотоэлектрических наблюдений этого типа. Для этой цели будет применяться 30-сантиметровый горизонтальный рефлектор (фокусное расстояние 11 м), дающий для фотографических снимков изображение Солнца диаметром в 10 см или же диаметром около 0.5 м при применении добавочной оптики. Кассета и фотоэлектрическая аппаратура в настоящее время монтируются и будут готовы, вероятно, во второй половине 1956 г.

КРАТКАЯ ЗАМЕТКА О СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

Л. Дежё

(Венгерская Академия наук. Астрономическая обсерватория)

1. Найдено, что отношение площади полутени к площади тени пятна $\left(\frac{P}{U}\right)$ является важной характеристикой солнечных пятен, особенно если рассматривать проблему с эволюционной точки зрения.

а) Если обозначить через $\Delta \frac{P}{U}$ и ΔU суточное изменение $\frac{P}{U}$ и U , то распределение значений $\Delta \frac{P}{U}$ имеет резкий максимум в области $\Delta \frac{P}{U} > 0$ при $\Delta U < 0$ и максимум в области $\Delta \frac{P}{U} < 0$ при $\Delta U > 0$.

б) Максимумы кривых распределения величин $\frac{P}{U}$ для разных величин тени (U) не одинаковы.

Если

$$U_1 \leq U_i \leq U_2 \leq U_3 \leq U_k \leq U_4,$$

то мы находим

$$\max \left(\frac{P}{U_i} \right) < \max \left(\frac{P}{U_k} \right).$$

Все это означает, что обычно ширина полутени не пропорциональна диаметру тени, как это утверждается в литературе (см., например [1]).

2. Путем разделения различных фаз эволюции группы пятен (или одиночных пятен) мы нашли, что так называемый восточный избыток должен быть рассмотрен с совершенно новой точки зрения.

Мы классифицировали каждое наблюдение одиночных пятен и групп пятен на основе изменений площади, представляющих восходящую фазу, максимум и убывающую, или минимальную фазу.

Можно заметить, что восточный избыток, вероятно, вызван только развивающимися пятнами. Наблюдения нисходящей части кривой показывают некоторый западный эксцесс. Оба эксцесса значительно больше, чем найденные в предыдущих исследованиях.

Л и т е р а т у р а

1. К о й п е р. Солнце. ИЛ, 1953, стр. 346.

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

30. Швестка

(Астрономический институт Чехословацкой
академии наук. Прага)

Мы изучали физические условия в хромосферных вспышках с применением всех точно измеренных профилей эмиссионных линий, опубликованных Эллисоном, Э. Р. Мустелем, А. Б. Северным и Суэмото. На основании этих данных мы произвели точное сопоставление нынешних теоретических работ по изучению физических качеств вспышек, особенно работ Мустеля и Северного, Гольдберга, Додсон, Мюллера, Суэмото, Эллисона и моих собственных. Остановлюсь очень кратко на результатах этого изучения.

По Суэмото, число свободных электронов в больших вспышках, которые в линии H_{10} являются оптически тонкими, столь мало, что не может быть причиной расширения линии H_{α} вследствие эффекта Штарка. Поэтому линия H_{α} должна расширяться затуханием вследствие излучения. Но в таком случае, по Мустелю и Северному, оптическая толща вспышки в центре линии H_{α} больше 500. Это, однако, необходимо, и я нашел для других двух вспышек оптическую толщу 4000 и 7000. Поэтому в линии H_{10} вспышка должна быть также оптически толстой, что находится в несогласии с первоначальным предположением Суэмото. Таким образом, все вспышки должны быть оптически толстыми и во всех линиях Бальмера высшего порядка.

Если мы примем метод, предложенный Суэмото для вспышки, которая не является оптически тонкой в линии H_{10} , то число свободных электронов во вспышке возрастает в два или три раза. Но тогда для расширения линии H_{α} эффектом Штарка необходима электронная температура выше $50\,000^{\circ}$. Такая высокая температура совсем не отвечает общему характеру спектра вспышки. Поэтому линия H_{α} должна расширяться затуханием вследствие излучения. Линии же Бальмера высшего, чем H_{β} , порядка явно расши-

ряются эффектом Штарка, потому что для такого расширения достаточно температура только 6000° .

Все эти результаты находятся в полном согласии с результатами исследования Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным вспышки 5 августа 1949 г. Но мои результаты отличаются от результатов этих авторов в отношении числа атомов в разных квантовых состояниях. Так как большие вспышки — оптически толстые в центре линии H_α , то центральная интенсивность определяет непосредственно значение отдачи излучения в поверхностных слоях вспышки. Поэтому, если мы знаем центральную интенсивность разных линий Бальмера в спектре вспышки, мы имеем возможность вычислить состояние возбуждения в поверхностных слоях вспышки. Применяя это к измерениям Э. Р. Мустеля и [А. Б. Северного, мы найдем, что возбуждение очень близко соответствует состоянию равновесия при температуре около 6000° . Это находится в противоречии с результатом указанных авторов, которые нашли, что возбуждение близко соответствует случаю простой рекомбинации, как, например, в туманностях. Они вывели свой результат из наблюдений в крыльях линии, где наложение эмиссионной линии на линию поглощения очень сложное.

Нетрудно показать, что ход интенсивности у всех хорошо редуцированных профилей линий в работе Эллисона не соответствует теоретическому ходу: вследствие излучательного затухания действительное падение интенсивности в крыльях более быстрое. Детальный анализ показывает, что это различие хода возникает благодаря следующим эффектам: вспышка освобождает большое количество излучения Лаймана, которое является причиной возрастания числа атомов водорода во 2-м квантовом состоянии n_2 в верхних слоях фотосферы. Излучение, посылаемое вспышкой в линии H_α в направлении к поверхности фотосферы, заполняет в некоторой мере линию поглощения под вспышкой. В смысле возрастания числа атомов во 2-м квантовом состоянии в верхних слоях фотосферы этот эффект наиболее выражен близ центра линии и уменьшается в направлении к крыльям. Результатом является фиктивное возрастание наклона эмиссионной линии H_α в спектре вспышки.

Некоторое центральное поглощение, часто наблюдаемое в линии H_α , возникает благодаря самообращению линии из-за возрастания отдачи излучения (т. е. температуры возбуждения) с возрастанием глубины во вспышке. То же самое изменение температуры обнаружится, если мы сравним центральные части наблюдаемых профилей с теоретическим профилем для комбинации расширения Доплера и затухания вследствие излучения. Кинетическая температура в большой вспышке доходит до $10\,000^\circ$ и понижается у поверхности вспышки до 6000° .

Будем предполагать линейное возрастание отдачи с оптической глубиной. Мы можем потом найти сравнением крыла и центральных частей профилей H_α величину этого возрастания и общую оптическую толщину вспышки для отдельных наблюдаемых случаев. Таким образом, мы нашли для большой хромосферной вспышки следующие средние физические характеристики: оптическая толща в центре линии H_α приблизительно

равна 5000. Это соответствует 10^{16} двухквантовых атомов над одним квадратным сантиметром основания вспышки. Число свободных электронов $n_e \geq 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Средняя электронная температура немного выше $10\,000^\circ$, кинетическая температура около 9000° внутри вспышки и около 6000° на поверхности вспышки. Отдача излучения равняется центральной интенсивности на поверхности вспышки и в некоторых случаях возрастает в четыре раза на дне области вспышки (например, вспышка 11 февраля 1949 г.).

Если мы примем известную зависимость центральной интенсивности от эффективной ширины линии, в которую входит главным образом общая оптическая толщина, то сможем установить максимальную оптическую толщину для вспышек разных баллов и в разных стадиях развития. Действительная оптическая толщина зависит, кроме того, от величины изменения температуры внутри вспышки. Поскольку нам известны эти величины для нескольких вспышек, мы имеем возможность на основании этой зависимости оценить среднее изменение физических условий во вспышках в течение их развития. Малые вспышки, вероятно, образованы малыми яркими гранулами, у которых сходные физические свойства и физические характеристики изменяются более или менее одинаково при растущей интенсивности вспышки. Как известно, зависимость центральной интенсивности от ширины линии выполняется очень хорошо для всех таких вспышек. Но у больших вспышек эти яркие гранулы расплываются, и все окружающие части активной области испускают общую эмиссию от множества отдельных центров излучения. Оптическая толщина растет вместе с шириной линии, которая зависит от числа активных атомов во вспышке. С другой стороны, возрастание температуры замедляется. Эта часть зависимости определена хуже, потому что изменение физических свойств зависит в этом случае от общих условий в активной области, а не только от самой вспышки. Общая оптическая толщина вспышек в центре линии H_α меняется приблизительно от двухсот для самых маленьких вспышек до десяти тысяч для самых больших. Соответственно поверхностная температура изменяется в пределах $5500\text{--}7500^\circ$.

В заключение я хотел бы коснуться того, что возрастание эффективной ширины линии от центра солнечного диска к его краю, обнаруженное Гольдбергом, Додсон и Мюллер, является естественным следствием эффекта проекции. На большем расстоянии от центра Солнца мы наблюдаем только вспышки с большей действительной площадью, тогда как меньшие вспышки уже не видны. Вспышки с большей площадью показывают большую эффективную ширину линии, поэтому средняя ширина линии к солнечному краю фиктивно растет. Приняв во внимание это влияние эффекта проекции, мы получим точно такие же кривые, какие получили из наблюдений американские авторы.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

М. Н. Гневыхин и Р. С. Гневыхина

(Горная астрономическая станция Главной
астрономической обсерватории АН СССР)

С 1869 г., когда была открыта зеленая корональная линия, с каждым затмением накапливались наблюдательные данные, которые не поддавались объяснению в течение 70 лет.

В 1939—1942 гг. было выяснено, что корона представляет собою газ с температурой порядка миллиона градусов. Это сразу позволило объяснить основные факты, установленные в результате многолетних наблюдений короны: идентифицировать эмиссионные линии и объяснить их большую ширину, отсутствие линий поглощения во внутренней короне и большую протяженность короны. Эти новые представления о физическом состоянии солнечной короны получили блестящее подтверждение при наблюдении радиоизлучения Солнца на метровом диапазоне. Началось интенсивное исследование солнечной короны, что можно видеть, в частности, из известной монографии И. С. Шкловского [1] или из статьи ван де Холста в недавно вышедшей книге [2].

Несмотря на успехи, достигнутые в результате применения чрезвычайно плодотворной концепции высокой температуры в короне, в этом вопросе не все еще ясно.

Во всех упомянутых исследованиях корона рассматривалась как газовая оболочка, физические характеристики которой изменяются только в зависимости от расстояния от фотосферы Солнца. Простое рассмотрение снимков, затменных и внезатменных, обнаруживает чрезвычайно сложную структуру короны. Кроме того, существование протуберанцев с температурой порядка десяти тысяч градусов в корональной среде с температурой порядка миллиона градусов непонятно. Протуберанцы не только выбрасываются из хромосферы в корону, но иногда на глазах у наблюдателя возникают в короне, т. е. происходит резкое, внезапное в огромном объеме охлаждение корональной материи, конденсирование ее в протуберанец и последующее выпадение этой материи в хромосферу. Например, 12 июня 1955 г. авторами наблюдался протуберанец (фиг. 1), возникший в короне, который быстро увеличился и затем упал в хромосферу, причем скорость его движения была постоянной. Сосуществование материй с высокой и низкой температурами, повидимому, имеет место также и на границе хромосферы и короны. На фиг. 2 приведен снимок корональной линии $5303 \text{ \AA}$, полученный с прямой щелью спектрографа, расположенной перпендикулярно к лимбу [3]. Как видно, свечение короны вблизи лимба не обнаруживает никаких тенденций к уменьшению яркости. Мало вероятно, чтобы это изменение физических условий от корональных к хромосферным происходило в столь малом интервале высот, что это ускользало бы от наблюдателя. Остается поэтому предположить, что корона продолжается в хромо-



Фиг. 1. Последовательные снимки протуберанца, образовавшегося в короне 12 июня 1955 г.

Моменты по московскому времени:

a — 9 ч. 48 м. 45 с.; *б* — 9 ч. 52 м. 54 с.;

в — 10 ч. 2 м. 38 с.

сферу, заполняя промежутки между протуберанцами, скопление которых, по мнению Е. Я. Перепелкина [4], и образует хромосферу.

Наши представления о короне, повидимому, нуждаются в дальнейших уточнениях, для чего нужны новые наблюдательные данные.

Некоторые новые данные были получены на Горной астрономической станции Пулковской обсерватории. На этой станции с конца 1952 г. ведутся систематические фотографические наблюдения зеленой и красной корональных линий вне затмения. По числу дней с наблюдениями короны Горная станция занимает первое место среди европейских корональных станций, уступая в этом отношении только американским станциям в Клаймаксе и на пике Сакраменто.

На фиг. 3 приведены среднemesячные значения интенсивностей зеленой и красной корональных линий, суммированные по всему лимбу, и числа Вольфа. Из графика видно, что зеленая линия изменяется параллельно пятнообразовательной деятельности. Красная корональная линия ведет себя весьма своеобразно, дав с июля 1954 г. по февраль 1955 г. интенсивную вспышку. По данным Вальдмайера [5], в начале прошлого цикла солнечной деятельности также наблюдалась интенсивная вспышка красной корональной линии. Повидимому, минимум цикла характеризуется похолоданием короны, благодаря чему становится особенно интенсивной красная корональная линия, образование которой требует меньшей энергии. По данным станции пик Сакраменто, в третьем квартале 1954 г. интенсивность красной линии резко возросла (данные за более позднее время еще не опубликованы).

Вспышка красной корональной линии сопровождалась неожиданным и интересным появлением интенсивного свечения в короне линии гелия D_3 [6, 7]. Свечение можно было легко проследить до расстояния $4'—5'$ от фотосферы. С тех пор на Горной станции систематически ведутся наблюдения за поведением этой линии в короне. На фиг. 3 в тех же единицах, что и для красной и зеленой линий, показано изменение интенсивности линий D_3 в короне. Видна тесная связь свечения линии гелия с красной корональной линией. Связь между этими линиями наблюдается также и в распределении по лимбу. Интересная сама по себе, эта связь служит убедительным доказательством того, что наблюдавшееся свечение линии гелия нельзя объяснить эффектами рассеяния света в инструменте или в земной атмосфере. На фиг. 4 и 5 приведены снимки красной корональной линии и линии гелия в короне (на расстоянии $1'$ от фотосферы), полученные на коронографе с кривой щелью спектрографа, расположенной концентрично лимбу.

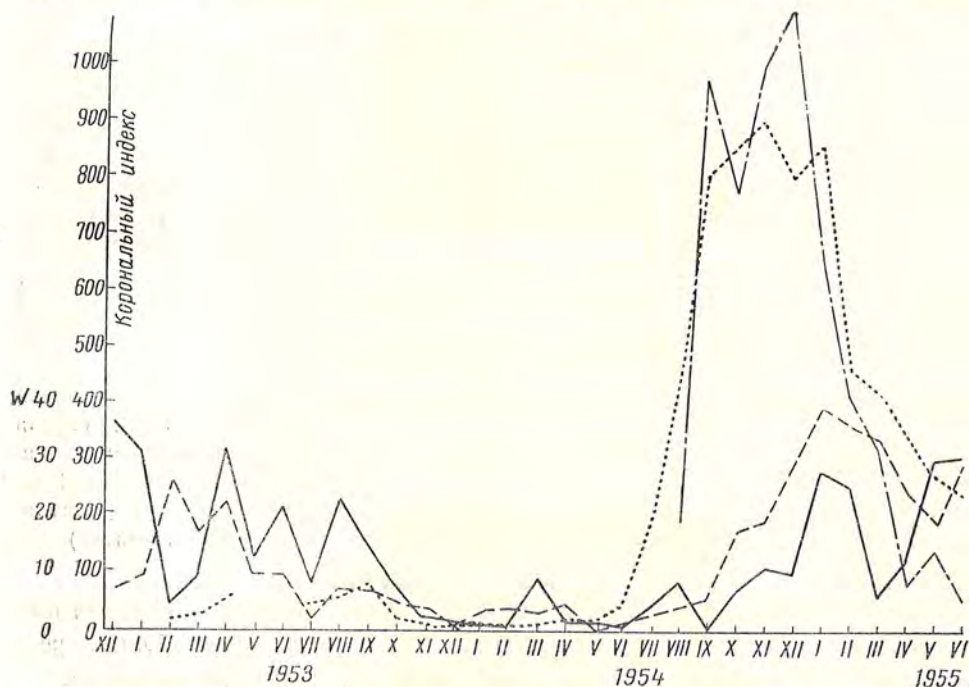
Интересны дополнительные подробности свечения линии гелия в короне. В тех случаях, когда щель спектрографа, расположенная концентрично



Фиг. 2. Корональная линия λ 5303, снятая с радиально направленной прямой щелью 1 октября 1954 г. (негативный отпечаток).

краю Солнца, пересекала протуберанец, по обе стороны от протуберанца можно было проследить свечение на значительное расстояние. При фотографировании аналогичным образом протуберанцев H_{α} такого свечения обнаружено не было.

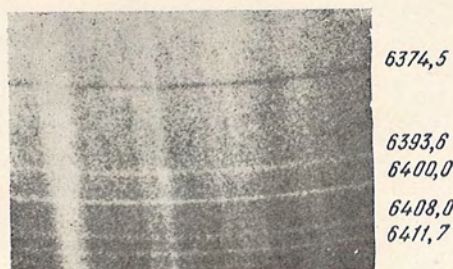
При особенно благоприятных атмосферных условиях и особенно ярком свечении линии D_3 в короне удавалось наблюдать и линию ионизованного гелия $\lambda 4686$. Однако в этой части спектра сильно уменьшается контраст линии из-за увеличения рассеянного света с уменьшением длины волны.



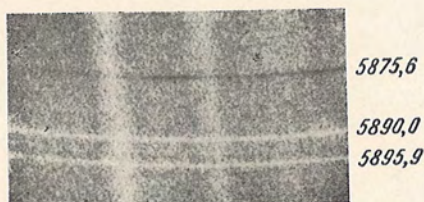
Фиг. 3. Изменения с течением времени чисел Вольфа, суммарной интенсивности по лимбу корональных линий $\lambda\lambda 5303, 6374$ и D_3 гелия (среднемесячные значения). — числа Вольфа, — — $\lambda 5303$, ... $\lambda 6374$, — · — D_3 (He).

Вспышка свечения гелия в короне началась внезапно и быстро достигла максимума, продолжавшегося четыре месяца. Затухание происходило постепенно, и в течение последующих месяцев свечение гелия наблюдалось только изредка, в ограниченных местах лимба (главным образом только около протуберанцев) и не достигало такой интенсивности, как в зимние месяцы 1954—1955 гг. Интересно, что затухание свечения линии гелия совпало с началом систематического и бурного роста пятнообразовательной деятельности в текущем цикле. Было бы весьма интересно получить подтверждения от остальных корональных станций. К сожалению, за этой областью спектра обычно не следят и это явление могло остаться незамеченным.

Мы сообщали [8] еще об одном интересном явлении, также совпавшем по времени и позиционным углам с наиболее интенсивным свечением красной корональной линии. Это — появление в короне эмиссии в цент-



Фиг. 4. Снимок красной корональной линии 13 ноября 1954 г. с кривой щелью, концентричной краю Солнца на расстоянии одной минуты дуги (негативный отпечаток).



Фиг. 5. Снимок линии гелия D_3 13 ноября 1954 г. с кривой щелью, концентричной краю Солнца на расстоянии одной минуты дуги, относящийся к тем же позиционным углам, что и снимок на рис. 4 (негативный отпечаток).

рах линий Н и К ионизованного кальция. Из-за большой загруженности коронографа другими наблюдениями мы не имели возможности систематически следить за этим участком спектра.

С нашей точки зрения эти явления не противоречат концепции горячей короны, которая имеет много неоспоримых аргументов в свою пользу, но указывают на то, что корона является более сложным образованием, чем обычно представляют. Как указывалось, это следует и из рассмотрения сложной структуры короны.

Повидимому, наблюдаемые неоднородности являются флуктуациями не только плотности, но и других физических характеристик, в частности температуры. Так как корональные образования связаны с протуберанцами, а последние, как это было показано, в частности, рядом блестящих работ Крымской обсерватории [9, 10], управляются в большинстве случаев локальными магнитными полями, естественно считать, что и неоднородности в короне являются результатом этих полей.

Выяснение механизма этих явлений — интересная и актуальная задача для теоретиков.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Солнечная корона. Гостехиздат, 1951.
2. G. P. Kuiper. The Sun. Chicago, 1953.
3. М. Н. Гневывшев и Р. С. Гневывшева. ДАН СССР 101, № 4, 627, 1955.
4. Е. Я. Перепелкин. Бюлл. Комиссии по исследованию Солнца, № 4, 5—21, 1933.
5. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 35, 1—9, 1954.
6. Р. С. Гневывшева. Астроном. циркуляр, № 152, 10, 1954.
7. М. Н. Гневывшев и Р. С. Гневывшева. ДАН СССР 101, № 6, 1017—1018, 1955.
8. М. Н. Гневывшев и Р. С. Гневывшева. ДАН СССР 94, № 5, 811—812, 1954.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс. 11, 129—151, 1954.
10. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс. 10, 9—53, 1953.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ НА 50-ДЮЙМОВОМ РЕФЛЕКТОРЕ КРЫМСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

И. А. Козырев

Резкое отличие атмосфер планет земной группы от атмосфер больших планет скорее всего вызвано биогенными факторами. С этой точки зрения представляет большой интерес сравнительное изучение атмосфер Венеры, Земли и Марса.

В эпоху, близкую к нижнему соединению Венеры, был проведен опыт получения спектра свечения ночного неба Венеры. На одной, сравнительно удачной спектрограмме можно заметить слабые полосы молекулы азота, характерные для спектров полярных сияний земной атмосферы. Кроме того,

заметны следы значительного числа полос некоторой молекулы, отождествить которую не удалось. Полная яркость свечения ночного неба Венеры получилась раз в пятьдесят больше яркости ночного неба Земли.

Существование в атмосфере Венеры некоторой неотожествленной молекулы желательно было подтвердить изучением спектра поглощения, т. е. спектра дневной стороны Венеры. Тщательное фотометрическое сравнение спектра Венеры со спектром Солнца позволило обнаружить в спектре Венеры две слабые полосы поглощения $\lambda_1 4382 \text{ \AA} (V_1)$ и $\lambda_2 4109 \text{ \AA} (V_2)$. Обе полосы имеют с фиолетовой стороны резкие канты, глубина которых порядка 0.03—0.04 десятичного логарифма яркости при ширине полос около $60 \text{ \AA}$.

Полосы V_1 и V_2 обнаружены и в спектре земной атмосферы при сравнении спектров Солнца на больших и малых высотах. Оказалось, что в спектре зенитной области неба яркость этих полос возрастает с увеличением зенитного расстояния Солнца до 85° , после чего их яркость резко уменьшается. Отсюда можно сделать заключение, что молекула, создающая эти полосы, образует слой, находящийся на высоте около 9 км над поверхностью Земли. Спектры Веги, снятые у горизонта, непосредственно показывают полосы V_1 и V_2 . Таким образом, исследуемая молекула достаточно устойчива и существует в течение всей ночи. Этой молекулы в земной атмосфере в шесть раз меньше, чем в атмосфере Венеры.

Фотометрическое сравнение спектра Марса со спектром Солнца не показало присутствия полос V_1 и V_2 в спектре Марса. Не удалось также обнаружить каких-либо других полос, принадлежащих атмосфере Марса. Полосы V_1 и V_2 отсутствуют и в спектрах больших планет.

Исследование непрерывных спектров Венеры и Марса показало, что в атмосфере этих планет происходит не только рассеяние, но и большое истинное поглощение света для длин волн $\leq 4500\text{--}4600 \text{ \AA}$. Окраска Марса определяется в основном не окраской поверхности, а этим свойством его атмосферы. Поглощение света вызвано большой запыленностью атмосфер Венеры и Марса. На Земле же атмосфера очищается от пыли атмосферными осадками. Однако избирательный характер поглощения трудно объяснить обычной минеральной пылью. Для этого необходимы очень специальные условия. Возможно поэтому, что избирательное поглощение света в атмосферах Венеры и Марса свидетельствует о существовании процессов жизни в атмосферах этих планет.

НЕКОТОРЫЕ РАБОТЫ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ПО ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

В. Б. Никонов

Для решения многих проблем звездной астрономии нужны фундаментальные каталоги фотоэлектрических звездных величин и цветов звезд.

Основная проблема в построении фундаментального фотометрического каталога — правильный учет атмосферной экстинкции, осуще-

ствляемый обычно при помощи некоторой стандартной звезды. Внеатмосферные фотометрические параметры последней (звездная величина, цвет) должны быть хорошо известны. В свое время нами был предложен способ определения этих параметров, основывающийся на использовании повторных наблюдений программных звезд [1]. Примененный к построению электроколориметрического каталога новый способ дал хорошие результаты, обеспечив получение внеатмосферных цветовых эквивалентов со средней квадратичной ошибкой меньше 0^m01 (в системе международных показателей цвета [2]).

Первый опыт применения этого метода не только для цветов, но и для звездных величин был проведен Е. К. Никоновой в Крымской астрофизической обсерватории. Ею построены небольшие каталоги ярких опорных звезд для фотометрии Солнца, Луны и планет [3, 4]. Средняя квадратичная ошибка одного каталожного значения (по трем наблюдениям) составила: для звездной величины $\pm 0^m010$, а для цвета (в международной системе) $\pm 0^m007$.

Значительный космогонический интерес представляет решение спорного вопроса о тонкой структуре главной последовательности на диаграмме цвет — светимость, а также вопроса о точном положении Солнца на этой диаграмме.

На обсерватории закончено составление фундаментального каталога сине-желтых и сине-фиолетовых цветовых эквивалентов для 250 звезд до 10-й визуальной величины с хорошо определенными тригонометрическими параллаксами (В. Б. Никонов, К. К. Чуваев, С. В. Некрасова, Д. Н. Рачковский, Н. С. Полосухина). Средняя квадратичная ошибка каталожного значения оказалась одинаковой для сине-желтых и сине-фиолетовых цветовых эквивалентов. Она равна $\pm 0^m009$ в системе данного каталога, что соответствует $\pm 0^m012$ для системы (V—B) каталога Джонсона и Моргана [5]. Сопоставление полученных сине-желтых цветовых эквивалентов (C_{012}) с цветовыми эквивалентами (V—B) показало хорошее согласие обоих рядов наблюдений (фиг. 1). Средняя квадратичная ошибка из среднего по обоим каталогам меньше $\pm 0^m01$.

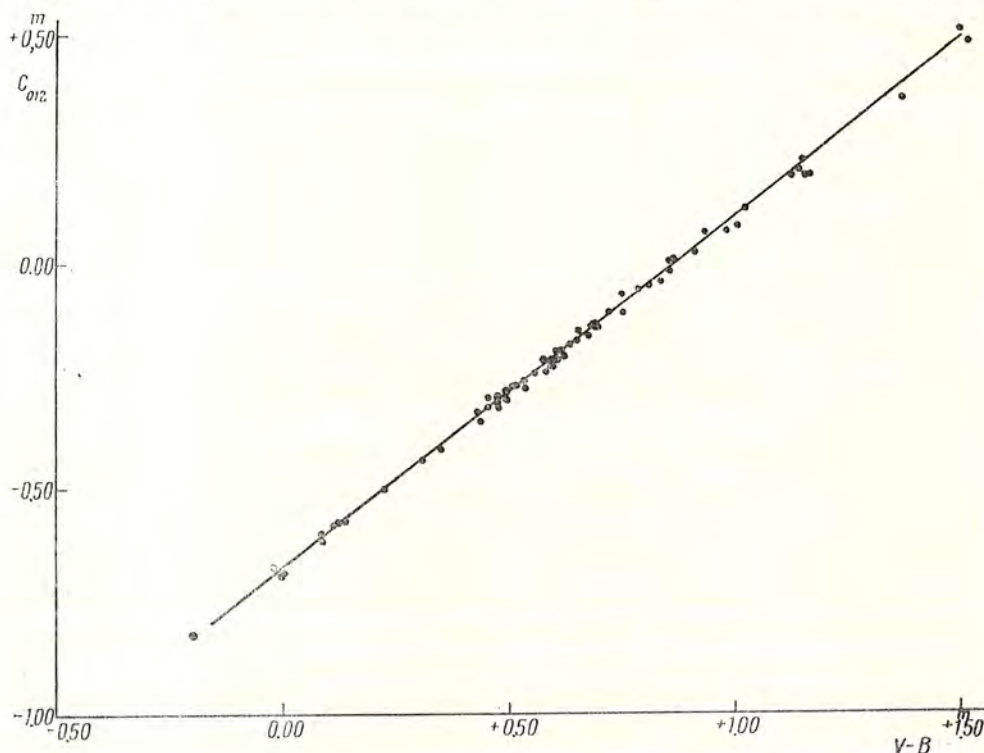
Закончены наблюдения и для построения фундаментального каталога фотоэлектрических звездных величин звезд, входящих в каталог цветовых эквивалентов. Предварительные результаты фотоэлектрических наблюдений дают указания на реальность некоторой тонкой структуры главной последовательности.

Фотометрические наблюдения звезд с хорошо определенными расстояниями сочетаются с их спектроскопическими наблюдениями, выполняемыми на 1220-миллиметровом рефлекторе (Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская).

Определение положения Солнца на диаграмме цвет—светимость было выполнено на специальном электрофотометре (Е. К. Никоновой), позволявшем осуществлять прецизионную градацию светового потока до 27^m . Звездные величины и цвета Солнца и Луны были непосредственно привязаны к системе ярких звезд [6]. Значения показателя цвета и светимости

Солнца показывают, что оно лежит на верхнем крае главной последовательности.

Для изучения избирательного межзвездного поглощения нами, одновременно и независимо от Джонсона и Моргана [5], предложен метод двухцветных диаграмм, основывающийся на трехцветной электроколориметрии звезд ранних спектральных классов [7]. Рассмотрение свойств двухцветных диаграмм, у которых осями координат являются желто-



Фиг. 1.

синий и сине-фиолетовый цветовые эквиваленты, и сопоставление теоретически рассчитанной диаграммы с электроколориметрическими наблюдениями Стеббинса и Уитфорда показало возможность не только определять истинные цвета и избытки цвета звезд ранних классов, но и находить закон избирательного поглощения в межзвездной среде. Согласно нашему определению, избирательное поглощение следует закону, найденному О. А. Мельниковым [8].

Для перехода от трехцветной к многоцветной электроколориметрии П. П. Добронравиним и нами построен макет звездного электроколориметра с диспергирующей системой. Для исключения эффектов изменения общей экстинкции, нехроматического мерцания и несовершенства гидрировки в электроколориметре применена оптическая схема Хилтнера и Кода. На базе макета электроколориметра осуществлен и макет звездного электроспектрофотометра [9]. Испытания макета по звездам показали удовлетворительные результаты.

Весьма существенной проблемой в звездной астрономии является преодоление поглощающей среды и изучение объектов, лежащих за облаками темной материи. Применение для этой цели инфракрасной электронной техники позволяет получить весьма эффективные результаты.

Для обнаружения ядра нашей галактической системы А. А. Калиняком (ГАО), В. И. Красовским и нами был применен электронно-оптический преобразователь со светофильтром ($\lambda_{\text{eff}} = 1\mu$) [10]. Полученные изображения сразу выявили существование ядра нашей Галактики, а фотометрическое изучение негатива позволило оценить его размеры. На основании последних можно отнести нашу звездную систему к спиральным типа *Sb*.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. ДАН СССР 45, 151, 1944.
2. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуман. obs. № 14, 1953.
3. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs. 4, 114, 1949.
4. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs. 11, 74, 1954.
5. H. Johnson, W. Morgan. Ap. J. 117, 313, 1953.
6. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs. 12, 56, 1954.
7. В. Б. Никонов. Опыт построения фундаментального каталога цветных эквивалентов звезд спектральных классов В8—В9. Автореферат диссертации. 1953.
8. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs. 12, 134, 1954.
9. П. П. Добронравин, В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs. 13, 32, 1955.
10. А. А. Калиняк, В. И. Красовский, В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs. 6, 119, 1951.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ЗВЕЗД В НЕКОТОРЫХ УЧАСТКАХ МЛЕЧНОГО ПУТИ

Э. С. Бродская

На протяжении нескольких последних лет группа сотрудников Крымской астрофизической обсерватории ведет работу по классификации спектров слабых звезд и определению их показателей цвета. Спектры получают с 6.9-градусной призмой, укрепленной на объективе одной из камер 400-миллиметрового астрографа, при дисперсии около $250 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ . Удовлетворительное для целей классификации поле камеры имеет размер $8^\circ \times 8^\circ$. Исследование ведется в площадках таких же размеров. Предельная фотографическая величина, зависящая несколько от спектрального класса, около $12^m.5$. Фотометрический материал получается при помощи камеры Догмар ($D=167 \text{ мм}$, $F=750 \text{ мм}$), имеющей большое поле, пригодное для фотометрических целей.

Все исследуемые площадки располагаются в Млечном Пути, в местах скопления горячих звезд и эмиссионных туманностей. Определение спектральных классов большого числа слабых звезд и их показателей цвета

доставит значительный материал для уточнения положения спиральных ветвей Галактики и распределения темных туманностей по отношению к ним.

К настоящему времени П. Ф. Шайн закончила классификацию спектров и определение показателей цвета около 6000 звезд в области 2^h10^m — 3^h16^m , $+56^\circ$ — $+64^\circ$ в Персее.

И. И. Назарова классифицировала спектры 4000 звезд на площадке $8^\circ \times 8^\circ$ в Стрельце. Работа по определению показателей цвета в ближайшее время будет закончена.

Р. Н. Ихсанов ведет работу по классификации спектров ранних звезд, до класса А включительно, и определению их показателей цвета в окрестностях γ Суг.

В области с центром $\alpha=23^h22^m$, $\delta=61^\circ$ $l=81^\circ$, $b=+1^\circ$ на площади 63 кв. градуса Э. С. Бродская определила спектры и показатели цвета более пяти тысяч звезд. Эта область богата горячими звездами и отличается большой неоднородностью в распределении темной материи. Большой наблюдательный материал позволяет определить поглощение в отдельных участках области. Для этой цели были использованы звезды ранних спектральных классов до F_2 включительно.

Эффективные длины волн нашей системы равны $\lambda\lambda 4300$ и 6000 . Полное поглощение в фотографических лучах (A_{ph}) получается умножением избытка цвета на 3.5.

Определено изменение A_{ph} с расстоянием для четырех участков области. В светлой полосе Млечного Пути, расположенной вдоль галактического экватора, поглощение начинается с 400 пс. Это первое облако пыли, протяженностью 300 пс, поглощает 0^m5 . Между 700 и 1300 пс поглощение практически отсутствует. На расстоянии 1300—1800 пс поглощается 1^m , а дальше идет почти плавное нарастание A_{ph} . На расстоянии 4500 пс $A_{ph}=3^m0$.

Южнее галактического экватора располагается темная туманность протяженностью около 5° . В направлении этой туманности поглощение начинается с 300 пс и очень быстро нарастает, достигая 1^m1 в. на расстоянии 500 пс. На протяжении следующих 800 пс поглощение — около 1^m3 . Следовательно, скопление темной материи, ответственной за вид Млечного Пути в этой области, простирается от 300 до 1300 пс, поглощая на этом расстоянии 2^m5 .

Севернее галактического экватора в этой области также расположен темный участок. Здесь обнаруживаются два облака пыли. Первое, небольшое облако, поглощающее 0^m5 , как и в светлом участке, находится на среднем расстоянии около 700 пс. С расстояния 1200 пс начинается мощное нарастание A_{ph} до расстояния 2500 пс, где $A_{ph}=3^m6$. Это скопление пыли и является, повидимому, причиной малой яркости Млечного Пути в этом месте. Интересно отметить, что в этом участке находится ассоциация горячих звезд III Сер ($l=78^\circ5$, $b=+3^\circ$).

В месте расположения этой ассоциации зависимость P_{ph} от расстояния совсем иная, чем в ее окрестностях. Здесь обнаруживается одно мощное

облако на среднем расстоянии около 1000 пс. Ассоциация по нашему определению находится на среднем расстоянии около 1200 пс. Область ассоциации и ее окрестности не отличаются заметно по видимой яркости Млечного Пути, но поглощение на первых двух килопарсеках совершенно различно. Это показывает, как опасно пользоваться средним коэффициентом поглощения при определении расстояний. Кроме того, по нашему определению, поглощение даже в темных участках Млечного пути, близких к галактической плоскости, на расстоянии 3 кпс получается около 4^m , т. е. значительно меньше, чем принято считать. В светлых участках Млечного Пути поглощение получается меньше 1^m на 1 кпс.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ СПЕКТРОСКОПИИ ЗВЕЗД

Э. Р. Мустель

В конце 1952 г. начал работать 1220-миллиметровый рефлектор обсерватории, при помощи которого выполнен ряд работ, связанных в основном с изучением спектров различных групп звезд, входящих в главную последовательность.

Первой из таких групп является группа «металлических» звезд. Эти звезды характеризуются тем, что по линии К ионизованного кальция спектр звезды принадлежит одному из подклассов А, а по большей части линий металлов (Fe, Mn и др.) ее класс оказывается более «поздним», часто классом F.

Наиболее важный вопрос физики «металлических» звезд состоит в том, отражают ли аномалии в их спектре действительные аномалии в химическом составе атмосфер этих звезд или же мы имеем дело просто с аномалиями в условиях возбуждения атомов. Вторая возможность была обсуждена вначале Гринстейном, предложившим механизм избыточной ионизации атомов Ca II, Sc II и другими протонами посредством резонансного механизма с «перезарядкой» по схеме $H II + Ca II \rightleftharpoons H I + Ca III$.

Докладчиком был предложен другой механизм радиативной ионизации атомов Ca II, исходящий из аналогии с солнечными факелами и основанный на том, что коэффициент поглощения у атомов Ca II весьма медленно спадает с частотой, так что всякий избыток в далеком ультрафиолетовом излучении должен вести к аномальной ионизации этих атомов.

Так как для двух указанных механизмов аномальной ионизации атомов Ca II, Sc II и др. главную роль играет гипотетическая избыточная ионизация водорода в атмосферах «металлических» звезд, этот вопрос рассмотрен докладчиком и Л. С. Галкиным путем сравнения контура линии H_α в спектрах девяти «металлических» звезд с контуром той же линии в спектрах звезд главной последовательности эквивалентного класса. Всякая избыточная ионизация водорода должна была бы приводить к увеличению рекомбинационных процессов, а следовательно, к избыточной

эмиссии в центральных частях линии, т. е. к аномальному соотношению в интенсивности центральных частей и крыльев линии H_α . Такое сравнение, проведенное на основании материала, полученного с 1220-миллиметровым рефлектором, указывает на отсутствие ожидаемых эффектов, а поэтому значительно увеличивает правдоподобность гипотезы о том, что в атмосферах «металлических» звезд имеется действительный «дефицит» в содержании кальция.

Во второй работе докладчиком и Л. С. Галкиным рассматривается вопрос о светимостях «металлических» звезд на основе имеющихся данных о тригонометрических параллаксах звезд. Найдено, что эти звезды образуют четкую последовательность, которая на диаграмме спектр—светимость совпадает в левой своей части с главной последовательностью, а затем идет примерно на две звездные величины выше. Однако характеристики спектров «металлических» звезд указывают на «светимости» еще большие, чем эти наблюдаемые. Это подтверждается и проведенным в этой же работе сравнением контуров линий бальмеровской серии в спектре «металлической» звезды α Gem В и спектрах нормальных звезд того же класса, но различной светимости.

В последней работе проведено общее сравнение эквивалентных ширин линий металлов в спектре α Gem В и спектрах звезд сравнения и сделан вывод, что здесь аномалии в химическом составе значительно меньше, чем для звезды τ UMa, исследовавшейся Гринстейном.

В 1955 г. докладчик и Р. Н. Кумайгородская приступили к спектрофотометрическому исследованию звезд главной последовательности со слабыми и сильными линиями поглощения в их спектрах.

С конца 1952 г. начаты регулярные наблюдения спектра Ве-звезды γ Cas. Опубликованы три сводки о состоянии ее спектра в 1952, 1953 и 1954 гг., в которых приводятся контуры, полные поглощения и т. д. для всех наиболее интересных линий, оценивается скорость вращения звезды, спектральный класс звезды и другие параметры. Работа ведется И. М. Копыловым и А. А. Боярчуком. Вначале в работе принимали участие докладчик и Л. С. Галкин.

Начата работа по количественной спектральной классификации звезд с хорошо определенными тригонометрическими параллаксами. Классификация будет основываться на данных по эквивалентным ширинам линий. Соответствующие целевые спектрограммы с дисперсией $72 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ получаются с 1953 г. также на 1220-миллиметровом рефлекторе обсерватории. Пока получен материал по эквивалентным ширинам для 40 звезд.

Количественная спектральная классификация будет использована для изучения тонкой структуры главной последовательности. Одновременно с этой работой фотометрической группой отдела физики звезд под руководством В. Б. Никонова проводится (для звезд той же программы) определение фотоэлектрических звездных величин и цветов звезд главной последовательности.

Работа по построению количественной спектральной классификации проводится, кроме докладчика, Л. С. Галкиным и Р. Н. Кумайгородской.

ШКАЛА ЗВЕЗДНЫХ ТЕМПЕРАТУР

Г. Кипле

(Обсерватория Гейдельберг—Кенигштуль,
Федеративная Республика Германии)

1. Прежде чем применить понятие температуры к звездам, нужно дать его точное определение. То, что мы коротко называем «температура», не является параметром T , который фигурирует в уравнении состояния материи наряду с давлением, плотностью и молекулярным весом. Поэтому понятие «температура» уточняют добавлением слов «кинетическая», «электронная», «возбуждения», «излучения». Так как при изучении физического состояния звезд мы имеем дело с измерением излучения, то прежде всего можно вывести из наблюдений температуры излучения различного вида. Мы различаем соответственно:

а) Эффективную температуру T_e ; так называется температура абсолютно черного тела, которое с единицы поверхности излучает полную энергию, равную полной энергии, излучаемой с единицы поверхности звезды. Согласно закону Стефана-Больцмана, если πF — поток с единицы поверхности звезды, то

$$\pi F = \pi \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = \sigma T_e^4. \quad (1)$$

б) Температуру излучения T_s ; так называется температура абсолютно черного тела, которое в данной области длин волн $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ излучает такое же количество энергии с единицы поверхности, как и звезда, т. е., согласно закону Планка:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, T_s) d\lambda, \quad (2)$$

где

$$B(\lambda, T_s) = \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_s}} - 1 \right)^{-1}. \quad (3)$$

в) Цветовую температуру T_c , называя так температуру абсолютно черного тела, имеющего такое же относительное распределение энергии в непрерывном спектре, как и звезда. Это распределение энергии можно описывать градиентом Φ , который определяется следующими равенствами:

$$\Phi = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$$\Delta\Phi = \Phi - \Phi_0 = -\frac{d}{d\frac{1}{\lambda}} \ln \frac{I}{B(T_0)}. \quad (5)$$

$\Delta\Phi$ называется относительным градиентом, отнесенным к абсолютно черному телу температуры T_0 . Только для абсолютно черного излучения все три температуры совпадают, и это общее значение дает «действительную» температуру излучающего тела. В общем случае излучательная способность для разных участков спектра различна и соответственно этому мы получаем различные значения T_s и T_e , в зависимости от области длин волн, в которой проводились измерения. Нахождение зависимости между T_e (соответственно T_s) и T_0 является одной из важнейших задач теории звездных атмосфер.

При решении этой задачи существенную роль играет факт, что выходящее излучение образуется на различных глубинах с различными температурами. Исходя из закона изменения температуры с глубиной

$$T^4 = T_e^4 \frac{3}{4} (\tau + q(\tau)), \quad (6)$$

мы приходим к понятию граничной или поверхностной температуры.

г) Граничная температура T_0 есть предел, к которому стремится T при $\tau \rightarrow 0$.

Закон изменения температуры с глубиной можно получить из наблюдения потемнения к краю. В принципе возможно также определить граничную температуру T_0 из изменения видимой температуры излучения от центра к краю (для Солнца).

2. Определение цветовой температуры из относительного распределения энергии в непрерывном спектре требует исключения влияния земной атмосферы (коэффициент поглощения $p(\lambda)$) и функции чувствительности $\epsilon(\lambda)$ приемника излучения к наблюдаемому распределению энергии. Это ведет к разделению задачи на две части:

а) Определение распределения энергии по отношению к опорной звезде, т. е. определение относительного градиента $\Delta\Phi$ [по формуле (5)], отнесенного к звезде сравнения.

б) Определение абсолютного распределения энергии опорной звезды сравнением с абсолютно черным телом.

В первой задаче $\epsilon(\lambda)$ не играет никакой роли, а $p(\lambda)$ входит в измерения постольку, поскольку воздушные массы для сравниваемых звезд не одинаковы (разные зенитные расстояния). Во второй задаче прозрачность атмосферы играет решающую роль, так как

$$\epsilon(\Phi) = \epsilon \left(\frac{dp}{p} \right) \sec z + \epsilon \left(\frac{dI}{I} \right), \quad (7)$$

т. е. ошибка в p оказывается умноженной на $\sec z \geq 1$. Функция чувствительности $\epsilon(\lambda)$ приемника излучения может быть практически исключена, если опорную звезду сравнивать с «искусственной звездой», для которой известно распределение энергии. Идеальной искусственной звездой является маленькое выходное отверстие черного пустого пространства. Искусственную звезду нужно наблюдать с такой же аппаратурой (телескоп + приемник), как и настоящую звезду, поэтому

необходимо или удалить ее на большое расстояние или между ней и приемником поставить коллиматор. В сравнение интенсивностей входит теперь только то изменение, которое претерпевает излучение искусственной звезды на пути к входному отверстию телескопа, т. е. поглощение конечной воздушной массой и потери на поглощение и отражение в коллиматоре. И то и другое можно определять с любой степенью точности.

Непосредственное применение черного тела в качестве искусственной звезды сравнения затруднительно. Обычно применяют вторичные, легко изготавливаемые источники света, калибруемые в лаборатории при помощи абсолютно черного тела. Но во всех случаях абсолютно черное тело совершенно необходимо, так как только оно дает излучение, зависимость которого от температуры описывается формулой Планка, что делает возможным переход к термодинамической шкале звездных температур.

3. Вторичные стандартные источники света должны удовлетворять следующим требованиям:

а) Спектр должен быть по возможности свободным от линий и по распределению энергии походить на спектр абсолютно черного тела, имеющего температуру, близкую к звездной.

б) Свойства излучения должны быть постоянными во времени и как можно меньше зависеть от внешних условий. Чисто температурные (тепловые) источники, как вольфрамовые бандлампы или штифт Нернста, хотя и дают для всех длин волн непрерывный спектр, но имеют сравнительно низкую ($\sim 2500^\circ$) цветовую температуру, что приводит к большому относительному градиенту; кроме того, температура их сильно зависит от силы тока, вследствие чего необходимы большие затраты для стабилизации и контроля условий эксплуатации. Цветовую температуру можно повысить в ограниченной области длин волн при помощи соответственно выбранных фильтров, но тогда придется примириться с некоторой «волнистостью» в спектре, так как нет фильтров, прозрачность которых зависела бы линейно от $\frac{1}{\lambda}$.

Новые исследования (де Вос) излучательной способности вольфрама в зависимости от температуры и длины волны позволяют надеяться, что распределение интенсивности в непрерывном спектре вольфрамовой бандлампы можно однозначно характеризовать, исходя из температуры излучения, определяемой пирометром с нитью накала при нормальной длине волны 0.654 μ .

Положительный кратер вольтовой дуги дает почти серое излучение температуры 4000° , если дуга горит спокойно, существенно ниже границы «шипения». Условия в кратере таковы, что получается очень хорошая самостабилизация, так что сравнительно сильные изменения условий горения незначительно влияют на температуру кратера. Очень неприятно присутствие в спектре дуги сильных полос циана, которые искажают непрерывный спектр в области длин волн, наиболее

важных для астрономии ($\lambda\lambda$ 3500—4500). Полосы циана почти полностью пропадают, если дугу сжигать в атмосфере CO_2 , но тогда применение этого источника обходится очень дорого.

Недавно было проведено сравнение различных источников между собой и с черным телом. При этом возникли некоторые противоречия, которые можно было устранить, только считая данное Эйлером значение температуры кратера (3995°) неверным. Эйлеровская температура относится к электродам из чистого графита. Нашим измерениям более соответствует значение 3845° . Эта величина совпадает с числом, указанным в свое время Макферсоном для «угля». Таким образом, температура угольного кратера существенно зависит, повидимому, от структуры и чистоты применяемых электродов. Так как излучательная способность очень мало зависит от длины волны (соответствуя $\Delta \frac{C_2}{T} = 0.03$), то для определения свойства излучения угольного кратера пригодно, как и для вольфрамовой лампы, пирометрическое определение температуры излучения в красной части.

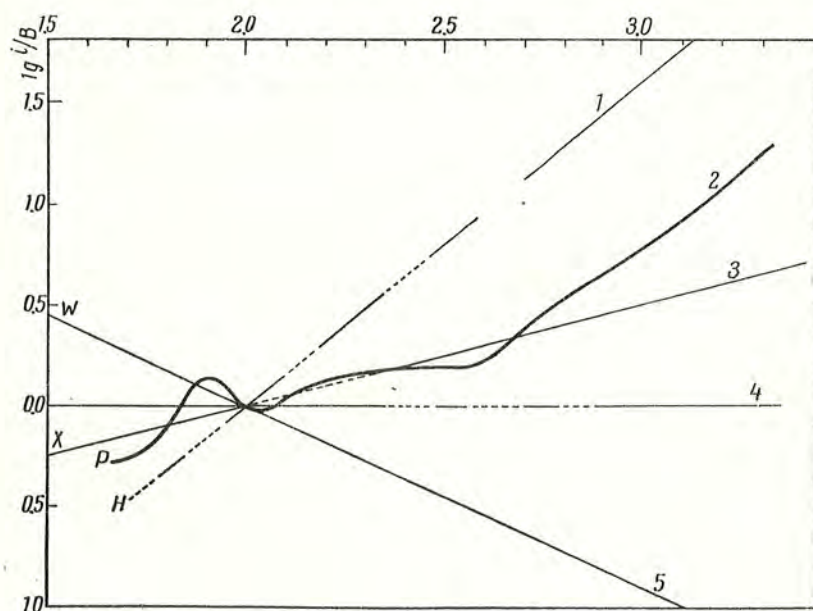
Ксеноновая дуга высокого давления имеет сильный непрерывный спектр, на который накладываются дискретные эмиссионные линии. В широкой области длин волн континуум близко соответствует серому излучению при температуре 5500°K . Для длин волн свыше $6800 \text{ \AA}$ яркие эмиссионные полосы не дают возможности измерять непрерывный спектр, в то время как немногие линии и группы линий в области $4000\text{—}5000 \text{ \AA}$ легко отделяются от континуума при умеренной дисперсии.

Цветовая температура этих ламп практически не зависит от условий эксплуатации, так что получение этого излучения с распределением энергии, очень близким к распределению энергии в G-звездах, почти не представляет трудностей. Если, как это почти всегда бывает в спектрофотометрии, речь идет не об абсолютном значении интенсивности, а только об относительном распределении энергии (т. е. определяется цветовая температура), лампы можно включать непосредственно в сеть переменного тока под контролем простого амперметра.

Водородная лампа тлеющего разряда дает для $\lambda < 3700 \text{ \AA}$ чистый континуум, распределение энергии в котором соответствует примерно цветовой температуре $T_e = \infty$. Для $\lambda > 3700$ при обычной дисперсии, даваемой монохроматором, еще можно измерять отдельные точки континуума между многочисленными линиями.

В недавно изобретенной водородной лампе (H30, Zeiss) с горячим катодом и полым закрытым анодом, которая потребляет только 30 ватт и может использоваться со стабилизатором напряжения, наблюдается разряд через диафрагму с диаметром 1 мм, расположенную в аноде. Этот источник является идеальной искусственной звездой для сравнения со звездами ранних типов, имеющими высокие цветовые температуры в ультрафиолетовой части спектра.

Флуоресцирующий источник Шалонжа основан на использовании возбуждения резонансной линией ртути λ 2537 флуоресценции смеси подобранных кристаллических порошков, которая спрессована между двумя кварцевыми пластинками. Получается непрерывный спектр, подобный спектру бандамп с фильтрами; из-за наложения многих спектров флуоресценции спектр имеет волнообразный вид.



Фиг. 1. Распределение энергии в спектре различных источников:

1 — водород, $T_e = \infty$; 2 — флуоресцирующая смесь; 3 — ксенон, $T_e = 5600^\circ$;
4 — уголь, $T_e = 4000^\circ$; 5 — вольфрам, $T_e = 2500^\circ$.

Если распределение энергии прокалибровано при помощи абсолютно черного тела, то этот источник имеет большие преимущества: распределение энергии в непрерывном спектре совершенно не зависит от внешних условий и источник не подвергается «старению». Возможно, что этот источник будет использоваться как [международный стандарт для сравнения между собой других источников, так как его легко пересылать и, таким образом, оказывается легче получить некоторое вполне определенное излучение, чем излучение абсолютно черного тела.

На фиг. 1 показано распределение энергии в спектре различных источников. Пунктирными линиями изображены области, где непрерывный спектр искажен эмиссионными линиями.

МЕТЕОРИТЫ И ИХ РОЛЬ В КОСМОГЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

В. Г. Фесенков

(Институт астрофизики АН КазССР)

1. Методы определения возраста метеоритов позволяют судить о продолжительности нахождения их в межпланетном пространстве в качестве самостоятельных тел и о времени, прошедшем после формирования их вещества в недрах родоначальной планеты. Можно считать, что метеориты, как отдельные тела, возникают на протяжении всей истории солнечной системы. С другой стороны, само их вещество с его минералогическими особенностями образовалось одновременно с образованием планет.

2. Структурные особенности метеоритов показывают, что выделение их из родоначального тела имело катастрофический характер, при котором происходило дробление вещества, его частичное нагревание, распространение ударных волн и быстрое охлаждение. Об этом свидетельствует хондровая, брекчиевая и полимиктовая структуры, а в железных метеоритах — система неумановских линий. С другой стороны, самое вещество метеоритов образовалось в течение длительного времени в условиях недостатка кислорода, из постепенно охлаждающегося расплава. Об этом говорит образование крупных кристаллов метеорного вещества, явления диффузии атомов никеля в среде железо—никель, видманштеттовы фигуры и т. п.

3. Метеориты отличаются разными свойствами. Силикатные и металлические, хрупкие и весьма твердые, с наличием связанной воды и без нее, — все они, как правило, представлены промежуточными типами и потому происходить могут из одного и того же планетного тела неоднородной структуры или из нескольких сходных между собою подобных тел. Наблюдающиеся закономерности между металлической и силикатной фазами, между процентным содержанием никеля и наличием редких элементов указывают, что первоначальная масса имела весьма большие размеры, достаточные для того, чтобы обеспечить легкую миграцию вещества.

4. Наиболее древние метеориты возрастом около пяти миллиардов лет соответствуют возрасту солнечной системы. Они позволяют судить, по крайней мере качественно, о составе вещества, послужившего для образования планет. Наиболее показательно наличие в них газов, в особенности водорода (молекулярного), который изгоняется из них лишь при высокой температуре, вплоть до красного каления. Можно считать, что среда, в которой образовались планеты, должна была быть несравненно более обильной водородом и по существу она представляла достаточно уплотненную газо-пылевую туманность вокруг первоначального Солнца.

Метеориты—единственные космические тела, которые можно изучать в наших лабораториях. Они встречаются всевозможных размеров — от мельчайших микрометеоритов, проходящих через земную атмосферу без заметного нагревания вследствие значительного торможения, которое они испытывают уже в самых высоких атмосферных слоях, и до крупных тел массой в десятки, сотни и тысячи тонн. Наиболее крупные метеориты обычно дробятся при встрече с Землей и образуют множество осколков, вплоть до мельчайшей пыли. Подобная мелкая пыль, получившаяся при дроблении Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г., распространилась во всей атмосфере и обусловила на несколько месяцев заметное понижение солнечной радиации. Сихотэ-Алинский метеорит (упавший в Приморье 12 февраля 1947 г.), состоящий из многих неправильно ориентированных и плохо между собою связанных кристаллов никелистого железа, произвел

огромный железный дождь, покрывший площадь в несколько квадратных километров.

Масса этого метеорита составляла не менее тысячи тонн. Большие метеоритные кратеры — Чааб в Сев. Канаде, диаметром в 3.5 км, Каньон Дьябло в Аризоне (США), диаметром в 1.2 км, и некоторые другие должны были образоваться при падении огромных метеоритных масс, весом во много миллионов тонн, которые могут сравниваться уже с мелкими астероидами.

Метеоритное вещество представляет собой составную часть солнечной системы, а не появляется из межзвездного пространства. Это следует из того, что все надежно определенные орбиты метеоритов имеют вполне астероидальный характер. Нет ни одного метеорита, который двигался бы по гиперболической орбите по отношению к Солнцу. О той же принадлежности метеоритов к солнечной системе говорит также удивительное тождество изотопного состава углерода и серы в метеоритах и в земных минералах, что было выявлено многочисленными определениями А. В. Трофимова в Институте геохимии АН СССР. Вследствие этого нет оснований проводить тесную аналогию между метеоритным веществом и межзвездной поглощающей средой. Изучение метеоритного вещества представляет большой интерес с точки зрения космогонии и эволюции солнечной системы.

Прежде всего отметим, что хотя метеориты относятся к разнообразным типам и отличаются сложной структурой, все они связаны между собой непрерывными переходами. Имеются чисто металлические, состоящие из железа с различной примесью никеля, кобальта и других элементов; палласиты, представляющие железо-никелевую губку, в порах которой заключены зерна оливина; мезосидериты, в которых основная масса состоит из каменистого вещества с крупными включениями железо-никеля. Большая часть метеоритов представлена хондритами, характерными своими хондрами — маленькими шариками, размером от десятых долей миллиметра до нескольких миллиметров, которые отличаются от окружающей их аморфной массы своим кристаллическим строением. Однако даже в хондритах в большом количестве представлена металлическая фаза — железо-никель, в виде многочисленных мелких включений, рассеянных в каменистом веществе. Наконец, к редкой разновидности относятся так называемые углистые метеориты с большим содержанием связанной воды (впервые исследованы в Комитете по метеоритам АН СССР Л. Г. Кваша).

Когда в метеоритах были обнаружены радиоактивные вещества, стало возможным поставить вопрос об определении возраста метеоритов. Решение его связано с большими трудностями. В отдельных случаях можно определять возраст из отношения количества первоначального радиоактивного вещества, например U^{238} , к конечному продукту распада Pb^{206} , или из отношения различных изотопов свинца Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} , являющихся конечными продуктами распада обычного урана, актиноурана и тория. Широко применяющийся для определения возраста различных геологических формаций, этот способ представляет то затруднение,

что в метеоритах радиоактивные вещества встречаются в количествах, значительно меньших, чем в земных породах. Это в особенности справедливо в отношении железных метеоритов и соответствует тому, что уран и торий на нашей планете сосредоточены почти исключительно в сравнительно тонком поверхностном слое, метеориты же по своему минералогическому составу отвечают наиболее глубоким слоям земного шара. Другая трудность заключается в том, что для применения этого способа пужны сведения о первоначальном содержании различных изотопов свинца.

Возраст метеоритов, определенный по этому способу, характеризует тот интервал времени, который прошел после отвердения массы вещества метеорита, когда радиоактивное вещество и продукты его распада, в данном случае — свинец, оставались тесно связанными на все позднейшие времена.

Определение содержания в метеоритах He^4 радиоактивного происхождения, — а именно в этом заключалась методика, в течение ряда лет применявшаяся Панетом и его сотрудниками, — не приводит к цели, так как даже в железных метеоритах этот газ не может долго удерживаться во время их странствий в межпланетном пространстве. Причина этого заключается главным образом в том, что родоначальные радиоактивные вещества, уран и торий, не находятся в самых железо-никелевых кристаллах с их плотной решеткой, а заключаются преимущественно в инородных включениях — троилите (сернистое железо) и шрейберзите (фосфорное железо — никель), которые располагаются в прогалинах между плохо связанными между собой отдельными кристаллами.

С веществом железо-никелевого метеорита теснее связан изотоп гелия He^3 , который получается путем радиоактивного превращения трития H^3 , выбиваемого космическими лучами из ядер железа в метеоритной массе. В метеоритах наблюдается большое обилие этого изотопа гелия космического происхождения, что представляет разительный контраст с земными породами. Изотоп H^3 земного происхождения получается из ядер атмосферного азота при облучении их космическими лучами и очень быстро превращается в He^3 , который постепенно уходит в межпланетное пространство. В земных же минералах, защищенных от прямого воздействия космических лучей, этот изотоп гелия встречается в совершенно ничтожном количестве — менее одной десяти тысячной доли обычного гелия He^4 .

При облучении метеоритов космическими лучами выделяются He^3 , He^4 и H^3 , причем, как сказано, последний очень быстро (полупериод жизни 12.5 лет) превращается в He^3 и служит главным источником содержания этого изотопа. При радиоактивном распаде урана или тория выделяется только He^4 . Таким образом, содержание He^3 в метеоритах характеризует продолжительность их облучения космическими лучами, т. е. продолжительность их существования как изолированных космических тел. Этот способ носит пока лишь приблизительный характер, но, согласно С. Ф. Зингеру, для нескольких метеоритов, для которых он был применен (Маун-Айлиф, Карбо и два другие), дает возраст около 300 млн. лет. Это озна-

чает, что самостоятельное существование этих метеоритов в межпланетном пространстве в течение интервала времени, протекшего после их выделения из некоторой гораздо более обширной массы, занимало только небольшую долю всей продолжительности существования планетной системы и, в частности, нашей Земли. Подобные определения представляют резкий контраст с результатами «свинцового» метода, показывающего во всех без исключения случаях возраст порядка в 4—5 млрд. лет.

В последние годы в СССР и за границей начал с успехом применяться аргоновый метод определения возраста метеоритов, основанный на измерении количества аргона Ar^{40} , выделяющегося из радиоактивного калия K^{40} , всегда составляющего определенную пропорцию от общего содержания калия в метеорите. Применяя этот способ, разработанный академиком В. Г. Хлопиным и Э. К. Герлингом, нужно иметь в виду, что радиоактивный изотоп калия K^{40} подвергается двойному превращению — захвату электронов ядром с одной из внутренних орбит и излучению гамма-кванта. Последний процесс приводит к образованию Ca^{40} и уменьшает число ядер калия, способных превращаться в Ar^{40} . Несмотря на неполную достоверность соответствующих атомных констант, этот метод в применении к земным минералам дает хорошее согласие с обычным ураново-свинцовым методом.

Э. К. Герлинг и К. Г. Рик определили по этому методу возраст многих метеоритов и получили различные значения — от нескольких сот миллионов до 4.5 млрд. лет. Такое разнообразие возрастов метеоритов не вполне ясно. С одной стороны, аргон хотя и обладает большим атомным радиусом, чем гелий, все же может подвергаться утечке в межпланетное пространство, в особенности при повышении температуры, что может происходить, как обычно и предполагается, при значительных приближениях метеорита к Солнцу. Таким же путем объясняется получающееся изменение структуры метеорита — его метаморфизм, более или менее ясно выраженный и носящий следы испытанного метеоритом нагревания. Однако эта причина утечки аргона может иметь место лишь в отдельных случаях. Обычно перигельные расстояния метеоритных орбит не слишком отличаются от радиуса земной орбиты, и нет основания считать, что многие подобные орбиты в прошлом подвергались резким изменениям, сближающим их на какой-то период с Солнцем. Но все же какая-то причина утечки аргона в ряде случаев имеет место, что видно, например, из того, что разные части одного и того же метеорита, имеющие тот же самый состав, но отличающиеся лишь своей структурой, могут иметь совершенно различный возраст.

Например, черная разновидность вещества, входящего в каменный метеорит Кунашак (кристаллический хондрит, падение 11 июня 1949 г. в Челябинской области), содержит гораздо больше аргона и показывает возраст примерно на миллиард лет больший, чем серая разновидность того же метеорита, входящая в состав той же массы, и это несмотря на то, что обе разновидности имеют одинаковый химический состав (определения К. Г. Рик).

Еще поразительнее расхождение в возрастах между металлической и каменной фазами палласита Бренгам (Brenham), согласно определениям С. Дж. Томсона и К. Дж. Майна. Максимальный возраст железо-никелевой губки этого метеорита не превышает 280 млн. лет, а возраст оливиновых включений в эту же губку, определенный по тому же аргоновому методу, оказывается на целый порядок больше и приближается к возрасту солнечной системы. То же самое установлено Шакеттом и его сотрудниками в отношении палласита Бедгелерт. Получается впечатление, что оливин был включен в расплавленное вещество железо-никель значительно позже его возникновения, оставаясь в твердом состоянии. Это могло произойти в результате какого-то катастрофического процесса, при котором более тугоплавкое каменистое (оливиновое) вещество было просто раздроблено, а металлическая фаза подвергалась полному или частичному расплавлению. Подобную картину дробления с частичным, не слишком значительным нагреванием показывает также ряд других особенностей метеоритного вещества.

С другой стороны, разнообразие возрастов по аргоновому методу вполне совместимо с представлением о том, что метеориты продолжали образовываться почти в течение всего времени существования солнечной системы, а не только в течение 300 млн. лет, как это получилось для нескольких метеоритов при определении возраста по изотопу гелия He^3 .

Итак, применение современных методов определения возраста, основанных на естественном предположении постоянства вероятности радиоактивного распада, говорит о том, что хотя само вещество метеоритов образовалось со своими структурными особенностями одновременно с планетами, выделение их как индивидуальных тел, движущихся в межпланетном пространстве, происходило в течение всего времени существования солнечной системы и, возможно, происходит и в настоящее время.

Посмотрим теперь, о чем говорит структура метеоритов. Если остановиться сначала на наиболее распространенных каменных метеоритах, именно хондритах, то в них обращают на себя внимание прежде всего хондры, состоящие из оливина или же из нескольких различных минералов. Хондры имеют лучисто-радиальную (чаще всего эксцентрическую) или же колосниковую внутреннюю структуру. Обычно хондры состоят из того же вещества, что и промежуточная среда, в которую они заключены, и потому после перекристаллизации, происходящей вследствие дальнейшего метаморфизма и потери первоначальной кристаллической структуры, сливаются с общей массой метеорита; и в таком случае они не могут больше быть различимыми в отдельности. По всей вероятности таково происхождение сравнительно редкой разновидности — ахондритов.

В некоторых случаях (например, каменный метеорит Никольское, упавший около Москвы в марте 1954 г.) хондры легко выкрашиваются из общей чрезвычайно хрупкой массы при простом ее сдавливании рукой и могут быть отсортированы по размерам. Согласно А. Н. Заварицкому, встречаются также и чисто железные хондры, в некоторых случаях также перекристаллизованные.

В настоящее время никто не сомневается в том, что хондры произошли из сравнительно плотного облака с капельно-жидкой взвесью, в котором происходило быстрое отверждение отдельных капелек. Кристаллизация вещества хондры начинается обычно с ее поверхности. Образование хондр из взвешенного расплава особенно наглядно видно на основании того факта, что в них обычно присутствует стекло. А. Н. Заварицкий указывает, что отмеченная выше структура хондр совершенно аналогична структуре кристаллизованных искусственных силикатов, если только скорость их остывания не слишком велика.

Весьма часто промежуточная среда, в которую включены хондры, состоит из сравнительно крупных осколков или обломков — это так называемые брекчиевые метеориты. Обломки зачастую представляют самые различные типы метеоритов (полимиктовые брекчиевые метеориты, согласно терминологии профессора Валя). Подобная структура наглядно указывает на то, что образование этих тел происходило в результате катастрофического процесса, при котором часть исходного вещества была раздроблена, часть же перешла в капельно-жидкое состояние. Совершенно аналогичный процесс происходил и при образовании железных метеоритов, как об этом свидетельствует их металлографическая структура. В железных метеоритах с низким содержанием никеля наблюдается система тонких неумановых линий, видимых лишь под микроскопом, которые часто пересекают друг друга под углом, близким к прямому. Условия появления подобной системы линий хорошо известны металлургам: они появляются в чистом железе при сравнительно низкой температуре, например близкой к комнатной, при сильном ударе или же при резком изменении давления; температура железа при этом должна быть во всяком случае ниже 600—700°. При подобной температуре удар должен быть весьма силен. При нагревании до 900° неумановы линии исчезают за несколько минут.

Неумановы линии не возникают за то короткое время, когда происходит торможение метеорита в земной атмосфере. Торможение, при котором зачастую не разрушаются даже такие хрупкие метеориты, как Никольское, слишком кратковременно и недостаточно. При ударе же крупного железного метеорита о скальные породы при его выпадении на земную поверхность сетка неумановых линий обычно сминается параллельно плоскости удара. Это мы видим на многочисленных осколках, находимых в кратерах, образованных падением Сихотэ-Алинского железного дождя.

Наиболее яркое свидетельство против возможности возникновения этих линий за время торможения метеорита в земной атмосфере заключается в том, что в некоторых метеоритах (например, Декстер-метеорит) внутри и вне неумановых линий наблюдается частичный переход железа из альфа-фазы в гамма-фазу, что требует значительного времени. Таким образом, считается несомненным, что неумановы линии образуются в результате какого-то катастрофического процесса, взрыва или удара при столкновении еще задолго до встречи метеорита с Землей.

Итак, неумановы линии свидетельствуют о резких изменениях давле-

ния внутри метеорита уже после образования и полного отвердения его основной структуры. Возникающая при этом ударная волна, отражаясь от поверхности, дает вторичную систему линий, наклоненную к основной, ориентированную в соответствии с направлением удара. При этом, конечно, сдвиг вещества в железо-никелевом кристалле происходит параллельно одной из его основных плоскостей. Совсем в других условиях происходило образование самого вещества метеорита до его выделения в качестве самостоятельного тела. Это наглядно вытекает из изучения металлографической структуры железных метеоритов, представляющих, как говорилось выше, сплав железа и никеля с небольшой, но вполне определенной примесью кобальта и некоторых других элементов.

Чистое железо отвердевает из расплава в виде гамма-фазы, причем кристаллизация происходит по граням октаэдра, и при температуре в 910° переходит в альфа-фазу, слегка более уплотненную, с распределением атомов по вершинам куба и в его центре. Сплав железа с никелем ведет себя несколько иначе. Температура перехода в альфа-фазу при этом ниже и тем более понижается, чем больше процент никеля в расплаве. После отвердевания сначала получается гамма-фаза, затем возникает механическая смесь обеих фаз — гамма и альфа, а затем уже, при еще большем понижении температуры, осуществляется переход только в альфа-фазу.

Основное явление, происходящее в подобном сплаве при его медленном и постепенном охлаждении, заключается в том, что переход от гамма-к альфа-фазе происходит сначала в местах наибольшей упаковки атомов, т. е. по плоскостям октаэдра, причем получается нарушение однородности первоначального сплава и по характеру кристаллизации и по химическому составу. Выделяющаяся на гранях октаэдра альфа-фаза оказывается обедненной никелем и образует балки камасита, легко протравляемые кислотой и теряющие при этом свой блеск. Эти балки окаймляются полосами гамма-фазы, т. е. тенита, весьма богатого никелем (содержание никеля может доходить до 60—70%), а промежуточная масса, представляющая механическую смесь альфа- и гамма-фазы — плессит, имеет под микроскопом зернистую или пластинчатую структуру.

Если температура сравнительно низка и процесс продолжается долго, то постепенно вырастают очень широкие балки камасита; при травлении отполированной поверхности это определяет очень грубую структуру довольно широких полос, пересекающихся под правильными углами, называемую видманштеттовой. Можно установить время образования подобной структуры при постепенном охлаждении расплава как теоретически, так и экспериментально, имея в виду, что это время равняется времени ее исчезновения при нагревании.

Так, например, можно рассчитать, что при температуре в $300\text{—}400^{\circ}$ это время — порядка миллиарда лет. Во всяком случае при сравнительно невысоких температурах наблюдаемые метеоритные структуры могут возникать лишь в течение весьма продолжительного времени.

В соответствии с этим оказывается, что видманштеттовы фигуры, получаемые в лабораторных условиях, имеют совершенно микроскопические

размеры и не идут ни в какое сравнение с имеющимися в метеоритах. При повышении давления температура этих образований несколько уменьшится, примерно на 200° при увеличении давления на 10^4 атмосфер.

В результате рассмотрения металлургических особенностей железных метеоритов С. А. Перри, Н. Г. Улиг и др. пришли к следующему.

Видманштеттова структура октаэдритов должна была образоваться под очень большим давлением в результате очень медленного охлаждения от высокой температуры до примерно 300° . Образование этой структуры при температуре 0° вообще невозможно, так как это потребовало бы времени, превышающего всю продолжительность существования солнечной системы.

О том же процессе медленного охлаждения массы, в которой происходило формирование метеоритного вещества, свидетельствуют многие факты. Только в течение долгого времени могли быть выращены такие огромные монокристаллы железо-никеля, как, например, известный метеорит Богуславка (падение в 1916 г. в Приморье); наблюдаемое явление диффузии атомов в среде железо-никель также требует долгого времени; частичная диффузия штейберзита (фосфид железо-никеля) в окружающую массу камасита представляет чрезвычайно медленный процесс, в высокой степени зависящий от температуры.

Итак, все говорит о том, что формирование метеоритного вещества происходило в недрах достаточно большой массы в течение длительного времени; затем, в результате какого-то внезапного процесса, произошло выделение этого вещества в космическое пространство. Это сопровождалось дроблением и частичным расплавлением или временным нагреванием, которое, как правило, не было весьма значительным и не приводило к исчезновению видманштеттовой структуры.

Что же представляла собой первоначальная масса, послужившая очагом образования метеоритов? Представляла ли она одно единственное тело или была сосредоточена первоначально в нескольких отдельных телах? На эти вопросы трудно ответить вполне определенно, но некоторые указания могут дать следующие факты.

Метеориты отличаются различными свойствами. Есть метеориты металлические и силикатные, очень твердые и очень хрупкие, с содержанием связанной воды и без нее. Но все они, как правило, представлены постепенными переходными формами. Все они могут, как предполагают А. Н. Заварицкий, Дэли и др., происходить из одного и того же тела планетных размеров, но неоднородной структуры. В таком случае железные метеориты должны относиться к металлическому ядру подобной планеты, каменные метеориты — к глубинным слоям ее силикатной оболочки, где вещество образовалось в условиях недостатка кислорода, так называемые эвкриты — к сравнительно неглубоким земным породам типа габбро-базальтов, относящихся к подкорковому слою Земли на глубине до нескольких километров, и, наконец, углистые хондриты, содержащие не менее 10% связанной воды, должны были пройти процесс, аналогичный гидротермальному, и потому относиться к наиболее поверхностным слоям.

Исходя из подобных идей и учитывая относительное обилие метеоритов разных типов, А. Н. Заварицкий оценивает размер железного ядра предполагаемой родоначальной планеты в 0.4 ее радиуса. Американский геолог Дэли принимает радиус железного ядра родоначальной планеты в 1000 км при общем радиусе в 3000 км. Едва ли можно придавать какое-либо значение этим оценкам Дэли. Однако гипотетическая планета, вещество которой образовало метеориты, должна быть все же достаточно велика для того, чтобы в ней могло выделиться железное ядро, которое всегда бы оставалось твердым при сравнительно невысокой температуре. Подобная планета скорее походит на крупный астероид, чем на Землю, имеющую внутреннее ядро в жидком состоянии.

Косвенные указания относительно значительных размеров среды, в которой образовалось вещество метеоритов, дают также замечательные закономерности в их химическом составе. Таков, например, так называемый закон Прайора, согласно которому в хондритах при увеличении содержания никеля в металлической фазе возрастает и содержание закиси железа в силикатной фазе. На этом соотношении построена количественная классификация хондритов. П. Н. Чирвинский еще в 1919 г. установил соотношения между минеральными составляющими хондритов, показывающие, что они не могут представлять собой случайные смеси. Браун и Гольдберг установили важные соотношения в отношении железных метеоритов. Ничтожные примеси редких металлов — галлия, палладия, золота, присутствующие лишь в миллионных долях процента, тесно связаны с самой структурой метеоритов и содержанием в них основных примесей — никеля и кобальта. Наконец, как было установлено А. А. Явнелем в Астрофизическом институте АН КазССР на обширном материале Сихотэ-Алиньского железного дождя, ничтожные примеси редких металлов, определяемые количественным спектральным анализом, входят в одинаковой пропорции во все индивидуальные метеориты того же падения, собранные из самых различных мест кратерного поля.

Объяснения подобных закономерностей, насколько мне известно, еще не дано. Повидимому, его можно найти в определенном сходстве между элементами. Так, например, постоянное совместное присутствие железа и никеля зависит, очевидно, от того, что никель очень легко замещает железо в кристаллической решетке. Во всяком случае для осуществления подобных закономерностей требуется два необходимых, хотя и недостаточных условия: возможность легких и многочисленных встреч между самыми различными элементами и удержание подходящих сочетаний между их различными группировками.

Этим условиям удовлетворяет сравнительно небольшая планета, температура которой, первоначально высокая, затем понизилась много ниже точки плавления. Не исключена возможность, что подобных планет, сходных между собой, было несколько. Процесс распада такой планеты пока еще неясен. Это мог быть разрыв вследствие возникшей неустойчивости или раскол вследствие сильного удара при столкновении. Во всяком случае должно было иметь место какое-то катастрофическое явление для

почти внезапного освобождения метеоритов из среды, в которой сформировалось их вещество. Наибольший возраст земных пород, определяемый радиоактивным методом, не превышает 2 млрд. лет, и это гораздо меньше возраста Земли. Наибольший возраст метеоритов, каменных и железных, доходит до 5 млрд. лет, что довольно близко соответствует возрасту солнечной системы и формированию вещественного состава планет. Таковы, например, каменный хондрит Еленовка, упавший 17 октября 1951 г. в СССР, хондрит бронзитового типа Форест Сити, выпавший в виде дождя 2 мая 1890 г. в США и др. Можно надеяться, что изучение вещественного состава подобных метеоритов позволит более определенно судить о том, что представляло собой вещество, из которого миллиарды лет назад образовались планеты нашей солнечной системы и в том числе Земля.

Вообще говоря, уже давно принимают (А. Е. Ферсман, Гольдшмидт, Дэли и др.), что средний состав метеоритов довольно точно отражает средний состав типичной планеты, в том числе нашей Земли, но это представление, положенное в основу многочисленных расчетов, принималось до сих пор более или менее произвольно. Современные определения возраста метеоритов и доказательство принадлежности их к солнечной системе подводят под это более строгую базу.

Можно ли на основании известного состава наиболее древних метеоритов судить о составе среды, послужившей для образования самих планет солнечной системы? При постановке подобной проблемы нужно прежде всего иметь в виду, что рассматриваемые метеориты прошли длинную историю своего развития и прежде всего катастрофический процесс своего рождения из какой-то первоначальной планетной массы. Во время этого процесса происходило дробление и даже частичное плавление вещества и таким образом создавались условия легкой утечки в пространство первоначально содержащихся газов. Если условия образования и дальнейшего существования метеоритов как самостоятельных тел в солнечной системе не могли повести к заметному изменению их химических свойств в отношении твердых минеральных соединений, входящих в их состав, то, без сомнения, содержание газов, окклюдированных в метеоритном веществе, должно было сильно измениться по сравнению с первоначальной средой. Таково же мнение Юри [1], который считает, что не только были потеряны в огромном количестве газообразные составные части, но и некоторые другие элементы, вроде фосфора и серы. Во всяком случае первоначальная среда, послужившая для образования метеоритов, и даже уже сформировавшаяся масса родоначальной планеты должны были быть несравненно богаче газами, чем современные метеориты.

К сожалению, очень мало данных относительно содержания газов в метеоритах. Согласно А. Н. Заварицкому, из метеоритов при их нагревании выделяются почти все газы, встречающиеся в магматических эманациях. По сравнительно старым данным Фаррингтона (1915 г.), легче всего выделяется при нагревании углекислота (каменный метеорит Хомстэд) и труднее всего молекулярный водород, который требует нагревания вплоть

до красного каления. Наибольшее количество газов оказалось в углистых хондритах Колд Боккевелд и Мигей.

Любопытно, что аргон, накапливающийся в каменных метеоритах при распаде радиоактивного калия, изгоняется несколько легче, т. е. при более умеренных температурах, чем молекулярный водород. Таким образом, нет никакого основания считать, что водород мог быть окклюдирован в метеоритах за время их долгого существования в межпланетном пространстве. Напротив, обнаруживаемый в метеоритах водород должен представлять лишь незначительный остаток этого газа, насыщающего первоначальную среду, послужившую материалом для образования планет нашей солнечной системы.

Таким образом, можно, повидимому, считать, что среда, в которой образовались планеты, должна была быть достаточно обильной газообразным водородом и по существу представлять собой более или менее уплотненную газо-пылевую туманность вокруг первоначального Солнца.

Изучение метеоритов представляет значительный интерес для познания прошлой истории нашей солнечной системы, но многие относящиеся сюда проблемы могут быть разрешены только при соединенных усилиях различных специалистов. Углубленное изучение метеоритов еще только начинается, но тем не менее уже получены многие результаты, о которых астрономы, в особенности космогонисты, должны быть осведомлены.

Л и т е р а т у р а

1. H. Urey. *Geochim. a. Cosmochim. Acta*, 1951, вып. 2.

О ШКАЛЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ГРАДИЕНТОВ И ТЕМПЕРАТУР ЗВЕЗД

О. А. Мельников

(Главная астрономическая обсерватория АН СССР)

В 1950 г. автором был предложен метод определения нуль-пункта спектрофотометрических температур звезд посредством наблюдения монохроматических амплитуд долгопериодических цефеид. Используются два соотношения: монохроматическая амплитуда в функции температуры и радиуса и радиус в функции температуры.

Задача успешно решается в том случае, если есть достаточно точные электроспектрофотометрические наблюдения.

Подобные наблюдения для δ Цефея и γ Орла опубликованы в шестицветной фотометрии Д. Стеббинса. Используя эти наблюдения, как и некоторые фотографические, автор определил спектрофотометрические градиенты и температуры звезд класса A0: α Лирь и ϵ Большой Медведицы.

Для области спектра $\lambda\lambda$ 4220—7190 было получено значение абсолютного спектрофотометрического градиента звезд класса A0 (по гарвардской классификации), равное 1.16 ± 0.03 , и, соответственно, спектрофотометрические температуры $15\,400^\circ \pm 660^\circ$.