ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

ТОМ — 91

КРЫМ — 1994

УДК 523

Известия Крымской Астрофизической Обсерватории. Т.91 – 1994. – 123 с.

В 91 томе " Известий Крымской Астрофизической Обсерватории " представлено 10 статей в которых обсуждаются проблемы физики Солнца и звезд и проявление эффектов геомагнитной активности . Рассмотрены также конструкция нового гамма -телескопа , проблемы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 91 volume of the " Izvestiya Krimskoy Astrophisicheskoy Observatorii" presents the 10 original papers discussing the problems of solar and stellar physics and the manifestation of the effects of geomagnetic activity. The construction of new gamma- telescope, problems of the technique of the astrophysical observations and interpretation of the observational data are also considered.

The collection of papers is intended for specialies in astronomy and astrophysics.

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91, 5–23 (1994)

Некоторые проблемы солнечно-звездной физики

Р.Е. Гершберг

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 10 июня 1991 г.

Аннотация. В связи с 70-летием со дня рождения С.Б. Пикельнера обсуждается его вклад в современные представления о солнечной короне и активных областях на Солнце и влияние этих идей на развитие моделей звездных корон и пятен. В заключении кратко обсуждается вопрос о природе звездного магнетизма.

SOME PROBLEMS OF THE SOLAR-STELLAR PHISICS, *by R.E. Gershberg.* In connection with the 70-th birthday of Prof S.B. Pikel'ner, his contributions to contemporary understanding of the solar corona and active regions and an influence of his ideas on developement of models of stellar coronae and spots are considered. A nature of stellar magnetism is shortly discussed.

Ключевые слова: персоналия, солнечная активность, активность красных карликов, звездный магнетизм

---

6 февраля 1991 года исполнилось 70 лет со дня рождения крупнейшего советского астрофизика Соломона Борисовича Пикельнера. Первые 14 лет его научной деятельности прошли в Крымской астрофизической обсерватории. Здесь он оставил неизгладимый след как незаурядный ученый и как живое воплощение лучших человеческих качеств – доброжелательности, внимания к людям, готовности помочь каждому, преданности избранному делу и своим близким, твердости в сложных жизненных ситуациях. Это был святой человек.

Я остановлюсь на двух важных идеях, которые Соломон Борисович Пикельнер внес в физику Солнца и которые нашли приложение в современной физике нестационарных звезд.

Рис. 1. Соломон Борисович Пикельнер (1921 – 1975)

I

В одной из своих первых работ С.Б. Пикельнер (1950) построил физически корректную модель испарения солнечной короны и пришел к выводу, что максимальная температура коронального газа определяется скоростью ускользания протона в гравитационном поле Солнца. Эта физически четкая идея легла в основу статической модели корон Солнца и звезд. За последующие 40 лет сведения о внешних слоях атмосфер Солнца и звезд обогатились громадным объемом данных, полученных благодаря регистрации излучения этих структур в диапазоне длин волн от жесткого рентгена до декаметровых радиоволн, появилась и получила значительное развитие гидродинамическая концепция солнечного ветра Е. Паркера, в настоящее время существует ряд модификаций этой концепции, в которых учитываются отклонения от сферической симметрии и петельные структуры короны, вращение и магнетизм Солнца. Но несмотря на это впечатляющее развитие теории, простое соотношение для корональной температуры

$$T \sim M/R$$

найденное С.Б. Пикельнером, сохраняет свое прогностическое значение при анализе общих свойств звездных корон: оно предсказывает примерное постоянство температуры корон звезд-карликов нижней части главной последовательности, у которых отношение M/R в солнечных единицах составляет от 2 до 14, и исчезновение этих горячих структур по мере ухода звезд с главной последовательности в область гигантов, когда это отношение становится очень малым.

Рассмотрим современные представления о коронах наиболее многочисленных звезд Галактики – вспыхивающих красных карликов.

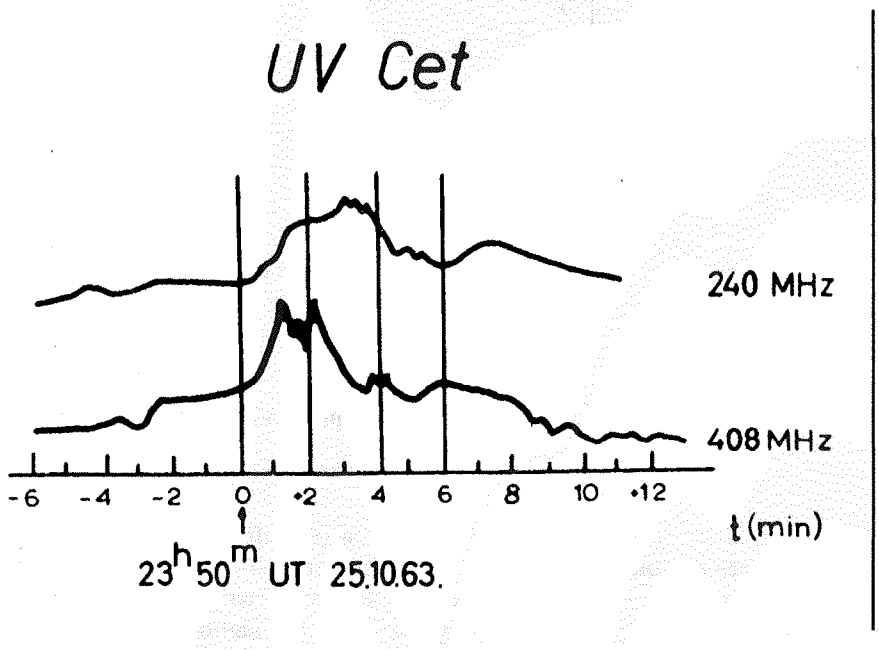


Рис. 2. Кривые блеска радиовспышки звезды UV Cet, записанной на двух частотах; нуль-пункт шкалы времени соответствует максимуму оптической вспышки (Lovell et al. 1964)

Первые экспериментальные свидетельства существования корон вспыхивающих красных карликов получил Б. Ловелл: в ходе патрульных наблюдений на метровых волнах с помощью крупнейшего в начале 60-х годов радиотелескопа в Джодрелл Бэнке он зарегистрировал вспышки таких

объектов на двух частотах и обнаружил запаздывание структурных деталей на низкой частоте по сравнению с более высокой; этот факт был интерпретирован как свидетельство распространения по корональной плазме с убывающей плотностью некоторого возмущения и возбуждения им плазменных колебаний на соответствующих частотах (Lovell et al. 1964). Но такие наблюдения были весьма немногочисленны, и современные представления о коронах красных карликов опираются на непосредственно измеренное тепловое излучение звездных корон.Эти измерения стали возможны с развитием рентгеновской астрономии: тепловое излучение звездных корон было открыто на американском спутнике HEAO-1, а систематические исследования в этой области были выполнены на американской обсерватории Эйнштейн и на европейском спутнике EXOSAT.

С обсерватории Эйнштейна были проведены наблюдения в области мягкого рентгена около трех дюжин активных М-карликов, и у всех этих объектов было зарегистрировано излучение спокойных корон. Хотя в ряде случаев на такое излучение накладывалась более мощная эмиссия спорадических вспышек, стабильное с точностью до нескольких процентов в течение часов рентгеновское излучение было отнесено к излучению звездных корон. Уровень этого излучения показал, однако, в ряде случаев переменность на временных интервалах до года. Несколько важных обстоятельства обнаружилось при рассмотрении этих наблюдений.

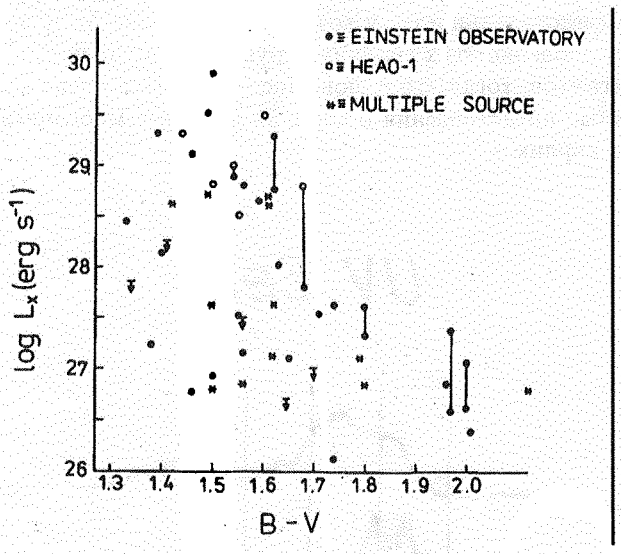


Рис. 3. Рентгеновские светимости М карликов, измеренные на HEAO-1 и обсерватории Эйнштейна (Golub 1983)

На рис.3, взятом из обзорной статьи Л. Голуба (Golub 1983) видно, что у ранних М карликов диапазон светимости корональной эмиссии перекрывает 3 порядка величины, и по мере перехода к поздним подклассам эта светимость быстро падает. Этот факт был сопоставлен с расчетами внутреннего строения звезд, согласно которым около М3 начинаются чисто конвективные звезды, и с выводами из динамо теории об эффективной генерации магнитного поля лишь на дне конвективной зоны, в результате чего можно было ожидать исчезновение активности у звезд самых малых масс, лишенных такого дна. Однако, в ходе патрульных наблюдений в Крыму И.В. Ильин и Н.И. Шаховская (Ilyin & Shakhovskaya 1989) обнаружили нормальную вспышку на звезде CM Dra спектрального класса М4, которая, согласно концепции затухания эффективности динамо у полностью конвективных звезд, не должна обладать такой активностью.

Далее, на рис.4 сопоставлены измерения светимости L_X и скорости вращения звезд спектральных классов от F7 до M5 (Golub 1983), и четко обнаруживаемая на графике корреляция $L_X \sim V^2_{rot}$

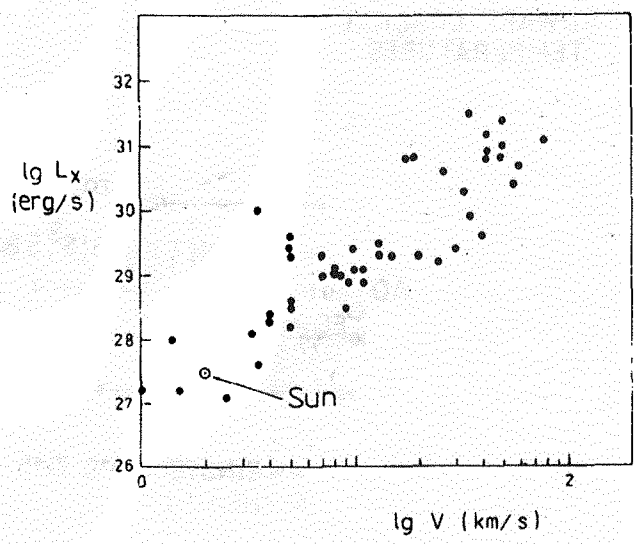


Рис. 4. Зависимость рентгеновской светимости F–M звезд от скорости вращения (Golub 1983)

рассматривалась как прямое свидетельство связи звездных корон и динамо механизма генерации звездного магнитного поля.

Затем, на рис.5 приведены найденные по наблюдениям с обсерваторий HEAO-1 и Эйнштейна температуры звездных корон (Golub 1983). Все они оказались несколько выше температуры солнечной короны и заключены в диапазоне от 2 до 5 млн кельвинов; измерения CR и BY Dra, по-видимому, искажены вспышками, происходившими во время наблюдений.

Наконец, приложение соотношений подобия, полученных Р. Рознером, В. Такером и Дж. Вайаной (Rosner et al. 1978) для петельной модели солнечной короны, к наблюдениям вспыхивающих звезд показало, что на М карликах площади активных областей и/или магнитные поля в коронах значительно выше, чем соответствующие величины на Солнце.

Со спутника EXOSAT было проведено более 40 сеансов наблюдений 25 вспыхивающих звезд, и анализ полученных данных, выполненный Р. Паллавичини и его коллегами (Pallavicini et al. 1990), позволил сделать следующие выводы.

Во-первых, как и в наблюдениях с Эйнштейна, обнаружилось, что абсолютная рентгеновская светимость спокойных корон рассматриваемых объектов заключена в диапазоне от практически солнечного уровня 1.4×10^{27} до 6.7×10^{29} эрг/с. Поскольку этот 500 – кратный диапазон светимости приходится на сравнительно узкий спектральный интервал от M0 до M6, то дело здесь не в чисто фотосферных особенностях этих звезд. Но в отличие от анализа данных Эйнштейна, здесь не обнаружена корреляция L_X с вращением звезды – ее периодом или скоростью на экваторе, а найдена тесная корреляция рентгеновской и болометрической светимостей этих объектов с коэффициентом корреляции 0.95 – см. рис. 6 и 7. Практически такая же корреляция была найдена позднее для М-звезд и по данным Эйнштейна. Противоречие с первоначальными данными по Эйнштейну, где была найдена связь рентгеновской светимости и вращения, объясняется, видимо, тем, что такая связь,действительно, существует в широком диапазоне спектральных классов, но в более узком интервале спектров могут преобладать другие параметры, например, размер звезды, когда коэффициент скважности петельной структуры на звезде близок к единице.

Во-вторых, сравнение данных EXOSAT и Эйнштейна не обнаружило таких изменений L_X, которые можно было бы приписать цикличности активности звезды. Правда, здесь и выборка звезд невелика, и временной интервал наблюдений непродолжителен для ожидаемых эффектов в несколько лет.

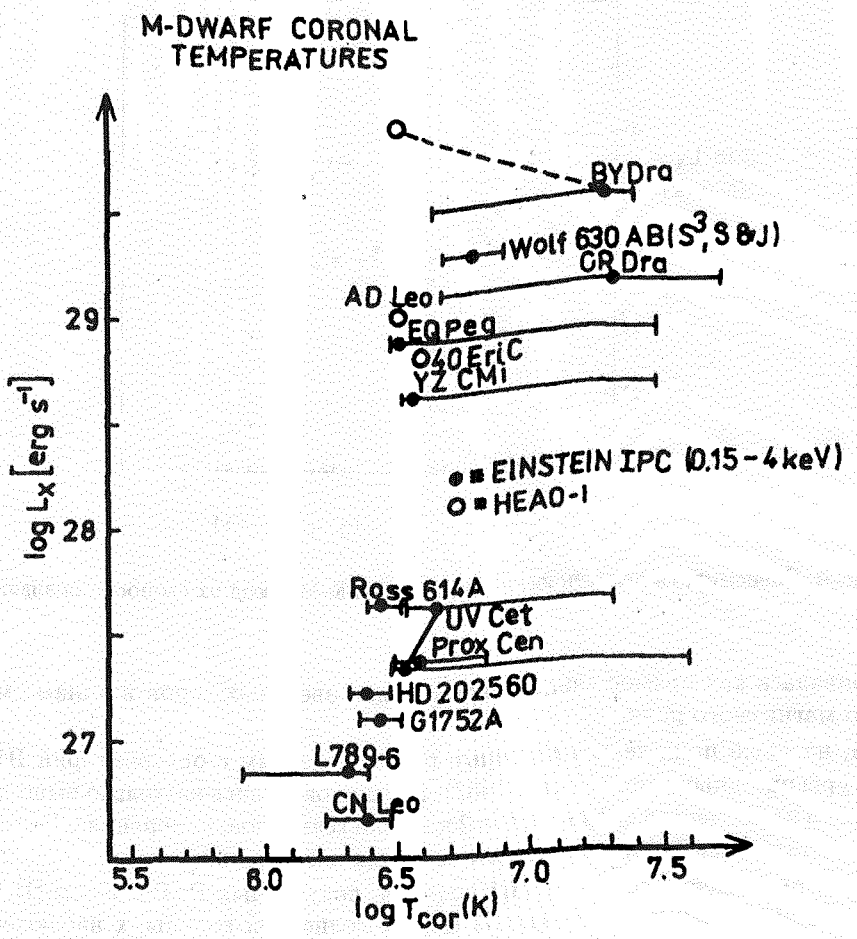


Рис. 5. Температуры корон карликовых М звезд (Golub 1983)

В-третьих, при длительном рентгеновском патрулировании звезд на десятках минут и на часах были обнаружены флуктуации L_X до нескольких десятков процентов, но при повторных наблюдениях амплитуда изменений светимости никогда не превышала 2, и обычно была не более 20–30 %.

В-четвертых, тщательный статистический анализ данных EXOSAT не обнаружил свидетельств переменности L_X на временах менее нескольких сот секунд, которую можно было бы приписать микровспышечной активности.

Последний вывод является важным моментом в дискуссии о механизме нагрева звездных корон, которая длится уже несколько лет. Толчком к этой дискуссии явилось то обстоятельство, что рентгеновские светимости красных карликовых звезд оказались значительно большими, чем следовало ожидать по теории диссипации генерируемых в конвективной зоне акустических волн, теории,которая долгое время считалась достаточной для объяснения солнечной короны. В связи с этим был предпринят пересмотр этой теории и рассмотрена диссипация гидромагнитных волн; однако, эти исследования не привели к общепринятым заключениям.

Независимо от этих теоретических изысканий, около 10 лет назад в Крыму было обнаружено, что мощности усредненного по времени оптического излучения звездных вспышек, спокойного излучения хромосфер в эмиссионных линиях и спокойного рентгеновского излучения корон вспыхи-

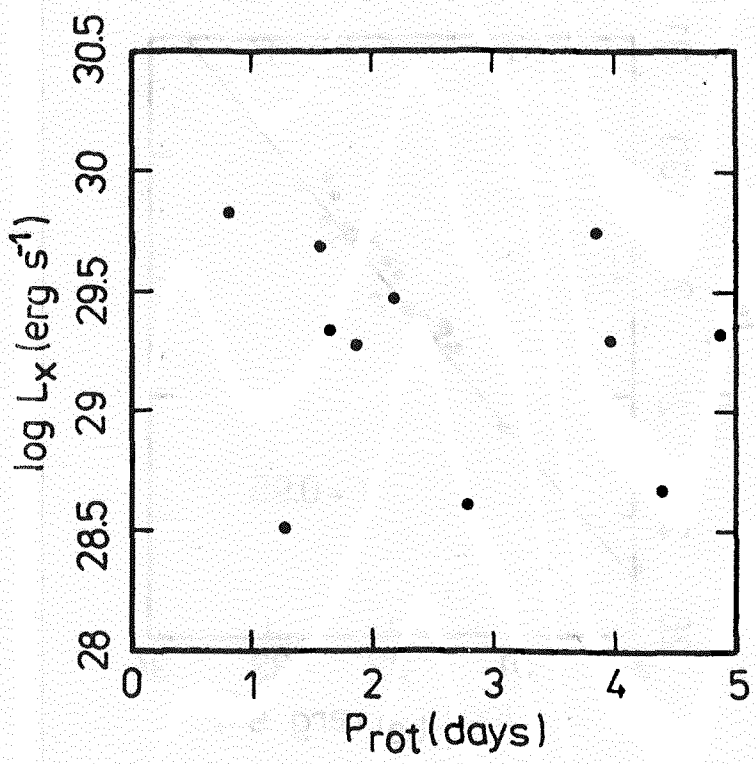


Рис. 6. Сопоставление рентгеновской светимости и периодов вращения М-карликов (Pallavicini et al. 1990)

вающих звезд близки по порядку величины:

$$log(L_{flares}/L_{bol}) = -4.0 \pm 0.1$$
$$log(L_{chrom}/L_{bol}) = -3.7 \pm 0.1$$
$$log(L_{Xray}/L_{bol}) = -3,7 \pm 0.1$$

(Gershberg & Shakhovskaya 1983). Позднее аналогичные зависимости были обнаружены А. Скуманичем (Skumanich 1985) в США и Дж. Дойлом и Дж. Батлером (Doyle & Butler 1985) в Северной Ирландии. Кроме того, во время одной из звездных вспышек, зарегистрированной на EXOSAT и на Земле, была заподозрена корреляция излучения в мягком рентгене и в линии Н-гамма (Butler et al. 1986). Все это дало основание для гипотезы о том, что наблюдаемая высокая рентгеновская светимость вспыхивающих звезд обусловлена не их коронами, а частыми, но слабыми вспышками, либо такие микровспышки являются основным механизмом нагрева звездных (и солнечной?) корон. Обсуждение этой гипотезы еще продолжается, но проведенный К. Амбрустер и др. (Ambruster et al. 1987) и Р. Паллавичини с коллегами (Pallavicini et al. 1990) анализ рентгеновских наблюдений на обсерватории Эйнштейна и на EXOSAT и независимый анализ оптических наблюдений звездных вспышек, выполненных группой В.Ф. Шварцмана на 6м телескопе в Специальной Астрофизической обсерватории (Бескин и др. 1988), приводят к выводу, что роль микровспышек – если такие процессы вообще реализуются – в энергетике вспышечной активности красных карликовых звезд невелика.

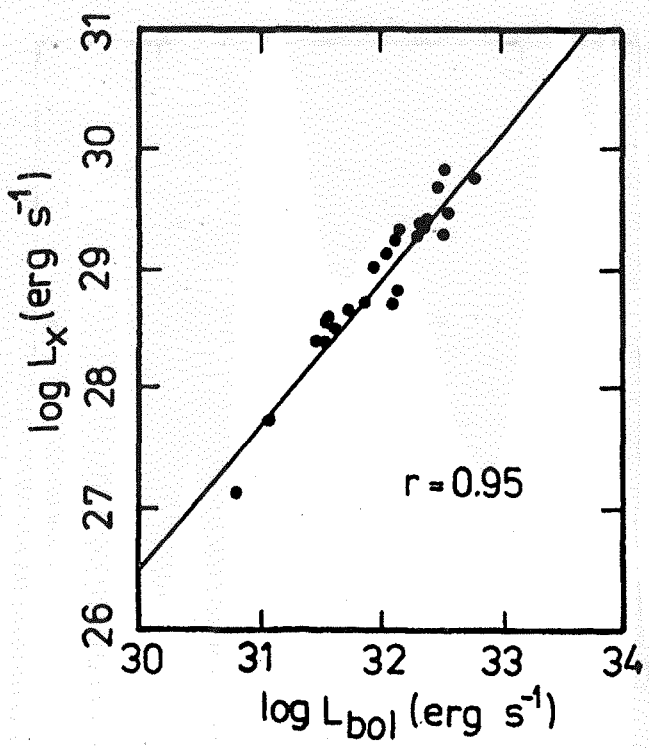


Рис. 7. Сопоставление рентгеновской и болометрической светимостей вспыхивающих звезд (Pallavicini et al. 1990)

II

При исследовании магнитогидродинамических процессов на Солнце Соломон Борисович Пикельнер (1960) пришел к выводу, что слабое магнитное поле способствует конвективному переносу энергии. Именно эта четкая идея дает объяснение активным областям на Солнце, в которых повышена интенсивность излучения хромосферы и локализуются темные пятна. Такие структуры несравненно большего масштаба были обнаружены и на вспыхивающих красных карликовых звездах.

Пятнистость красных карликов была открыта американским исследователем Дж. Кроном (Kron 1950): при наблюдениях затменной двойной системы YY Gem он обнаружил некоторую дополнительную к эффектам затмения деформацию в строго периодической кривой блеска. На рис.8 приведены результаты наблюдений вспыхивающей звезды EV Lac, выполненных советским исследователем Г.Ш. Ройзманом (1984). Рисунок показывает четкий эффект пятнистости звезды на уровне нескольких сотых звездной величины; согласно графикам, фаза пятнистости сохранялась на протяжении двух лет и амплитуда уменьшалась при переходе от визуальных лучей (V) к красным (R), что означает более низкую температуру пятен по сравнению с невозмущенной фотосферой; наибольшая дисперсия в синих (B) лучах свидетельствует о недостаточно полном исключении эффекта спорадических вспышек.

Сейчас известно около трех десятков пятнистых звезд с четко определенными периодами и амплитудами блеска: периоды у таких звезд составляют, как правило, несколько суток, амплитуды блеска не превышают $0\overset{m}{.}10$ – $0\overset{m}{.}15$. Естественно, что в первую очередь обнаруживаются звезды

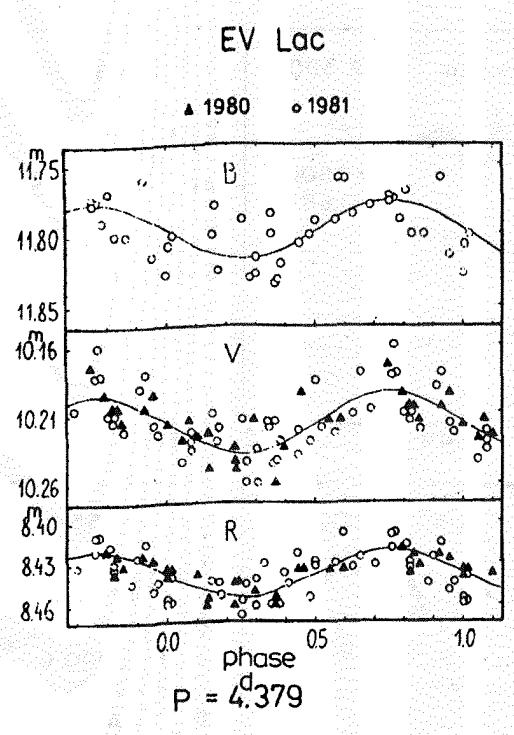


Рис. 8. Эффект пятнистости в кривых блеска вспыхивающей звезды EV Lac (Rojzman 1984)

с максимальной запятненностью, и указанные максимальные амплитуды на 2–3 порядка величины превышают фотометрический эффект солнечных пятен в фазе наибольшей запятненности Солнца. С другой стороны, обнаружение звездной переменности с амплитудой блеска порядка $0^m.01$ да еще на фоне спорадических вспышек – задача крайне сложная, требующая длительных рядов наблюдений, но у нас нет оснований полагать, что искомый эффект постоянен на больших временных интервалах.

Принципиальный момент в исследовании звездных пятен – это обнаружение их магнитных полей, задача, которая долгое время не поддавалась решению. Дело в том, что традиционная со времен Дж. Хейла методика магнитометрических измерений эффективна при изучении отдельных солнечных пятен или даже выбранных участков таких пятен, где магнитное поле той или иной полярности достаточно однородно, тогда как при наблюдениях пятнистой звезды, на диске которой могут находиться несколько пятен обеих полярностей, Зеемановское расщепление должно замываться. Успешные магнитометрические измерения пятнистых звезд были начаты лишь несколько лет назад с помощью предложенного Р. Робинсоном (Robinson 1980) метода расчета ожидаемой деформации профиля линии в неполяризованном свете за счет магнитного поля, имеющего некоторую эффективную напряженность и занимающего определенную долю поверхности звезды; с помощью таких двупараметрических расчетов исходный профиль магниточувствительной линии, полученный из наблюдений звезды, не обладающей активностью, подгоняется к наблюдаемому профилю в спектре пятнистой звезды.

Результаты такого анализа наблюдений вспыхивающей звезды AD Leo, выполненного американскими исследователями С. Сааром и Дж. Линским (Saar & Linsky 1985), представлены на рис.9. Для каждой из 4 изученных спектральных линий нейтрального титана в ближней инфракрасной области на рисунке представлены наблюдаемые профили в спектре AD Leo, в спектре неактивной звезды 61 Cyg A и в спектре солнечного пятна. Рисунок показывает хорошее соответствие профи-

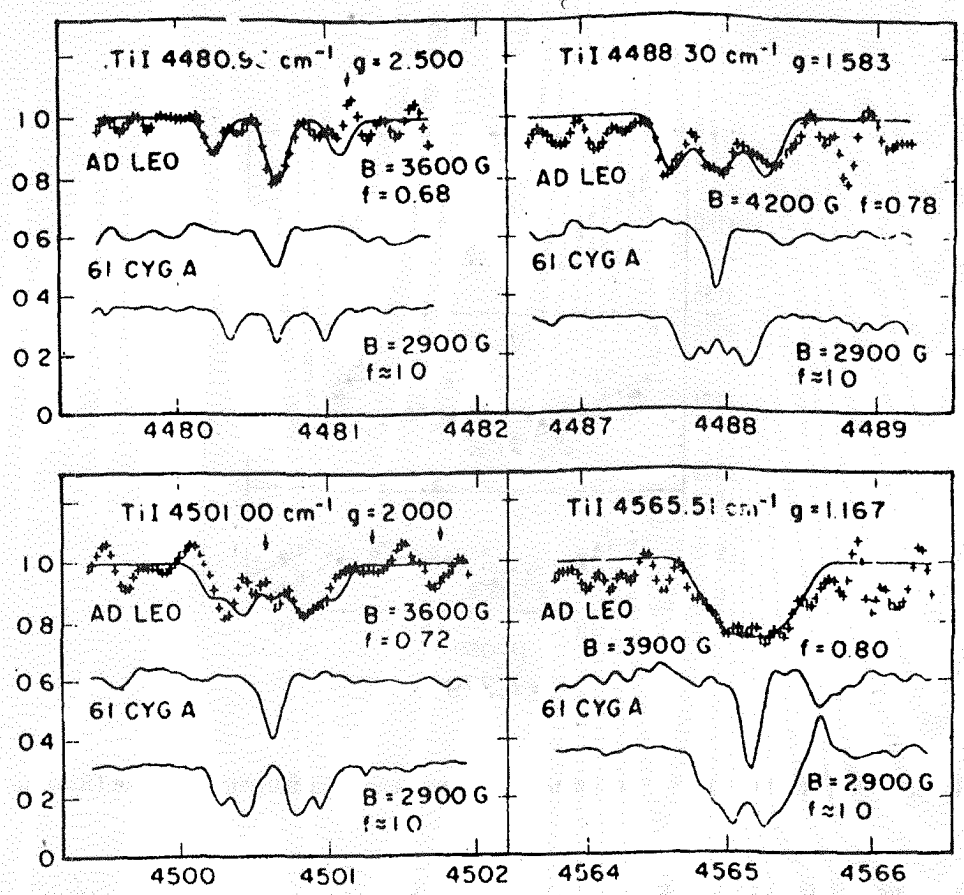


Рис. 9. Сравнение профилей четырех линий титана в инфракрасной области, полученных в спектрах вспыхивающей звезды AD Leo, неактивной звезды 61 Cyg A и солнечного пятна (Saar & Linsky 1985)

лей линий в спектрах AD Leo и солнечного пятна и их существенное отличие от профилей линий в спектре 61 Cyg A. Крестиками на рисунке представлены результаты вычислений ожидаемых профилей линий при указанных для каждой линии значениях эффективной напряженности магнитного поля (B) и доли поверхности звезды (f), занятой таким полем; из рисунка следует близость величин B и f, полученных из независимого анализа различных спектральных линий.

Число изученных таким образом объектов превышает уже два десятка (Saar 1990). Во всех случаях получено эффективное поле в несколько килогаусс и величины f от 0.5 до 0.8. Такие напряженности магнитного поля лишь в несколько раз превышают максимальные напряженности полей в солнечных пятнах, и именно такие значения B следовало здесь ожидать, исходя, скажем, из условия, что давление магнитного поля в звездных пятнах не должно превышать газовое давление в фотосфере холодных карликовых звезд. Что же касается полученных оценок величины f, которая в десятки или сотни раз превышают соответствующую величину для Солнца, то именно при такой высокой магнитной запятненности следует ожидать найденную фотометрически дифференциальную запятненность до одной-полутора десятых звездной величины. Но высокая степень магнитной запятненности с неизбежностью приводит к двум заметным отличиям звездных пятен от солнечных. Во-первых, из-за более тесного расположения звездных пятен в их окрестностях гораздо чаще, чем на Солнце, должны возникать ситуации, приводящие к мощным вспышкам – и прямые наблюдения вспыхивающих звезд, действительно, обнаружили на них вспышечную активность на 2–4 порядка более мощную, чем на Солнце (Gershberg 1989). Во-вторых, поскольку между запятнен-

ными и "чистыми" холодными карликовыми звездами нет существенных различий в абсолютной светимости, то звездные пятна должны быть не столь темными, как на Солнце. Точнее, они должны быть не столь контрастны на фоне невозмущенной звездной фотосферы, как солнечные пятна на фоне солнечной фотосферы.

Последний вывод довольно важен, так как теория солнечного и звездного магнетизма пока еще не может дать модель пятна "из первых принципов". В дискуссиях по звездным пятнам рассматривались две модели: модель с температурой пятна около 2500 – 3000 кельвинов, не зависящей от температуры звездной фотосферы, и модель с постоянной разностью температур фотосферы и пятна около 1500 К. По-видимому, первая из них ближе к реальности, так как именно она предсказывает уменьшение контраста пятна и спокойной фотосферы по мере перехода от Солнца к более холодным звездам.

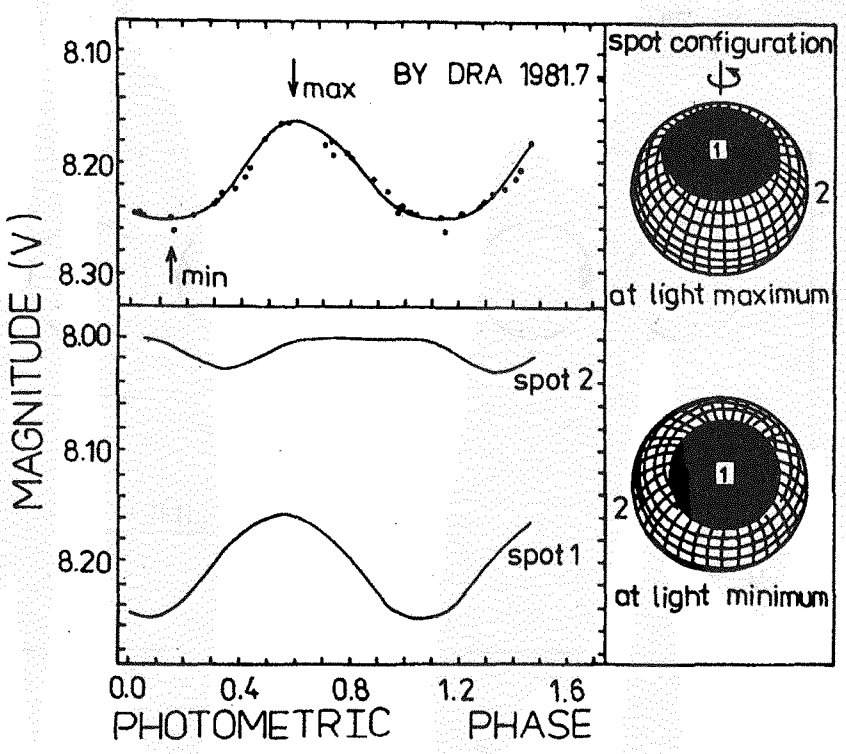


Рис. 10. Модель с двумя пятнами вспыхивающей звезды BY Dra (Rodono' 1986)

Неразличимость деталей звездного диска серьезно затрудняет определение реальных свойств звездных пятен. Главная неопределенность состоит в том, что мы не знаем, сколько пятен дают наблюдаемый фотометрический и магнитометрический эффекты – это большое число пятен с характерными размерами порядка размеров солнечных пятен или немногочисленные, но гигантские по сравнению с солнечными пятнами структуры. К настоящему времени получила весьма значительное развитие методология оценки параметров звездных пятен,основанная на второй модели: сперва оцениваются параметры "главного" пятна, затем по "невязкам" находят параметры следующего по важности пятна, и в некоторых случаях эту процедуру удалось довести даже до оценок параметров третьего пятна. На рис.10 представлены результаты такого анализа одной из наибо-

лее известных вспыхивающих пятнистых звезд BY Dra: слева вверху – исходная кривая блеска, слева внизу – вычисленные в рамках указанной методики эффекты главного и вторичного пятен, и справа – ожидаемый вид звезды в фазах максимума и минимума блеска (Rodono' 1986). Важная особенность полученной картины запятненной звезды состоит в том, что главное пятно расположено в околополярной зоне звезды, и это обстоятельство резко противоречит свойствам солнечных пятен, но такая особенность неизменно обнаруживается при используемой методике анализа и других пятнистых звезд. Можно, однако, думать, что обе эти особенности – гигантские размеры пятен и их околополюсное расположение – не отражают реальную картину запятненной звезды, но являются модельно зависящими результатами. Действительно, если на звезде вблизи ее экватора имеется одно большое пятно, а ось вращения звезды близка к картинной плоскости, то пятно должно давать кривую блеска, представленную на рис.11, то есть, иметь минимум блеска, когда пятно проходит центральный меридиан, и плоскую часть, когда пятно скрывается за лимбом звезды. Но наблюдения практически никогда не обнаруживают такую плоскую часть, что и служит "оправданием" для наклона плоскости экватора звезды к лучу зрения и смещения пятна в область высоких широт. Далее, модели больших высокоширотных пятен противоречит не только известная картина пятнистости Солнца, но и прямые наблюдения пятнистых звезд. Вот одно из них.

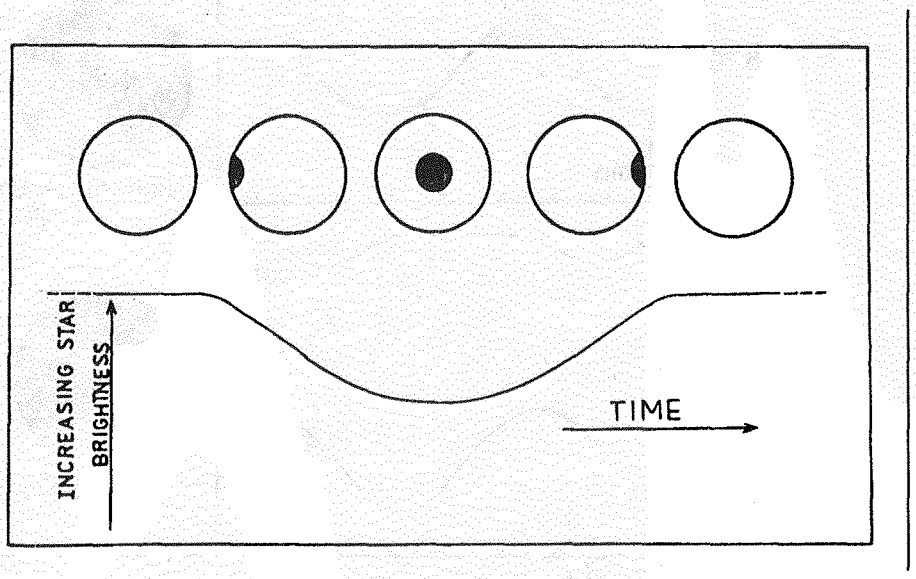


Рис. 11. Ожидаемый эффект на кривой блеска звезды от одиночного низкоширотного пятна при малом угле наклона оси вращения звезды к картинной плоскости

Согласно рис.11, если площадь пятна уменьшается, то уровень максимального блеска звезды должен сохраняться неизменным, но возрасти блеск звезды в минимуме и уменьшиться амплитуда, обусловленная пятнистостью звезды. Но рис.12, который представляет результаты измерения блеска вспыхивающей пятнистой звезды EV Lac, выполненные в Крыму в 1986 и 1987 годы (Gershberg et al. 1991), показывает, что с переходом от одного сезона к другому амплитуда блеска уменьшилась, но одновременно понизился уровень максимального блеска звезды и повысился уровень ее минимального блеска. Эту особенность можно понять в рамках гипотезы, что в 1987 году звезда была запятнена в большей степени, но более равномерно, чем в 1986 году, и проведенные параллельные спектральные наблюдения подтверждают такую гипотезу: согласно рис.13, в 1986 году, когда амплитуда колебаний блеска звезды была больше, четко обнаруживалась антикорреляция блеска звезды и излучения ее активных областей в линии Н-альфа, то есть, там, где больше

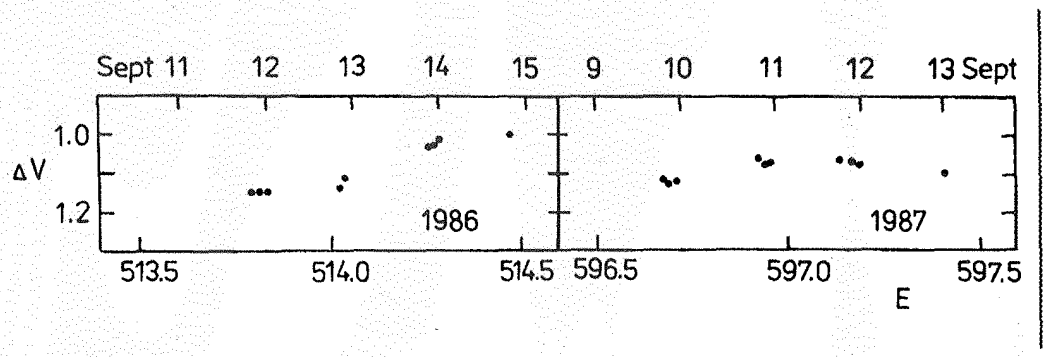


Рис. 12. Обусловленные пятнистостью вариации блеска вспыхивающей звезды EV Lac в 1986 и 1987 г.г. (Gershberg et al. 1991)

пятен и блеск звезды ниже, хромосферная эмиссия, как и на Солнце, сильнее. В 1987 году амплитуда колебаний блеска звезды понизилась, исчезла корреляция блеска и хромосферной эмиссии, но уровень этой эмиссии оказался близок к максимальному уровню 1986 года; то есть, действительно, активные области увеличились и стали более равномерно распределены по звездным долготам.

Эти соображения приводят к выводу, что первоочередной задачей исследования пятнистых звезд является разработка алгоритма, ориентированного на определение некоторых статистических характеристик пятнистости, обусловленной большим числом пятен на поверхности звезды.

Как уже упоминалось, звездные пятна, как и солнечные, связаны с активными областями, которые обнаруживаются по мощной хромосферной эмиссии. Хромосферное излучение активных красных карликов легко обнаруживается на спектрограммах, полученных даже с весьма умеренной дисперсией. Поскольку свечение хромосферы происходит в условиях самосогласованного баланса поглощаемой и излучаемой энергии, то оно обладает некоторыми внутренними характеристиками, не зависящими, например, от температуры фотосферы или абсолютной светимости звезды. Так, на рис.14 приведены отношения интенсивностей бальмеровских линий для более чем двух десятков вспыхивающих звезд, измеренные Н.И. Шаховской (1974) в Крыму; хотя на рисунке нанесены звезды, различающиеся по абсолютной светимости до ста раз, указанные отношения интенсивностей практически одинаковы. У левого края рис.14 кружками представлены наблюдения солнечной хромосферы во время затмения на разных высотах (в км) над лимбом Солнца; из рисунка следует, что усредненные по диску звезды отношения интенсивностей линий соответствуют тем, что наблюдаются на высоте около 1500 км над краем солнечного диска. Количественный анализ водородных эмиссионных линий показал, что электронная плотность в хромосферах вспыхивающих звезд на один-два порядка величины выше, чем в солнечной хромосфере (Кацова 1990).

Анализ ультрафиолетовых эмиссионных линий звездных хромосфер, которые успешно наблюдались со спутника IUE, подтвердил, что хромосферы активных красных карликов существенно мощнее солнечной хромосферы. Более того, у многих активных карликов усредненные по диску звезды потоки в хромосферных линиях и в линиях переходной зоны хромосфера-корона заметно превышают не только средние потоки от спокойного Солнца, но даже средние потоки от солнечных активных областей (Linsky 1983). Это означает, что на самых активных карликовых звездах активные области излучают в высокотемпературных эмиссионных линиях гораздо интенсивнее, чем в солнечных активных областях; по-видимому, это связано с большей плотностью атмосфер таких звезд и, возможно, с более высокой температурой их корон.

На рис.15 представлены временные вариации хромосферной эмиссии некоторых звезд солнечного и более поздних спектральных классов (Baliunas et al. 1983): у нескольких из них на интервале в 100 суток четко обнаруживается вращательная модуляция интенсивности излучения, что возможно лишь при заметной пятнистости хромосфер.

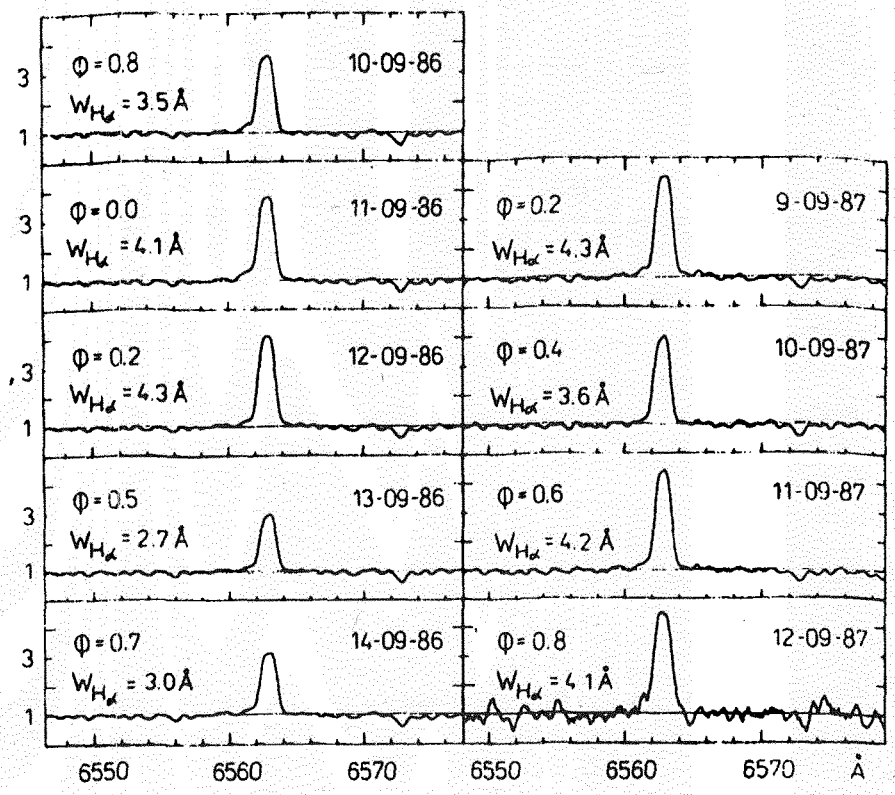


Рис. 13. Вариации профиля эмиссионной линии Н-альфа в спектре вспыхивающей звезды EV Lac, обусловленные неоднородностью хромосферы звезды и сезонными изменениями этой неоднородности: W – эквивалентная ширина хромосферной эмиссионной линии Н-альфа и Ф – фаза переменности блеска, обусловленной пятнистостью фотосферы звезды (Gershberg et al. 1991)

Наконец, продолжительные ряды наблюдений обнаружили на карликовых звездах и явления типа солнечного цикла активности. На рис. 16 показаны долговременные изменения яркости вспыхивающей звезды BD+26°730 в течение XX века, которые были обнаружены американским исследователем Л. Хартманном и его коллегами (Hartmann et al. 1981) при анализе сотен снимков неба в Гарвардской стеклотеке; рисунок позволяет говорить о фотометрическом цикле длительностью около 60 лет с амплитудой не менее $0^m.5$. На рис. 17 приведены результаты почти 20-летних измерений относительной интенсивности излучения хромосферы и фотосферы 9 звезд (Baliunas & Vaughan 1985), и на 7 из них можно заподозрить циклы длительностью от 7 до 11 лет.

К настоящему времени цикличность активности установлена на дюжине карликовых звезд. Хотя этих данных еще не достаточно для серьезных заключений, следует отметить, что найденные длительности циклов хорошо коррелируют с числами Россби, которые определяют степень взаимодействия конвекции и вращения звезды, и в эту корреляцию хорошо укладывается Солнце.

III

В настоящее время нет сомнений в том, что вся активность Солнца и звезд обусловлена их магнетизмом, процессами формирования, развития и распада локальных магнитных структур во внешних слоях и в атмосферах этих объектов. Как известно, основы теории звездного магнетизма были заложены выдающимся шведским ученым Х. Альвеном в 40-е годы. Соломон Борисович Пикельнер первым среди советских исследователей начал работать в этой новой области астрофизики

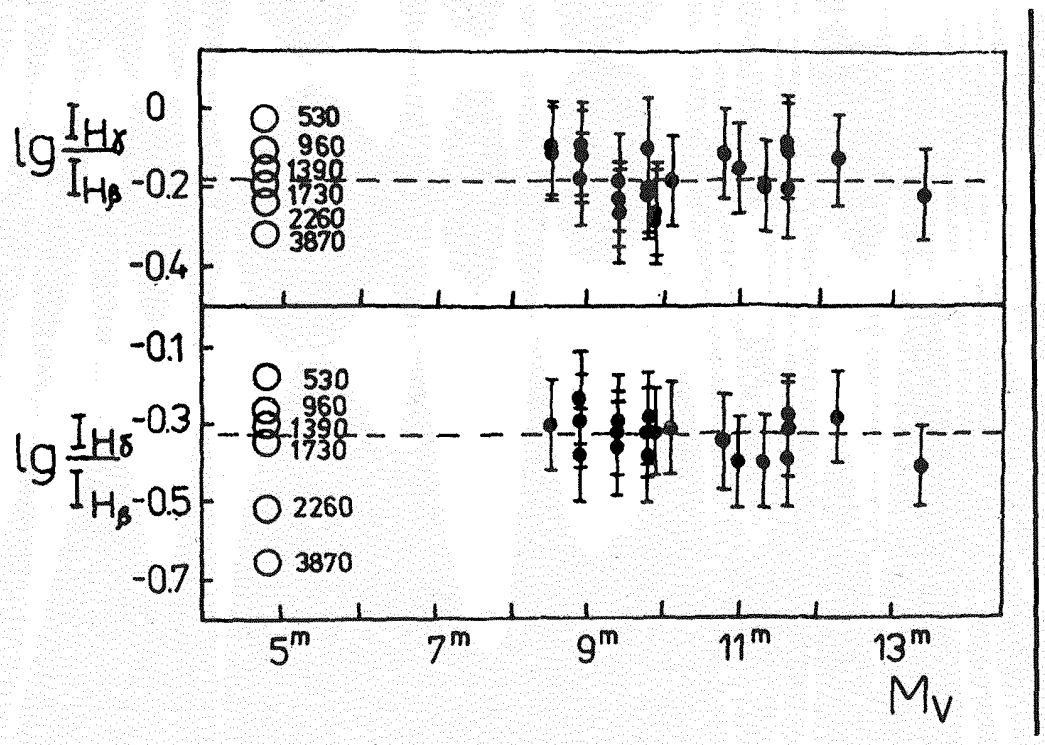


Рис. 14. Относительные интенсивности Бальмеровских линий в спектрах спокойного состояния вспыхивающих звезд и на разных высотах солнечной хромосферы (Shakhovskaya 1974)

и успешно сочетал решение конкретных задач физики Солнца, звезд и Галактики этими новыми методами с развитием и пропагандой таких методов. Вышедшая 25 лет назад вторым изданием его монография "Основы космической электродинамики" остается одним из лучших учебников в этой области астрофизики.

Несмотря на определенные успехи, теория звездного магнетизма еще далека от полноты и завершенности. Фрагментарность этой теории обнаруживается при анализе столь различных по структуре и эволюционному состоянию астрономических объектов, как Солнце, магнитные звезды, поляры, пульсары; даже при рассмотрении сильных локальных магнитных полей солнечных пятен и протяженных слабых магнитных полей на Солнце соответствующие теоретические модели строятся практически независимо друг от друга.

Наименее разработан вопрос о генезисе локальных магнитных полей. На Солнце и на сходных с ним звездах такие магнитные поля во многих отношениях достаточно успешно описываются теорией динамо, первый, чисто качественный вариант которой был предложен американским астрономом Х.Бэбкоком в начале 60-х годов. Смысл динамо-теории состоит в построении конкретной модели взаимодействия дифференциального вращения звезды и конвекции, приводящего к появлению локальных магнитных структур. Точнее говоря, эта модель описывает не генерацию поля, а поддержание динамического равновесия системы локальных структур, подверженных диссипации, в течение достаточно продолжительного времени. Однако, даже в самом развитом варианте динамо-теория не может предсказать, какие, скажем, характерные линейные масштабы магнитных структур возникнут во вновь образовавшейся звезде определенной массы и, естественно, не применима к звездам заметно больших масс, чем Солнце, у которых нет конвективных подфотосферных зон, но среди которых встречаются объекты с локальными магнитными структурами весьма высокой напряженности.

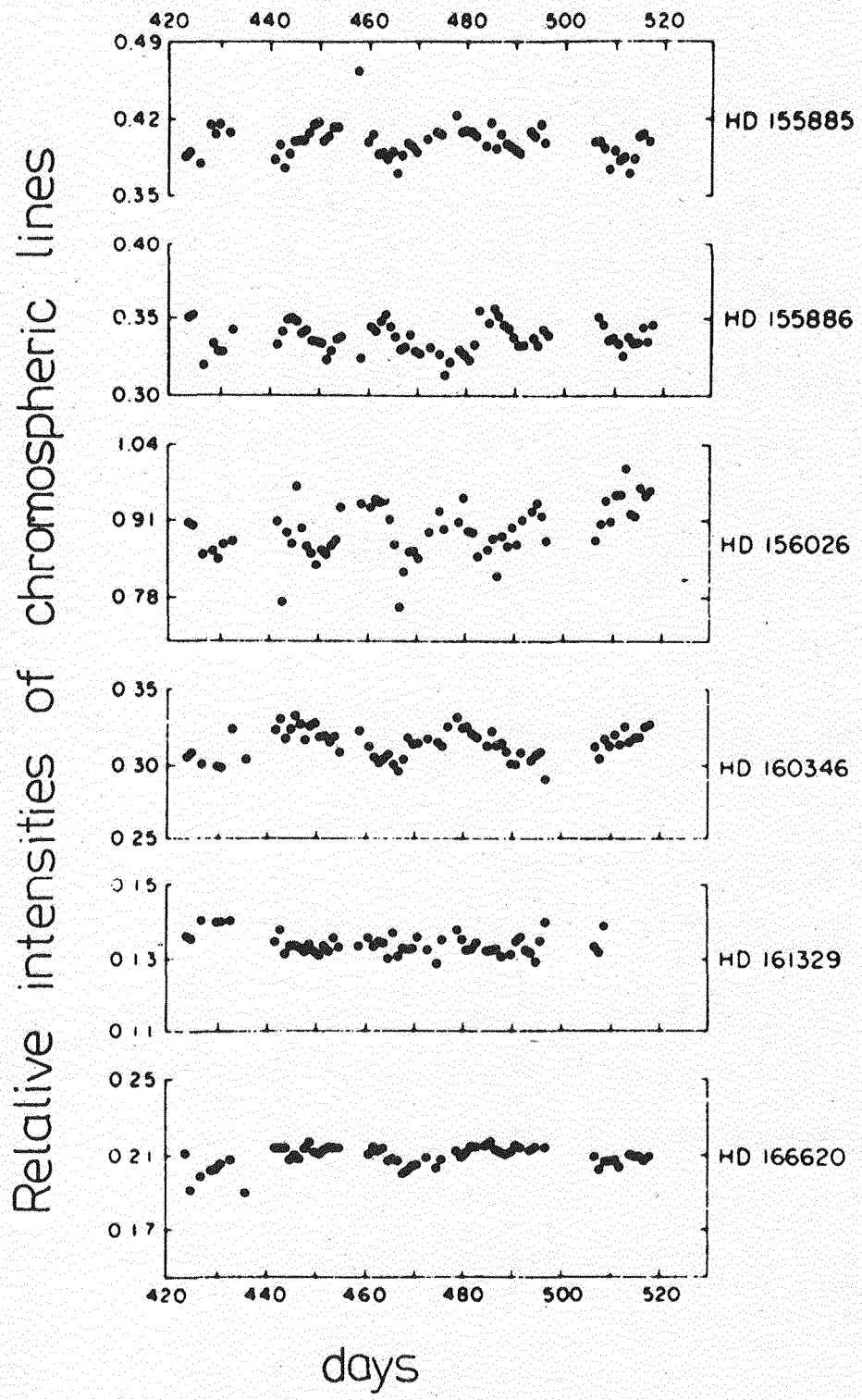


Рис. 15. Вариации хромосферной эмиссии на интервале 100 суток, обнаруживающие вращение звезд с неоднородной яркостью хромосферы (Baliunas et al. 1983)

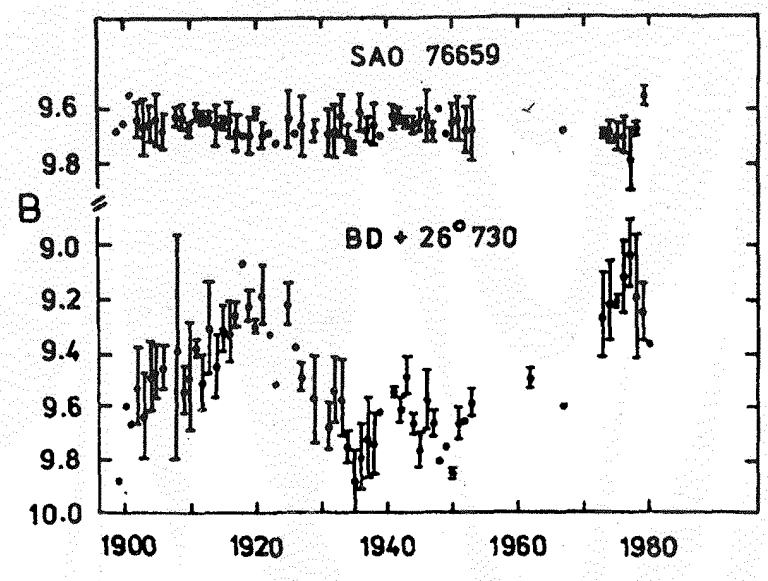


Рис. 16. Долговременные вариации блеска вспыхивающей звезды BD +26°730, обусловленные циклическим изменениями степени запятненности ее фотосферы (Hartmann et al. 1981)

По-видимому, решение проблемы формирования локальных магнитных структур требует нового подхода к внутреннему строению звезд с учетом идей термодинамики открытых систем (Gershberg 1986). Как известно, главный вывод такой термодинамики состоит в том, что открытая нелинейная система с метастабильными состояниями должна находиться в одном из таких состояний с высокой степенью вероятности. Очевидна приложимость этого общего заключения к звездам. Действительно, открытость этих систем видна невооруженным глазом. Нелинейность уравнений внутреннего строения имеет место даже в простейшей статической модели и резко возрастает при включении в рассмотрение вращения, конвекции и гравитационного взаимодействия в двойной системе. Наконец, предположение о существовании в массивном газовом шаре метастабильных энергетических состояний весьма вероятно: если даже в лаборатории – даже на кухне! – при нагреве плоского слоя жидкости в ней происходит самоорганизация и возникают кинематические ячейки Бенара, то тем более такой эффект следует ожидать в звездах, где потоки проходящей энергии гораздо мощнее, диапазон значений физических параметров гораздо шире и система существенно трехмерна. Далее, естественно ожидать, что кинематические структуры в неоднородном плазменном теле должны вызывать электрические токи и, следовательно, локальные магнитные структуры. Таким образом, самоорганизация внутренних областей звезд как открытых нелинейных систем может быть общей и конечной причиной звездного магнетизма вообще и активности Солнца и звезд в частности.

Литература

Ambruster C.W., Sciortino S., Golub L., 1987, Astrophys.J.Suppl.Ser. **65**, 273.

Baliunas C.L., Vaughan A.H., Hartmann L., Middelkoop F., Mihalas D., Noyes R.W., Preston G.W., Frazer J., Lanninig H., 1983, Astrophys.J. **275**, 752.

Baliunas C.L. and Vaughan A.H., 1985, Annu.Rev.Astron.Astrophys. **23**, 379.

Бескин Г.М., Гершберг Р.Е., Неизвестный С.И., Плахотниченко В.Л., Пустыльник Л.А., Шварцман В.Ф., 1988, Известия Крымской Астрофиз.Обс. **79**, 67.

Butler C.J., Rodono' M., Foing B.H., Haisch B.M., 1986, Nature **321**, 679.

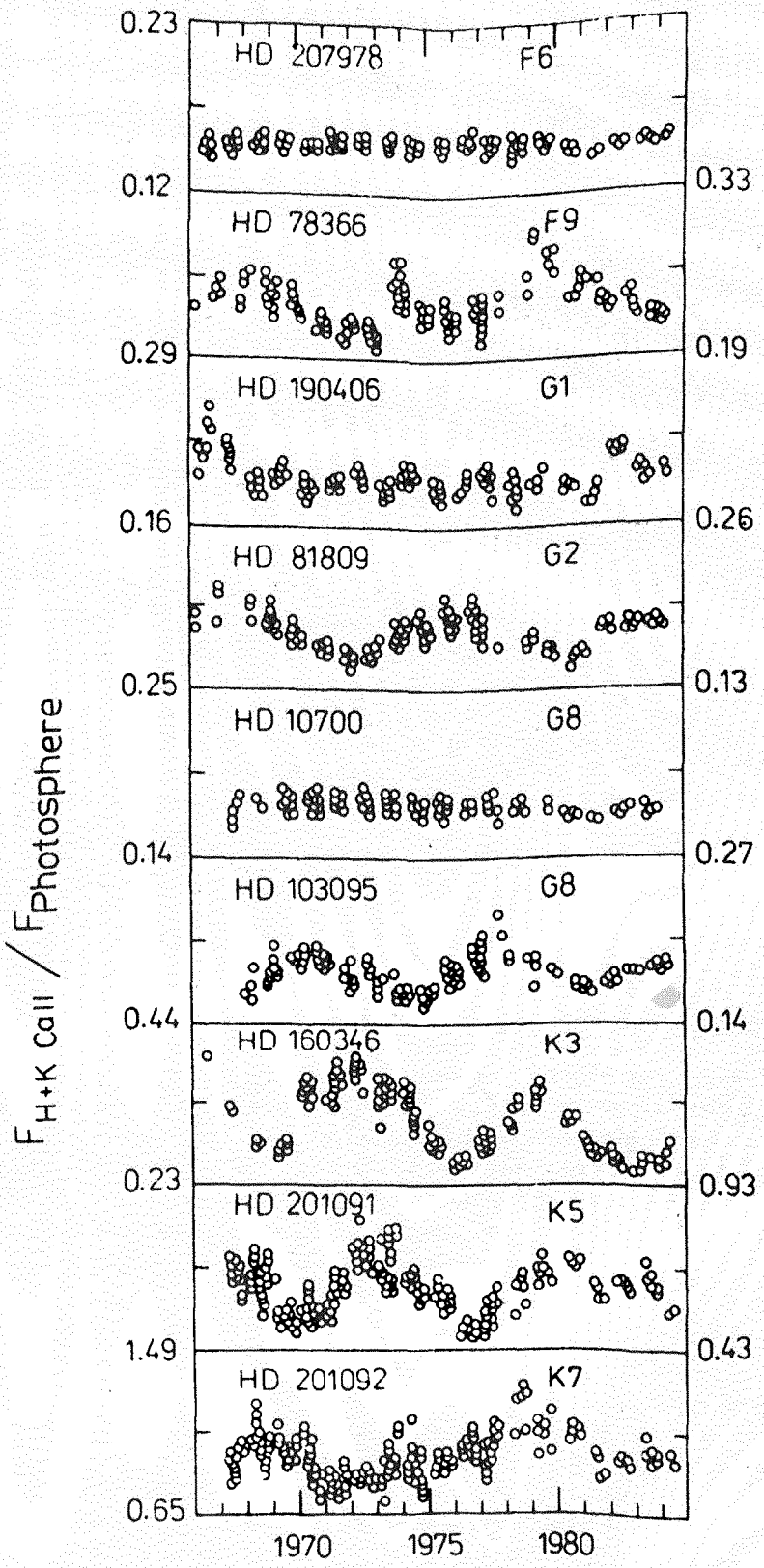


Рис. 17. Долговременные вариации хромосферной эмиссии звезд, обусловленные циклическими изменениями мощности хромосфер (Baliunas & Vaughan 1985)

Doyle J.G. and Butler C.J., 1985, Nature **313**, 378.
Gershberg R.E., 1986, in C.R.Cowley et al. (eds) "Upper main sequence stars with anomalous abundances". Reidel. Dordrecht. p.25.
Gershberg R.E., 1989, Mem.Soc.Astron.Ital. **60**, 263.
Gershberg R.E. and Shakhovskaya N.I., 1983, Astrophys.Space Sci. **95**, 235.
Гершберг Р.Е., Ильин И.В. и Шаховская Н.И., 1991, Астрон. Журнал **68**, 959.
Golub L., 1983, in P.B.Byrne and M.Rodono' (eds) "Activity in red dwarf stars".Reidel.Dordrecht. p.83.
Hartmann L., Bopp B.W., Dussault M., Noah P.V., Klimke A., 1981, Astrophys.J. **249**, 662.
Ilyin I.V. and Shakhovskaya N.I., 1989, in B.M.Haisch and M.Rodono' (eds). Poster papers of the IAU Colloquium N 104. Special publication of the Catania Astrophysical Observatory. p.107.
Кацова М.М., 1990, Астрон.Журнал **67**, 1219.
Kron G.E., 1950, Astron.J. **55**, 69.
Linsky J.L., 1983, in P.B.Byrne and M.Rodono' (eds) "Activity in red dwarf stars". Reidel.Dordrecht. p.39.
Lovell A.C.B., Whipple F.L. and Solomon L.H., 1964, Nature **201**, 1013.
Pallavicini R., Tagliaferri G. and Stella L., 1990, Astron. Astrophys. **228**, 403.
Пикельнер С.Б., 1950, Доклады АН СССР **72**, 255.
Пикельнер С.Б., 1960, Астрон. Журнал **37**, 616.
Robinson R.D., 1980, Astrophys.J. **239**, 961.
Rodono' M., 1986, in J.-P.Swings (ed) Highlight of Astronomy. Reidel.Dordrecht. p.429.
Ройзман Г.Ш., 1984, Письма в Астрон. Журнал **10**, 279.
Rosner R., Tucker W.H. and Vaiana G.S., 1978, Astrophys.J. **220**, 643.
Saar S.H., 1990, in J.O.Stenflo (ed) "Solar photosphere: structure convection and magnetic fields". Kluwer, Dordrecht p.427. (Proc. IAU Symp. No.138, Kiev, May 1989).
Saar S.H. and Linsky J.L., 1985, Astrophys.J. **299**, L 47.
Шаховская Н.И., 1974, Изв.Крымск.Астрофиз.Обс. **51**, 92.
Skumanich A., 1985, Aust.J.Phys. **38**, 971.

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91, 24–55 (1994)

Некоторые проблемы химического состава звездных атмосфер

Л.С. Любимков

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 15 июля 1991 г.

Аннотация. В обзоре обсуждаются результаты анализа химического состава звезд спектральных классов B–K, полученные методом моделей атмосфер в Крымской астрофизической обсерватории приблизительно за 15-летний период. Рассматриваются следующие типы звезд: 1) B-звезды главной последовательности; 2) химически пекулярные звезды типов HgMn, Ap, Am и δ Sct; 3) сверхгиганты классов B, A, и F; 4) гиганты и карлики классов G и K; 5) компоненты двойных систем. Сформулированы проблемы, вытекающие из полученных результатов и требующие дальнейшего исследования.

SOME PROBLEMS OF CHEMICAL COMPOSITION OF STELLAR ATMOSPHERES, *by L.S. Lyubimkov.* In the review the results of a model atmosphere analysis of chemical composition of B – K stars are discussed, which were obtained in Crimean Astrophisical Observatory during approximately 15-year period. The following types of stars are considered: 1) B-type main sequence stars; 2) chemically peculiar stars of HgMn, Ap, Am and δ Sct classes; 3) supergiants of B, A and F types; 4) giants and dwarfs of G and K types; 5) components of binary systems. The problems are formulated, which follow from obtained results and require further investigations.

Ключевые слова: атмосферы звезд, химический состав

1 Введение

В Крымской астрофизической обсерватории анализ химического состава звезд является традиционным направлением исследований. Как известно, во второй половине 60-х и в 70-х годах происходило бурное развитие той области астрофизики, которая связана с построением моделей звездных атмосфер. Это было обусловлено широким внедрением компьютеров в астрофизическую практику. Параллельно с этим в области исследования химического состава звезд происходил постепенный переход от старой методики, использующей кривые роста, к новому, более точному методу анализа, основанному на применении моделей атмосфер. В Крыму переход к современной методике начался в середине 70-х годов, и к настоящему времени методом моделей атмосфер здесь исследованы высокодисперсионные спектры многих звезд типов B–K, принадлежащих населению I. В настоящем обзоре обсуждаются основные результаты этих исследований.

Наблюдательный материал, как правило, получался на телескопе 2.6 м Крымской астрофизической обсерватории. Сначала использовались фотографические спектрограммы, имеющие обратную дисперсию от 4 до 12 Å/мм. В последние годы широко применялись наблюдения на CCD-камере,

установленной в фокусе куде того же телескопа 2.6 м. Для решения отдельных задач привлекались спектральные данные, опубликованные в литературе.

Как известно, для использования метода моделей атмосфер даже в том случае, когда сами модели уже рассчитаны, необходимо иметь соответствующий комплекс компьютерных программ. Такой комплекс был создан в Крымской обсерватории, причем в значительной мере независимо от других аналогичных программ, разработанных в других обсерваториях. Из литературы заимствованы лишь алгоритмы для вычисления коэффициентов непрозрачности в непрерывном спектре (Kurucz 1970) и программа расчета функции Фойгта (Avrett & Loeser 1969). Наша методика позволяет определять содержания химических элементов как по измеренным эквивалентным ширинам, так и по наблюдаемым профилям линий с помощью синтетических спектров (Любимков 1980, 1986).

В настоящем обзоре обсуждаются основные результаты исследования звездных атмосфер (прежде всего их химического состава), полученные приблизительно за 15 лет в Крымской астрофизической обсерватории в отношении звезд некоторых типов. Сначала рассмотрены вариации элементов CNO-цикла (гелия, азота и углерода) среди B-звезд главной последовательности. Затем анализируются особенности химически пекулярных звезд типов HgMn, Ap, Am и δ Sct. Отдельно обсуждаются сверхгиганты классов B, A и F, потом – красные гиганты и карлики. В заключение рассмотрена проблема определения химического состава компонентов двойных систем. При обсуждении результатов, полученных в Крыму, привлекаются и работы других авторов, касающиеся исследования звезд указанных типов. Следует отметить, что в обзоре отражено положение дел в области химического состава звезд, сложившееся в основном к 1991 году.

2 Звезды класса B главной последовательности

Как известно, звезды этого типа по своим эффективным температурам $T_{\rm eff}$ занимают приблизительно интервал от 10000 до 30000 K, а по массам M – от 2.5 до 20 $M_\odot$. Они светят за счет CNO-цикла, в результате которого концентрации атомов H, He, C и N в звездных недрах существенно меняются (концентрации H и C понижаются, а концентрации He и N повышаются, в то время как концентрация O не испытывает заметных вариаций). В связи с этим особое значение приобретает анализ относительных содержаний He/H, C/H и N/H в атмосферах таких звезд. Подчеркнем, что речь идет о нормальных B-звездах ГП (главная последовательность); например, не рассматриваются звезды типов He-rich и He-weak.

Как показали многочисленные исследования, наблюдаемые содержания He, C и N у нормальных B-звезд в среднем оказываются близкими к солнечным значениям. Однако даже среди звезд одного и того же скопления обнаруживаются такие вариации He/H и N/H, которые невозможно объяснить только ошибками в измеренных эквивалентных ширинах. Выполненный нами детальный анализ этих вариаций позволил установить, что в атмосферах B-звезд ГП со временем, по-видимому, накапливаются продукты CNO-цикла. При этом, как оказалось, эффект наиболее заметен у ранних B-звезд, а с понижением температуры $T_{\rm eff}$ и массы M он становится трудно обнаружимым.

Рассмотрим сначала вариации величины $\mathcal{E}_{\rm He}$ = He/H, характеризующей отношение гелия к водороду по числу атомов. Линии He I, по которым определяются значения $\mathcal{E}_{\rm He}$, принадлежат к числу наиболее сильных в спектрах нормальных B-звезд ГП. Благодаря этому в настоящее время имеются довольно обширные данные о содержании гелия в атмосферах таких звезд. На основе этих данных в качестве нормального содержания было принято значение $\mathcal{E}_{\rm He} = 0.10$. Однако даже среди звезд одного рассеянного скопления или одной OB ассоциации могут наблюдаться вариации величины $\mathcal{E}_{\rm He}$ в два раза. Еще в середине 70-х годов, используя быстрый метод оценки $\mathcal{E}_{\rm He}$ (Любимков 1974), автору удалось определить средние содержания $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$ для достаточно большого числа группировок B-звезд разного возраста (Любимков 1975, 1976, 1977). Оказалось, что существует явная корреляция между $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$ и возрастом t исследованных группировок. Как видно из рис.1, содержание гелия имеет тенденцию расти с увеличением t. Отметим, что большинство звезд, рассмотренных при построении рис.1, относилось к ранним B-звездам; лишь крайняя правая точка на рис.1, соответствующая скоплению Плеяды, была получена исключительно по поздним B-звездам. Если отбросить эту последнюю точку, найденной зависимости отвечает коэффициет корреляции $q = 0.94$.

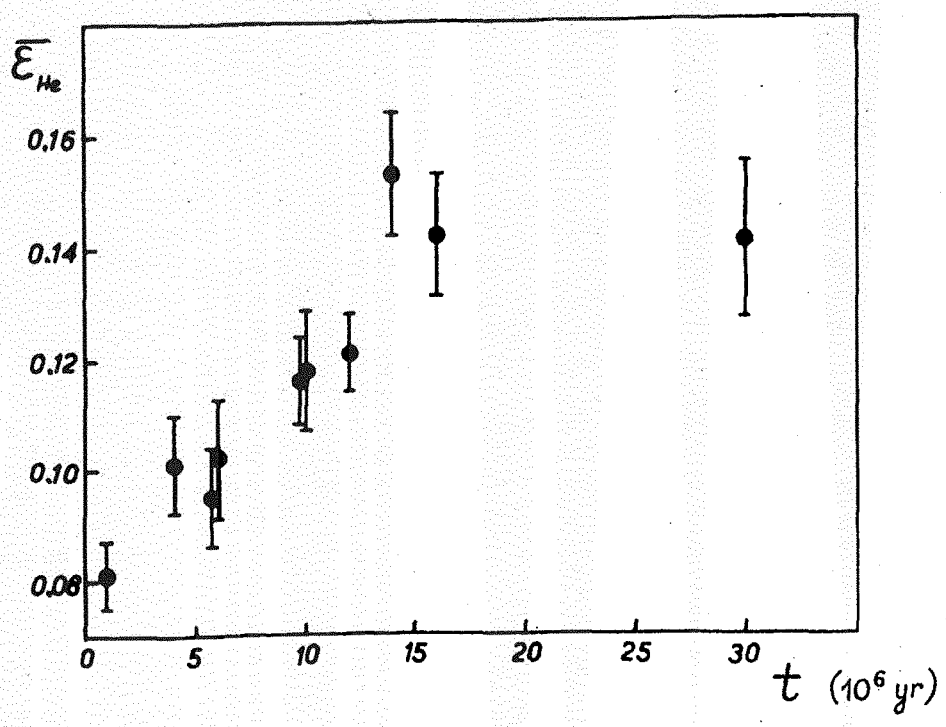


Рис. 1. Среднее содержание гелия как функция возраста звездных группировок (Любимков, 1977)

Недавно Клочкова и Панчук (1990) предприняли новую попытку сравнить средние содержания гелия для звезд разных скоплений. Они пришли к выводу, что если рассматривать, например, только ранние B-звезды ($16000 < T_{\rm eff} < 30000$ K), величина $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$ от скопления к скоплению не меняется. Однако, вопреки этому утверждению, на рис.2, построенном по данным названных авторов, отчетливо прослеживается увеличение $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$ с возрастом t, причем и в этом случае коэффициент корреляции довольно высок: $q = 0.93$. Разница в $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$ между крайними точками на рис.2, соответствующими скоплению NGC 2264 ($t = 1$ млн.лет) и ассоциации Lac OB1 ($t = 14$ млн.лет), составляет $8 - 9\ \sigma$ Отметим, что средний возраст t здесь, как и на рис.1, взят из статьи Blaauw (1964) (см. также Любимков 1977); подчеркнем, что в данном случае важны не сами значения t, а соотношение между возрастом разных групп. Отличие рис.2 от рис.1 (как, впрочем, и от результатов некоторых других авторов) состоит лишь в систематическом занижении значений $\overline{\mathcal{E}}_{\rm He}$.

Если существует связь между $\mathcal{E}_{\rm He}$ и t, она скорее всего является внутренним свойством горячих звезд; это означает, что содержание гелия в атмосферах B-звезд зависит не столько от их принадлежности к тому или иному скоплению, сколько от их собственных фундаментальных характеристик. Наряду с возрастом t в число таких характеристик входит и масса M, от которой сильно зависит темп эволюции звезды. Поэтому на следующем этапе нашего исследования (Любимков 1988) звезды группировались в зависимости от M, а не в зависимости от их членства в тех или иных скоплениях и ассоциациях.

На этом втором этапе использовались имеющиеся в литературе наиболее точные, однородные и одновременно достаточно многочисленные оценки $\mathcal{E}_{\rm He}$ для B-звезд ГП. Они были получены по линиям He I в синей области спектра, которые в случае B-звезд практически нечувствительны к отклонениям от ЛТР - локального термодинамического равновесия (Auer & Mihalas 1973). Рассматривались преимущественно близкие звезды, поскольку для них 1) качество наблюдательного материала и, следовательно, точность определения $\mathcal{E}_{\rm He}$ особенно высоки, 2) можно ожидать примерно

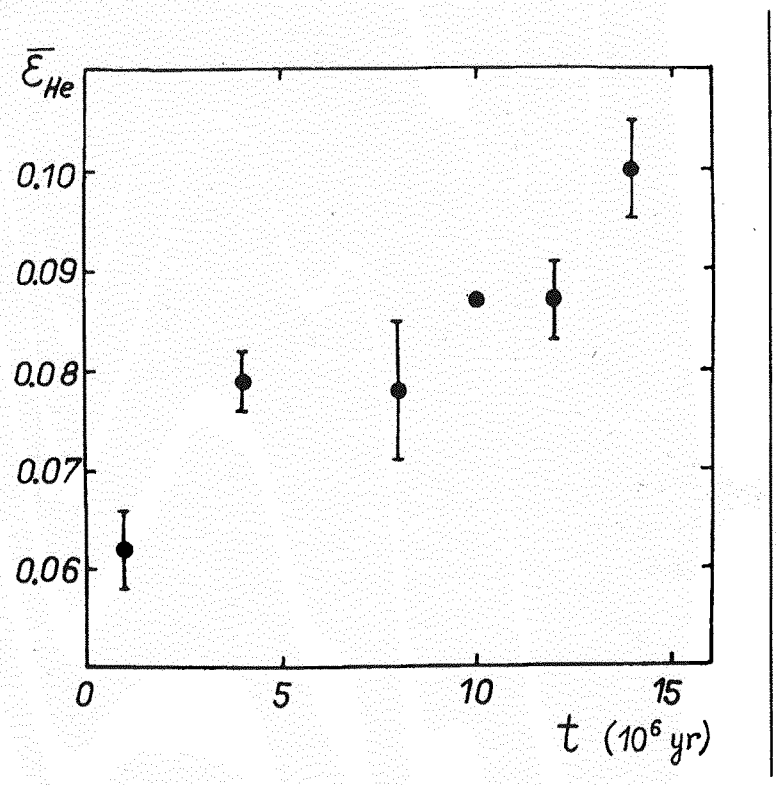


Рис. 2. Зависимость среднего содержания гелия от возраста звездных группировок, построенная для ранних B-звезд по данным Ключковой и Панчука (1990)

постоянных исходных содержаний гелия Y и металлов Z, что позволяет пользоваться для всех звезд одним и тем же набором эволюционных треков. Последние необходимы для определения массы M и возраста t каждой звезды по ее эффективной температуре $T_{\rm eff}$ и ускорению силы тяжести g. Автор ограничился изучением ранних B-звезд с температурами 18000 K $\leq T_{\rm eff} \leq$ 30000 K, поскольку у них линии He I достигают максимальной силы и поэтому измеряются наиболее уверенно. Кроме того, как выяснилось, ранние B-звезды показывают наибольшие эволюционные изменения $\mathcal{E}_{\rm He}$.

В работе Любимкова (1988) были рассмотрены такие B-звезды из списков Wolff & Heasley (1985), Nissen (1976) и Peterson & Shipman (1973). Исследуемые звезды группировались по массам, и в каждой группе строилась зависимость $\mathcal{E}_{\rm He}$ от t. На рис.3 в качестве примера приведена такая зависимость для B-звезд с массами M = 11 – 17 $M_\odot$ из списка Nissen (1976). Этот автор находил содержание гелия по линии He I λ4026, причем исключал из рассмотрения спектрально-двойные, переменные и звезды с эмиссионными линиями. Из рис.3 следует, что в данной группе B-звезд наблюдается отчетливая корреляция между $\mathcal{E}_{\rm He}$ и t, а именно: чем больше возраст, тем в среднем выше содержание гелия (коэффициент корреляции и здесь достаточно высок: $q = 0.87$). Аналогичные корреляции получены и по данным других авторов.

Интересно, что вариации $\mathcal{E}_{\rm He}$ оказались связанными не только с возрастом t, но и с массой M. Действительно, для каждой группы можно определить величину $\dot{\mathcal{E}}_{\rm He}$, темп обогащения атмосфер гелием (на рис.3 эта величина соответствует наклону штриховой прямой, проведенной методом наименьших квадратов). Затем $\dot{\mathcal{E}}_{\rm He}$ можно сопоставить со средними значениями M для соответствующих групп. Получается зависимость, приведенная на рис.4. Она свидетельствует о том, что скорость обогащения атмосфер B-звезд гелием тем выше, чем больше масса M. Отсюда можно оценить, что за время жизни на ГП ранние B-звезды (подклассы B0 – B2) могут увеличить значения $\mathcal{E}_{\rm He}$ в своих атмосферах примерно на 0.05 – 0.06, в то время как у средних и тем более поздних

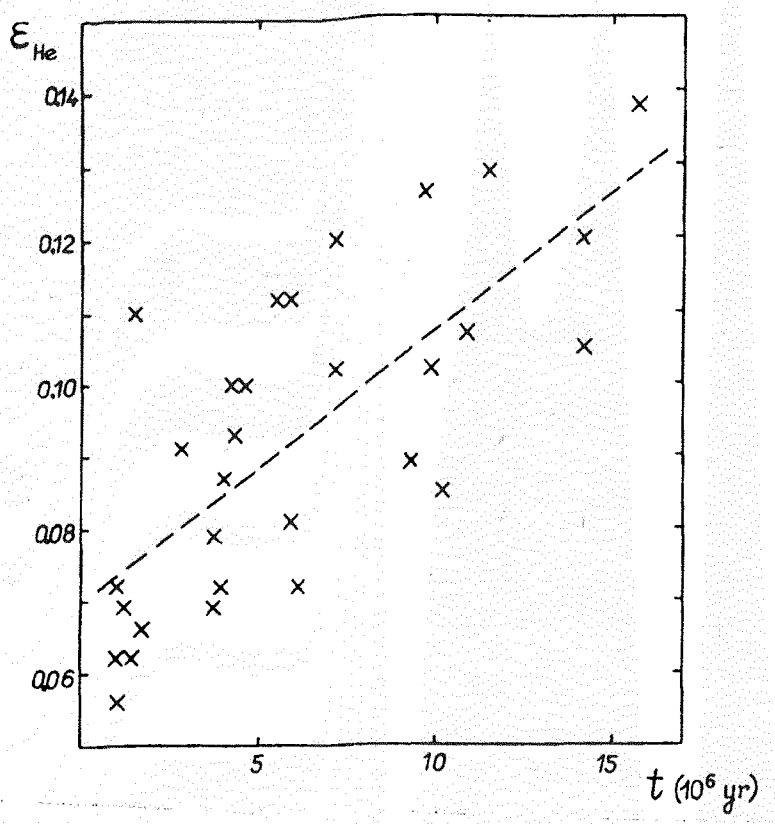


Рис. 3. Содержание гелия как функция возраста ранних B-звезд, содержащихся в списке Nissen (1976) и имеющих массы $M/M_\odot = 11 - 17$ (Любимков 1988)

B-звезд полная добавка к $\mathcal{E}_{He}$ оказывается столь малой, что ее вряд ли можно обнаружить. Связь с массой может свидетельствовать об эволюционной природе обсуждаемого эффекта (известно, что чем массивнее звезда, тем быстрее она эволюционирует).

Рассмотрим теперь кратко результаты, полученные для азота. Не-ЛТР анализ линий N II в спектрах B-звезд ГП, выполненный в работах Любимкова (1984, 1993), привел к заключению, что содержание азота в их атмосферах, как и содержание гелия, обнаруживает связь с возрастом t и массой M. Содержание N с возрастом повышается, причем тем быстрее, чем больше M. За время пребывания на ГП (за время выгорания водорода в ядре) содержание N в атмосфере звезды с массой $M = 13\ M_\odot$ увеличивается примерно на 0.6 dex, в то время как у звезды с $M = 10\ M_\odot$ оно возрастает на 0.4 dex. Следовательно азот, как и гелий, показывает наибольший эффект в ранних B-звездах. Отметим, что у желтых сверхгигантов, являющихся дальнейшей фазой в эволюции ранних B-звезд ГП, наблюдаются похожие по величине избытки азота. Это означает, что значительная часть указанных избытков приобретается такими сверхгигантами еще на стадии ГП.

Что касается углерода, то о вариациях его содержания в атмосферах B-звезд ГП мы знаем пока немного, если сравнивать с обсуждавшимися выше вариациями гелия и азота. Причина заключается в том, что не накоплено еще достаточное количество высокоточных и однородных определений содержания C для большого числа звезд. Пока удается лишь показать, что содержание C испытывает тенденцию к понижению (Любимков 1989). Характерным для B-звезд ГП можно считать дефицит углерода ~ 0.3 dex. Более детально данные о вариациях He, N и C в атмосферах B-звезд обсуждаются автором в другом месте (Любимков 1991a).

Итак, анализ линий He, N и C в спектрах ранних B-звезд приводит к выводу, что в тот период,

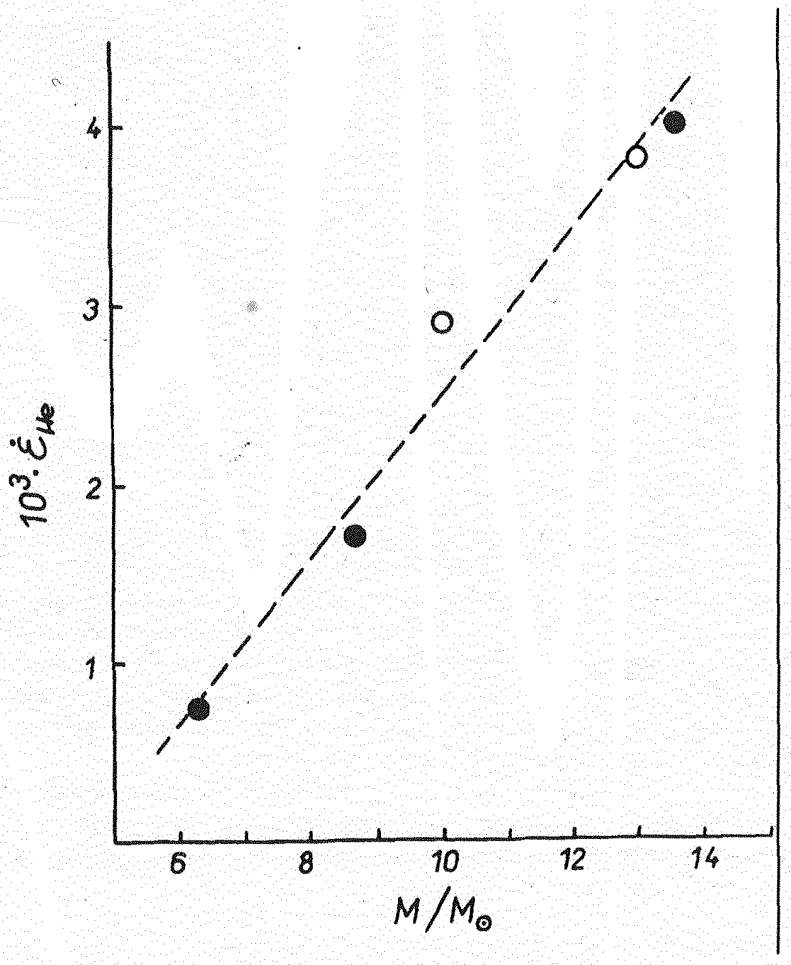


Рис. 4. Скорость обогащения атмосфер гелием в зависимости от массы звезд. Разные значки соответствуют оценкам $\mathcal{E}_{He}$, полученным по данным разных авторов (Любимков 1988)

когда эти звезды проходят стадию ГП, то есть когда в их недрах идут реакции CNO-цикла, приводящие к изменению концентраций He, N и C, одновременно аналогичные изменения происходят и в звездных атмосферах. Таким образом, вещество, переработанное в CNO-цикле, каким-то путем проникает из звездных недр на поверхность.

По-видимому, в достаточно массивных звездах на стадии ГП существует слабое перемешивание между наружными слоями и конвективным ядром. Предположение о таком перемешивании было высказано автором еще в 1975 году (Любимков 1975), что было довольно неожиданно для существовавших тогда эволюционных представлений. Действительно, считалось, что первое глубокое перемешивание возникает на более поздней стадии эволюции, когда массивная звезда переходит в фазу желтого или красного сверхгиганта. Однако в настоящее время возможность перемешивания на стадии ГП уже серьезно обсуждается теоретиками. Например, как показали расчеты Maeder (1987), вынос продуктов CNO-цикла на поверхность может иметь место и у звезд ГП, если они быстро вращаются. Механизмом перемешивания, причем очень эффективным, в этом случае является турбулентная диффузия, индуцированная дифференциальным вращением. Опираясь на этот механизм, Schonberner et al. (1988) попытались объяснить происхождение так называемых ON-звезд, которые находятся в области ГП и отличаются химическими аномалиями, свидетельствующими о появле-

нии в их атмосферах продуктов CNO-цикла. Поскольку нормальные B-звезды ГП накапливают с возрастом химические аномалии, весьма схожие с аномалиями ON-звезд, механизм перемешивания в обоих случаях может быть один и тот же.

Другой возможный механизм, также связанный с вращением, – меридиональная циркуляция. Следует отметить, что у B-звезд ГП ни содержание He, ни содержание N не показало связи с наблюдаемой скоростью вращения $v \sin i$. Однако это факт еще нельзя рассматривать как серьезный довод против механизмов перемешивания, обусловленных вращением. Более информативной в этом отношении могла бы оказаться зависимость не от $v \sin i$, а от скорости вращения на экваторе v. Однако, если даже будут известны точные значения v для достаточно большого числа B-звезд, не приходится ожидать четкой корреляции с v, потому что при больших скоростях v будет существовать разброс в содержаниях, обусловленный различиями в возрасте t (то есть в продолжительности действия механизма).

В заключение следует упомянуть еще один процесс, который нередко предлагается для объяснения тех или иных химических аномалий в звездных атмосферах. Этот процесс – разделение элементов в наружных слоях звезды вследствие диффузии атомов, обусловленной, с одной стороны, силой тяжести и, с другой стороны, радиационным давлением, возникающим из-за поглощения в атомных линиях. Дополнительное влияние могут оказывать магнитные поля на звездах и различные макроскопические движения, в частности, потеря массы (звездный ветер). Последнее явление особенно важно при рассмотрении наиболее горячих B-звезд (подклассы B0–B1), поскольку скорость потери массы у них достигает столь высоких значений, при которых диффузия становится невозможной. Между тем именно для таких B-звезд были обнаружены самые быстрые и самые заметные изменения в содержаниях He и N, поскольку эти звезды оказались наиболее массивными. Отсюда следует, что указанный механизм вряд ли может быть причиной наблюдаемого увеличения содержаний He и N в атмосферах ранних B-звезд с возрастом.

Итак, в настоящее время еще нет четкого и однозначного ответа на вопрос, почему элементы, участвующие в CNO-цикле, уже на стадии ГП появляются в наружных слоях B-звезд. Решение этой проблемы представляет большой интерес с точки зрения теории звездной эволюции.

3 Химически пекулярные звезды классов B, A и F

В спектральных классах B, A и F выделяют несколько типов химически пекулярных звезд, имеющих одну общую особенность – значительный избыток тяжелых элементов. Сюда относятся ртутно-марганцевые (HgMn) звезды, магнитные Ap-звезды, Am-звезды и пульсирующие переменные типа δ Sct. Примечательно, что на диаграмме Герцшпрунга-Рессела все эти объекты находятся вблизи ГП. Как возникают химические аномалии в атмосферах звезд перечисленных типов? Почему при заметном отходе от ГП эти аномалии перестают быть видимыми? На эти вопросы пока нет однозначного ответа. Очевидно, что любая гипотеза должна опираться на достаточно надежные данные о химическом составе указанных звезд. Поэтому дальнейшее уточнение и пополнение сведений о содержании элементов в атмосферах таких звезд является необходимым для понимания их природы.

В Крымской астрофизической обсерватории выполнен детальный анализ спектров более 20 таких объектов, включающий и достаточно полное исследование их химического состава. Некоторые параметры изученных звезд вместе со ссылками на соответствующие работы представлены в табл.1.

Результаты по химическому составу двух ртутно-марганцевых звезд, α And и ϕ Her, представляют интерес с точки зрения оценки точности существующих сведений о звездах этой группы. Как известно, данные разных авторов по одним и тем же звездам типа HgMn могут существенно отличаться. В частности, это видно из рис.5, где в качестве примера приведены результаты исследования химического состава α And, полученные методом моделей атмосфер в трех различных работах: Любимков и Полосухина (1988), Derman (1982) и Heacox (1979) При этом данные, полученные в Крыму, соответствуют двум разным моделям атмосфер; этим учитывается некоторая

Таблица 1. Параметры некоторых химически пекулярных звезд, исследованных в Крымской астрофизической обсерватории

тип	звезда	$T_{\rm eff}$, K	log g	M/M$_\odot$	авторы
Hg Mn	α And	13700	3.75	-	Любимков и Полосухина (1988)
	ϕ Her	11600	3.75	3.5	Боярчук и Саванов (1988a)
Ap	73 Dra	8150	3.6	2.4	Любимков (1986*b*)
(SrCrEu)	β CrB	8300	4.0	1.8	Саванов и Маланушенко (1991)
Am	68 Tau	9300	3.75	2.5	Любимков и Саванов (1983a)
	16 Ori	7900	4.35	1.55	Любимков и Саванов (1983*b*)
	15 Vul	8100	3.5	2.6	Любимков и Саванов (1984)
	81 Tau	8100	4.1	1.8	Любимков и Саванов (1983c)
	43 Peg	9800	3.8	2.6	Саванов (1985a)
	γ Gem	9300	3.4	3.5	Саванов и Халилов (1985)
	η Oph	9300	4.2	2.0	Саванов (1985*b*)
	$\mathcal{E}$ Ser	8400	4.4	1.6	—"—"—"—
	θ Leo	9400	3.6	2.8	—"—"—"—
	α CMa	10150	4.3	-	Саванов (1987)
δ Sct	20 CVn	7650	3.7	2.0	Любимков и Рачковская (1985a)
	δ Del	7400	3.7	1.9	—"—"—"—
	44 Tau	7100	3.8	1.6	Любимков и Рачковская (1985*b*)
	V644 Her	7050	3.8	1.6	—"—"—"—
	28 And	7900	4.1	1.7	Любимков и Рачковская (1985c)
	δ Sct	7000	3.1	3.2	Рачковская (1986)
	HD 127986	6150	3.3	2.1	Рачковская (1987)
	14 Aur	8000	3.8	1.9	Рачковская (1988a)

неопределенность в параметрах $T_{\rm eff}$ и log g, связанная с возможным влиянием второго компонента в двойной системе α And. Из рис.5 следует, что разброс в содержаниях некоторых элементов может достигать 2 dex.

Здесь следует кратко сказать о применяемых обозначениях. Содержание некоторого элемента X будем выражать в обычной логарифмической шкале, то есть

$$\log \mathcal{E}(X) = \log \frac{N(X)}{N(H)} + 12, \tag{1}$$

где $N(X)$ и $N(H)$ – соответственно концентрации атомов элемента X и водорода. В такой шкале для водорода имеем log $\mathcal{E}$ (H) = 12. Отличие от нормального (солнечного) содержания будем характеризовать величиной

$$[X/H] = \log \mathcal{E}_*(X) - \log \mathcal{E}_\odot(X). \tag{2}$$

Именно эта величина отложена по вертикальной оси на рис.5. Отметим, что при вычислении [X/H] в качестве солнечных содержаний использовались по возможности такие значения log $\mathcal{E}_\odot$, которые соответствовали принятой в наших исследованиях системе сил осцилляторов линий.

Возвращаясь к проблеме точности определения log $\mathcal{E}$ для звезд типа HgMn, следует упомянуть один интересный эксперимент, относящийся к ϕ Her. Несколько исследователей в разных обсерваториях и астрономических учреждениях (включая и Крымскую астрофизическую обсерваторию) выполнили в 1986 – 1987 годах анализ этой звезды, основываясь на одном и том же спектральном материале. Расхождение в конечных результатах зависело только от процедуры измерения эквивалентных ширин и от конкретной методики определения $T_{\rm eff}$, log g и содержания элементов. Оказалось, что отличие в значениях $T_{\rm eff}$ у разных авторов достигает 700 K, а в значениях log g–0.4

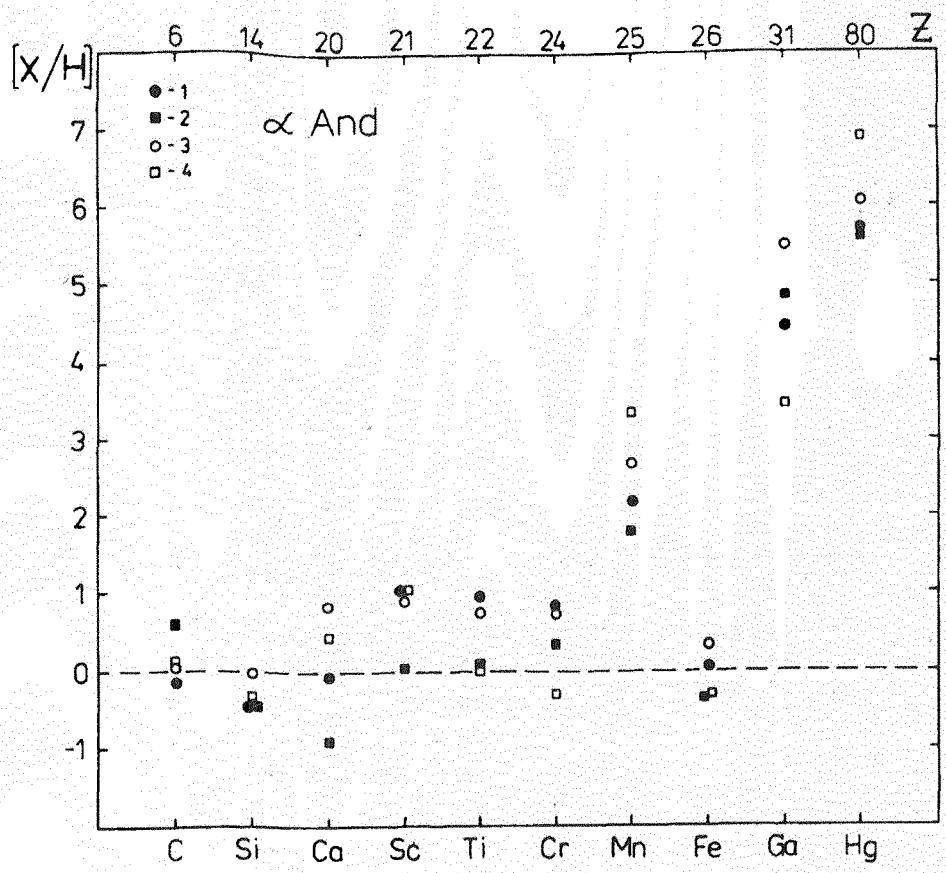


Рис. 5. Химический состав ртутно-марганцевой звезды α And по данным разных авторов (Любимков и Полосухина 1988). Штриховая (нулевая) линия соответствует содержанию элементов на Солнце. 1 и 2 – данные, полученные в Крыму по моделям атмосфер 137003.75 и 113003.50 соответственно (это значения $T_{eff}/\log g$); 3 – Derman (1982); 4 – Heacox (1979)

dex. В среднем были получены оценки $T_{\rm eff} = 11450$ K и $\log g = 3.7$, которые находятся в прекрасном согласии с данными анализа ϕ Her, проведенного в Крыму (см. табл.1). Что касается полученных содержаний, то, например, вариации величины $\log \mathcal{E}$ (Fe) у разных авторов составили 0.3 – 0.4 dex, $\log \mathcal{E}$ (Ti) – 0.6 dex и $\log \mathcal{E}$ (Si) – 0.8 dex (Adelman & Takada-Hidai 1988). Причина таких различий отчасти связана с применением разных систем сил осцилляторов. Очевидно, что расхождения могли бы оказаться еще больше, если бы каждая группа исследователей использовала собственный наблюдательный материал.

По-видимому, наиболее выдающаяся аномалия в химическом составе звезд типа HgMn – это сильный избыток ртути (см., например, рис.5). Он может достигать 5 dex согласно Adelman (1989) и даже 7 dex согласно Heacox (1979). Необходимо отметить, что ртуть принадлежит к числу наиболее тяжелых элементов (атомный номер Z = 80), и ее содержание в звездных атмосферах обычно столь мало, что даже в спектре Солнца обнаруживаются только слабые ее следы (Любимков и Залалетдинова 1987). Ртутно-марганцевые звезды имеют достаточно высокие температуры ($T_{\rm eff}$ = 10000 – 16000 K), и единственным надежным источником, который обычно используется при определении $\log \mathcal{E}$ (Hg) у столь горячих звезд, является линия Hg II λ 3983.96 . Как правило, содержание Hg находилось по измеренной эквивалентной ширине W_λ этой линии; таким образом, не учитывалось возможное блендирование соседними линиями (например, линией Fe I λ 3983.96), которое могло

приводить к завышению W_λ и, следовательно, log $\mathcal{E}$ (Hg). Эта проблема была исследована нами на примере звезды α And. На основе вычисления синтетических спектров в области указанной линии Hg II было показано, что бленда на длине волны 3984 Å у звезд типа HgMn практически полностью обусловлена ртутью (Любимков и Полосухина 1988). Этот вывод позволяет доверять сильным избыткам ртути, полученным для звезд рассматриваемого типа по измеренным значениям W_λ. Отметим, что у более холодных объектов ($T_{\rm eff} < 10000$ K) в бленду λ 3984 большой вклад вносит упомянутая линия Fe I λ 3983.96.

Интересно, что содержание ртути среди звезд группы HgMn, как и содержание ряда других элементов, испытывает значительные вариации. Они могут превышать 2 dex согласно Adelman (1989) и даже 4 dex согласно Heacox (1979). В нашу задачу сейчас не входит обсуждение возможных причин таких вариаций, как и особенностей химического состава группы HgMn в целом. Сведения о содержании различных элементов у звезд этой группы можно найти, например, в обзорных работах Dworetsky (1986) и Takada-Hidai (1991).

Наиболее вероятной гипотезой, объясняющей особенности химического состава ртутно-марганцевых звезд, считается уже упоминавшееся выше разделение элементов вследствие диффузии (см., например, обзор Vauclair & Vauclair 1982). Однако при обсуждении химических аномалий таких объектов следует учитывать, что не менее половины их является двойными системами (Aikman 1976). Обычно этот фактор игнорируется, хотя вклад второго компонента в общий спектр может быть достаточно заметным. Следовательно задача состоит в том, чтобы для ряда двойных HgMn звезд аккуратно проанализировать химический состав каждого компонента в отдельности. Это поможет более определенно судить и о природе химических аномалий, и о возможной роли двойственности в их появлении. Ниже мы обсудим проблему двойственности более подробно.

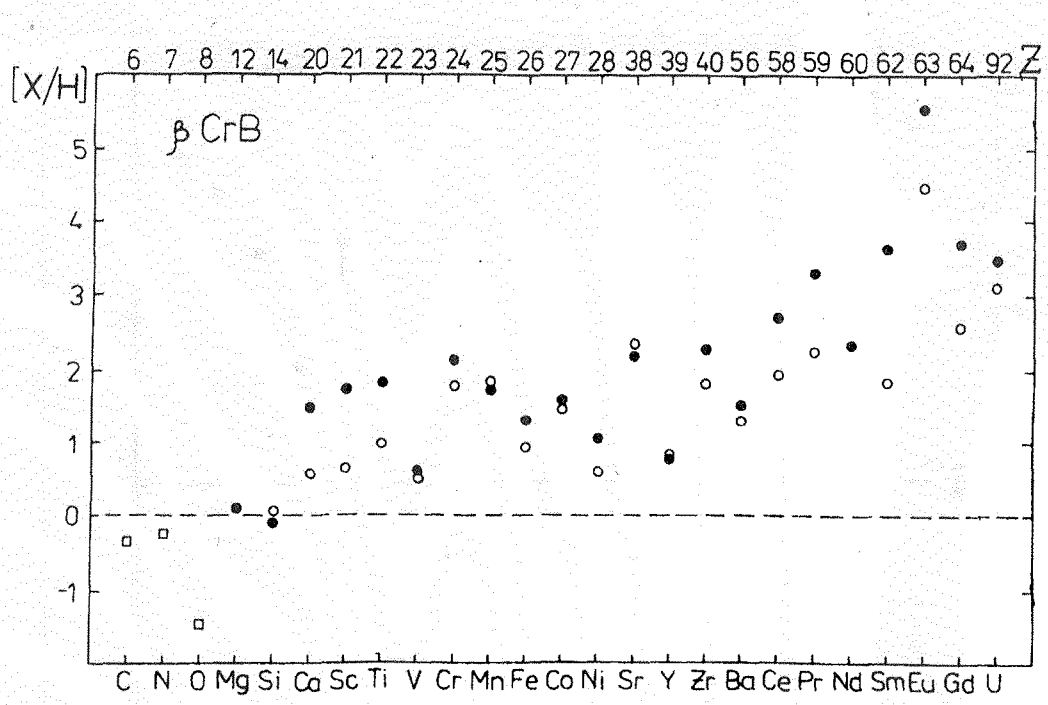


Рис. 6. Химический состав Ап-звезды β CrB. Открытые кружки – Саванов и Маланушенко (1991), заполненные кружки – Adelman (1973), квадратики – Roby & Lambert (1990)

В табл.1 представлены также две магнитные Ар-звезды, 73 Dra и β CrB, причем обе принадлежат типу пекулярности Sr Cr Eu. На примере β CrB интересно проследить, как уточняются данные

о химическом составе звезд указанного типа. Это можно сделать с помощью рис.6, где для ряда элементов в порядке возрастания их атомного номера Z приведены значения [X/H], вычисленные по формуле (2). Здесь использованы две основные сводки данных, разделенные по времени почти на 20 лет. Во-первых, представлены результаты из работы Adelman (1973), в которой был исследован химический состав 21 Ap-звезды, в том числе и β CrB. Во-вторых, приведены новые оценки [X/H] из работы Саванова и Маланушенко (1990); существенно, что эти авторы определяли химический состав β CrB на основе эквивалентных ширин из той же работы Adelman (1973). Отметим, что β CrB является двойной звездой, но на рис.6 влияние второго компонента не учтено. Отметим также, что в обеих упомянутых работах предпочтение по возможности отдавалось тем содержаниям log $\mathcal{E}$, которые были найдены по линиям ионов, поскольку линии нейтральных атомов у A-звезд могут быть чувствительны к отклонениям от ЛТР (см., например, Lemke 1989). Дополнительно на рис.6 представлены содержания C, N и O, найденные Roby & Lambert (1990).

Из рис.6 следует, что современный анализ химического состава Ap-звезды β CrB привел к снижению прежних избытков ряда элементов на величину ~ 1 dex. Adelman & Cowley (1986), пересмотрев средние содержания элементов от Mg до Y у 21 звезды из работы Adelman (1973), также получили тенденцию к понижению значений log $\mathcal{E}$, хотя для некоторых элементов эти значения практически не изменились. Причина отмеченных различий с данными Adelman (1973), по-видимому, заключается в переходе к более точным моделям атмосфер, в изменении параметров $T_{\rm eff}$ и log g, а также в уточнении сил осцилляторов линий. Пример β CrB подтверждает, что точность имеющихся сведений о химическом составе Ap-звезд зачастую находится на уровне ~ 1 dex.

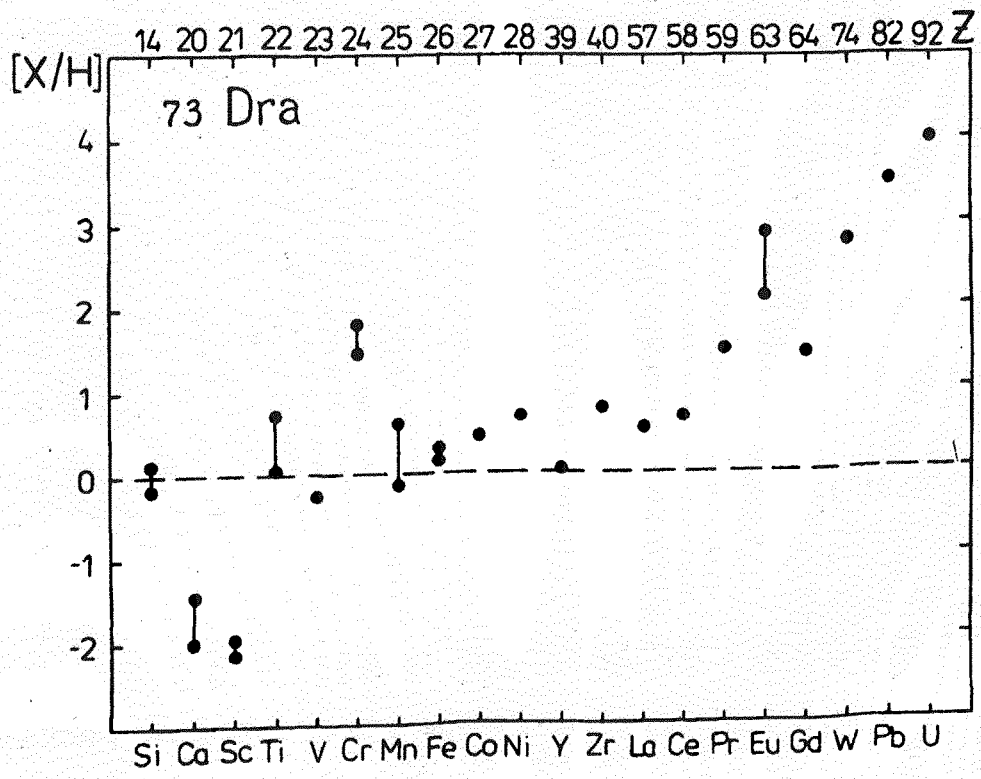


Рис. 7. Химический состав Ap-звезды 73 Dra

На рис.7 аналогичная зависимость приведена для другой Ap-звезды из табл.1, 73 Dra. Содержание элементов от Si до Gd найдено автором (Любимков 1986) на основе эквивалентных ширин, измеренных Sadakane (1976). Однако особый интерес на рис.7 представляют три очень тяжелых элемента – вольфрам, свинец и уран, содержания которых были определены по ультрафиолетовым спектрам 73 Dra (Северный и Любимков 1986). Содержание урана кроме того, было проанализировано и по видимой области спектра (Илиев и др. 1986). Следует отметить, что анализ линий W, Pb и U был выполнен с помощью синтетических спектров, то есть наиболее точным методом, учитывающим блендирование соседними линиями. Как видно из рис.7, содержания W, Pb и U у 73 Dra на 3 – 4 dex превышают нормальное.

Adelman (1973) оценил содержание U для 20 звезд типа Sr Cr Eu, однако эти оценки не столь надежны, поскольку основаны не на расчетах синтетических спектров, а на традиционной методике (то есть анализе эквивалентных ширин). Тем не менее, на примере β CrB (рис.6) можно убедиться, что данные этого автора относительно урана, по-видимому, заслуживают доверия. Согласно Adelman (1973) избыток U у исследованных им звезд варьируется приблизительно от 4 dex до 2 dex; при меньших содержаниях U линии этого элемента, очевидно, становятся исчезающе слабыми. Отсюда следует, что 73 Dra относится к числу Ap-звезд с наиболее высоким содержанием U. Еще более сильный избыток [U/H]$\approx$6 обнаружили Cowley & Hartoog (1972) у HR 465, сравнительно горячей звезды того же типа SrCrEu.

Приведенные данные, по-видимому, указывают на то, что среди Ap-звезд подгруппы SrCrEu существуют большие вариации содержания урана. Это заключение подтверждается и другими фактами. Например, не были обнаружены линии U по ультрафиолетовым спектрам четырех звезд указанного типа в работе Faraggiana (1989). Примечательно, что для одной из них, γ Equ, Adelman (1973) по видимой области спектра получил предельно низкую оценку [U/H] = 1.6. Кроме невысокого содержания U, слабость линий этого элемента может быть связана и с другим обстоятельством, а именно: их интенсивность быстро падает с повышением $T_{\rm eff}$.

Уран является самым тяжелым элементом, наблюдаемым в звездных атмосферах. Несомненно, любая теория, претендующая на объяснение феномена Ap-звезд, должна объяснить и большие вариации [U/H] у звезд типа SrCrEu.

Как известно, периодические вариации магнитного поля, блеска и цвета Ap-звезд интерпретируются в рамках модели наклонного ротатора. Часто с тем же периодом меняются также линии некоторых элементов в спектре. В частности, обнаруживают регулярную переменность линии ряда элементов и в спектре 73 Dra; для таких элементов значения [X/H] представлены на рис.7 в двух фазах. Видим, что наблюдаемым вариациям линий Ca, Ti, Mn и Eu соответствуют колебания в содержаниях ~0.6 – 0.7 dex. Причину переменности спектральных линий связывают с наличием на поверхности Ap-звезд пятен химического состава. Обсуждение этой интересной проблемы выходит за рамки настоящего обзора; некоторые результаты рассмотрены, например, в обзоре Хохловой (1986).

Происхождение химических аномалий у Ap-звезд, как и у ртутно-марганцевых звезд, пытаются объяснить разделением элементов вследствие диффузии. Рябчикова (1991) сопоставила известные расчеты диффузии для разных элементов с результатами анализа спектров Ap-звезд. Из такого сопоставления следует, что в одних случаях наблюдаемые химические аномалии согласуются с предсказаниями теории диффузии, в других случаях они противоречат этим предсказаниям. Таким образом, несмотря на длительные и интенсивные исследования проблема объяснения химического состава Ap-звезд по-прежнему ждет своего решения.

Группа Am-звезд, называемых иногда также "металлическими" (metallic-line stars), является довольно многочисленной. Однако детальное исследование химического состава проведено лишь для небольшой части, представленной наиболее яркими звездами. Данная группа занимает область эффективных температур $T_{\rm eff}$ примерно от 7300 до 10000 K и область ускорений силы тяжести log g от 3.5 до 4.5 (Боярчук и Саванов 1986). Отсюда следует, в частности, что в категорию Am-звезд могут попадать не только A-, но и ранние F-звезды. Как известно, у Am-звезд, как правило, нет ни заметных магнитных полей, ни переменности спектральных линий.

Данные о химическом составе Am-звезд, полученные в Крымской астрофизической обсерва-

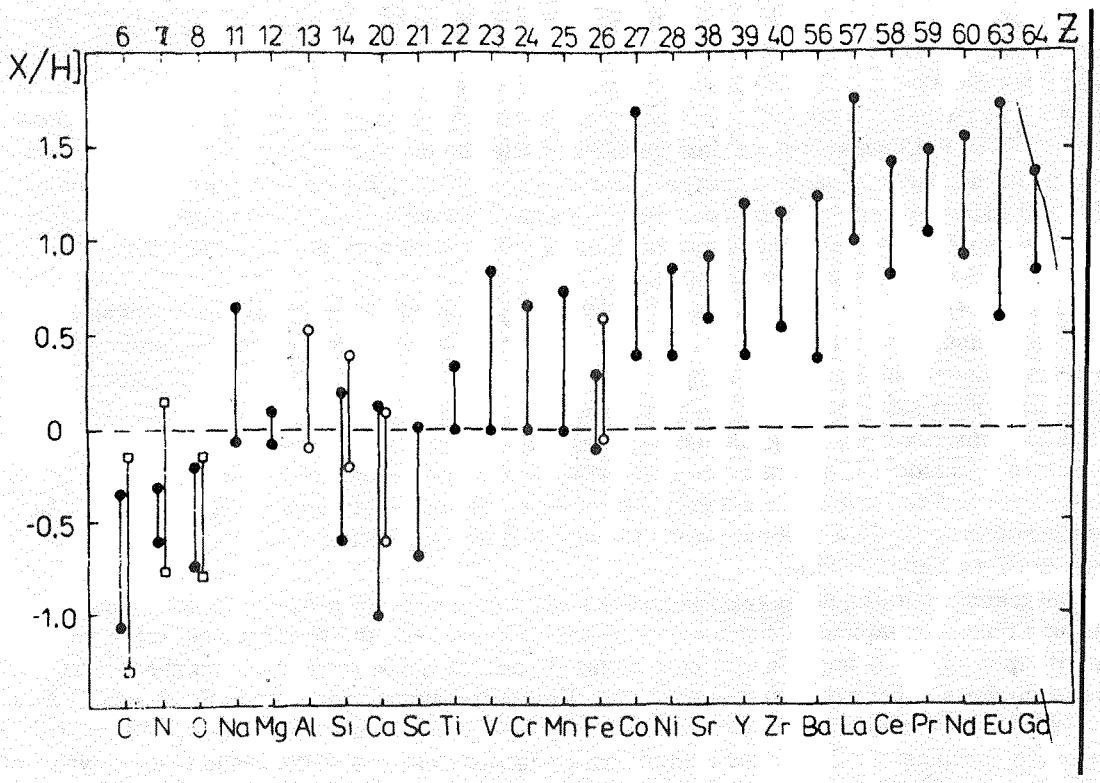


Рис. 8. Вариации химического состава у Am-звезд. Заполненные кружки соответствуют данным, полученным в Крыму, открытые кружки – Burkhart & Coupry (1989, 1991), квадратики Roby & Lambert (1990)

тории, суммированы на рис.8. В группе элементов C, N и O кроме оценок Саванова (1988) для сравнения приведены также результаты Roby & Lambert (1990) для 11 Am-звезд. С той же целью сюда добавлены данные о содержании четырех элементов (Al, Si, Ca, Fe), полученные Burkhart & Coupry (1989, 1991) для 6 Am-звезд в Гиадах и 8 Am-звезд поля. Чтобы не загромождать рис.8, для каждого элемента здесь представлены лишь максимальное и минимальное значения [X/H].

Как видно из рис.8, относительно легкие элементы либо обнаруживают тенденцию к дефициту, либо показывают практически нормальное содержание. При переходе к более тяжелым элементам величина [X/H] возрастает, достигая у редких земель ($Z = 57 - 64$) значений 1.5 – 1.8 dex. Отметим, что результаты, полученные в Крыму, находятся в удовлетворительном согласии с другими данными, представленными на рис.8.

Пониженное или нормальное содержание легких элементов и все возрастающий по мере увеличения атомного номера Z избыток тяжелых элементов создают характерный ход [X/H] с ростом Z, хорошо видный на рис.8. Аналогичный тренд в химических аномалиях отмечается и у Ap-звезд (рис.6 и 7). Однако при этом избыток, например, редких земель у Ap-звезд может достигать более высоких значений, чем у Am-звезд. Вместе с тем между группами Ap и Am нет резкой границы в величине химических аномалий. Например, согласно Magazzu & Cowley (1986), у Ap-звезд γ Equ и 10 Aql избытки редких земель оказались столь же невелики ([X/H] $\lesssim$ 1.5 – 1.6 dex), как и у Am-звезды 32 Aqr.

Из рис.8 следует, что в содержании одних и тех же элементов у разных Am-звезд наблюдаются различия, достигающие 1 dex. По-видимому, они реальны, так как при построении рис.8 использован достаточно однородный материал. Проводились поиски корреляций между аномалиями разных элементов среди звезд данного типа. В частности, обнаружилась довольно отчетливая связь между содержаниями Ca и Sc, а также La и Nd (Боярчук и Саванов 1986). Намечается корреляция со ско-

ростью вращения, а именно: чем выше $v \sin i$, тем меньше отклонения от нормального содержания. Это может объясняться тем, что быстрое вращение индуцирует меридиональную циркуляцию, то есть создает перемешивание, которое препятствует сохранению химических аномалий в атмосфере звезды.

Интересно, что у некоторых звезд типа Am содержание относительно легких элементов вплоть до Fe оказывается достаточно близким к солнечному, поэтому такие звезды могут быть легко приняты за нормальные. Лишь при анализе более тяжелых элементов удается установить принадлежность к типу Am. В качестве примера можно указать звезды θ Leo и γ Gem, которые неоднократно использовались в качестве стандартов химического состава. Однако детальный анализ позволил обнаружить избыток тяжелых элементов, достигающий 1 dex и свидетельствующий о том, что θ Leo и γ Gem являются Am-звездами (Саванов 1985; Саванов и Халилов 1985; Adelman 1988).

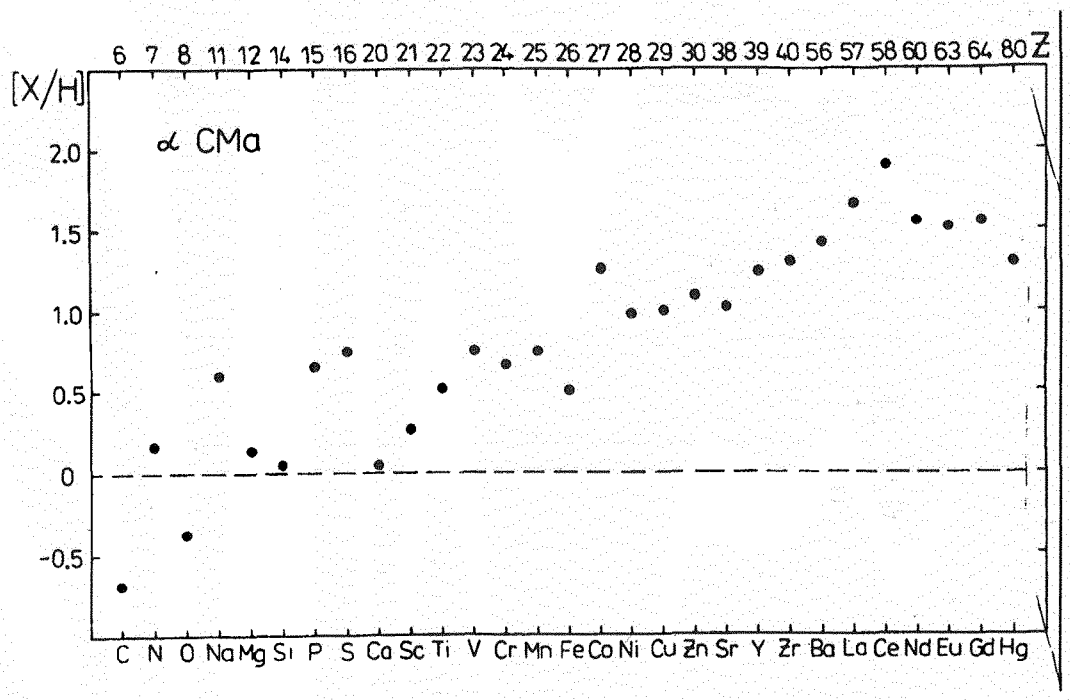


Рис. 9. Химический состав Сириуса

Примечательно, что Сириус (α CMa, A1 V), самая яркая звезда на небе (по видимой звездной величине), также принадлежит к типу Am. Она не была учтена при построении рис.8, поскольку ее химический состав представлен отдельно на рис.9. Здесь использованы в основном данные Саванова (1987), дополненные результатами Lambert et al. (1982) для C, N и O, а также Sadakane et al. (1988) для Hg.

Очень близкими к Am-звездам по своему химическому составу оказались пульсирующие переменные типа δ Sct. Может возникнуть вопрос, не влияет ли сам факт переменности на точность определения химического состава. В работе Рачковской (1988*b*) собраны оценки соответствующих вариаций $T_{\rm eff}$ и $\log g$ для четырех таких объектов. Оказалось, что изменения $T_{\rm eff}$ и $\log g$ в результате пульсаций сравнимы или меньше ошибок определения самих этих параметров. Наблюдаемые вариации эквивалентных ширин W_λ также невелики или не обнаружены совсем.

Химические аномалии, найденные у различных переменных типа δ Sct, далеко не одинаковы по своей величине: у одних звезд они выражены достаточно отчетливо, у других находятся на пределе обнаружения. В качестве иллюстрации на рис.10 представлены результаты исследования

трех таких звезд из табл.1 – 20 CVn, δ Del и V644 Her. Существенно, что все эти данные получены на основе единой методики. Для δ Del дополнительно приведены содержания C, N и O из работы Roby & Lambert (1990).

Из трех указанных объектов наибольшие отклонения от солнечного химического состава обнаружены у 20 CVn. Если углерод и азот показали нормальное содержание, а кислород – дефицит ~0.5 dex, то для остальных элементов у 20 CVn был найден значительный избыток. При этом для пятнадцати элементов от Na до Y величина [X/H] в среднем равна 0.7 (тонкая штриховая линия на рис.10). Содержание редких земель повышено сильнее – в среднем на 1.3 dex, то есть в 20 раз. Подчеркнем, что между C, N и O и более тяжелыми элементами у 20 CVn, в отличие от других звезд типа δ Sct, вместо плавного перехода имеется резкий скачок. По-видимому, это довольно редкое явление; в частности, из 8 переменных этого типа, исследованных в Крыму, только у 20 CVn была обнаружена такая особенность.

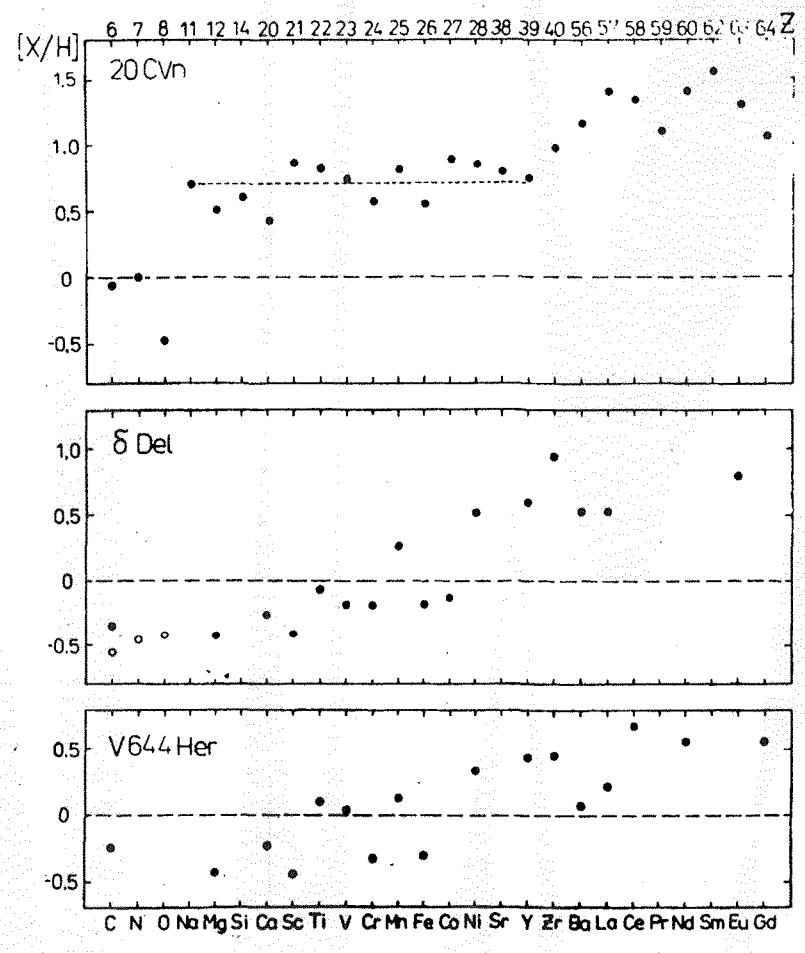


Рис. 10. Химический состав трех переменных типа δ Sct. Для δ Del открытыми кружками представлены содержания S, N и O, найденные Roby & Lambert (1990)

У звезды δ Del, как видно из рис.10, характер аномалий иной: дефицит относительно легких элементов постепенно переходит в избыток тяжелых, так что величина [X/H], как и у Am-звезд, показывает плавный ход с увеличением атомного номера Z. Отметим, что иногда переменные типа

δ Sct с явными химическими аномалиями называют звездами типа δ Del. Интересно, что хотя характер аномалий у 20 CVn и δ Del различный, их параметры практически одинаковы (см. табл.1).

Третья звезда на рис.10, V644 Her, представляет тот случай, когда отклонения от нормального химического состава невелики и обнаруживаются только при тщательном анализе. Здесь избыток тяжелых элементов составляет всего лишь около 0.5 dex, однако достаточно отчетливо виден систематический ход [X/H] с ростом Z, как у δ Del. Интересно, что V644 Her имеет сравнительно низкую эффективную температуру $T_{\rm eff} = 7050$ K. У переменной 44 Tau, имеющей приблизительно такую же температуру (табл.1), избыток тяжелых элементов оказался еще меньше – в среднем 0.3 dex, хотя и здесь наблюдается систематический ход величины [X/H]. При исследовании таких звезд, если наблюдательный материал или метод анализа недостаточно точны, их химический состав легко может быть принят за нормальный.

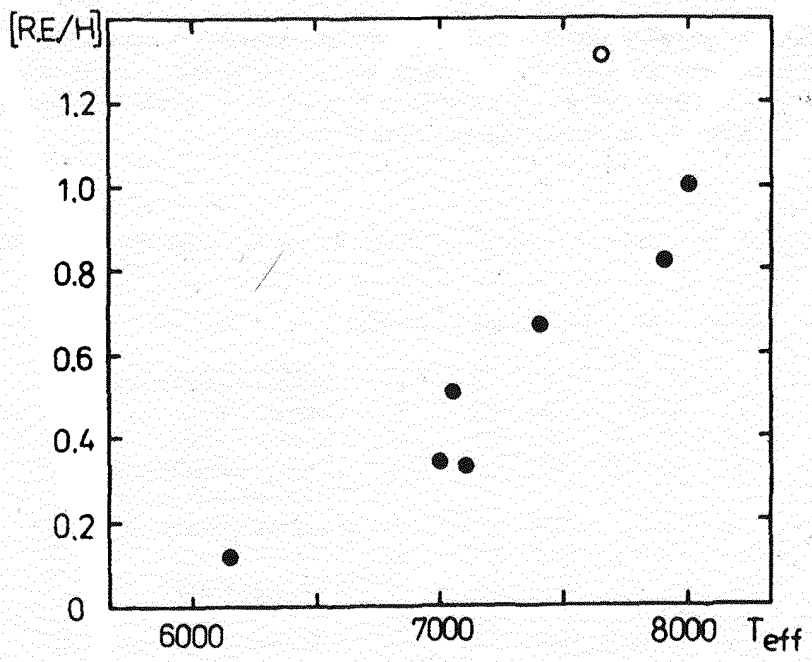


Рис. 11. Средний избыток редких земель у звезд типа δ Sct как функция их эффективной температуры. Открытый кружок соответствует 20 CVn

Таким образом, избыток тяжелых элементов у переменных типа δ Sct может существенно варьироваться от звезды к звезде. Случайны ли эти вариации? Ответ на этот вопрос, возможно, дает рис.11, где представлен средний избыток редких земель у 8 таких звезд, исследованных в Крыму, в зависимости от $T_{\rm eff}$. Видим, что намечается корреляция с $T_{\rm eff}$, а именно: чем ниже $T_{\rm eff}$, тем меньше отклонения от нормального содержания. При $T_{\rm eff} < 7000$ K они становятся трудно обнаружимыми. Интересно, что и здесь переменная 20 CVn заметно выделилась из общей зависимости (незаполненный кружок на рис.11). Заметим, что у Am-звезд подобной корреляции не найдено.

Торий, как и уран, относится к числу наиболее тяжелых элементов, дающих, к сожалению, очень редкие и слабые линии в спектрах. Методом синтетических спектров удалось оценить содержание Th у четырех Am-звезд (Любимков и Саванов 1985) и у четырех переменных типа δ Sct (Любимков и Рачковская 1986). Оказалось, что величина [Th/H] варьируется от 0 до 1.3 – 1.6, то есть не превышает тех предельных избытков, которые наблюдаются у редких земель. На основе этого материала

трудно судить о причинах вариаций [Th/H]. Как будто намечается слабая корреляция с содержанием Fe и с возрастом рассмотренных звезд, но для ее подтверждения необходимы дополнительные исследования.

Возможно, что химические аномалии звезд типов Am и δ Sct объясняются теми же причинами, что и в случае Ap-звезд, только с поправкой на отсутствие магнитного поля. В частности, достаточно оживленно обсуждается в литературе механизм диффузии, который в сочетании с потерей массы со скоростью $\dot{M} \approx 10^{-15} M_{\odot}$/год в принципе мог бы создавать у Am-звезд наблюдаемые аномалии (Michaud 1988). Что касается переменыых типа δ Sct, то здесь теория диффузии должна учитывать присутствие пульсаций (Vauclair & Vauclair 1982). Однако следует подчеркнуть, что ни одна из существующих теорий пока не дает строгого количественного объяснения всех особенностей химического состава у конкретных звезд, принадлежащих типам HgMn, Ap, Am и δ Sct. В случае Am-звезд, как будет показано ниже, положение еще осложняется их двойственностью.

4 Сверхгиганты классов B, A и F

Список сверхгигантов, исследованных методом моделей атмосфер в Крымской астрофизической обсерватории, представлен в табл.2. Звезды расположены в порядке убывания $T_{\rm eff}$. Большинство изученных сверхгигантов относится к спектральному классу F, и только три принадлежат классам B и A. Рассмотрим сначала эти относительно горячие звезды.

Таблица 2. Параметры некоторых сверхгигантов, исследованных в Крымской астрофизической обсерватории

звезда	Sp	$T_{\rm eff}$, K	log g	M/M$_{\odot}$	авторы
σ Cyg	B9 Iab	11500	1.8	17	Иванова и Любимков (1988)
α Cyg	A2 Ia	9100	1.2	20	Самедов (1993)
υ Car A	A8 Iab	7600	1.1	18	Самедов (1988a)
α Car	F0 Ib-II	7400	1.9	8	Боярчук и Любимков (1982)
					Любимков и Боярчук (1982)
α Lep	F0 Ib	7300	1.75	9	Боярчук и Любимков (1984)
ι Car	F0 Iab	7300	1.4	12	—"—"—"—
θ Sco	F1 II	6750	2.4	6	Самедов (1988*b*)
ι^1 Sco	F2 Ia	6650	0.65	26	—"—"—"—
α UMi	F8 Ib-II	6050	1.95	6	Боярчук и Любимков (1981)
γ Cyg	F8 Ib	6050	1.2	11	—"—"—"—
δ CMa	F8 Ia	6000	1.0	14	Любимков и Самедов (1985)
ρ Cas	F8 Iap	6000	0.25	40	Боярчук и Любимков (1983)

Сверхгиганты σ Cyg и α Cyg показали сходные особенности в содержании легких элементов, участвующих в CNO-цикле. Наиболее заметная аномалия обнаружена для азота - избыток [N/H] = 1.0 – 1.1. Содержание гелия оказалось повышенным в 2 раза, а содержание углерода – пониженным на 0.3 – 0.4 dex. Избытки He и N в сочетании с дефицитом C указывают на то, что в атмосферах этих двух звезд наблюдается вещество, переработанное в CNO-цикле и вынесенное из недр на поверхность в результате перемешивания. Такое перемешивание в фазе сверхгиганта не является неожиданным с точки зрения современных эволюционных представлений. Однако, как следует из литературных данных, не все B- и A-сверхгиганты показывают ожидаемые аномалии элементов CNO-цикла. Например, у сверхгиганта η Leo (A0 Ib) содержания He, C и O, найденные в работе Wolf (1971), в пределах 0.1 dex совпали с нормальными (солнечными) значениями. Нет единообразия в содержании элементов CNO-цикла и среди ранних B-сверхгигантов.

Создается впечатление, что некоторые звезды рассматриваемого типа уже прошли фазу глубокого перемешивания, предсказываемого теорией эволюции, в то время как другие еще не прошли эту фазу. Определенную роль в эволюции наблюдаемого химического состава таких объектов, возможно, играет и то перемешивание, которое в достаточно массивных звездах может происходить уже на стадии главной последовательности. Как указывалось выше, оно существенно зависит от массы M. В связи с этим интересно отметить, что массы σ Cyg и α Cyg (см. табл.2) примерно в 2 раза превышают массу η Leo (M = 9 M$\odot$, Wolf 1971).

Другой сверхгигант класса A из табл.2, υ Car A, входит в двойную систему. Самедов (1988a), используя методику, развитую в Крыму для исследования спектров двойных звезд, оценил параметры не только главного, но и вторичного компонента, который оказался сравнительно горячей звездой класса B2 III ($T_{\rm eff}$ = 23000 K, log g = 3.3). Для υ Car A из-за ограниченности спектральных данных удалось определить содержание только относительно тяжелых элементов от Si до Zr. В среднем оно оказалось пониженным на 0.15 dex относительно Солнца. Столь небольшое различие вполне объясняется неточностями в определении параметров $T_{\rm eff}$ и log g.

Наиболее обширный материал, как следует из табл.2, получен в Крыму для сверхгигантов класса F. Исследование этих звезд привело к трем интересным результатам. Во-первых, однозначно установлено, что скорость микротурбулентности в их атмосферах заметно возрастает с высотой. Во-вторых, обнаружено повышение ионизации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР. В-третьих, показано, что для желтых сверхгигантов характерна одна общая аномалия – избыток натрия, который связан, во-видимому, с синтезом этого элемента в NeNa-цикле. Рассмотрим перечисленные результаты несколько подробнее.

Еще в конце 60-х и начале 70-х годов некоторые авторы высказывали предположение, что в атмосферах сверхгигантов классов A, F, и G скорость микротурбулентности ξ_t растет с высотой. Однако трудность состояла в том, что традиционный способ определения ξ_t не позволял однозначно ответить на вопрос, постоянна или переменна величина ξ_t в атмосфере. Напомним, что упомянутый способ состоит в подборе такого значения ξ_t, при котором отсутствуют систематические изменения в содержании элемента с ростом W_λ. В работах Боярчука и Любимкова (1981), а затем Любимкова и Самедова (1990) была предложена усовершенствованная методика, позволяющая однозначно решить эту проблему.

Для установления переменности ξ_t в атмосфере необходимо иметь группу сравнительно слабых линий (например, с эквивалентными ширинами $W_\lambda \approx 10-20\,m$Å). Как известно, чем слабее линии, тем они менее чувствительны к выбору ξ_t. По этой группе, варьируя ξ_t, мы получаем довольно узкий интервал возможных содержаний log $\mathcal{E}$ рассматриваемого элемента. Например, при анализе слабых линий Fe I в спектре сверхгиганта γ Cyg наибольшее содержание железа составило log $\mathcal{E}$ (Fe) = 7.62 (при ξ_t = 0 км с$^{-1}$), а наименьшее – log $\mathcal{E}$ (Fe) = 7.47 (при $\xi_t \geq 7$ км с$^{-1}$), то есть величина log $\mathcal{E}$ (Fe) варьируется в пределах интервала шириной всего лишь около 0.15 dex. Анализ остальных линий Fe I проводился на основе найденных граничных значений log $\mathcal{E}$ (Fe). Приняв в качестве исходной, например, максимальную величину log $\mathcal{E}$ (Fe) = 7.62, мы определили для каждой линии ту скорость ξ_t, при которой из наблюдаемой эквивалентной ширины W_λ следует именно это содержание железа. Аналогичная процедура была выполнена и при минимальном значении log $\mathcal{E}$ (Fe) = 7.47. Отсюда можно было получить две предельных зависимости ξ_t от W_λ.

На рис.12 в качестве примера представлены такие зависимости для γ Cyg, взятые из работы Любимкова и Самедова (1990). Все линии Fe I сгруппированы по эквивалентным ширинам, и для каждой группы здесь приведены средние скорости ξ_t вместе со средними ошибками σ. Нижняя последовательность точек (заполненные кружки) соответствует максимуму log $\mathcal{E}$ (Fe), а верхняя (незаполненные кружки) – минимуму log $\mathcal{E}$ (Fe). Обе последовательности демонстрируют явный ход ξ_t с ростом W_λ, а именно: чем сильнее линии, тем более высокую скорость ξ_t необходимо задать, чтобы получить согласие с наблюдаемыми эквивалентными ширинами. Очевидно, что для любого промежуточного значения log $\mathcal{E}$ (Fe) также должна иметь место сильная зависимость ξ_t от W_λ.

Чем больше W_λ, тем выше в атмосфере в среднем образуются линии. Таким образом, рис.12 однозначно указывает на то, что скорость микротурбулентности в атмосфере γ Cyg существенно возрастает с высотой. Данный вывод был сделан в отношении всех четырех F-сверхгигантов, к

которым был применен рассмотренный способ исследования микротурбулентности (Любимков и Самедов 1990). Это позволяет предположить, что рост ξ_t с высотой в атмосфере является характерной особенностью всех желтых сверхгигантов. Аналогичная зависимость для сверхгигантов следует из расчетов Edmunds (1978), в которых эффект микротурбулентности рассматривается как проявление акустических волн, выходящих в атмосферу из подфотосферной конвективной зоны.

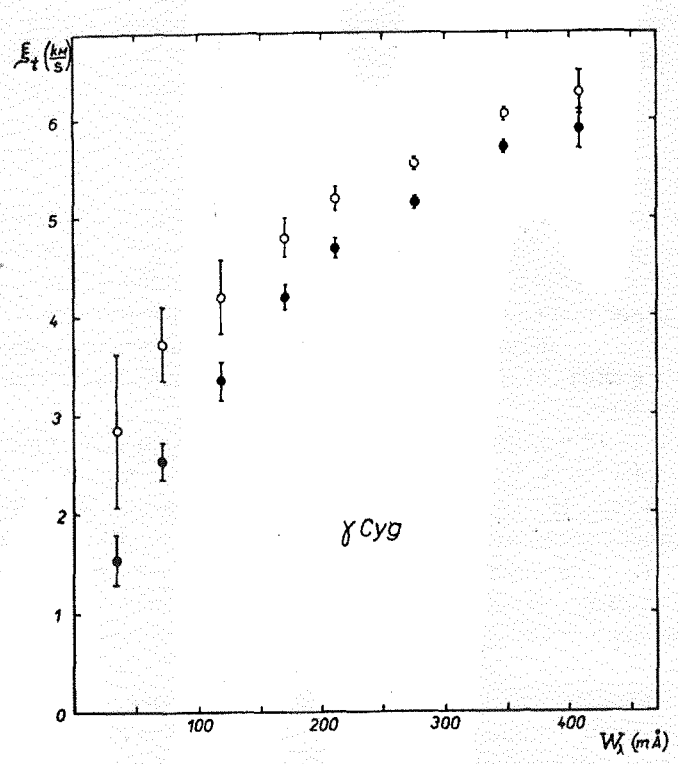


Рис. 12. Средние скорости микротурбулентности, определенные для сверхгиганта γ Cyg по линиям Fe I, сгруппированным по эквивалентным ширинам (Любимков и Самедов 1990). Заполненные кружки соответствуют максимуму log $\mathcal{E}$ (Fe), открытые кружки – минимуму log $\mathcal{E}$ (Fe)

Для всех сверхгигантов, перечисленных в табл.2, были построены распределения скорости ξ_t от оптической глубины τ. Поскольку величина ξ_t участвует в определении химического состава, возникает вопрос, как замена распределения $\xi_t(\tau)$ на условие $\xi_t = const$ может повлиять на точность найденных содержаний. Оказалось, что при использовании слабых и умеренных линий расхождение между этими двумя случаями невелико. Например, для сверхгиганта υ Car A пренебрежение зависимостью ξ_t от τ приводит к понижению значений log $\mathcal{E}$ в среднем на 0.15 dex (Самедов 1988a).

Рассмотрим теперь другой интересный эффект – повышение ионизации железа вследствие отклонений от ЛТР. Примечательно, что здесь задача возникла опять же из анализа микротурбулентности. Дело в том, что долгое время для желтых сверхгигантов по линиям ионизованных атомов находили более высокую скорость ξ_t, чем по линиям нейтральных атомов. Исследование этого расхождения показало, что его нельзя объяснить, например, какими-то систематическими ошибками в силах осцилляторов линий или в величине затухания (Любимков и Боярчук 1983). Было высказано предположение, что причина несоответствия в значениях ξ_t связана с неучтенными отклонениями от ЛТР в степени ионизации. Прямые не-ЛТР расчеты ионизационного баланса Fe I – Fe II, выполненные для ряда F-сверхгигантов в работе Боярчука и др. (1985), полностью подтвердили это предположение. Оказалось, что учет отклонений от ЛТР приводит к существенному снижению

концентрации атомов Fe I в верхних слоях атмосфер сверхгигантов. Соответствующие поправки в величине log $\mathcal{E}$(Fe) для относительно сильных линий Fe I могли превышать 0.5 dex. Отсюда был сделан вывод, что содержание железа у сверхгигантов класса F лучше всего определять либо по слабым линиям Fe I, либо по линиям Fe II (последние практически нечувствительны к отклонениям от ЛТР). Отметим, что если при исследовании микротурбулентности по линиям Fe I учитывать отклонения от ЛТР, то ход величины ξ_t с высотой (и с W_λ, см. рис.12) не только не исчезает, но, напротив, становится более крутым.

Идея сверхионизации, обусловленной отклонениями от ЛТР, имеет отношение не только к F-сверхгигантам. Аналогичная сверхионизация, только в меньших размерах, выявлена и у желтых карликов, в том числе у Солнца (Боярчук и др. 1985). Расчеты ионизационного баланса Fe I – Fe II, которые выполнил Takeda (1984) для Am-звезды 15 Vul и для Веги, подтверждают, что этот эффект проявляется и у звезд спектрального класса A. Вывод об усилении ионизации некоторых металлов в атмосферах M-гигантов был получен в не-ЛТР вычислениях Павленко (1984). Совершенно неожиданное применение идея сверхионизации нашла в интерпретации ультрафиолетовых спектров Сверхновой 1987A, вспыхнувшей в Большом Магеллановом Облаке (Любимков 1990, 1991*b*). Перечисленные примеры показывают, что эта проблема заслуживает дальнейших исследований.

У всех сверхгигантов, представленных в табл.2, содержание металлов в среднем оказалось близким к солнечному. Небольшие отклонения средних значений [X/H] от нуля объясняются либо обычными ошибками определения параметров $T_{\rm eff}$ и log g, либо незначительными вариациями металличности того межзвездного вещества, из которого сформировались рассмотренные звезды. Исключение составляют лишь некоторые легкие элементы, например, He, C и N у сверхгигантов σ Cyg и α Cyg (см. выше). Дефицит C и избыток N выявлены и у более холодных сверхгигантов классов F, G и K. Содержание этих двух элементов в желтых сверхгигантах обнаруживает отчетливую антикорреляцию; это хорошо видно из данных Luck & Lambert (1985).

Напомним, что углерод и азот участвуют в CNO-цикле, который протекает в недрах массивной звезды на стадии ГП. При переходе в фазу сверхгиганта может происходить глубокое перемешивание, в результате которого продукты CNO-цикла выносятся на поверхность. Таким образом, на первый взгляд, наблюдаемые у желтых сверхгигантов две общие аномалии, дефицит C и избыток N, согласуются с предсказаниями теории. Однако количественного согласия между теорией и наблюдениями нет. С одной стороны, стандартные эволюционные расчеты для звезд соответствующих масс приводят к заключению, что содержание C в атмосфере сверхгиганта после перемешивания должно понижаться на 0.1 – 0.2 dex. С другой стороны, реальный дефицит C почти всегда больше и нередко достигает 0.6 – 0.8 dex. Это противоречие может быть снято, если учесть высказанное выше предположение, что какая-то часть продуктов CNO-цикла выносится на поверхность уже на стадии ГП.

Неожиданно у F-, G- и ранних K-сверхгигантов обнаружилась еще одна общая аномалия - избыток натрия. Когда первые оценки [Na/H], полученные для F-сверхгигантов в Крыму, были сопоставлены с данными других авторов, оказалось, что существует корреляция между [Na/H] и log g. Это видно из рис.13 (верхняя часть). Разброс точек здесь достаточно велик, особенно по данным Luck (1977a, 1977b, 1979), которые были получены всего лишь по 1 – 3 линиям Na I (из этих данных были исключены наиболее холодные звезды, принадлежащие подклассам K4 – K5 и дающие особенно заметный разброс). Тем не менее, очевидны два вывода: 1) избыток Na является общим свойством желтых сверхгигантов; 2) в среднем он тем выше, чем меньше log g.

На нижней части рис.13 величина [Na/H], определяемая формулой (2), заменена величиной [Na/Fe] = [Na/H] – [Fe/H]. С одной стороны, это позволяет учесть вариации уровня металличности среди рассмотренных звезд. С другой стороны, снижается влияние возможных систематических ошибок в данных разных авторов. Видим, что зависимость от log g сохраняется. Достаточно уверенно определяется предельное значение [Na/Fe]≈0.8, характерное для сверхгигантов с log $g \sim 0$. Подчеркнем, что все оценки содержания Na, использованные при построении рис.13, получены из анализа субординатных линий Na I (резонансные линии D_1 и D_2 не рассматривались).

Натрий не участвует в CNO-цикле, и теория не предсказывала каких-либо изменений в его содержании ни на стадии ГП, ни в фазе сверхгиганта. Поэтому сразу же возникли два вопроса:

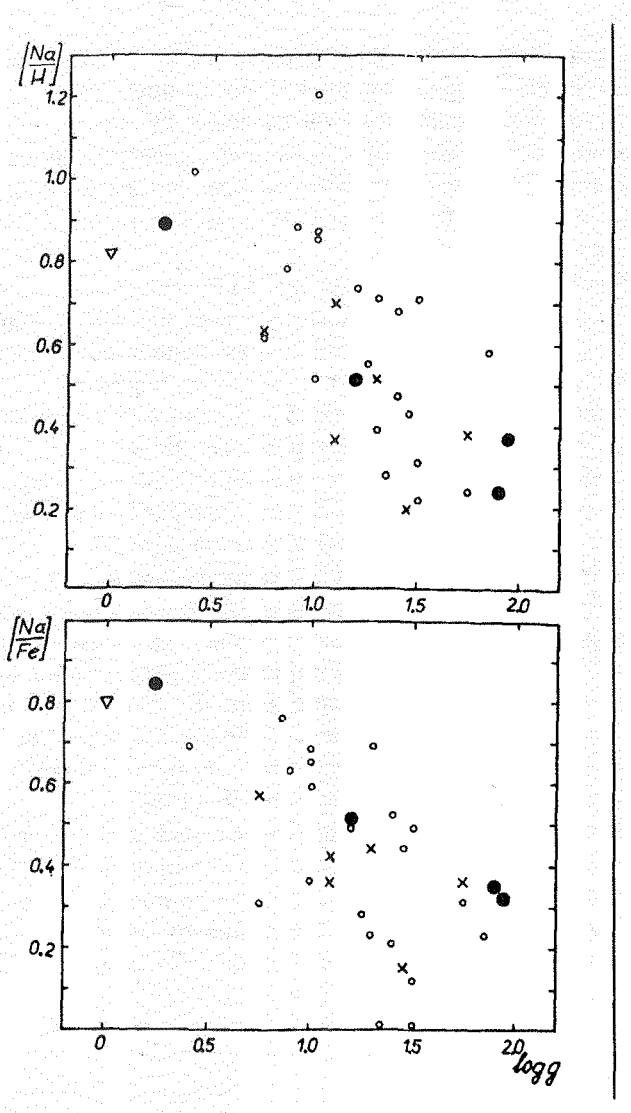


Рис. 13. Избыток натрия в атмосферах желтых гигантов как функция log g. Заполненные кружки – крымские данные, открытые кружки Luck (1977a, 1977б, 1979), крестики – Paradijs (1973), треугольник – Warren (1973)

1) не является ли найденный избыток Na следствием неучтенных отклонений от ЛТР? 2) если этот избыток реален, то какова его причина? Чтобы ответить на первый из этих вопросов, по нашей инициативе были проведены не-ЛТР расчеты линий Na I независимо в Астрономическом институте Чехословакии и в Казанском университете. Результаты вычислений и их анализ описаны в работах Боярчука и др. (1988a, 1988*b*). Главный вывод состоит в том, что не-ЛТР эффекты почти не сказываются на субординатных линиях Na I. Следовательно, и избыток Na, и его зависимость от log g реальны.

Оказалось, что корреляция с log g есть следствие корреляции с массой M. Например, для сравнительно маломассивного сверхгиганта α UMi, имеющего массу $M = 6\ M_\odot$, получено [Na/Fe] = 0.36, в то время как для гипергиганта ρ Cas с $M = 40\ M_\odot$ найдено [Na/Fe] = 0.67 (Боярчук и др. 1988*b*). Подчеркнем, что эти оценки получены уже с учетом не-ЛТР эффектов. Интересно, что избыток Na, составляющий в среднем около 0.3 dex, обнаружен также у G- и K-гигантов (Коротин и Ко-

маров 1989). Это может означать, что корреляция с M продолжается и в область этих звезд со сравнительно малыми массами.

Что касается вопроса о происхождении наблюдаемого избытка Na, то Боярчук и Любимков (1983) высказали предположение, что дополнительный натрий синтезируется в NeNa-цикле. По нашему предложению в Санкт-Петербургском университете были проведены расчеты, сначала приближенные (Денисенков и Иванов 1987), а затем более точные (Денисенков 1988), которые полностью подтвердили эту гипотезу. NeNa-цикл, протекая в звездных недрах параллельно с CNO-циклом, приводит к повышению содержания Na в 5 – 6 раз. Затем синтезированный натрий в результате перемешивания попадает на поверхность вместе с продуктами CNO-цикла. Дополнительным доводом в пользу такого объяснения наблюдаемого избытка Na может служить корреляция между [Na/H] и отношением изотопов углерода $^{12}C/^{13}C$, которую обнаружили у желтых сверхгигантов Денисенков и Иванов (1987). Зависимость [Na/H] от массы M может свидетельствовать о том, что вынос продуктов термоядерного синтеза из недр звезды на поверхность происходит тем интенсивнее, чем массивнее звезда. Наш анализ показывает, что аномалии в содержаниях C и N у желтых сверхгигантов также, возможно, коррелируют с $\log g$ и с M.

Выше было показано, что продукты CNO-цикла могут появляться в атмосферах массивных звезд уже на стадии ГП. В связи с этим возникает следующий вопрос: не может ли на этой стадии появляться и избыточный натрий? К сожалению, ответить на такой вопрос сейчас не представляется возможным, так как линии натрия в видимой области спектров B-звезд не наблюдаются (все линии Na II здесь имеют потенциалы возбуждения нижнего уровня $\chi > 30eV$).

Завершая на этом рассмотрение проблемы натрия, возникшей в Крымской астрофизической обсерватории при исследовании желтых сверхгигантов, мы можем констатировать, что ее комплексное исследование привело в конечном счете к важному заключению, что натрий наряду с углеродом и азотом может служить ключом к пониманию начальных этапов эволюции достаточно массивных звезд.

5 Гиганты и карлики классов G и K

При исследовании химического состава нормальных гигантов классов G и K до недавнего времени основное внимание уделялось определению содержания относительно легких элементов, в частности Li, C, N, O и их изотопов. Объяснялось это тем, что такие элементы в атмосферах красных гигантов могут иметь измененное содержание, обусловленное предшествующей эволюцией на ГП и последующим перемешиванием. В Крымской астрофизической обсерватории была поставлена задача более детального изучения химического состава красных гигантов, охватывающего большое число тяжелых элементов вплоть до редких земель. Звезды, для которых такой детальный анализ был выполнен, представлены в табл.3. Здесь же приведены ссылки на соответствующие работы; для 9 Boo и ρ Boo следует указать также статью Боярчук и др. (1989), в которой определены содержания C и O.

На рис.14 суммированы данные о химическом составе 10 гигантов, перечисленных в табл.3. Чтобы учесть возможные вариации уровня металличности того межзвездного вещества, из которого сформировались рассмотренные звезды, здесь вместо величины [X/H], задаваемой формулой (2), использована величина [X/Fe] = [X/H] – [Fe/H]. Чтобы не загромождать рис.14, для каждого элемента приведены лишь максимальное и минимальное значения [X/Fe]. Отметим, что параметр [Fe/H], которым у нормальных звезд часто характеризуют средний уровень металличности, в исследованной группе гигантов колеблется от 0.2 до −0.3. Таким образом, в отношении содержания железа эти звезды действительно можно считать нормальными. На рис.14, кроме того, представлены содержания C, N и O, полученные для G- и K-гигантов в работах Lambert & Ries (1981) и Gratton (1985).

Как видно из рис.14, у ряда элементов величина [X/Fe] варьируется в пределах ±0.3; сюда относятся, например, Al, Ca, Sc, Ni, Y, Zr, Ba и Pr. Содержание этих элементов у всех рассмотренных гигантов определенно является нормальным. Но некоторые металлы демонстрируют тенденцию к

Таблица 3. Параметры некоторых звезд классов G и K, исследованных в Крымской астрофизической обсерватории

класс светимости	звезда	Sp	T_{eff}, K	log g	ξ_t, км/с	авторы
гиганты	β Gem	K0 III	4840	2.2	2.0	Боярчук и Саванов (1987)
	γ^1 Leo	K0 III	4850	2.6	2.5	—"—"—"—
	γ^2 Leo	G8 III	5100	3.0	2.0	Боярчук и Саванов (1988*b*)
	ε Cyg	K0 III	5000	2.6	2.5	Бердюгина и др. (1991*b*)
	ε Tau	K0 III	5000	2.6	3.0	—"—"—"—
	δ Tau	K0 III	5000	2.6	2.7	Саванов и Боярчук (1992)
	α Ser	K2 III	4600	2.0	2.5	Боярчук и др. (1986)
	α Ari	K2 III	4850	2.6	2.5	Бердюгина и др. (1991a)
	9 Boo	K3 III	4200	1.5	2.3	Боярчук и др. (1987)
	ρ Boo	K3 III	4400	1.5	2.0	—"—"—"—
карлики	κ Cet	G5 V	5600	4.0	0.8	Саванов (1993)
	ξ Boo A	G8 V	5300	4.1	0.5	Саванов (1992)

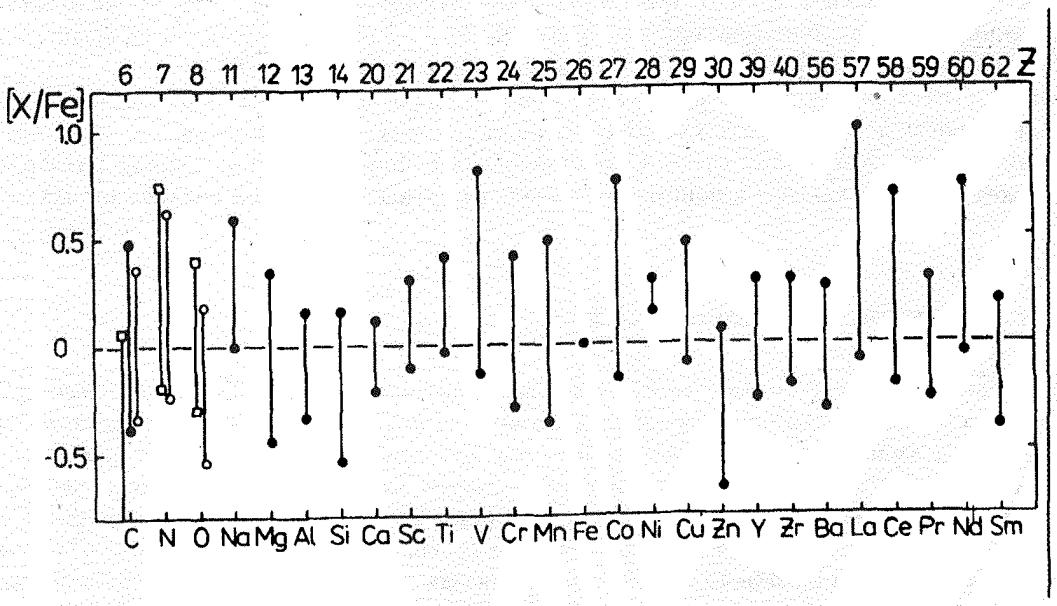


Рис. 14. Вариации химического состава у G- и K-гигантов. Заполненные кружки соответствуют данным, полученным в Крыму, открытые кружки – Gratton (1985), квадратики – Lambert & Ries (1981)

избыточному содержанию. В частности, избытки Na, V, Co, Ce и Nd достигают 0.6 – 0.8 dex, а La даже 1.0 dex. Из перечисленных элементов только для Na можно сразу же указать вероятную причину повышенного содержания. О ней уже говорилось в предыдущем разделе, где было отмечено, что наряду с желтыми сверхгигантами избыток Na, хотя и не столь значительный, наблюдается также у красных гигантов (Коротин и Комаров 1989). В обоих случаях источником повышенного содержания Na может быть NeNa-цикл.

В отношении остальных сравнительно тяжелых элементов, показывающих на рис.14 тенденцию к избытку, мы уже не можем предложить столь однозначного объяснения (заметим, что предельные избытки разных элементов соответствуют не одной какой-то пекулярной звезде, а разным звездам). Трудно предположить, что повышенное содержание некоторых тяжелых элементов связано с

появлением в атмосферах отдельных исследованных гигантов продуктов s-процесса, как это имеет место у бариевых звезд. Действительно, такому предположению противоречит, например, нормальное содержание Y, Zr и Ba (рис.14). Возможно, что заметные избытки таких элементов как V, Co, La, Ce и Nd, обнаруженные у некоторых гигантов, объясняются, с одной стороны, ошибками определения содержаний и, с другой стороны, какими-то флуктуациями исходного химического состава среди гигантов, сформировавшихся в разных областях пространства.

Иллюстрируя точность определения [X/H] для красных гигантов, можно в качестве примера сравнить данные для β Gem, полученные независимо в работах Ruland et al. (1980) и Боярчук и Саванова (1987). Такое сравнение показывает, что расхождение в значениях [X/H] для большинства элементов не превышает 0.2 dex, но в отдельных случаях может достигать 0.6 – 0.7 dex.

Особый интерес представляют результаты, относящиеся к C и N, поскольку содержание этих элементов в атмосферах красных гигантов могло измениться, если эти звезды уже прошли через перемешивание (dredge-up). Как видно из рис.14, значения [C/Fe] у красных гигантов, исследованных в Крыму, колеблются приблизительно от 0.5 до -0.4. Содержание C удалось оценить для 7 звезд; в среднем для них получилось [C/Fe] = 0.0. При этом для 5 звезд значения log $\mathcal{E}$ (C) найдены по линиям C I, а для 9 Boo и ρ Boo – по линиям молекулы C_2 (Боярчук и др. 1989).

Для сравнения в табл.4 приведены средние значения [C/Fe], а также средние значения [N/Fe] и [O/Fe], полученные для G- и K-гигантов по данным других авторов. Во всех этих работах для определения log $\mathcal{E}$ (C) использовались только молекулярные линии (C_2 и CH). Из табл.4 видно, что углерод как будто испытывает тенденцию к дефициту. Однако между результатами разных авторов имеются расхождения. С одной стороны, в работах Bonnell & Bell (1982) и Gratton (1985) в среднем оказалось [C/Fe] = -0.1, и этот результат мало отличается от найденного в Крыму (см. также рис.14). С другой стороны, оценки [C/Fe] (как средние, так и для отдельных гигантов), полученные в работах Lambert & Ries (1981) и Kjergaard et al. (1982), более определенно указывают на дефицит углерода. Отмеченные расхождения могут быть связаны с тем, что 1) между разными работами имеются систематические различия в параметрах $T_{\rm eff}$ и log g, 2) существуют неточности в данных для использованных молекулярных линий (прежде всего в силах осцилляторов).

Таблица 4. Средние содержания C, N и O в атмосферах G- и K-гигантов по данным разных авторов

число звезд	[C/Fe]	[N/Fe]	[O/Fe]	авторы
27	-0.24	0.38	0.07	Lambert & Ries (1981)
34	-0.26	0.10	-0.07	Kjergaard et al. (1982)
16	-0.09	0.15	-	Bonnell & Bell (1982)
23	-0.13	0.32	-0.20	Gratton (1985)

Как видно из табл.4 и рис.14, азот, в отличие от углерода, демонстрирует тенденцию к повышенному содержанию. В совокупности с дефицитом углерода (если подтвердится, что последний реален) это могло бы указывать на то, что в атмосферах красных гигантов мы наблюдаем вещество, переработанное в CNO-цикле. В этом случае можно было бы ожидать, что существует антикорреляция между [C/Fe] и [N/Fe], однако в явном виде ее обнаружить не удалось (Kjergaard et al. 1982). Возможно, причина заключается в недостаточной точности найденных значений [C/Fe] и [N/Fe]. В то же время имеется антикорреляция между величиной [C/N] = [C/H] – [N/H], с одной стороны, и массой M и отношением изотопов $^{12}C/^{13}C$, с другой (Gratton 1985). Такие зависимости, по-видимому, имеют эволюционную природу. Очевидно, что для окончательного решения проблемы, касающейся появления продуктов CNO-цикла в атмосферах красных гигантов, необходимо повысить точность определения содержаний C и N. Это позволит, в частности, однозначно решить, у всех ли нормальных G- и K-гигантов имеется дефицит C и избыток N.

В эволюции наблюдаемого химического состава красных гигантов важное значение имеет относительное содержание изотопов $^{12}C/^{13}C$. С работы Бердюгиной (1991) в Крымской астрофизической обсерватории началось определение этой величины у ряда холодных гигантов. Здесь были рассмотрены три звезды класса K2 III – ι Dra, κ Oph и β Oph. Значения $^{12}C/^{13}C$ у них, как оказалось, довольно близки и варьируются от 10 до 15 с характерной ошибкой ± 2. Напомним, что для Солнца $^{12}C/^{13}C = 90$ (Anders & Grevesse 1989). Низкие отношения $^{12}C/^{13}C$, по-видимому, свидетельствуют о том, что исследованные K-гиганты прошли через фазу перемешивания.

В табл.3 наряду с красными гигантами представлены также два карлика класса G, ξ Boo A и κ Cet, детальное исследование химического состава которых было выполнено Савановым (1991, 1992). Интерес к этим звездам был обусловлен двумя обстоятельствами: 1) у обеих заподозрено присутствие магнитного поля ~ 1 кГс, 2) согласно Herbig (1965) оба карлика имеют высокое содержание лития. Применение метода моделей атмосфер подтвердило избыток Li относительно Солнца; оказалось, что [Li/H] = 1.0 для ξ Boo A и [Li/H] = 0.8 для κ Cet. Как известно, литий, в отличие от многих других элементов, еще на стадии ГП может существенно понижать свою концентрацию в наружных слоях звезды. Для очень молодых звезд и межзвездной среды характерно содержание $\log \mathcal{E}$ (Li) = 3.1 + 0.2 (Brown et al. 1989). Исследования карликов классов F–K показали, что со временем запасы лития в атмосфере истощаются, причем этот процесс происходит тем быстрее, чем меньше масса M звезды. В частности, Солнце за время своей жизни успело понизить содержание Li в наружных слоях до значения $\log \mathcal{E}$ (Li) = 1.1. Поскольку карлики ξ Boo A и κ Cet имеют массу $M \approx 1\ M_\odot$ и одновременно повышенное относительно Солнца содержание Li, можно ожидать, что их возраст t в несколько раз меньше возраста Солнца.

Для ξ Boo A наряду с избытком лития был обнаружен дефицит Y и Zr около 0.4 dex, а также избыток редких земель, составляющий в среднем 0.8 dex. Таким образом, химический состав этой звезды нельзя признать нормальным. Интересно, что Toner & Gray (1988) заподозрили существование холодного пятна на поверхности ξ Boo A. Возможно, что такое пятно отличается от окружающей атмосферы не только по температуре, но и по химическому составу. Напомним, что неоднородное распределение элементов по поверхности – обычное явление среди более горячих CP-звезд с магнитными полями, таких как магнитные Ap-звезды или звезды типов He-rich и He-weak. По-видимому, исследования химического состава ξ Boo A необходимо продолжить с учетом предположения, что некоторые элементы могут быть сконцентрированы в пятнах.

6 Двойные звезды

Двойственность является довольно распространенным явлением среди звезд, однако этим фактором при исследовании химического состава часто пренебрегают. Такое пренебрежение оправдано в тех случаях когда второй компонент в двойной системе намного слабее первого и вследствие этого не вносит заметного вклада в общий спектр. Однако на практике довольно часто встречается иная ситуация, когда вклад второго компонента достаточно заметен. Особенно важным этот фактор становится при исследовании двойных CP-звезд. Например, среди Am-звезд двойными является большинство, а среди HgMn звезд - не менее половины. Возникает вопрос: в какой мере химический состав таких звезд, найденный без учета двойственности, соответствует реальному химическому составу компонентов? Ниже мы попытаемся дать на него ответ. Подчеркнем, что в данном разделе не рассматриваются тесные двойные системы, спектры которых характеризуются нестационарностью и присутствием эмиссионных линий, что свидетельствует о существовании оболочек и газовых потоков. Речь будет идти о достаточно широких парах, не обменивающихся веществом.

Роль двойственности можно проиллюстрировать на примере двойной системы π Sgr, исследованной Любимковым и Самедовым (1987). Ее компоненты A и B имеют одинаковый блеск и расположены на угловом расстоянии $0\farcs1$ друг от друга; линии компонентов в общем спектре сливаются. Если анализировать π Sgr как одиночную звезду, получается, что содержание всех элементов понижено относительно Солнца (рис.15). Наибольший дефицит, составляющий 0.6 – 0.7 dex, обнаруживается для Ca и Sc. Методика, развитая в той же работе (Любимков и Самедов 1987), позволила проанализировать свойства каждого компонента в отдельности. По-видимому, система состоит из двух

ярких F-гигантов, имеющих следующие параметры: $T_{\rm eff}$ = 7300 K и log g = 2.6 для более горячего компонента A; $T_{\rm eff}$ = 6200 K и log g = 2.3 для компонента B. Их массы довольно близки: M_A = 5.3 $M_\odot$, M_B = 5.8 $M_\odot$. Однако самый важный вывод состоит в том, что оба компонента, по-видимому, имеют нормальный (солнечный) химический состав. Таким образом, общий дефицит металлов, полученный без учета двойственности (рис.15), оказался фиктивным. Этот конкретный пример показывает, что пренебрежение фактором двойственности может приводить к систематическим ошибкам в определяемом содержании элементов.

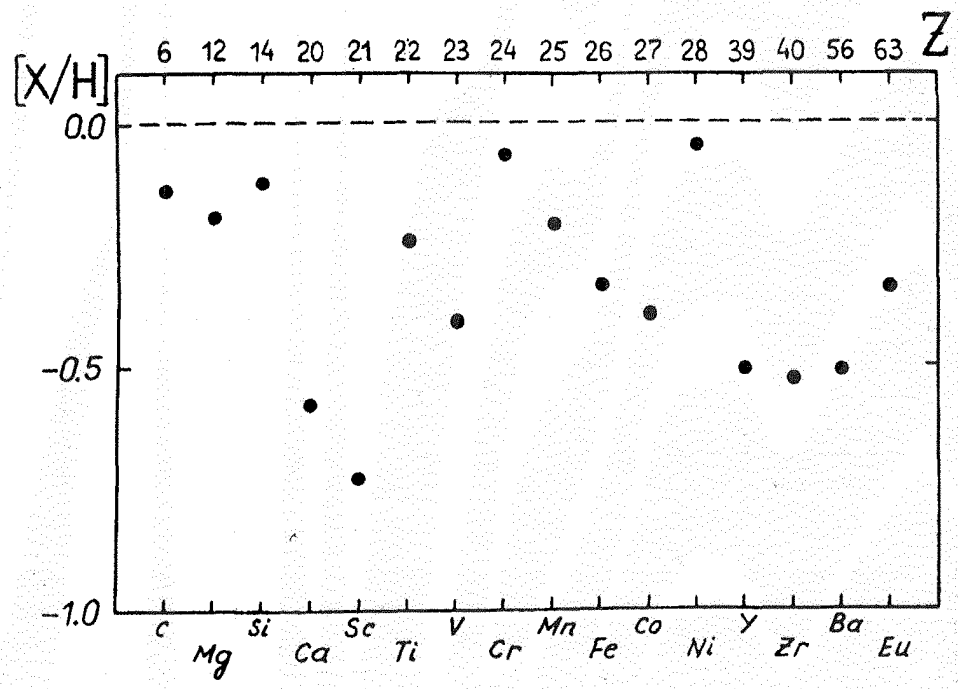


Рис. 15. Химический состав π Sgr, рассмотренный как одиночная звезда (Любимков и Самедов, 1987)

Роль двойственности была проанализирована и другим способом – на основе теоретического моделирования спектров двойных звезд (Любимков 1989*b*). С помощью упомянутой методики (Любимков и Самедов 1987) был промоделирован спектр двойной системы, состоящей из компонентов A и B с массами M_A = 2.0 $M_\odot$ и M_B = 1.4 $M_\odot$. В начале своей эволюции на ГП такие звезды имеют эффективные температуры $T_{\rm eff}$ соответственно 10000 K и 7250 K. Задавались индивидуальные характеристики компонентов, в том числе их химический состав, затем вычислялись характеристики общего спектра системы; при этом предполагалось, что линии компонентов в спектре не разделяются. После этого суммарный спектр анализировался по стандартной методике в предположении, что мы имеем дело с одиночной звездой. Для компонента A было принято нормальное (солнечное) содержание всех металлов, то есть log $\mathcal{E}_A$= log $\mathcal{E}_\odot$. Для компонента B содержание относительно тяжелых элементов, начиная с титана, было повышено в 20 раз, то есть log $\mathcal{E}_B$= log $\mathcal{E}_\odot$ +1.3 при $Z \geq 22$.

Результаты анализа суммарного спектра представлены на рис.16. Из него видно, во-первых, что обнаружился общий дефицит относительно легких элементов, достигающий около 0.8 dex для Ca, хотя их содержание принималось нормальным для обоих компонентов. Во-вторых, для большинства элементов группы железа, исключая V и Co, получено либо нормальное, либо слегка повышенное содержание, хотя у компонента B их содержание увеличено в 20 раз. В-третьих, для редких земель найдены наибольшие отклонения от солнечного содержания, достигающие 1.0 dex. В целом же рис.16

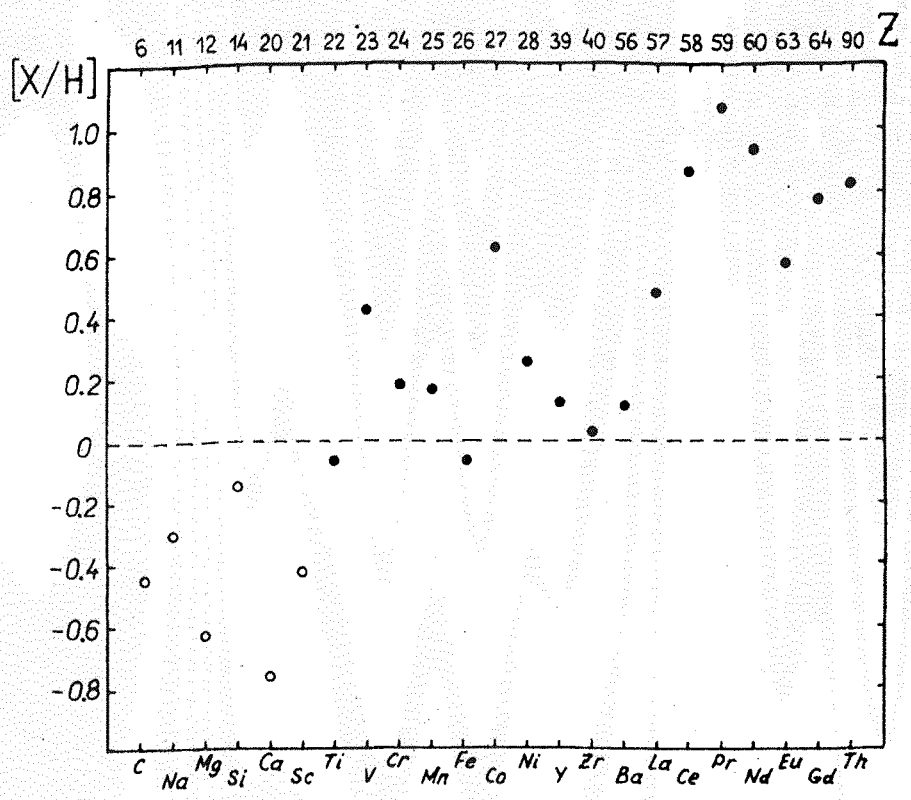


Рис. 16. Результаты определения химического состава по теоретическому спектру двойной системы, проанализированному как спектр одиночной звезды (Любимков, 1989б). Открытые кружки соответствуют элементам с нормальным содержанием у обоих компонентов, заполненные кружки – элементам, содержание которых у компонента B повышено в 20 раз

демонстрирует тот самый ход химических аномалий с ростом Z, который характерен, например, для Am-звезд (см. рис.8).

Важно, что "видимый" химический состав двойной системы, определенный без учета двойственности, оказался весьма далеким от реального химического состава компонентов. Этот пример показывает, насколько важен учет двойственности при исследовании двойных CP-звезд. Очевидно, что для выявления реальных химических аномалий необходимо изучать химический состав каждого компонента в отдельности. Для этого лучше всего подходят спектрально-двойные звезды с разделяющимися линиями компонентов в спектре.

Рис.16 соответствует начальной фазе эволюции двойной системы, состоящей из компонентов с массами 2.0 $M_\odot$ и 1.4 $M_\odot$. В работе Любимкова (1991c) выполнен аналогичный анализ для последующих фаз эволюции. Оказалось, что по мере удаления от ГП " видимый" химический состав все больше приближается к нормальному. Это объясняется тем, что более массивный компонент A, имеющий нормальное содержание элементов, эволюционирует быстрее пекулярного компонента B, и вскоре после ухода с ГП вследствие возросшей светимости его вклад в суммарный спектр практически полностью подавляет вклад компонента B. Такую модель можно рассматривать как один из механизмов, которые могли бы объяснить наблюдаемое отсутствие Am-звезд на заметном удалении от ГП (точнее при $\log g < 3.4 - 3.5$).

Отметим, что среди переменных типа δ Sct двойные встречаются также достаточно часто, поэтому и здесь возникает вопрос об определении индивидуального химического состава компо-

нентов. В связи с проблемой двойственности интересно вспомнить, что по характеру аномалий звезда 20 CVn резко отличалась от других переменных типа δ Sct (см. рис.10). Можно высказать предположение, что в случае 20 CVn мы наблюдаем неискаженные химические аномалии, в то время как у большинства других звезд типа δ Sct они смазаны за счет неучтенной двойственности.

На основе методики, развитой в Крыму, были исследованы индивидуальные характеристики компонентов спектрально-двойной звезды ι Peg (Любимков и др. 1991). Herbig (1965), первым получивший указания на присутствие в ее спектре линий второго компонента, отметил, что оба компонента демонстрируют аномально сильную линию лития λ 6708. Как оказалось, система ι Peg состоит из двух карликов со следующими параметрами: $T_{\rm eff} = 6750$ K, $\log g = 4.35$ и $M = 1.33\ M_\odot$ для компонента A; $T_{\rm eff} = 5350$ K, $\log g = 4.57$ и $M = 0.9\ M_\odot$ для компонента B. Химический состав обоих компонентов оказался близким к солнечному, только литий показал существенный избыток. Для более горячего компонента A получено $\log\ \mathcal{E}_{\rm A}$ (Li) $= 3.25$, то есть содержание Li здесь практически совпадает с указанным выше космическим значением $\log\ \mathcal{E}$ (Li) $= 3.1 \pm 0.2$, характерным для межзвездной среды и очень молодых звезд. Для второго компонента найдено $\log\ \mathcal{E}_{\rm B}$ (Li) $= 2.58$, что почти на 0.7 dex ниже содержания Li у первого компонента. По разнице в содержании Li между звездами A и B оценен возраст системы $t = 180 \cdot 10^6$ лет. Таким образом, система ι Peg состоит из двух очень молодых карликов, имеющих вполне нормальный для своего возраста химический состав.

Анализ спектров ι Peg, был повторен при предположении, что мы имеем дело с одиночной звездой. Для этого были измерены эквивалентные ширины в тех фазах, когда линии компонентов в спектре сливаются. Оказалось, что химичемкий состав остался по-прежнему близким к солнечному, а литий сохранил значительный избыток. Следовательно в данном случае пренебрежение двойственностью не привело к существенным ошибкам в определяемом содержании элементов. Однако следует подчеркнуть, что в отношении других двойных звезд ситуация может оказаться совершенно иной. На это указывают рассмотренные выше результаты исследования химического состава звезды π Sgr (рис.15), а также моделирование спектров двойных систем (рис.16).

Та же методика была применена к еще одной двойной звезде, HR 1099 (V711 Tau), которая относится к звездам типа RS CVn, отличающимся хромосферной активностью. На поверхности первого компонента HR 1099 (он классифицирован как K1 IV), по-видимому, имеются холодные пятна; это установили Vogt & Penrod (1983) из анализа некоторых линий Fe I и Ca I в красной области спектра. Саванов и Туоминен (1990) попытались определить по тем же линиям содержания Fe и Ca в атмосферах компонентов. Оказалось, что у второго компонента (это карлик класса G) содержания этих элементов совпадают с солнечными, в то время как у первого компонента имеется дефицит Ca около 0.5 dex. Очевидно, что на следующем этапе исследований необходимо выяснить 1) нет ли у первого компонента наряду с дефицитом Ca и других химических аномалий, 2) существуют ли у этой звезды различия в химическом составе между пятнами и окружающей атмосферой.

Исследования химического состава компонентов двойных систем в Крыму продолжаются. Эта задача представляется весьма перспективной, особенно в отношении двойных звезд с какими-либо химическими аномалиями. В частности, как показано выше, остро стоит проблема двойственности в отношении Am-звезд. В конечном счете выбор в пользу той или иной теории происхождения таких звезд может зависеть от корректного определения химического состава их компонентов.

7 Заключение

Подводя итоги, мы перечислим ряд проблем, вытекающих из исследований химического состава звезд в Крымской астрофизической обсерватории.

1. Как показал анализ содержаний He, N и C, в наружных слоях ранних B-звезд уже на стадии ГП накапливаются продукты CNO-цикла; однако нет четкого и однозначного ответа на вопрос, каким образом они туда попадают. Перед теорией поставлена задача детальной разработки механизма перемешивания, существующего на этой стадии и способствующего выносу продуктов

CNO-цикла из звездных недр на поверхность. Эффективность этого механизма должна быстро нарастать с увеличением массы M.

2. Сюда примыкает проблема химических аномалий, наблюдаемых у сверхгигантов классов F–K, следующей фазы в эволюции ранних B-звезд ГП. Слишком большой дефицит углерода, достигающий 0.6 – 0.7 dex и не объяснимый с точки зрения стандартной теории, может быть связан с тем, что до перемешивания в фазе сверхгиганта имело место перемешивание в фазе ГП. Избыток натрия в атмосферах желтых сверхгигантов, коррелирующий с их массой M, также в значительной мере может порождаться перемешиванием между конвективным ядром и внешними слоями звезды на стадии ГП. Все это приводит нас к выводу, что современные представления о начальных этапах эволюции достаточно массивных звезд нуждаются в корректировке.
3. Обнаружение у F-сверхгигантов повышенной ионизации железа, обусловленной отклонениями от ЛТР, поставило вопрос о более широком исследовании этого эффекта. Необходимо провести аналогичные не-ЛТР расчеты для других тяжелых элементов, а также для сверхгигантов с более высокими и более низкими значениями $T_{\rm eff}$.
4. Для химически пекулярных звезд типов HgMn, Ap, Am и δ Sct по-прежнему актуальна проблема повышения точности определяемых содержаний log $\mathcal{E}$. При сравнении данных разных авторов для одних и тех же звезд оказывается, что содержания ряда элементов определялись до недавнего времени с точностью не выше 1.0 dex. Другая важная проблема, также связанная с повышением точности log $\mathcal{E}$, заключается в учете двойственности, то есть в раздельном анализе химического состава компонентов двойных CP-звезд. Такой анализ позволит более определенно судить о причинах наблюдаемых химических аномалий.
5. В отношении CP-звезд остается слабо исследованной проблема сверхтяжелых элементов (U, Th и других). Имеющиеся весьма скудные данные указывают, что содержания этих элементов среди CP-звезд могут испытывать значительные вариации. Чтобы понять причины таких вариаций, необходимо существенно пополнить данные по сверхтяжелым элементам (например, с помощью ультрафиолетовых спектров CP-звезд).
6. У нормальных G- и K-гигантов некоторые элементы показывают избытки, достигающие 0.6 – 0.8 dex. Пока неясно, наблюдаем ли мы здесь какие-то реальные флуктации или имеем дело с ошибками в определении log $\mathcal{E}$. Таким образом, и в этом случае проблема повышения точности log $\mathcal{E}$ представляется весьма важной. Она может быть решена путем повышения качества спектрограмм (повышением отношения сигнал/шум), а также путем более широкого использования синтетических спектров. Специального внимания заслуживает уточнение содержаний C и N, поскольку имеющиеся данные неоднозначны и не дают надежной основы для сравнения с предсказаниями теории эволюции.
7. Как показал пример ξ Boo A и V711 Tau, среди G- и K-карликов особый интерес представляют звезды, характеризующиеся такими особенностями, как магнитные поля, пятна на поверхности и хромосферная активность (кроме того, они могут входить в двойные системы). Как следует из предварительных оценок, у них имеются аномалии в содержании некоторых элементов. Дальнейшие исследования таких звезд следует проводить в двух направлениях. Во-первых, необходимо как можно детальнее анализировать их химический состав, чтобы составить полное представление о наблюдаемых химических аномалиях. Во-вторых, необходимо выяснить, не отличаются ли упомянутые пятна от окружающей атмосферы не только по температуре, но и по химическому составу, как это имеет место, например, у магнитных Ap-звезд.

Решение всех перечисленных выше проблем способствовало бы дальнейшему прогрессу в той обширной области астрофизики, которая связана с исследованием химического состава звезд.

Литература

Adelman S.J., 1973, Astrophys. J. Suppl. **26**, 1.
Adelman S.J., 1988, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **235**, 749.
Adelman S.J., 1989, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **239**, 487.

Adelman S.J., Cowley C.R., 1986, in Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances, eds. C.R.Cowley, M.M.Dworetsky and C.Megessier, Reidel, Dordrecht p.305.
Adelman S.J., Takada-Hidai M., 1988, in Elemental Abundance Analyses, eds. S.J.Adelman and T.Lanz, Inst. Astron. Univ. Lausanne p.98.
Aikman G.C.L., 1976, Publ. Dominion Astrophys. Obs. **14**, 379.
Anders E., Grevesse N., 1989, Geochim. Cosmochim. Acta **53**, 197.
Auer L.H., Mihalas D., 1973, Astrophys. J. **25**, 433.
Avrett E.H., Loeser R., 1969, Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Report No.303, p.1.
Бердюгина С.В., 1991, Изв. Крым. астрофиз. обс. **83**, 102.
Бердюгина С.В., Боярчук М.Е., Павленко Я.В., Саванов И.С., Шаврина А.В., 1991a, Астрон. Журнал **68**, 782.
Бердюгина С.В., Боярчук М.Е., Саванов И.С., 1991*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **83**, 86.
Blaauw A., 1964, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **2**, 213.
Bonnell J., Bell R.A., 1982, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **201**, 253.
Brown J.A., Sneden C., Lambert D.L., Dutchover E., 1989, Astrophys. J. Suppl. **71**, 293.
Боярчук А.А., Любимков Л.С., 1981, Изв. Крым. астрофиз. обс. **64**, 3.
Боярчук А.А., Любимков Л.С., 1982, Астрофизика **18**, 375.
Боярчук А.А., Любимков Л.С., 1983, Изв. Крым. астрофиз. обс. **66**, 130.
Боярчук А.А., Любимков Л.С., 1984, Астрофизика **20**, 85.
Boyarchuk A.A., Savanov I.S., 1986, in Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances, eds. C.R.Cowley, M.M.Dworetsky and C.Megessier, Reidel, Dordrecht p.433.
Боярчук М.Е., Саванов И.С., 1987, Изв. Крым. астрофиз. обс. **76**, 21.
Boyarchuk A.A., Savanov I.S., 1988a, in Elemental Abundance Analyses, eds. S.J.Adelman and T.Lanz, Inst. Astron. Univ. Lausanne p.75.
Боярчук М.Е., Саванов И.С., 1988*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **78**, 14.
Боярчук А.А., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А., 1985, Астрофизика **22**, 339.
Боярчук М.Е., Орлов М.Я., Шаврина А.В., 1986, Астрофизика **25**, 429.
Боярчук М.Е., Орлов М.Я., Шаврина А.В., 1987, Кинематика и физика небесных тел **3**, No.6, 59.
Боярчук А.А, Губены И., Кубат И., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А., 1988a, Астрофизика **28**, 335.
Боярчук А.А, Губены И., Кубат И., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А., 1988*b*, Астрофизика **28**, 343.
Боярчук М.Е., Павленко Я.В., Шаврина А.В., 1989, Кинематика и физика небесных тел **5**, No.3, 56.
Burkhart C., Coupry M.F., 1989, Astron. Astrophys. **220**, 197.
Burkhart C., Coupry M.F., 1991, Astron. Astrophys. **249**, 205.
Cowley C.R., Hartoog M.R., 1972, Astrophys. J. Lett. **178**, L9.
Денисенков П.А., 1988, Письма в Астрон. Журнал **14**, 1023.
Денисенков П.А., Иванов В.В., 1987, Письма в Астрон. Журнал **13**, 520.
Derman I.E., 1982, Astrophys. Space Sci. **88**, 135.
Dworetsky M.M., 1986, in Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances, eds. C.R.Cowley, M.M.Dworetsky and C.Megessier, Reidel, Dordrecht p.397.
Edmunds M.G., 1978, Astron. Astrophys. **64**, 103.
Faraggiana R., 1989, Astron. Astrophys. **224**, 162.
Gratton R.G., 1985, Astron. Astrophys. **148**, 105.
Heacox W.D., 1979, Astrophys. J. Suppl. **41**, 675.
Herbig G.H., 1965, Astrophys. J. **141**, 588.
Илиев И.Х., Любимков Л.С., Саванов И.С., 1986, Астрофизика **25**, 237.
Иванова З.К., Любимков Л.С., 1988, Изв. Крым. астрофиз. обс. **79**, 49.
Khokhlova V.L., 1986, in Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances, eds. C.R.Cowley, M.M.Dworetsky and C.Megessier, Reidel, Dordrecht p.125.
Kjergaard P., Gustafsson B., Walker G.A.H., Hultqvist L., 1982, Astron. Astrophys. **115**, 145.
Клочкова В.Г., Панчук В.Е., 1990, Письма в Астрон. Журнал **16**, 619.
Коротин С.А., Комаров Н.С., 1989, Астрон. Журнал **66**, 866.
Kurucz R.L., 1970, Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Report No.309, p.1.

Lambert D.L., Ries L.M., 1981, Astrophys. J. **248**, 228.
Lambert D.L.; Roby S.W., Bell R.A., 1982, Astrophys. J. **254**, 663.
Lemke M., 1989, Astron. Astrophys. **225**, 125.
Luck R.E., 1977a, Astrophys. J. **212**, 743.
Luck R.E., 1977b, Astrophys. J. **218**, 752.
Luck R.E., 1979, Astrophys. J. **232**, 797.
Luck R.E., Lambert D.L., 1985, Astrophys. J. **298**, 782.
Любимков Л.С., 1974, Изв. Крым. астрофиз. обс. **52**, 49.
Любимков Л.С., 1975, Письма в Астрон. Журнал **1**, No.11, 29.
Любимков Л.С., 1976, Изв. Крым. астрофиз. обс. **55**, 112.
Любимков Л.С., 1977, Астрофизика **13**, 139.
Любимков Л.С., 1980, Изв. Крым. астрофиз. обс. **62**, 44.
Любимков Л.С., 1984, Астрофизика **20**, 475.
Любимков Л.С., 1986a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **74**, 3.
Любимков Л.С., 1986*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **75**, 155.
Любимков Л.С., 1988, Астрофизика **29**, 479.
Любимков Л.С., 1989a, Астрофизика **30**, 99.
Любимков Л.С., 1989*b*, Астрофизика **31**, 519.
Любимков Л.С., 1990, Астрон. Журнал **67**, 480.
Lyubimkov L.S., 1991a, in Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection, eds. G.Michaud and A.Tutukov, Kluwer Academ. Publ., Dordrecht p.125.
Lyubimkov L.S., 1991b, in Supernovae, ed. S.E.Woosley, Springer-Verlag, New York p.118.
Любимков Л.С., 1991*c*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **84**, 3.
Lyubimkov L.S., 1993, in Inside the Stars, eds. W.W.Weiss and A.Baglin, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **40**, 183
Любимков Л.С., Боярчук А.А., 1982, Астрофизика **18**, 596.
Любимков Л.С., Боярчук А.А., 1983, Астрофизика **19**, 683.
Любимков Л.С., Залалетдинова Н.Г., 1987, Изв. Крым. астрофиз. обс. **76**, 102.
Любимков Л.С., Полосухина Н.С., 1988, Изв. Крым. астрофиз. обс. **80**, 30.
Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1985a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **71**, 127.
Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1985*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **72**, 89.
Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1985*c*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **73**, 82.
Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1986, Изв. Крым. астрофиз. обс. **74**, 14.
Любимков Л.С., Саванов И.С., 1983a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **67**, 3.
Любимков Л.С., Саванов И.С., 1983*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **68**, 121.
Любимков Л.С., Саванов И.С., 1983*c*, Астрофизика **19**, 505.
Любимков Л.С., Саванов И.С., 1984, Изв. Крым. астрофиз. обс. **69**, 50.
Любимков Л.С., Саванов И.С., 1985, Астрофизика **22**, 63.
Любимков Л.С., Самедов З.А., 1985, Изв. Крым. астрофиз. обс. **72**, 99.
Любимков Л.С., Самедов З.А., 1987, Изв. Крым. астрофиз. обс. **77**, 97.
Любимков Л.С., Самедов З.А., 1990, Астрофизика **32**, 49.
Любимков Л.С., Полосухина Н.С., Ростопчин С.И., 1991, Астрофизика **34**, 149.
Maeder A., 1987, Astron. Astrophys. **178**, 159.
Magazzu A., Cowley C.R., 1986, Astrophys. J. **308**, 254.
Michaud G., 1988, in Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution: Chemical Peculiarity, Mass Loss, and Explosion, ed. K.Nomoto, Springer-Verlag, Berlin p.3.
Nissen P.E., 1976, Astron. Astrophys. **50**, 343.
Павленко Я.В., 1984, Эффекты отклонения от ЛТР в атмосферах М-гигантов, Валгус, Таллин.
Paradijs J. van, 1973, Astron. Astrophys. **23**, 369.
Peterson D.M., Shipman H.L., 1973, Astrophys. J. **180**, 635.
Рачковская Т.М., 1986, Изв. Крым. астрофиз. обс. **75**, 149.
Рачковская Т.М., 1987, Изв. Крым. астрофиз. обс. **76**, 3.

Рачковская Т.М., 1988a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **78**, 22.
Рачковская Т.М., 1988*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **80**, 3.
Roby S.W., Lambert D.L., 1990, Astrophys. J. Suppl. **73**, 67.
Ruland F., Holweger H., Griffin R., Griffin R., Biehl D., 1980, Astron. Astrophys. **92**, 70.
Ryabchikova T.A., 1991, in Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection, eds. G.Michaud and A.Tutukov, Kluwer Academ. Publ., Dordrecht p.149.
Sadakane K., 1976, Publ. Astron. Soc. Japan **28**, 469.
Sadakane K., Jugaku J., Takada-Hidai M., 1988, Publ. Astron. Soc. Pacific **100**, 811.
Саванов И.С., 1985a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **71**, 144.
Саванов И.С., 1985*b*, Изв. Крым. астрофиз. обс. **73**, 92.
Саванов И.С., 1987, Изв. Крым. астрофиз. обс. **76**, 37.
Savanov I.S., 1988, in Magnetic Stars, eds. Yu.V.Glagolevsky and I.M.Kopylov, Nauka, Leningrad p.161.
Саванов И.С., 1992, Изв. Крым. астрофиз. обс. **84**, 25.
Саванов И.С., 1993, Изв. Крым. астрофиз. обс. **87**, 60.
Саванов И.С., Боярчук М.Е., 1992, Изв. Крым. астрофиз. обс. **86**, 3.
Саванов И.С., Маланушенко В.П., 1990, Астрофизика **33**, 251.
Саванов И.С., Халилов А.М., 1985, Изв. Крым. астрофиз. обс. **72**, 106.
Savanov I.S., Tuominen I., 1990, in The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos, eds. I.Tuominen, D.Moss and G.Rudiger, Springer-Verlag, Helsinky p.449.
Самедов З.А., 1988a, Изв. Крым. астрофиз. обс. **79**, 57.
Самедов З.А., 1988*b*, Астрофизика **28**, 564.
Самедов З.А., 1993, Астрон. Журнал **70**, 82.
Severny A.B., Lyubimkov L.S., 1986, in Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances, eds. C.R.Cowley, M.M.Dworetsky and C.Megessier, Reidel, Dordrecht p.327.
Schonberner D., Herrero A., Becker S. et al., 1988, Astron. Astrophys. **197**, 209.
Takada-Hidai M., 1991, in Evolution of Stars: the Photospheric Abundance Connection, eds. G.Michaud and A.Tutukov, Kluwer Academ. Publ., Dordrecht p.137.
Takeda Y., 1984, Annals Tokyo Astron. Obs. (2 ser.) **19**, 553.
Toner C.G., Gray D.F., 1988, Astrophys. J. **334**, 1008.
Vauclair S., Vauclair G., 1982, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **20**, 37.
Vogt S.S., Penrod G.D., 1983, Publ. Astron. Soc. Pacific **95**, 565.
Warren P.R., 1973, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **161**, 427.
Wolf B., 1971, Astron. Astrophys. **10**, 383.
Wolff S.C., Heasley J.N., 1985, Astrophys. J. **292**, 589.

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91, 56–73 (1994)

Гамма-астрономия сверхвысоких энергий. Наблюдения гамма-квантов посредством регистраций вспышек черенковского света в атмосфере.

А.А. Степанян

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 19 февраля 1991 г.

Аннотация. Кратко обсуждаются важнейшие методические вопросы наземных гамма-астрономических наблюдений посредством регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней (*exstensive air shower* $\equiv EAS$). Рассмотрены следующие вопросы: основные свойства черенковских вспышек; оптимальные параметры оптических систем и светоприемников телескопов первого и второго поколения; принципиальные основы применяемых электронных схем; пороговая энергия регистрации; управление телескопом и методы наблюдений; калибровка.

VERY HIGH ENERGY GAMMA-ASTRONOMY. THE CERENKOV FLASHES IN THE ATMOSPHERE DETECTION TECHNIQUE OF GAMMA-RAY OBSERVATIONS, *by A.A. Stepanian.* The most important problem of the very high energy (VHE) gamma-rays using ground based equipment detecting Cerenkov flashes of the extensive air showers (EAS) are cosidered. The following problems are considered: the optimal parameters of optical systems and flash light detectors of the 1-st and 2-nd generations of gamma-telescopes; principal features of the applied electronics, the energy threshold of the detected flashes, the main features of the mounting servosystems, methods of observations and calibrations.

Ключевые слова: гамма астрономия сверхвысоких энергий, методика измерений.

1 Введение

Гамма-астрономия представляет собой один из разделов астрофизики. Предметом исследования гамма-астрономии являются объекты, излучаюшие гамма-кванты. Диапазон частот, охватываемых гамма-излучением, весьма велик: он занимает более 10 декад. Это излучение возникает при взаимодействии частиц высоких энергий (космических лучей) с веществом или электромагнитным полем. Таким образом, очевидно, что наибольшие потоки гамма-квантов следует ожидать от объектов компактных, где возможно ускорение частиц до высоких энергий с одной стороны, и на которых велика плотность вещества и излучения – с другой стороны.

Забегая вперед, можно сказать, что именно от таких объектов – пульсаров и двойных рентгеновских источников – и наблюдаются потоки гамма-квантов сверхвысоких энергий. Кроме того, в последнее время обнаружены потоки гамма-квантов сверхвысоких энергий от активных галактик, например от объекта Мк 421 (Punch et al. 1992). Исследование характеристик этих потоков – их энергетического спектра и временного поведения – дает возможность изучать как процессы ускорения частиц, так и физические условия в объектах, где оно происходит.

Следует отметить, что первые данные о наличии частиц высокой энергии за пределами Солнечной системы были получены с помощью методов радиоастрономии. Дело в том, что электроны высокой энергии, вращаясь в магнитном поле, испускают так называемое синхротронное излучение. Если напряженность магнитного поля невелика, порядка (10^{-3} – 10^{-5}) Ое, то максимум излучения приходится на область радиоволн. С развитием радиоастрономии появилась возможность регистрировать очень слабые потоки. Следует, однако, отметить, что радиоизлучение исходит, повидимому, не из областей генерации частиц, а из областей их накопления, из областей большого объема и относительно слабого магнитного поля. Поэтому радиоастрономические методы не могут дать информации о самом процессе ускорения. Кроме того, радиоизлучение дают только электроны, а тяжелые частицы, такие как протоны и ядра более тяжелых элементов, не излучают в этой области. Хотя и было бы неправильно недооценивать вклад радиоастрономических методов в исследование проблемы происхождения космических лучей, но методы гамма-астрономии, несомненно, дадут существенно более весомый вклад в исследование этой проблемы.

Земная атмосфера непрозрачна для гамма-излучения во всех диапазонах. Поэтому для регистрации гамма-квантов необходимо поднимать приборы за пределы атмосферы на баллонах или спутниках. Именно так и поступают, когда измеряют потоки гамма-квантов с энергией от 0.1 Мэв до 1000 Мэв. Первые успехи гамма-астрономией были достигнуты на спутниках. В 1968 году на спутнике OSO-3 были проведены измерения (Clark et al. 1968), которые показали, что галактическая плоскость является источником гамма-квантов высокой ($> 10^8$ эВ) энергии. Запущенный в 1972 году спутник SAS-II позволил получить более подробную информацию о распределении и спектре гамма-квантов по галактической плоскости (Fichtel et al. 1973) и обнаружить несколько дискретных источников: Краб, Вела и Геминга. Еще более подробная информация о потоках гамм-квантов высокой энергии была получена с помощью COS-B. Длительные (почти семилетние) наблюдения на этом спутнике позволили обнаружить 25 дискретных источников и получить другую ценную информацию (Mayer-Hasselwander et al. 1982).

В самое последнее время большой поток информации поступает от спутника GRO, предназначенного для измерений слабых потоков гамма- квантов с энергией $> 10^8$ еВ (Thompson et al. 1993).

С ростом энергии потоки гамма-квантов уменьшаются. Это естественно, так как и потоки частиц высоких энергий, т.е. космических лучей, как известно, также уменьшаются. Поэтому в ближайшее время вряд ли будет возможно измерение за пределами атмосферы потоков гамма-квантов с энергией 10^{10} эВ. К счастью, существует возможность регистрации гамма-квантов с энергией $> 10^{11}$ эВ с помощью наземной аппаратуры.

Для выполнения этой задачи можно воспользоваться тем обстоятельством, что образующиеся при взаимодействии гамма-квантов сверхвысокой энергии с атомами воздуха вторичные электроны испускают кванты черенковского излучения в оптическом диапазоне под малым углом ($\sim 1°$) с направлением первичного кванта, что позволяет определить область, из которой наблюдается поток гамма-квантов.

Площадь, освещаемая черенковской вспышкой, при этом довольно велика: десятки тысяч кв. м. Благодаря этому оказывается возможной регистрация малых потоков гамма-квантов, примерно 10^{-11} кв. см$^{-2}$с$^{-1}$. Прежде чем переходить к методике регистрации вспышек черенковского света, обратимся к вопросам истории открытия черенковских вспышек в атмосфере и их основным характеристикам.

2 Открытие черенковского излучения в атмосфере, вызываемого космическими лучами

В 1948 г. Блеккет выдвинул предположение, что в свечение ночного неба небольшой вклад должно вносить черенковское излучение, испускаемое космическими частицами в атмосфере. Расчеты, проведенные им, показали, что этот вклад составляет 10^{-4} от свечения ночного неба. Однако, стало очевидным, что отдельные акты взаимодействия с большой энергией, т.е. широкие атмосферные ливни могут быть зарегистрированы, так как в этом случае яркость световой вспышки существенно больше яркости ночного неба.

Первыми такие вспышки наблюдали Галбрейт и Джелли (Galbrait & Jelley 1953). Для проведения этой работы они воспользовались параболическим зеркалом для собирания света на катоде фотоумножителя, усилителем с полосой 5 Мгц и дискриминатором с осциллографом. Изменяя порог дискриминатора, можно снять зависимость скорости счета импульсов от порога дискриминатора. Характер такой зависимости хорошо виден на рис. 1. При низком пороге скорость счета меняется быстро, так как срабатывания дискриминатора связаны с флуктуациями анодного тока от свечения ночного неба. При более высоком пороге скорость счета меняется как $N(>h) \sim h^{-1.6\pm0.1}$, где h – порог дискриминатора. Этот степенной спектр практически не отличается от энергетического спектра космических лучей. Для большей убедительности, Джелли и Галбрейт провели контрольные

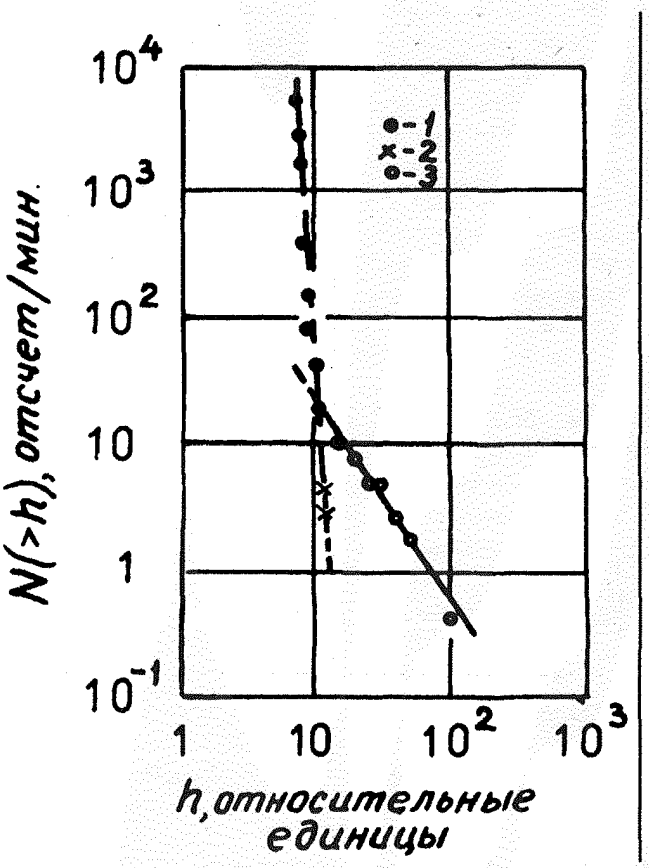


Рис. 1. Амплитудный спектр на выходе детектора черенковских вспышек в атмосфере. 1 – шумовые импульсы, 2 – шумовые импульсы от лампочки в закрытом помещении, 3 – черенковские вспышки от ШАЛ.

опыты. В одном из них детектор помещается в закрытый ящик, а свечение ночного неба имитировалось лампочкой накаливания. В этом случае пологая ветвь кривой рис. 1 не наблюдалась. В другом эксперименте вокруг детектора были расположены 16 гейгеровских счетчиков, включенных на совпадания с черенковским счетчиком. В этом случае не наблюдалось крутой части кривой рис. 1. И наконец, в третьем эксперименте на совпадения были включены два идентичных детектора. Снималась зависимость скорости счета совпадений от угла между оптическими осями детекторов.

Измерения показали, что с раздвижением детекторов скорость счета совпадений стремится к нулю. Вся эта совокупность экспериментов дает убедительное доказательство того, что детекторы регистрируют вспышки черенковского света в атмосфере, которые связаны с широкими атмосферными ливнями.

В 1952–53 гг. Джелли и Галбрейт провели первые наблюдения на горе Пик-дю-Миди в Пиренеях (Galbraith & Jelley 1955). Они использовали зеркала диаметром 60 см. и фотоумножители с катодом диаметром 12.5 см. Энергетический порог регистрируемых вспышек оценивался в $5 \cdot 10^{13}$ эВ, скорость счета черенковских вспышек составляла 7 мин$^{-1}$. Авторы наблюдали самые мощные радиоисточники. Обнаружить потоки гамма-квантов от них не удалось.

Отметим, что эти наблюдения проводились на заре радиоастрономии, а рентгеновская астрономия появилась 10 годами позже. В этом же 1953 году И.С. Шкловским была выдвинута гипотеза о том, что оптическое излучение Крабовидной туманности обязано своим происхождением синхротронному излучению электронов высокой энергии (Shklovski 1953). Оценки показали, что для этого в туманности должны быть частицы с энергией более 10^{12} эВ. В 1959 году Кокконни высказал гипотезу о возможности проверки природы электронов в Крабовидной туманности (Cocconni 1960). Дело в том, что если электроны высокой энергии возникают в результате взаимодействия ядер с веществом, то одновременно возникают и гамма-кванты той же энергии. Так как время жизни электронов, излучающих в оптическом диапазоне, десятки лет, то они должны возникать и в настоящее время, а стало быть и гамма-кванты должны генерироваться в настоящее время. Длительные наблюдения, проводившиеся группой А.Е. Чудакова в Крыму (Chudakov et al. 1964), показали, что в действительности поток гамма-квантов с энергией $> 5 \cdot 10^{12}$ эВ мал, что доказывает первичное происхождение электронов. Впоследствии поиски источников гамма-квантов сверхвысокой энергии проводились многими исследователями. Использовавшаяся ими аппаратура для регистрации черенковских вспышек, в принципе, мало отличалась одна от другой. Здесь мы не имеем возможности подробно описывать эти отличия.

3 Современная аппаратура для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней

3.1 Основные характеристики черенковского излучения ШАЛ

Известно, что как электронно-ядерные, так и электронно-фотонные ливни с энергией первичной частицы 10^{11}-10^{14} эВ практически не достигают поверхности Земли. Черенковское излучение генерируется электронами на самых различных высотах. На рис. 2 представлена зависимость вклада в полное черенковское излучение, достигающее Земли, от высоты, где оно генерируется, для вертикальных ливней, вызванных гамма-квантом с энергией 10^{12} эВ. Наблюдается небольшое различие в кривых для различных расстояний от оси ливня. Основная часть фотонов поступает с высот 5–10 км, т.е. из области максимума развития ливня и ниже.

Несколько иначе выглядят аналогичные кривые для электронно-ядерного ливня (рис. 3). Сильное различие наблюдается при малом расстоянии от оси ливня – 40 м. Основная причина такого отличия заключается, повидимому, в том, что электронно-ядерный ливень затухает медленнее из-за большого пробега ядерно-активных частиц. По существу мы имеем несколько электронно-фотонных ливней, возникших на разной глубине в атмосфере. Ливни, возникшие близко от поверхности Земли, уже не могут внести существенного вклада на больших расстояниях от оси ливня, а только на малых. Кроме того, углы разлета ядерно-активных частиц в среднем больше, чем у электронов.

Пространственное распределение потока черенковского света для гамма-ливней и р-ливней (так для краткости мы будем в дальнейшем называть электронно-фотонные и электронно-ядерные ливни) представлено на рис. 4. Как видно из рис. 4, плотность светового потока гамма-ливней практически не меняется до расстояния, примерно, 120 м от оси ливня, а затем круто падает. Более монотонно падает плотность светового потока у р-ливней. Такой ход является естественным следствием высотного хода эмиссии черенковского света (рис. 3).

Следует отметить, что на практике мы не можем регистрировать полное излучение черенковского света. Дело в том, что для поиска источников гамма-излучения естественно стремление к возможно более низкому энергетическому порогу, а также к более точному определению направления на источник. Для достижения более низкого порога мы вынуждены уменьшать телесный угол приемника света, чтобы уменьшить флуктуации анодного тока, связанного со свечением ночного

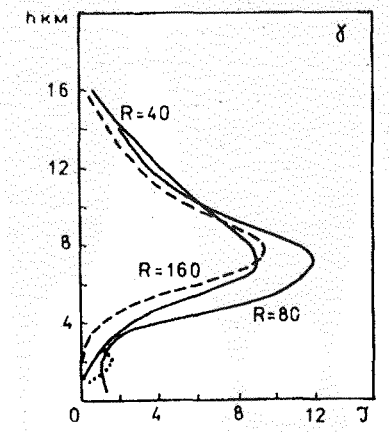


Рис. 2. Зависимость потока черенковского света от электронно-фотонного ливня (в условных ед.) от высоты, на которой находятся испускающие его электроны. R – прицельный параметр в метрах. Энергия первичного гамма-кванта 10^{12} эВ.

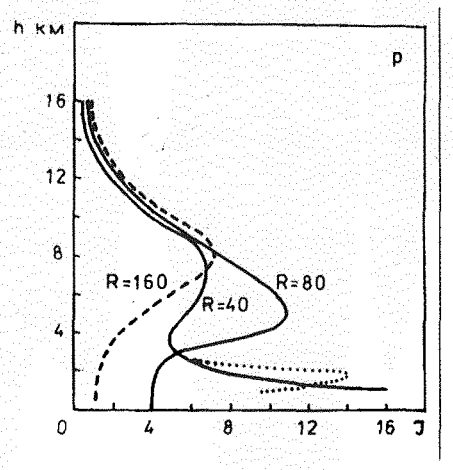


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но для ливня от первичного протона с энергией $1.5 \cdot 10^{12}$ эВ.

неба. В этом плане оптимальное поле зрения определяется из максимума отношения сигнал/шум, где под сигналом разумеется амплитуда импульса, вызванного черенковской вспышкой, а шум определяется как амплитуда флуктуации от ночного неба.

Попутно отметим, во избежании недоразумений в дальнейшем, что фон ночного неба связан не только с излучением звезд, но, в основном, со свечением верхних слоев атмосферы. Расчеты показывают, что при таком подходе оптимальным углом является угол раствора конуса в $0^\circ\!.25$. Однако, направление на источник черенковского излучения или, по крайней мере, на максимум черенковского свечения, не совпадает с направлением движения первичного кванта или частицы. Это понятно, так как, по существу, происходит регистрация светящегося столба частиц, которые к тому же излучают только в узком световом конусе. Вид этого столба существенно зависит от расстояния до его оси. По мере удаления от него он становится более вытянутым и к тому же смещается направление на максимум свечения.

Таким образом, если мы добиваемся минимального порога регистрации вспышек, то теряем в эффективной площади регистрации. Речь идет здесь, конечно, о направленном потоке. Расчеты, показывающие как меняется число регистрируемых ливней в зависимости от угла приемного ко-

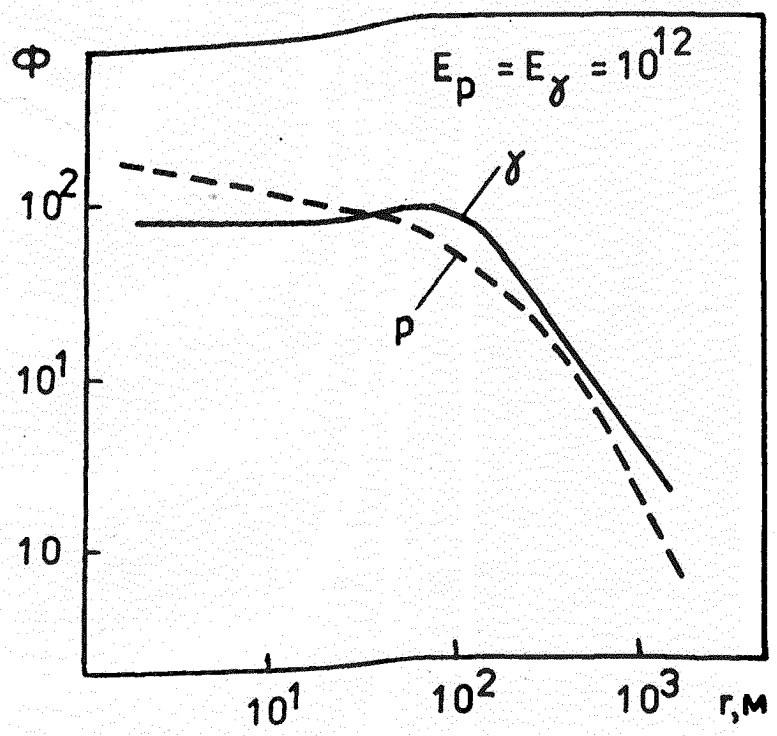


Рис. 4. Зависимость полного потока черенковского света Ф от расстояния до оси ливня для первичного протона и гамма-кванта с энергией 10^{12} эВ. Ф – дано в кв. $м^{-2}$

нуса, представлены на рис. 5 а и б (Stepanian et al. 1975). На рис. 5а представлена зависимость для направленного потока гамма-квантов, а на рис. 5б – для изотропного фона космических лучей. Как видно, однозначного ответа на вопрос об оптимальном угле приемного конуса нет. Многое зависит от вида энергетического спектра гамма-квантов. Все эти расчеты относятся к случаю, когда в фокальной плоскости расположен один фотоумножитель. Применение нескольких ФЭУ существенно изменяет ситуацию. Но об этих детекторах мы будем говорить ниже подробно.

Длительность черенковской вспышки расчитывалась в ряде работ (Rieke 1969; Castagnoli et al. 1972). Экспериментальных измерений для вспышек от частиц с энергией 10^{12} эВ не проводилось, есть только данные для энергии 10^{15} эВ (Bosia et al. 1972). Для этой энергии длительность вспышек $\approx$ 20–30 нсек, а для 10^{11} эВ она равна 3–5 нсек. Следует отметить, что эти значения справедливы при расстояниях до оси ливня не более (100–120) м. При удалении от оси ливня длительность вспышки существенно увеличивается.

Как уже отмечалось выше, энергетический порог регистрируемых вспышек определяется флуктуациями анодного тока фотоумножителя. При прочих равных условиях среднеквадратичная флуктуация пропорциональна $\sqrt{\tau}$, где τ – время интегрирования фотоумножителя. Поэтому для получения максимального отношения сигнал/шум, где сигнал – это амплитуда черенковской вспышки, а шум – это флуктуация анодного тока ФЭУ, необходимо применять быстрые фотоумножители, с длительностью одноэлектронного импульса на полувысоте 5 нсек. Сразу же отметим, что для получения максимального отношения сигнал/шум необходимо, чтобы не только фотоумножители обладали хорошими частотными характеристиками, но и усилительный тракт электроники не ухудшал его заметно. Для этого полоса усилителя, если он применяется, должна быть не менее 100–150 Мгц

Сразу же хочется обратить внимание, что вспышки черенковского света от гамма-ливней или р-ливней, удаленных от детектора на расстояние более 100 метров (это расстояние называется

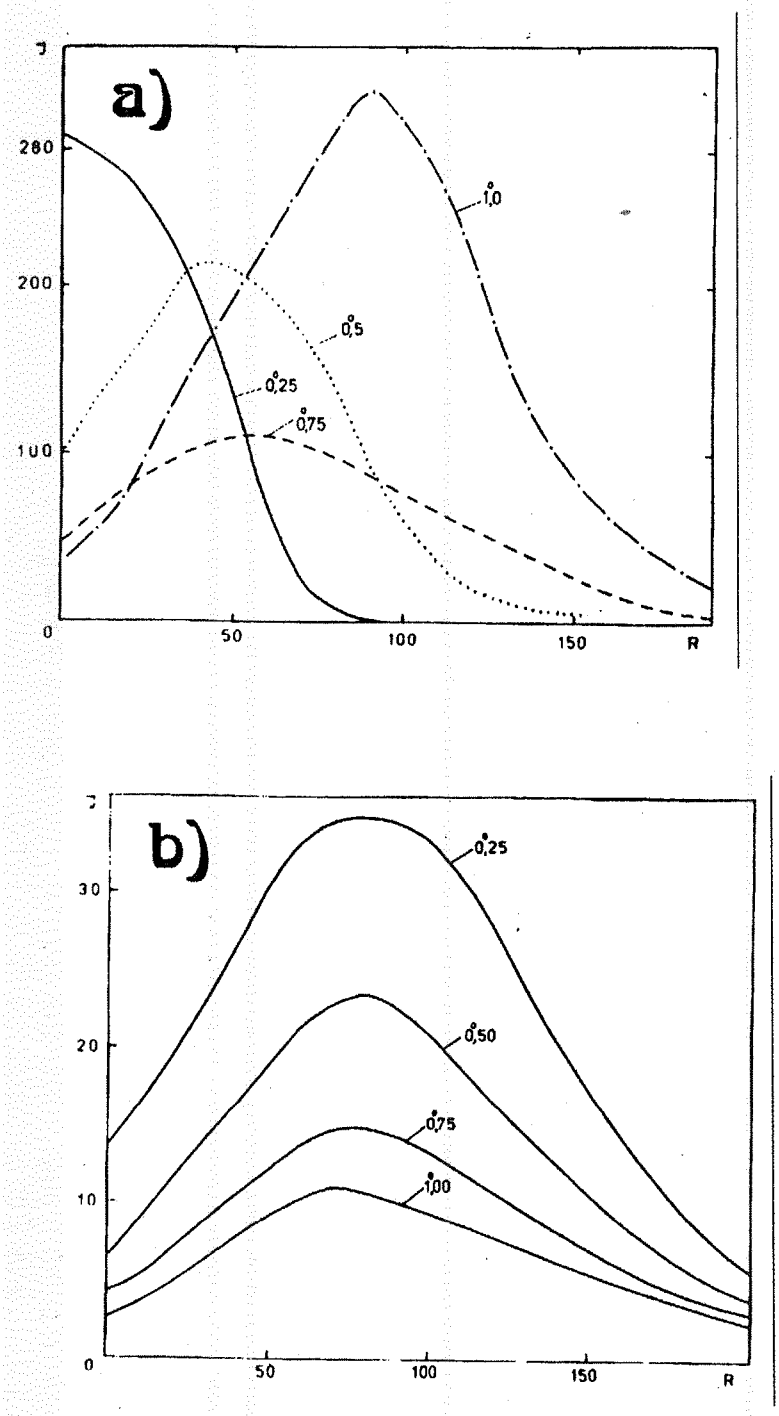


Рис. 5. На рис. a зависимость плотности числа регистрируемых ливней I от прицельного параметра R (в м) для ливней от гамма-квантов при различных углах раствора приемного конуса. Ливни параллельны оси телескопа. $I = \Delta N/\Delta R$, где ΔN – число регистрируемых (выше порога) ливней с прицельным параметром от R до $R + \Delta R$. Средняя энергия ливня приблизительно 10^{12} эВ. На рис. b то же, что и на рис. a, но для изотропного потока ливней, образованных протонами, при том же значении радиотехнического порога.

прицельным параметром), будут регистрироваться с меньшей эффективностью из-за большей длительности импульса.

Как мы видим, пороговая энергия регистрируемых вспышек зависит от прицельного параметра ливня по нескольким причинам. Во-первых, из-за зависимости потока черенковского света от прицельного параметра. Во-вторых, из-за зависимости этой зависимости от телесного угла приемника. В-третьих, из-за различия этой зависимости для электроники с разной полосой усилительного тракта. Мы уже не говорим о том, что все эти зависимости, во-первых, различны для гамма-ливней и р-ливней, во-вторых, по разному зависят от зенитного расстояния. В итоге вопрос о пороговой энергии регистрируемых ливней становится весьма трудной проблемой, да и к тому же неблагодарной. Неудивительно, что большинство специалистов оценивает эффективную пороговую энергию с точностью до коэффициента 2.

Нам также хотелось бы сказать несколько слов о различии спектральных характеристик черенковского излучения гамма-ливней и р-ливней. Основой этого различия также является различие высотного хода развития ливней. Естественно, что спектральное распределение черенковского свечения электронов как гамма-ливней, так и р-ливней одно и то же. Но из-за различия высот генерации свет по разному поглощается. Осооенно существенно это сказывается на крайней ультрафиолетовой области от 200 нм до 300 нм. На рис. 6 показаны спектры черенковского свечения для гамма-ливней и р-ливней. Если применить для регистрации черенковских вспышек фотоумножители, чувствительные к области 200–300 нм, то получаемые с их помощью данные можно пытаться использовать для разделения гамма-ливней и р-ливней, что и было предложено в (Stepanian et al. 1983). Такая аппаратура имеется на установке ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории. В последнее время в Крымской астрофизической обсерватории получены предварительные данные об эффективности применения детекторов ультрафиолетового излучения. Показано, что применение этого метода может повысить эффективность разделения гамма-ливней и р-ливней в 1.6 раза.

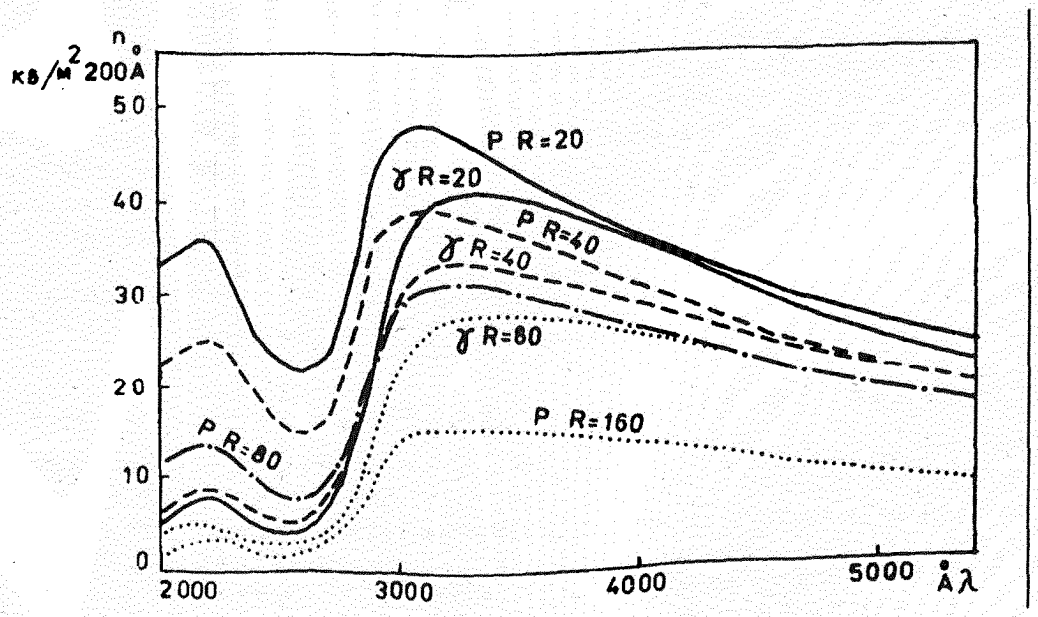


Рис. 6. Полная спектральная плотность фотонов и для ливней с энергией 10^{12} эВ, образованных гамма-квантами (γ) и протонами (p) на различных прицельных параметрах R (в м).

Очевидно, что с ростом зенитного расстояния вклад ультрафиолетового излучения будет существенно падать и его регистрация не будет эффективной. То же самое можно сказать и о больших прицельных параметрах.

3.2 Приемники черенковского света

В качестве приемника черенковского света, как мы уже упоминали, используются фотоумножители. В настоящее время этот тип приемника для черенковских вспышек находится вне конкуренции. Он обладает подходящим быстродействием, имеет подходящие спектральные характеристики, обладает подходящими размерами фотокатода и достаточным коэффициентом усиления. Сразу же отметим, что для обеспечения достаточного усиления необходимо иметь ФЭУ с 14-ю или 13-ю каскадами усиления, т.е. динодами. Но в этом случае анодные токи, вызванные свечением ночного света, могут оказаться больше предельно-допустимого для данного типа ФЭУ. У некоторых ФЭУ коэффициенты усиления динодной системы оказываются нестабильными во времени при больших анодных токах. Поэтому приходится снижать коэффициент усиления ФЭУ и применять электронный линейный усилитель. Фотоумножитель вместе с оптической системой направляется в ту или иную часть неба, а стало быть, меняет свою ориентацию относительно магнитного поля земли. Поэтому важно, чтобы коэффициент усиления ФЭУ не зависел от ориентации его в магнитном поле. К сожалению, фотоумножители, выпускаемые в СССР, как правило, не защищены от действия магнитного поля. В этом случае возникает необходимость защищать ФЭУ от внешнего магнитного поля магнитным экраном. Влияние магнитного поля на ФЭУ сказывается не только на коэффициенте усиления, но и на задержке импульса и его временных характеристиках. В дополнение ко всему оно сказывается по разному при разных положениях ФЭУ относительно его оси.

3.3 Оптические системы для детекторов черенковских вспышек 1-го поколения

Сразу же оговоримся, что мы понимаем под детекторами 1-го поколения такие приемники, которые не строят изображения черенковских вспышек. Это, как правило, параболические зеркала или многозеркальные концентраторы света, размер изображения точки у которых сравним с размером изображения черенковской вспышки. Обсуждая характеристики черенковского излучения гамма- и р-ливней, мы не обсуждали вопрос об угловых его характеристиках. Было лишь упомянуто, что оптимальным значением с точки зрения максимума отношения сигнал/шум является угол приемного конуса с полушириной $0^\circ\!.25$ при идеальной оптической системе.

Отсюда следует, что для эффективного использования оптической системы изображение точки должно быть менее $0^\circ\!.25$. Сразу же отметим, что в подавляющем большинстве случаев использовавшиеся зеркала не отвечали этим требованиям. При $D/f = 0.4$ угловой размер комы сравним с угловым размером приемного конуса, наименьший из которых составлял $0^\circ\!.5$. Достаточно хорошие в этом смысле изображения получались при применении составных зеркал.

Первая такая система появилась в США, в Смитсонианской обсерватории, где было изготовлено 10-метровое составное зеркало. Эффективный размер изображения точечного источника $\approx 0^\circ\!.2$.

3.4 Электроника для гамма телескопа 1-го поколения

По большей части основной задачей электроники в гамм-телескопах 1-го поколения была регистрация скорости счета черенковских вспышек или регистрация времени прихода каждой вспышки. Регистрация времени прихода вспышки была внедрена после открытия пульсаров. Знание периодов пульсаров облегчило поиск источников гамма-квантов сверхвысоких энергий. Оказалось целесообразным применить метод непрерывного слежения за подозреваемыми объектами. Выделение потока гамма-квантов проводилось на основании анализа фазовой гистограммы распределения времени черенковских вспышек. Это, во-первых, дало возможность увеличить время наблюдения объекта, так как уже не нужно регистрировать отдельно фон космических лучей, во-вторых, позволило обнаруживать, благодаря фазовой гистограмме, более слабые потоки, и, в-третьих, давало в случае обнаружения потока гамма-квантов, возможность отождествлять их источник с пульсаром по совпадению периодов.

Блок-схема типичного детектора изображена на рис. 7. Здесь, кроме регистрирующего тракта, состоящего из усилителя, дискриминатора и счетчика, имеется блок времени, проверяемый по

сигналам радиостанций, а также система стабилизации коэффициента усиления фотоумножителя. Остановимся на ней подробнее.

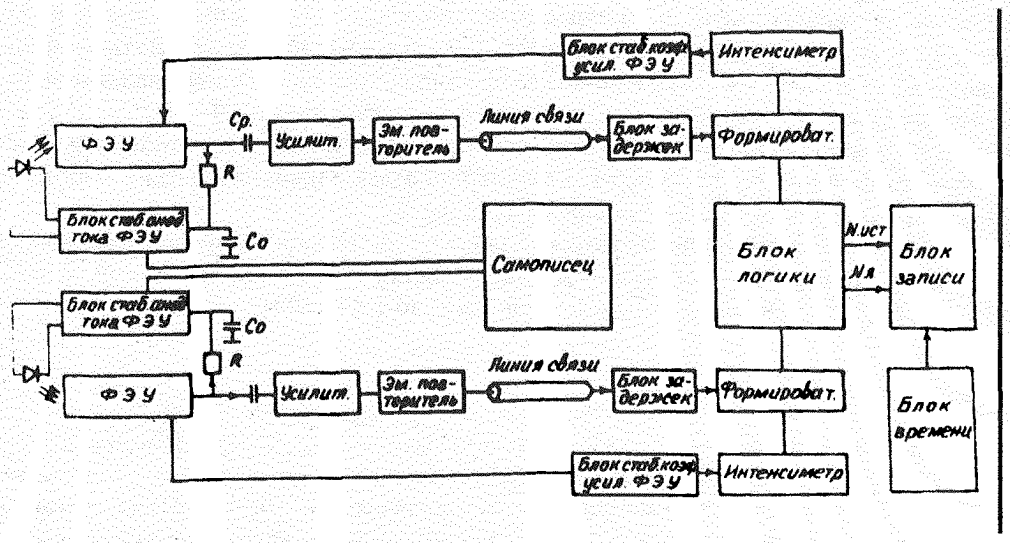


Рис. 7. Блок-схема электроники детектора черенковских вспышек 1-го поколения.

Первыми стабилизацию анодного тока ФЭУ применили Джелли и Галбрейт. Они использовали с этой целью лампочку накаливания, включенную в цепь обратной связи усилителя анодного тока. В экспериментах группы Чудакова стабилизация анодного тока практически не применялась. В работе (Chudakov et al. 1964) был дан анализ влияния стабильности анодного тока на скорость счета черенковских вспышек. Показано, что скорость счета черенковских вспышек меняется даже в том случае, если не идет регистрация флуктуаций анодного тока. В этом случае флуктуации складываются с черенковской вспышкой, что приводит как бы к изменению порога регистрации. Хотя в среднем флуктуации в положительную и отрицательную сторону одинаковы, частота появления черенковских вспышек малой амплитуды выше, чем большой. В результате, скорость счета вспышек оказывается выше, чем при отсутствии флуктуаций, и чем больше флуктуации, тем ниже эффективный порог и выше скорость счета. Хотя величина этого эффекта и не велика, но и требования на стабильность эффективного порога при наблюдениях методом сканирования достаточно высоки. И если изменения прозрачности неба, также приводящие к изменению скорости счета, хаотичны по времени, изменения яркости ночного неба, связанные с относительно яркими звездами, дают систематический эффект, знак которого зависит от положения звезды относительно наблюдаемого источника. Конечно, этот эффект не играет принципиальной роли при других методах, не использующих сравнение скорости счета в двух участках неба.

Стабилизация анодного тока ФЭУ еще не означает стабилизации флуктуаций анодного тока. Дело в том, что коэффициент усиления фотоумножителей, как известно, изменяется со временем и тем быстрее, чем больше анодный ток. Причина этого эффекта – падение коэффициента вторичной эмиссии динодов. Особенно велик этот эффект у ФЭУ с SbCs-ым покрытием динодов, значительно меньше у сплавных динодов. Поэтому, если анодный ток стабилен и достаточно стабилен источник высокого напряжения, питающего ФЭУ, то из-за уменьшения коэффициента усиления будет расти ток катода I_k за счет увеличения яркости подсвечивающей лампочки. А так как флуктуации анодного тока пропорциональны $\sqrt{I_k}$ и коэффициенту усиления k, то поскольку анодный ток $I_a = I_k k = const = a$, флуктуации анодного тока $\sim \sqrt{I_k}k = \sqrt{a/k}k = \sqrt{ak} = \sqrt{a^2/I_k}$. Иначе говоря, изменяется коэффициент усиления ФЭУ, а с ним и порог регистрируемых ливней. А это приводит к изменению скорости счета ливней.

Чтобы избежать изменения эффективного порога регистрации, в аппаратуре Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, была применена система двойной стабилизации (Stepanian et al. 1975). Кроме цепи стабилизации анодного тока, применялись системы стабилизации амплитуды флуктуации. В аппаратуре КрАО на совпадения были включены две пары детекторов. Порог каждого детектора устанавливался таким образом, чтобы частота случайных совпадений составляла, примерно, 0.1 от частоты черенковских вспышек. В этом случае частота срабатываний порогового устройства равнялась 3000 сек$^{-1}$. Цифро-аналоговый преобразователь включался в цепь обратной связи и управлял высоким напряжением, меняя коэффициент усиления ФЭУ.

Наличие двух различных цепей обратной связи приводило к тому, что стабилизировались и ток фотокатода, и коэффициент усиления, т.е. стабилизировался радиотехнический порог детекторов. Вариации радиотехнического порога не превышали 0.1%.

В современных детекторах используются стандарты частоты и времени, обладающие большой стабильностью и проверяемых по сигналам радиостанций и телевизионной сети. Время прихода импульса регистрируется в памяти ЭВМ с точностью до 1 или 10 мксек.

3.5 Управление телескопом

При наблюдении методом сканирования телескопическая система детекторов черенковских вспышек должна обладать датчиком положения, связанным либо с зенитом, в случае азимутальной монтировки, либо с осью вращения Земли в случае параллактической установки. Установка детекторов в заданное положение может производиться самыми различными способами: от ручного до с помощью ЭВМ. В случае непрерывного слежения за объектом применяется часовое движение для параллактических установок. Сложнее дело обстоит в случае управления азимутальными установками. В этом случае обойтись без ЭВМ практически невозможно, так как необходимы громоздкие вычисления для преобразования экваториальных координат в азимутальные. Точность, с которой должны наводиться установки, как правило, порядка $0\overset{\circ}{.}1 \div 0\overset{\circ}{.}2$.

4 Методы наблюдений

Мы уже говорили о наблюдениях методом сканирования. В этом методе детекторы наводятся в определенную точку, через которую в рассчитанное время пройдет наблюдаемый объект. При этом, как правило, стремятся наводить детектор таким образом, чтобы источник находился в поле зрения детектора 1/3 времени, а фон наблюдался как до, так и после источника. После этого детектор наводится в следующую точку с учетом времени, необходимого для установки его в новое положение. Метод сканирования имеет то преимущество, что наблюдения ведутся при фиксированном зенитном угле, но он не свободен от влияния вариации прозрачности атмосферы. Отметим также, что в этом методе источник находится в поле зрения детектора примерно 1/4 времени наблюдений.

С целью сведения эффекта вариации прозрачности к минимуму в установке КрАО применялась система с таким расчетом, чтобы когда одна пара детекторов была наведена на наблюдаемый источник, другая – регистрировала бы фон. Нетрудно показать, что в этом случае вариации прозрачности дадут на разных парах эффект противоположного знака, а средний по двум парам детекторов эффект будет равен нулю.

Метод постоянного слежения за объектом нашел широкое применение после обнаружения пульсаров. Он очень удобен, если установка параллактическая и имеет часовое ведение. О преимуществах этого метода уже говорилось выше. Отметим только, что при построении фазовой диаграммы моментов прихода черенковских импульсов с известным периодом (световой кривой) необходимо время регистрации исправлять на движение Земли вокруг Солнца и оси вращения, т.е. говоря другими словами, приводить к барицентрическому. Большое значение для выявления направленного потока гамма-квантов от пульсара имеет характер световой кривой, который, вообще говоря, заранее не известен.Дело в том, что достоверность обнаружения пика на фазовой кривой зависит от применяемого метода. Если пик занимает, грубо говоря, половину периода, то целесообразно

применять критерий Релея, если пик относительно узкий – критерий Пирсона. Более подробно о применении критериев при анализе фазовых гистограмм можно прочитать в работах (Protheroe 1985; Zyskin 1992).

Метод наблюдений, впервые применявшийся на установке Смитсонианской обсерватории, включает в себя элементы обоих описанных выше методов. В фокальной плоскости телескопа помещалось два приемника – фотоумножителя, располагавшихся симметрично по обе стороны от оптической оси. Аберрации при этом существенно не изменялись.Во время наблюдений один из приемников направлялся на исследуемый объект, другой – регистрировал фон при тех же зенитных углах. Через какой-то интервал времени детекторы меняются ролями. Этот метод авторы назвали Т-модой. Достоинством метода является то, что он исключает временные вариации, так как и источник и фон наблюдаются одновременно. Постоянное слежение за объектом позволяет проводить фазовый анализ при наблюдении пульсаров. Отметим сразу, что этот метод пригоден лишь для азимутальных установок. Кроме того, он трубует высокой стабильности радиотехнических порогов обоих детекторов.

5 Эффективная площадь и пороговая энергия.

Выше мы уже говорили, что пороговая энергия регистрируемых ливней существенно зависит от угла приемного конуса и от расстояния от оси ливня до детектора. Поэтому получается, что площадь, с которой регистрируются черенковские ливни, меняется с энергией ливня. Число регистрируемых гамма-ливней $N_\gamma(\Omega) = \int_0^\infty 2\pi R F(> E_R, R) dR$, где Ω телесный угол приемного конуса детектора, R – расстояние до оси ливня. На рис. 5а нами уже была представлена зависимость $\Delta N/\Delta R$, т.е. фактически функция $R \cdot F(> E_R, \Omega)$. Из рис. 5а видно, что большая часть регистрируемого направленного потока находится на расстоянии 50–140 м от детектора. Зависимость пороговой энергии для какой-либо установки носит весьма условный характер. Она жестко связана с эффективной площадью регистрации. Можно написать следующее выражение: $N(\Omega) = \int_0^\infty 2\pi R F(> E_R, \Omega) dR = S_{эф} F_{пор}$, но дать независимое определение $S_{эф}$ или $F_{пор}$ невозможно. Конечно, с расстоянием функция $F(> E_R, \Omega)$ падает, но где поставить предел значению параметра R – неясно. $N(\Omega)$ можно безусловно определить из расчетов для направленного потока гамма-квантов или из эксперимента для космических лучей, но $S_{эф}$ и $F_{пор}$ больше никакими соотношениями не связано. Этим и объясняется в значительной мере разброс значений пороговой энергии и эффективной площади, которую приводят различные авторы для практически одинаковых установок.

Повидимому, имеет смысл условиться о принципе, по которому определяется эффективная площадь. Например, считать, что $S_{эф} = \pi R_0^2$, где R_0 – соответствует расстоянию, до которого регистрируется половина, или две трети, или 95 % всех ливней. Тогда автоматически получит определение и пороговая энергия для космических лучей. А пока, как правило, каждый автор определяет и эффективную площадь и пороговую энергию произвольным способом.

6 Телескопы 2-го поколения

Основной проблемой, присущей методу регистрации черенковских вспышек, является проблема отделения вспышек, вызванных гамма-квантами, от вспышек вызванных заряженными частицами сверхвысокой энергии. Строго говоря, сам факт регистрации избыточного по сравнению с фоном числа вспышек не может дать информацию о природе частиц, давших избыточный поток. Кроме того, при регистрация фона космических лучей возникают флуктуации скорости счета, препятствующие обнаружению слабых потоков.

Первая попытка дискриминации фона космических лучей была проведена Гриндли при наблюдениях в Австралии на 2-х 7-метровых зеркалах. Детекторы были раздвинуты на расстояние 120 метров, а в их фокальной плоскости установлено по два приемника-фотоумножителя с таким расчетом, чтобы одна пара фотоумножителей, включенных на совпадения, регистрировала черенковский свет, возникающий на большой высоте в максимуме ливня, а другая пара, также включенная на

совпадения, с небольшой высоты – (2–3) км. По замыслу автора сигнал на второй паре фотоумножителей будет возникать только от мюонов, генерированных в широком атмосферном ливне. Если исключать события, когда совпадения регистрируются в обеих парах детекторов, то тем самым будут исключаться р-ливни.

В действительности, конечно, дело обстоит гораздо сложнее: соотношение сигналов существенно зависит от расстояния оси до детекторов и от угла между осью оптической системы и ливня. Тем не менее автору удалось, применяя этот метод, отсечь половину р-ливней, что привело к существенному увеличению статистической надежности обнаружения потока гамма-квантов от радиогалактики Cen A.

В 1977 г. появилась работа Уикеса и Тэрвера (Weekes & Turver 1977), где было предложено создать телескопическую систему из двух 10-м зеркал. В фокальной плоскости предлагалось расположить 19 или 37 фотоумножителей. Определение амплитуд сигналов от каждой ячейки дает возможность найти направление вытянутости изображения вспышки. По двум изображениям вспышек, в принципе, можно найти местоположение оси и ее направление. Таким образом можно существенно снизить фон ливней от заряженных частиц, а стало быть, повысить чувствительность к потоку гамма-квантов.

В 1983 году была опубликована работа группы авторов Крымской астрофизической обсерватории (Stepanian et al. 1983), в которой рассматривалась возможность уменьшения фона регистрируемых ливней от космических лучей по двум параметрам: эффективному размеру и отношению амплитуды черенковской вспышки в ультрафиолетовой области (200–300) нм к амплитуде в видимой области. Без учета флуктуаций параметров получалось, что можно уменьшить фон на два порядка.

Позднее разработка метода отсечения фона космических лучей с помощью многоэлементной приемной камеры велись одновременно как в коллаборации обсерватории Уиппла (США), так и в КрАО. Вопрос об отделении фона космических лучей от гамма-квантов по изображениям черенковских вспышек достаточно сложный и заслуживает отдельного рассмотрения. Мы здесь ограничимся сообщением о том, что применение критериев отбора, разработанных коллаборацией Уиппла, к наблюдениям Крабовидной туманности показало, что отношение потока регистрируемых гамма-квантов и флуктуациям потока от заряженных частиц увеличивается в 3–5 раз. Здесь имеется ввиду использование одного телескопа. По расчетам группы КрАО (Zyskin & Kornienko 1989) это отношение можно увеличить еще в 2–3 раза. Позднее, правда, Зыскиным (Zyskin 1989), был найден критерий, позволяющий увеличить и это отношение. Резюмируя, можно сказать, что главной особенностью телескопов 2-гопоколения должна быть их способность строить изображения черенковских вспышек в цифровом виде, пригодном для дальнейшей обработки и определения параметров вспышки. Естественно, чем ближе будет измеренное изображение к истинному, тем больше у нас шансов отделить гамма-ливни от р-ливней.

Самым важным в аппаратуре для построения изображения является приемная камера. Два размера являются основными для характеристики камеры: общий размер поля приемника и размер одной ячейки приемника. Рассмотрим отдельно эти вопросы (подробности описаны Зыскиным (1987)). Увеличение углового размера приемного конуса детектора позволяет увеличить эффективную площадь регистрации направленного потока гамма-квантов. Повидимому, не имеет смысла делать угловой диаметр более 5°. Два обстоятельства могут поставить ограничение на этот угол.

1) Это аберрации оптической системы. У любой оптической системы они растут с отклонением от оптической оси. Абсолютная величина аберрации зависит от светосилы телескопа D/f, где D – диаметр системы, а f – фокусное расстояние, а для многозеркальной системы – и от размера одного элемента. Если размер изображения бесконечно удаленной точки на краю поля сравнивается с размером черенковской вспышки (а это $\approx 0\overset{\circ}{.}4$), то увеличение размера поля зрения теряет смысл.

2) Второе обстоятельство – чисто техническое. С увеличением поля зрения возрастает число приемников излучения, а вслед за этим и объем электронной аппаратуры. Усложняются вопросы калибровки и выравнивания коэффициентов усиления.

Уменьшение размера ячейки, вообще говоря, приближает измеряемое распределение яркости к истинной. Но здесь также имеются обстоятельства, ставящие предел на это уменьшение.

Первое обстоятельство связано с энергетическим порогом регистрируемых ливней. Мы уже

выше говорили о том, что отношение сигнал/шум, т.е. отношение амплитуды черенковской вспышки к флуктуациям яркости ночного неба (точнее тока катода) меняется с изменением угла приемного конуса. Было отмечено, что оптимальное отношение достигается при угле 0°.25, но при этом уменьшается эффективная площадь регистрации. Но так дело обстоит с детекторами 1-го поколения. В детекторах 2-го поколения эффективная площадь регистрации определяется общим полем зрения приемника, а энергетический порог – полем зрения одного фотоумножителя. Поэтому поле зрения одного ФЭУ не влияет на эффективную площадь регистрации ливней. В настоящее время нами опубликованы результаты расчетов, которые дают возможность определять оптимальное значение углового размера ячейки с ФЭУ (Zyskin et al. 1993). Показано, что оптимальный размер ячейки равен, примерно, 0°.25, а оптимальный размер поля 3–4 градуса.

Второе обстоятельство связано с неоднородностью звездного поля ночного неба. Дело в том, что каждому телесному углу соответствует определенная величина яркости ночного неба. Так, углу раствора 1° соответствует +4 звездной величины. Это значит, что если в поле зрения приемника попадает звезда +4 величины, то грубо говоря, ток катода возрастает вдвое. Угол 0°.25 будет уже соответствовать +7 зв. величина и т.д. В этом случае ток катода возрастает в 2 раза, если в поле зрения ФЭУ попадает звезда +7 величины. К чему это приведет? К тому, что флуктуации тока катода возрастут и, как следствие, возрастает число шумовых импульсов выше порога и число случайных совпадений. Как часто это будет происходить? Для поля зрения 1°, например, 4-кратное возрастание тока катода возможно лишь при попадании звезды +3 величины. Таких звезд на небе сотни, а звезд +7 величины – десятки тысяч. Избежать попадания звезды в поле зрения ФЭУ станет трудно. Третье обстоятельство связано с качеством оптической системы. Если угловой размер изображения точки в фокальной плоскости равен α, то естественно, не имеет смысла делать поле зрения одного ФЭУ меньше. В этом случае оптимальный с точки зрения энергетического порога угол приемного конуса одного ФЭУ будет больше α.

В установке обсерватории Уиппла до последнего времени угол приемного конуса одного ФЭУ равнялся 0°.25. По данным коллаборации размер изображения точки 0°.15. В установке КрАО размер поля одного ФЭУ – 0°.4. Этот размер не является оптимальным, но близок к нему. И наконец, четвертое обстоятельство – это технические трудности, возникающие при большом числе каналов. Большой объем электронной аппаратуры увеличивает вероятность появления неисправностей.

Теперь мы хотим коснуться вопроса об эффективности использования светового потока. Речь идет вот о чем. Располагаемые в фокальной плоскости оптической системы фотоумножители не могут использовать весь свет черенковской вспышки. Во-первых, диаметр рабочей площади фотокатода всегда меньше диаметра ФЭУ. Во-вторых, круглые фотоумножители не могут занять всю фокальную площадь. На практике получается, что около половины черенковского излучения, отраженного от зеркал, не попадает на фотокатоды.

В установке КрАО приняты меры для более эффективного использования света. Для этого каждый ФЭУ посажен на оптический контакт со световодом из оргстекла, имеющим коническую форму. Передние концы световодов смыкаются, образуя сплошную плоскость. Применение световодов позволяет существенно увеличить коэффициент использования светового потока и довести его до 80–90 %. Кроме того, более равномерное использование светового потока дает возможность избежать искажений параметров черенковской вспышки, которые неизбежны при анализе "пятнистого" изображения.

Размер изображения черенковской вспышки. Выше мы неоднократно пользовались понятием углового размера вспышки. Однако, это понятие нуждается в определении. Распределение яркости во вспышке носит сложный характер и не может быть представлено в виде аналитической функции. К тому же вид распределения существенно меняется с расстоянием до оси ливня. Поэтому размер ливня нужно рассматривать как интегральный параметр углового распределения. Большинство авторов вычисляет средний квадрат распределения. В декартовой системе координат x, y:

$$\overline{y} = \frac{\sum_i I_i(x_i, y_i) y_i}{\sum_i I_i}, \quad \overline{x} = \frac{\sum_i I_i(x_i, y_i) x_i}{\sum_i I_i},$$

$$\sigma_y^2 = \frac{\sum_i (y_i - \overline{y})^2 I_i(x_i, y_i)}{\sum_i I_i}, \quad \sigma_x^2 = \frac{\sum_i (x_i - \overline{x})^2 I_i(x_i, y_i)}{\sum_i I_i},$$

где $I_i(x_i, y_i)$ – амплитуда сигнала в i-ой ячейке. Принято, однако, использовать в качестве размеров два параметра: размер по большой оси эллипсоида $a = \max(\sigma_x; \sigma_y)$ при повороте осей координат и $b = \min(\sigma_x; \sigma_y)$ в том же положении. В теории интегралы можно распространить от – $-\infty$ до ∞, однако, на практике пользоваться приходится несколько иной величиной. И дело не только в том, что угловой размер детектора ограничен. Дело в том, что в гамма-астрономии исследователи стремятся к регистрации вспышек наименьшей энергии. Но в этом случае лишь в максимуме распределения яркости амплитуда вспышки существенно больше флуктуаций яркости ночного неба. В крыльях распределения яркость вспышки сравнима с яркостью ночного неба и даже меньше. Методика регистрации вспышек с помощью аналого-цифрового преобразования такова, что во-первых, значения амплитуд в начальной части характеристики ненадежны, во-вторых, они всегда положительны. Поэтому расширение пределов интегрирования по обеим координатам может только привести к тому, что значение среднего квадрата будет завышено и притом на неопределенную, флуктуирующую величину.

Чтобы этого не происходило, пределы интегрирования ограничивают областью, где значение яркости выше некоторой величины, таким образом, чтобы флуктуации ночного неба не влияли на значения вычисляемых параметров.

Основные элементы электроники. Электронику детекторов черенковских вспышек можно схематически разбить на несколько блоков:

а) блок регистрации сигналов;

б) блок регулирования параметров ФЭУ;

в) система калибровки;

г) блок питания;

д) блок регистрации времени прихода черенковских вспышек;

е) блок управления телескопами;

ж) блок памяти и управления всем телескопом: ЭВМ.

Нам представляется нецелесообразным приводить описание конкретных схем электроники и мы ограничимся лишь некоторыми общими замечаниями.

Применяемые в качестве детекторов света фотоумножители могут в принципе, обеспечить усиление сигнала от черенковской вспышки до величины, достаточной для регистрации и преобразования в код. Однако, как уже отмечалось выше, в зависимости от площади светособирающей оптики и телесного угла приемного конуса ток анода, связанный со свечением ночного неба, может оказаться больше предельно допустимого для данного типа ФЭУ. В этом случае возникает необходимость уменьшить усиление ФЭУ и вводить высокочастотный линейный усилитель с полосой до 100–120 Мгтц.

Стабилизация коэффициента усиления ФЭУ и анодного тока, имеющая большое значение в детекторах 1-го поколения, не играет уже большой роли в детекторах 2-го поколения. Дело в том, что пороговая амплитуда сигнала в каждом канале в детекторах 2-гопоколения существенно выше, чем в детекторах 1-го поколения, потому, что в противном случае вклад флуктуации анодного тока в измеряемую амплитуду световой вспышки будет значителен, что приведет к искажению параметров вспышки. Кроме того, если в детекторах 1-го поколения допустимое число случайных совпадений может быть сравнимо с числом истинных, то в детекторах 2-го поколения это число должно быть меньше возможного вклада гамма-квантов в общее число регистрируемых вспышек, ибо мы пока не уверены, что можем отличить событие, вызванное случайным совпадением от события, вызванного гамма-квантом. Безусловно, применение системы стабилизации анодного тока, конечно, не повредит работе всей системы регистрации, хотя и усложняет аппаратуру.

Существенным дополнением к электронной системе является система калибровки. Чем вызвана ее необходимость и что она собой представляет? Очевидно, что для построения распределения яркости нам нужно знать коэффициент связи между амплитудой световой вспышки и значением кода

АЦП для каждого канала в отдельности. Точнее говоря, необходимо знать отношения коэффициентов связи между каналами. Эти величины легко находятся для электронной части аппаратуры с помощью генератора. Несколько сложнее дело обстоит с фотоумножителями. Для нахождения этого коэффициента необходимо подать на все ФЭУ световые вспышки одинаковой энергии. Строго говоря, желательно, чтобы спектр вспышки был близок к спектру черенковской вспышки в атмосфере. Практически это сделать трудно, однако, желательно чтобы эффективная длина волны излучения была близка к области максимальной квантовой эффективности фотокатода.

Калибровку необходимо производить, по крайней мере, через несколько часов работы, ибо параметры ФЭУ весьма изменчивы, особенно после включения. Кроме того, калибровка дает возможность получить данные о работе всего регистрирующего тракта.

Требования на блоки питания просты. Это – стабильность выходного напряжения и низкий уровень пульсаций. Эти требования для источников высокого напряжения выше, чем для источников низкого. Поскольку в детекторах 2-го поколения происходит регистрация и, в дальнейшем, анализ "изображения" каждой вспышки, необходима регистрация момента ее "прихода" Наибольшая точность времени прихода необходима при анализе данных наблюдений пульсаров. Так как при периоды обнаруженных пульсаров в некоторых случаях составляют миллисекунды, то желательно время "прихода" вспышек регистрировать с точностью до десятков мксек. Такую точность относительно легко обеспечить с помощью стандартов частоты и времени, проверяемых по телевизионной системе передачи точного времени.

Системы управления движением телескопов 2-го поколения, основаны на управлении с помощью ЭВМ и точных датчиков угла. Имеющиеся телескопы этого типа находятся на альтазимутальных монтировках, поэтому без ЭВМ и кодовых датчиков управление ими практически невозможно. ЭВМ позволяет применять самые различные способы наблюдений.

Применение ЭВМ на телескопах 2-го поколения обусловлено также необходимостью запоминания большого объема информации. Так, например, на установке обсерватории Уиппла, приемная камера состоит из 109 каналов регистрации амплитуд световых вспышек и канала регистрации времени. Частота регистрации 3 гц. За одну ночь накапливаются Мбайты информации. А на обсерватории Уиппла хороших безлунных ночей не менее сотни в год. Таким образом, без магнитной памяти обойтись практически невозможно. В процессе наблюдения ЭВМ обеспечивает ведение телескопа в нужном режиме. При этом происходит запись положения телескопа по азимуту и зенитному расстоянию, возможна также запись контрольных параметров, таких как анодные токи ФЭУ, скорость счета в каналах и т.п. Эти параметры важны при анализе качества полученного наблюдательного материала.

7 Конструкция телескопа

Первые телескопы состояли из небольшого параболического зеркала диаметром около метра и одного фотоумножителя, установленного в фокусе зеркала. При этом одна из осей вращения телескопа направлялась параллельно оси вращения Земли. Такие установки называются параллактическими. По одной оси у них отсчитывается часовой угол, а по другой – склонение. Такие системы очень удобны для наблюдений и не требуют сложных систем для своего управления. Пороговая энергия регистрируемых ливней при использовании даже нескольких зеркал всегда выше 10^{12} эВ. С развитием исследований в гамма-астрономии сверхвысоких энергий стали применяться зеркала большого диаметра, порядка 10 метров. В этом случае, ввиду конструктивных трудностей, одна из осей вращения телескопа устанавливалась вертикально, а другая – горизонтально. Управлять таким телескопом без ЭВМ, как мы уже отмечали, трудно. Но при современном состоянии вычислительной техники использование ЭВМ для управления телескопом не является сколько-нибудь серьезной проблемой. Имея зеркала диаметром 10 метров можно регистрировать вспышки от ливней с энергией первичной частицы или кванта в $2 \cdot 10^{11}$ эВ. Безусловно, представляет большой интерес регистрация вспышек от частиц, вернее, гамма-квантов с энергией несколько единиц на 10^{10} эВ. Как отмечалось в работе у Уикеса и Тэрвера (Weekes & Turver 1977), в этом случае существенно понижается фон

от р-ливней, так как плотность светового потока от гамма-ливней уменьшается приблизительно пропорционально энергии, а у р-ливней – в существенно большей степени.

Но для регистрации таких ливней нужны установки с диаметром зеркала ≈ 100 м, что является серьезной проблемой.

8 Заключение

В заключение хочется отметить, что метод регистрации черенковских вспышек в детекторах 2-го поколения еще нельзя считать окончательно разработанным. Отметим, некоторые проблемы. При наблюдении объекта Cyg X–3 в Смитсонианской обсерватории применение предложенных критериев не дало никакого эффекта. В то же время наличие направленного потока нейтральных частиц от этого объекта не вызывает сомнений. Возможны два варианта разрешения этой проблемы: первый – это неправильное применение критериев отбора, второй – это наличие в природе каких-то новых, неизвестных пока науке нейтральных частиц.

При наблюдении объекта Her X–1 совершенно четко наблюдается периодический сигнал. И опять применение критериев отбора не дает результата. Единственный объект, дающий результат при применении критериев отбора – это Крабовидная туманность. При этом оказалось, что поток гамма-квантов (как утверждают авторы) не пульсирует, а, стало быть, идет от туманности. В настоящее время уже получено подтверждение этого результата на ряде установок работающих на различных принципах.

Несмотря на все возникшие проблемы нам представляется, что телескопы 2-го поколения представляют собой новый шаг вперед в гамма-астрономии сверхвысоких энергий и можно ожидать в ближайшем будущем появления новых интересных результатов.

Литература

Bosia G., Castagnoli C., Maragnoli G., Navarra G., Raspolini G., Saavedra O., 1972, Nuovo Cim. **9B**, 177

Castagnoli C., Picchi P., Locci M.A., 1972, Nuovo Cim. **9B**, 213

Chudakov A.E., Dadikin V.L., Zatsepin V.I., Nesterova N.M., 1964, Proc. Lebedev Physical Institute **26**, 118

Cocconni G., 1960, Proc. Internat. Conf. Cosmic Rays, Moscow, Acad. Sci., Vol. **2**, 327

Clark G.W., Crarmire G.P., Kraushaar W.L., 1968, ApJ **153**, L203

Fichtel C.E., Kniffen D.A., Hartman R.C., 1973, ApJ **186**, L99

Galbraith W., Jelley J.V., 1953, Nat **171**, L349

Galbraith W., Jelley J.V., 1955, Journ. Atmospher. Terr. Phys. **6**, 250

Mayer-Hasselwander H.A., Bennett K., Bignami G.F. et al., 1982, A&A **105**, 164

Protheroe R.J., 1985, Proc. of the Workshop held at La Jolla, USA, August 23, 91

Punch et al. 1992, Nat **358**, 219

Rieke G.H., 1969, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report **301**

Shklovski I.S., 1953, SvA **30**, 15

Stepanian A.A., Vladimirsky B.M., Neshpor Yu.I., Fomin V.P., 1975, Izv. Crimskoi Astrophys. Obs. **53**, 29

Stepanian A.A., Fomin V.P., Vladimirsky B.M., 1983, Izv. Crimskoi Astrophys. Obs. **66**, 234

Thompson D.J. et al., 1993, ApJ Letters **415**, 13

Weekes T.C., Turver K.E., 1977, Proc. 12th ESLAB Symposium, Frascati, Italy, May 24–27, p. 279

Zyskin Yu.L., 1987, Izv. Crimskoi Astrophys. Obs. **77**, 179

Zyskin Yu.L., Kornienko V.P., 1989, Workshop on VHE Gamma-Ray Astronomy, Crimea, USSR, April 17–21, p. 143

Zyskin Yu.L., 1989, Workshop on VHE Gamma-Ray Astronomy, Crimea, USSR, April 17–21, p. 148

Zyskin Yu.L., 1992, Izv. Crimskoi Astrophys. Obs. **85**, 221

Zyskin Yu.L. et al., 1993, Proc. of the Internat. Workshop, Calgary, Canada, July 17–18, 219

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91, 74–105 (1994)

Принципы расчета и описание гамма-телескопа 2-го поколения ГТ-48.

Б.М. Владимирский, Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко, Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян, В.П. Фомин, В.Г. Шитов.

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 5 июля 1991 г.

Аннотация. В последнее время для наблюдения гамма-квантов сверхвысоких энергий методом регистрации черенковских вспышек начали применять гамма-телескопы, позволяющие детектировать изображения вспышек. Такая возможность достигается применением светособирающей оптики, обладающей большой светосилой и хорошим качеством изображения (изображение точки $< 0\overset{\circ}{.}1$). Для этого применяются составные зеркала. В качестве детектора используется многоканальная камера из фотоумножителей, позволяющая регистрировать атмосферные вспышки черенковского света. Основное внимание в статье обращено на принципы построения оптической системы, а также на вопросы связи между "истинным" и регистрируемым изображением вспышки.

Кратко описана система управления альт-азимутальной установки с помощью ЭВМ, а также некоторые особенности электронной аппаратуры. Освещены некоторые вопросы методики наблюдений и обработки данных.

DESIGN PRINCIPLES AND DESCRIPTION OF THE SECOND-GENERATION GAMMA-TELESCOPE GT-48, by *B.M. Vladimirsky, Yu.I. Zyskin, A.P. Kornienko, Yu.I. Neshpor, A.A. Stepanian, V.P. Fomin, V.G. Shitov.* Recently new type of gamma-telescopes with imaging camera are being used for the observations of the very high energy gamma-quanta through Cerenkov radiation generated by air showers initiated by them. This is possible owing to using the light collecting optics which possess a large area and have relatively good guality of Cerenkov flash images.

The main attention in this article is paid to the principal problems of optics construction, and also to the problem of connection between "real" image and detected one. The servosystem for the controlling altazimuthal mounting with the aid of computer and some specific features of the electronics are considered. Some problems of the observational methods and data treatment are also considered.

Ключевые слова: гамма-астрономия сверхвысоких энергий, аппаратура для регистраций.

1 Введение

Одним из важных аспектов астрофизики является вопрос происхождения космических лучей. Частицы космических лучей обладают огромными кинетическими энергиями вплоть до $E = 10^{21}$ эВ. Изучение космических лучей дает ценные сведения об электромагнитных полях в различных областях космического пространства. Первые данные о наличии частиц высокой энергии за пределами

Солнечной системы были получены с помощью методов радиоастрономии. Было обнаружено галактическое синхротронное радиоизлучение и дискретные его источники, такие, как оболочки сверхновых звезд, ядро Галактики, радиогалактики, квазары и др. Однако, следует отметить, что радиоизлучение исходит, по-видимому, не из компактных областей генерации частиц, а из областей большого объема и относительно слабого магнитного поля. Поэтому радиоастрономические методы не могут дать информацию о самом процессе ускорения. Кроме того, радиоизлучение обязано своим происхождением электронам, а тяжелые частицы, такие как протоны и ядра более тяжелых элементов, не излучают в области радиочастот. Хотя и было бы неправильно недооценивать вклад радиоастрономических методов в исследование проблемы происхождения космических лучей, но методы гамма-астрономии, несомненно, дадут существенно более весомый вклад в исследование этой задачи.

Земная атмосфера непрозрачна для гамма-излучения во всем диапазоне энергий. Поэтому для регистрации гамма-квантов в области энергий от эВ до 10^9 эВ используют приборы, установленные на баллонах или спутниках. Регистрация гамма-квантов с энергией $E > 10^{11}$ эВ может осуществляться с помощью наземной аппаратуры. В этом случае используют то обстоятельство, что образующиеся при взаимодействии гамма-квантов сверхвысокой энергии с ядрами атомов воздуха вторичные электроны испускают кванты черенковского излучения в оптическом диапазоне под малым углом ($\sim 1°$) к направлению движения первичного кванта, что позволяет определить область, из которой выходит поток гамма-квантов. Площадь, освещаемая черенковской вспышкой, при этом довольно велика: десятки тысяч кв. м. Благодаря этому оказывается возможной регистрация малых потоков гамма-квантов, примерно 10^{-11} кв. см$^{-2}$ сек$^{-1}$.

Первыми такие вспышки наблюдали Галбрейт и Джелли (Galbraith & Jelley 1953). Затем в 1952–53 годах Галбрейт и Джелли провели первые астрономические наблюдения на горе Пик-дю-Миди в Пиринеях (Galbraith & Jelley 1955). Они использовали параболические зеркала диаметром 60 см и фотоумножители с диаметром катода 12.5 см. Энергетический порог регистрируемых вспышек оценивался как $5 \cdot 10^{13}$ эВ, скорость счета черенковских вспышек составляла 7 мин$^{-1}$. Авторы наблюдали самые мощные радиоисточники: область Галактического центра, радиогалактику Syg A, туманность Андромеды M31. Обнаружить потоки гамма-квантов от них не удалось. Систематические исследования с целью поиска источников гамма-квантов сверхвысоких энергий были впервые (1960 – 1964 годы) проведены в СССР группой под руководством А.Е. Чудакова (Chudakov et al. 1964). Результаты наблюдений, проводившихся в Крыму, показали, что поток гамма-квантов с энергией $E = 5 \cdot 10^{12}$ эВ, очень мал и им его обнаружить не удалось. Были определены верхние пределы для потока гамма-квантов от объектов Лебедь А, Телец А, Кассиопея А, Дева А.

В дальнейшем наблюдения в диапазоне $E_\gamma = (10^{11} \div 10^{13})$ эВ с целью поисков гамма-квантов проводились многими исследователями методом сканирования области неба, включающей предполагаемый источник (Long et al. 1965; Fazio et al. 1969; Stepanian et al. 1975; Vishwanath 1982). При этом велось сопоставление скорости счета черенковских вспышек в направлении на источник гамма-квантов и вне его (фон, обусловленный изотропным потоком космических лучей). Как предыдущие наблюдения (Long et al. 1965; Fazio et al. 1969; Stepanian et al. 1975; Vishwanath 1982), так и теоретические оценки (Vladimirsky & Stepanian 1970; Strong & Wdowczyk 1973) показали, что потоки гамма-квантов от источников составляют десятые доли процента от фона космических лучей, поэтому для уверенного обнаружения гамма-квантов сверхвысоких энергий от определенного объекта требуется очень большое время наблюдений, которое для некоторых источников может достигать нескольких лет. Очевидно, что это очень сильно затрудняет поиск новых объектов и, особенно, исследование переменных гамма-источников, хотя именно такие объекты являются наиболее типичными и распространенными. Таким образом, основным препятствием для обнаружения и исследования источников гамма-квантов сверхвысоких энергий является наличие значительного фона космических лучей, частицы которых вызывают в атмосфере Земли черенковские вспышки, трудно отличимые от вспышек, вызванных гамма-квантами. Тем не менее, отличия эти есть, на что впервые было указано еще в 1961 году (Hill & Porter 1961). Используя этот факт, многие группы исследователей направили свои усилия на разработку новых методов, которые позволили бы эффективно отделять ливни, вызванные гамма-квантами (γ-ливни) от ливней, вызванных космическими

лучами (p-ливней), повысив тем самым чувствительность γ-телескопов.

Для решения задачи разделения первичных гамма-квантов от протонов по характеристикам световой вспышки возможны, по крайней мере, два принципиально различных способа. Первый способ использует направленность первичного потока гамма-квантов, второй – различие параметров самой световой вспышки.

В первом случае к гамма-установкам предъявляются требования высокого углового разрешения. Отметим, однако, что из-за конечных угловых размеров вспышки уменьшение приемного конуса детектора приводит к увеличению эффективности лишь в определенных пределах, так как одновременно с уменьшением фона будет уменьшаться эффективная площадь детектора и регистрируемый поток гамма-квантов. Gupta et al. (1982) экспериментально проверили возможность повышения углового разрешения с помощью распределенных по большой площади детекторов. Анализ полученных данных показал (Gupta et al. 1982), что этот метод регистрации черенковских вспышек обеспечивает угловое разрешение 0°.3, что является практически предельным для этих методов угловым разрешением. В (Grindly 1975) при наблюдениях в Австралии был применен принципиально другой метод. Здесь использовалось два зеркала диаметром 7 м и с фокусным расстоянием 5 м. При этом детекторы находились друг от друга на расстоянии ~100 м. В фокальной плоскости зеркал находилось по два приемника света, расположенных с таким расчетом, что одна пара приемников, включенных на совпадения, принимала свет от области максимума ливня, а другая – от нижней части ливня, в результате чего во второй паре детекторов свет должен регистрироваться преимущественно от протонных ливней, в то время как гамма-кванты не должны давать совпадения. Наблюдения радиогалактики Cen-A этим методом дали обнадеживающие результаты: удалось снизить фон протонных ливней вдвое. Интересный и эффективный метод наблюдения был использован на Тянь-Шаньской установке ФИАН (Mukanov et al. 1980), где было применено определение природы первичной частицы по числу мезонов в ливне. Эффективность этого метода определяется в основном площадью детекторов мезонов и энергетическим порогом регистрируемых ливней. Оказалось, что мезонные детекторы площадью 50 м^2 позволяют исключить 70 % фона заряженных частиц при энергии первичной частицы около 10^{14} эВ. Увеличение площади мезонных детекторов могло бы еще более повысить эффективность исключения фона заряженных частиц. Однако, для энергии 10^{12} эВ исключение фона с помощью регистрации мезонов требует слишком большой площади детекторов. Тем не менее, даже на такой установке, как Тянь-Шаньская, которая состояла из 3 параболических зеркал диаметром 1.5 м удалось надежно зарегистрировать потоки гамма-квантов с энергией $E > 5 \cdot 10^{12}$ эВ от таких дискретных источников, как Cyg X–3, Cas $\gamma - 1$ и ряда других (Mukanov 1981).

В конце 70-х годов начались исследования других, более эффективных способов отделения вспышек от гамма-квантов от вспышек, обусловленных космическими лучами. Уикесом и Тервером (Weekes & Turver 1977) в 1977 году был предложен метод, позволяющий находить положение черенковской вспышки в поле зрения установки и измерять ее размеры с помощью многоэлементного светоприемника. Далее такие установки будем называть гамма-телескопами 2-го поколения. Начало 80-х годов характеризуется довольно быстрым развитием экспериментальной базы черенковских детекторов. Это было обусловлено, в значительной мере, подтверждением реальности гамма-источника Cyg X–3, наблюдавшегося впервые в 1972 году в Крыму (Vladimirsky et al. 1974). Начинают быстро развиваться теоретические разработки методов, основанных на различных свойствах ливней.

В (Stepanian et al. 1983) группой сотрудников Крымской астрофизической обсерватории приводятся результаты теоретических расчетов и обоснование эффективности метода разделения первичных гамма-квантов от протонов, использующего параметры самой световой вспышки. Предлагалось использовать тот факт, что электроны от p-ливней данной энергии проникают в среднем на заметно большие глубины в атмосферу Земли, чем от γ-ливней той же энергии. Это приводит к тому, что черенковские вспышки от p-ливней имеют, во-первых, большие угловые размеры, а во-вторых, потоки излучения от p-ливней в ультрафиолетовом диапазоне (200–300 нм) значительно больше. Каждое из этих различий может быть положено в основу критерия для выделения γ-ливней. Если на практике окажется, что каждый в отдельности критерий не столь эффективен, то применение одновременно двух и более критериев, вероятно, позволит довести эту эффективность до

высокого уровня (Stepanian et al. 1983).

В последующие годы численное моделирование с учетом конкретных характеристик гамма-телескопа (Hillas 1985; Zyskin 1987a) позволило сформулировать целый набор критериев отбора вспышек γ-ливней. Проверка эффективности критериев при измерениях на гамма-телескопе дала следующие результаты. Наблюдения, проведенные группой сотрудников Крымской астрофизической обсерватории (Zyskin et al. 1987) на телескопе ГТ-48 в 1986 году, показали зависимость ультрафиолетовой компоненты черенковской вспышки ШАЛ от характеристик вспышки в видимом диапазоне. Найдено увеличение относительной доли ультрафиолетового излучения с ростом размера вспышки. Авторы (Zyskin et al. 1987) указывают, что измерения УФ-компоненты вспышки являются весьма существенным дополнением к критерию отбора по угловым размерам изображения вспышки и позволяют сделать отбор ливней, инициированных первичными гамма-квантами или электронами, более эффективным.

При обработке данных наблюдений объекта Cyg X–3 в Смитсонианской обсерватории (Fegan 1990) применяли критерий отбора с использованием анализа изображений, но этот отбор не дал никакого эффекта. В то же время наличие направленного потока нейтральных частиц от этого объекта не вызывает сомнений.

При наблюдении объекта Her X–1 совершенно четко наблюдается периодический сигнал, и опять применение критериев отбора не дает результатов. Единственный объект, дающий результат при применении критериев отбора – это Крабовидная туманность. Было показано, что анализ изображений вспышек, полученных с помощью 37-канальной камеры позволил исключить до 98 % фоновых ливней, так что статистическая значимость эффекта возросла от 5σ до 20σ (Vacanti et al. 1991). При этом оказалось, что поток гамма-квантов (Vacanti et al. 1991) не пульсирует, а идет от туманности. Из приведенных выше примеров видно, что применение критериев отбора на практике не всегда дает ожидаемые результаты, тут возможны два варианта разрешения этой проблемы: первый – это неправильное применение критериев отбора, второй – это наличие в природе каких-то новых, неизвестных пока науке нейтральных частиц. Из всего этого можно заключить, что не все технические трудности методики анализа изображений черенковских вспышек к настоящему времени удалось успешно преодолеть. В литературе обсуждается много предложений и идей, таких, как увеличение числа каналов регистрации, построения стереоскопических изображений и др. Вновь сооружаемые телескопы 2-го поколения используют некоторые интересные оригинальные решения (Nikolsky & Sinitsyna 1987; Avakian et al. 1987). Все это позволяет надеяться на появление в ближайшем будущем новых интересных результатов.

2 Основные свойства черенковских вспышек

Выбор важнейших параметров телескопа, прежде всего его оптической схемы, должен определяться основными свойствами объекта измерений – черенковскими вспышками.

Один из самых главных параметров черенковских вспышек – их угловые размеры. Как известно, первые изображения черенковских вспышек были получены еще в 1961 г. на самом раннем этапе их исследования (Hill et al. 1961). Измерения среднестатистического размера вспышек несколько позже были предприняты в КрАО (Stepanian et al. 1971). Для энергии ливней, примерно 10^{13} эВ для среднего эффективного размера вспышек было получено значение $2\overset{\circ}{.}4 \pm 0\overset{\circ}{.}2$. Сейчас ясно, что размеры вспышек в этих измерениях были сильно преувеличены из-за несовершенства оптической системы (аберрации короткофокусного зеркала). В КрАО была также предпринята первая попытка уточнить размеры вспышек, используя 19-ти канальный светоприемник (Fomin et al. 1983; Vladimirsky et al. 1985). Оказалось, что 75 % света вспышки сосредоточены в области с угловым диаметром $1\overset{\circ}{.}4 \pm 0\overset{\circ}{.}2$. Результаты более поздних измерений КрАО и измерений обсерватории Уиппла сведены в таблицу 1.

Они, в общем, находятся в разумном согласии. Небольшие расхождения обусловлены различиями в условиях измерений – некоторыми различиями в параметрах светоприемника, высоте установки над уровнем моря, особенностями техники регистрации и обработки и т.п. В процессе измерений

было установлено, что приведенные в таблице 1 размеры вспышки зависят как от прицельного параметра ливня и его энергии, так и от зенитного расстояния: при $Z = 0°$, $\Theta = 0°.365$, при $Z = 45°$, $\Theta = 0°.338$ (Zyskin et al. 1987). Черенковские вспышки в ультрафиолетовой области спектра (200-350 нм), впервые наблюдавшиеся в КрАО (Neshpor et al. 1985), должны, понятно, иметь ощутимо большие угловые размеры. Угловые характеристики вспышек ливней, инициируемых γ-квантами (или первичными электронами), при рассматриваемых энергиях, разумеется, не измерялись. Из расчетов следует, что для такого рода событий угловые размеры при прочих равных условиях должны быть меньше приблизительно в 1.4 раза.

Еще один важный параметр вспышки – длительность. Прямые измерения длительности (примерно 25 нсек) были сделаны только для энергии порядка 10^{15} эВ (Bosia et al. 1972). Согласно расчетным данным для рассматриваемых здесь энергий порядка 1 Тэв длительность должна составлять $3 \div 5$ нсек (Castagnoli et al. 1972). Эта величина существенно возрастет при увеличении прицельного параметра, так что приведенное значение справедливо, если прицельный параметр не превышает примерно 100 м.

Черенковские вспышки могут, вообще говоря, регистрироваться в широком диапазоне спектра – от ультрафиолетового излучения до инфракрасного. Однако, в коротковолновой области спектра сигнал от максимума развития каскада существенно ослабляется релеевским рассеянием. В длинноволновой части спектра ($\lambda > 550$ нм) начинает быстро возрастать интенсивность свечения атмосферы. Поэтому большинство исследователей использует спектральную область чувствительности обычных двущелочных катодов ФЭУ с максимумом квантовой эффективности около 400 нм без применения светофильтров. В этой области спектра интенсивность вспышки для ливня с энергией $\sim$ 1 ТэВ и для прицельного параметра порядка десятков метров составляет $\sim$200 фотонов·м$^{-2}$. Приведенные данные дают нам материал для проведения расчетов некоторых характеристик детекторов, строящих изображения черенковских вспышек.

3 Расчет оптических систем для многоэлементных детекторов черенковских вспышек

Известно, что для получения изображения с минимальными аберрациями необходимо иметь оптику с малым D/f, где D – диаметр зеркала, а f – фокусное расстояние. Надо, однако, иметь в виду, что увеличение фокусного расстояния оптической системы приводит к пропорциональному увеличению линейного размера изображения, а стало быть к увеличению числа фотоумножителей или размера их фотокатода. Оптимальной будет оптическая система, у которой при том же D/f будут минимальные аберрации.

Этого можно достичь только применением составного зеркала, состоящего из набора отдельно крепящихся зеркал, имеющих общий фокус. Такая оптическая система имеет еще и то преимущество, что при той же общей площади отражающей поверхности уменьшается общий вес зеркал. Однако, естественно, что увеличение числа зеркал приведет к усложнению механической конструкции, а главное, к усложнению процесса юстировки большого числа зеркал.

Основными типами аберраций сферического зеркала являются: 1) сферическая аберрация, 2) кома, 3) астигматизм.

Рассмотрим два варианта оптической системы: 1) с одним зеркалом, 2) с несколькими зеркалами. Для первого случая (рис. 1) выражение углового размера точки в фокальной плоскости φ имеет вид:

$$\varphi = \frac{A_0^3}{64} + \frac{3A_0^2}{16} + \frac{1}{2}A_0 w^2,$$

где $A_0 = D/f$, а w – угловое отклонение изображения точки от оптической оси.

Каждому члену этого выражения соответствует определенный тип аберрации. Если мы примем, что радиус поля зрения приемника света $\Theta = 2°$, то максимальная аберрация на краю поля зрения будет равна $\varphi_0 = 0.0156A_0^3 + 0.0065A_0^2 + 6 \cdot 10^{-4}A_0$.

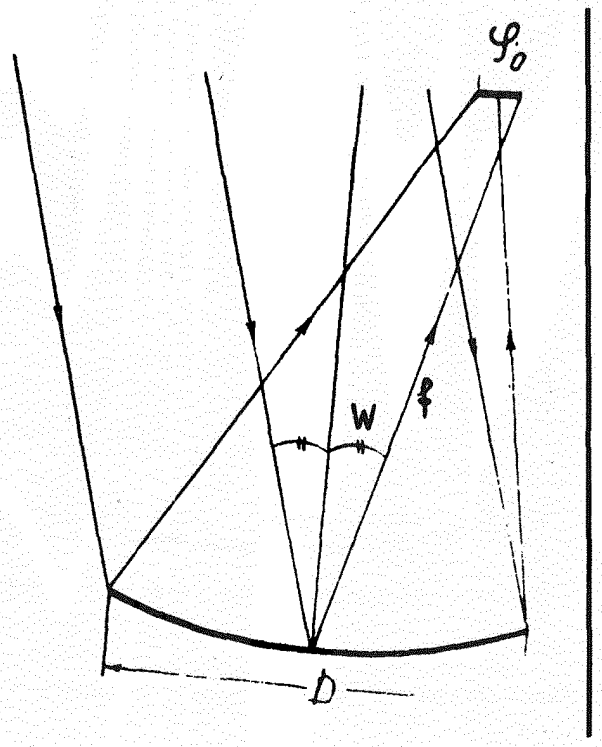


Рис. 1. Схема лучей в сферическом зеркале, где w – угол между оптической осью и направлением на источник света, f – фокусное расстояние, φ_0 – угловой размер изображения точки.

Чтобы аберрация была меньше 0°.1, необходимо иметь $D/f < 1/3$. Для измерений вспышек с пороговой энергией порядка $(2 \div 3) \cdot 10^{12}$ эВ, диаметр зеркала должен быть не меньше 2.5 м, а $f \geq 7.5$ м. Диаметр светоприемника с полем зрения 2° окажется в этом случае > 50 см.

Большой размер светоприемника создает ряд проблем. А если есть необходимость понизить энергетический порог регистрируемых вспышек, то, соответственно, придется увеличить и диаметр зеркала, и линейный размер светоприемника.

В случае составного зеркала есть возможность уменьшить фокусное расстояние телескопа. В этом случае (см. рис. 2) апертура $A = d/f$, где d – диаметр одного зеркала. Очевидно, что крайние зеркала вносят максимальный вклад в аберрацию изображения, да к тому же их больше. Поэтому, хотя оценка размера изображения точки и будет завышена, но не существенно. Сделаем еще одно приближение. Будем считать $w \approx \sin w = (D - f)/4f$. Очевидно, что чем меньше диаметр отдельного зеркала, тем меньше будут аберрации. В то же время, слишком большое число зеркал усложняет их союстировку и может свести на нет преимущество малых зеркал. Для наглядности приведем теоретические оценки величины аберрации для составного зеркала обсерватории Уиппла в США и для отдельного телескопа установки ГТ-48 КрАО. Для обсерватории Уиппла $A = 0.082$, а $w_{max} = 0.32$, $\varphi_0 = 0.13$, что приблизительно соответствует полученному размеру пятна. Есть еще одно условие на величину D/f, которым, как нам кажется, не стоит пренебрегать. Речь идет о применении фоконов на фотоумножители. Поскольку связка ФЭУ не способна собрать весь свет черенковской вспышки из фокальной плоскости, можно применить фоконы, входное окно которых перекроет всю плоскость, а выходное соберет свет на фотокатоды. Применение фоконов позволяет увеличить поток собираемого света почти в 2 раза. Однако, при этом должно выполняться условие на угловую апертуру w светового потока: $\sin w < D_2\sqrt{n_2 - 1}/D_1 n$, где D_2 – диаметр выходного окна фокона, D_1 – диаметр входного окна, n – показатель преломления материала, из которого изготовлен фокон. Обычно $\sin w < 0.5$, а стало быть $w = 30°$ и должно выполнятся условие $D/f < 1$.

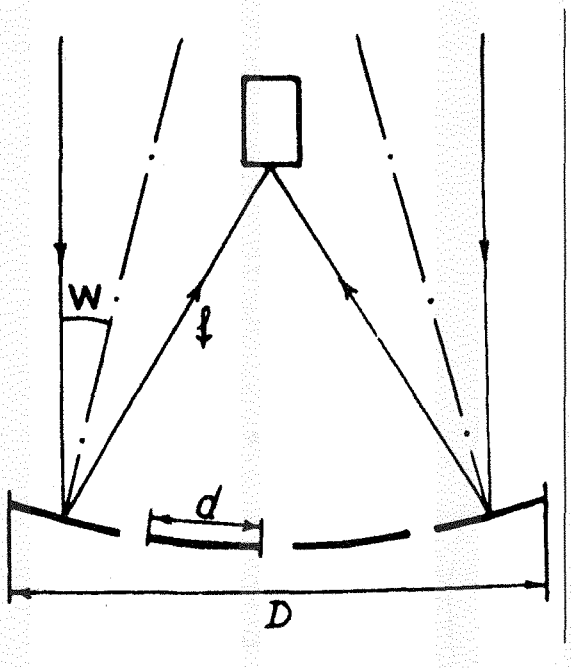


Рис. 2. Схема лучей в составном зеркале. Обозначения те же, что и на рис. 1, d – диаметр одного зеркала.

Безусловно, одной из важнейших характеристик гамма-телескопа является площадь зеркал. Площадь зеркал определяет пороговую энергию регистрируемых вспышек черенковского света, т.е. пороговую энергию регистрируемых частиц и гамма-квантов. Вопрос о пороговой энергии подробно рассмотрен в (Stepanian et al. 1975). Следует отметить, что пороговая энергия при регистрации изображений черенковских вспышек отличается от пороговой энергии при простой регистрации. Эти различия связаны с увеличением числа ФЭУ в фокальной плоскости и с выбором мастер-сигнала. При этом, если в телескопах 1-го поколения число случайных совпадений не имело существенного значения и требовалось лишь их постоянство, то в телескопах 2-го поколения случайные совпадения крайне нежелательны. Их число должно быть меньше возможного числа вспышек от гамма-квантов, так как нет пока уверенности, что "изображения" в случае случайных совпадений можно отличить от изображений вспышек от гамма-квантов.

Для уменьшения числа случайных совпадений приходится увеличивать пороги дискриминаторов, т.е. энергию регистрируемых событий. Положительной стороной такого увеличения порога является уменьшение относительных флуктуаций амплитуд сигнала, а вместе с тем уменьшение искажений характеристик за счет флуктуаций.

Для иллюстрации различий в пороге при разных методах регистрации удобно воспользоваться данными гамма-телескопа обсерватории Уиппла. Диаметр оптического составного зеркала – 10 м. Диаметр каждого отдельного – 0.6 м. Фокусное расстояние 7.3 м. Пороговая энергия телескопа, работавшего в режиме простой регистрации вспышек – $2 \cdot 10^{11}$ эВ. В режиме регистрации изображений вспышек в качестве мастер-сигнала бралось совпадение между любыми двумя из 19-ти внутренних каналов. Внешние 18 каналов не были включены на совпадения. В этом случае пороговая энергия равнялась $7 \cdot 10^{11}$ эВ.

Гамма-телескоп КрАО ГТ-48 рассчитывался на энергию, примерно, $(1 \div 2) \cdot 10^{12}$ эВ. Общая площадь всех зеркал – 54 м^2. Половина площади зеркал используется для регистрации коротковолновой части черенковского излучения – $(200 \div 300)$ нм, половина – для построения изображения. С целью увеличения возможностей телескопической системы зеркала были распределены на две идентичные установки, на каждой из которых расположено 6 элементов: 3 элемента для регистрации УФ-излучения и 3 – для построения изображения. Каждый элемент оптической системы состоит

из 4-х 1.2 метровых зеркал, имеющих общий фокус (см. рис. 3). В фокальной плоскости расположен светоприемник, характеристики которого будут даны ниже. Каждое зеркало имеет 6 точек опоры на 3 коромыслах.

При расчете конструкции такого элемента необходимо помнить о том, что вследствие астигматизма наклонных пучков изображение точки от каждого зеркала будет иметь наименьший диаметр не на фокусном расстоянии, а ближе. Например, при фокусном расстоянии 1.2-метровых зеркал в 5.0 м. наилучшее изображение находится на расстоянии ≈ 4.93 м от центра зеркала. Фокусное расстояние выбрано из расчета, чтобы угловой размер светового пятна удаленной точки не превышал $0^\circ\!.1$. Важным элементом оптической системы являются разделители. Их назначение – не допускать попадания света на светоприемник от зеркал соседних элементов. Отсутствие разделителей повлекло бы за собой увеличение засветки светоприемников с одной стороны и регистрации вспышек черенковского света под большим углом к оптическим осям – с другой. Иными словами, создавалось бы неопределенность в направлении прихода первичной частицы. Вес одного 1.2-метрового

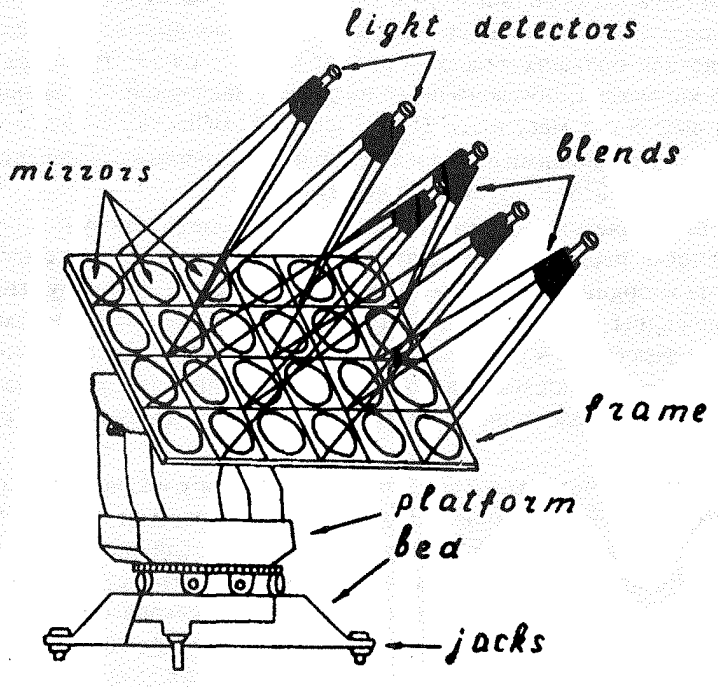


Рис. 3. Общий вид установки ГТ-48 (одна секция).

зеркала равен примерно 30 кг, отражающий слой напылен на внешнюю поверхность и закреплен методом анодного оксидирования (Fedulov et al. 1980). Вес одного элемента (см. рис. 2) с зеркалами и светоприемниками 400 кг. Все 6 элементов крепятся и юстируются на вращающейся вокруг горизонтальной оси опорной платформе с противовесом (см. рис. 3). Общий вес платформы с оптической системой 6 тонн.

4 Кинематика телескопа и система автоматического управления

Для наведения телескопов на наблюдаемый объект используется опорно-поворотные устройства (монтировки) с механизмами для вращения относительно выбранных осей. Как известно, любое

направление в пространстве может быть однозначно задано двумя координатами. Поэтому наведение оптической оси телескопа в заданном направлении обеспечивается наличием двух степеней свободы: вращения конструкции телескопа относительно каких-либо (обычно взаимно-перпендикулярных) осей. При этом одна из осей вращения неподвижна относительно места установки телескопа и ориентируется в пространстве заданным образом. Другая ось является подвижной и вместе с конструкцией монтировки поворачивается вокруг первой (Mihel'son 1976; Belianskii & Sergeev 1980). Всем двухосным кинематическим схемам присущи особенности, возникающие при пересечении сопровождаемым объектом направления неподвижной (первой) оси вращения (Belianskii & Sergeev 1980). Вблизи этой точки скорость вращения относительно неподвижной оси резко возрастает. Поскольку ускорения и скорости вращения приводов реальных телескопов ограничены, то в окрестностях указанной особой точки при сопровождении образуется так называемая "мертвая зона", где оптическая ось телескопа неизбежно отстает от направления на объект. Двухосные монтировки строятся чаще всего по одной из следующих кинематических схем: экваториальной (параллактической, полярной), альт-азимутальной и горизонтальной (альт-альт). Основное преимущество экваториальной монтировки состоит в том, что при установке первой оси в направлении полюса мира компенсация суточного вращения Земли осуществляется в первом приближении равномерным вращением телескопа вокруг первой оси. В то же время, реализация экваториальной монтировки, особенно для больших телескопов, сопряжена с рядом трудностей конструктивного и эксплуатационного характера, обусловленных наличием наклонной оси вращения, значительных движущихся неуравновешенных масс и т.д. (Mihel'son 1976; Belianskii & Sergeev 1980).

Поэтому для телескопа с большими весом и линейными размерами применение такой монтировки нецелесообразно (Mihel'son 1976; Puzyrev & Vanchurin 1977).

В таких случаях применяется альт-азимутальная или просто азимутальная монтировка. При азимутальной монтировке первая ось устанавливается вертикально, и наведение на объект осуществляется в системе координат: азимут – зенитное расстояние. Конструктивные преимущества такой монтировки очевидны, однако платой за это служит сложность системы автоматического управления движением телескопа в режиме слежения за объектом. Дополнительное преимущество азимутальных монтировок заключается в том, что гравитационные деформации (типа гнутия и т.п.) не зависят от поворота телескопа по азимуту и являются достаточно простой функцией зенитного расстояния.

Все перечисленные выше обстоятельства и привели к выбору в качестве кинематической схемы гамма-телескопа азимутальной монтировки. Конструктивно телескоп состоит из двух идентичных секций, расположенных на расстоянии 20 м друг от друга по меридиану. Общий вид одной из секций показан на рис. 3. Конструкцией предусмотрена возможность юстировки осей в пространстве должным образом для исключения ошибок при наведении телескопа на объект. Кинематика движения гамма-телескопа применительно к широте места его установки (КрАО АН СССР) рассмотрена в (Shitov 1985). Исходя из требуемого углового разрешения гамма-телескопа (Stepanian et al. 1971), допустимая ошибка наведения на объект не должна превышать нескольких угловых минут. Размеры "мертвой" зоны в области зенита желательно иметь минимальными с целью экономии наблюдательного времени, а главное, потому, что наиболее благоприятная область небесной сферы для наблюдения источников гамма-квантов ограничена зенитным расстоянием $Z \leq 45°$ (Chudakov et al. 1964). Задавшись размером "мертвой" зоны в зените в направлении меридиана $\sim 1°$, мы в (Shitov 1985) определили основные параметры системы автоматического управления, обеспечивающие, в конечном итоге, отклонение оптической оси телескопа от истинного направления на объект, не превышающее 1 угл. мин. Это достигается построением системы автоматического управления движением каждой из осей по принципу комбинированного управления (Bessekerskii 1976), с применением двух контуров управления (по положению и скорости) и выдачей управляющего воздействия на один исполнительный двигатель. Для быстрого перехода от объекта к объекту или при больших начальных рассогласованиях по углу между положением телескопа и направлением на объект с целью упрощения кинематической схемы введен контур быстрой переустановки. Структурная схема всей системы для одной из осей представлена на рис. 4. Поскольку телескоп состоит из двух монтировок, а каждая монтировка имеет две оси вращения, то таких систем 4, а ЭВМ является общей

для всех четырех и работает в режиме разделения времени между системами на циклы управления. Схема состоит из: а) контура быстрой переустановки, включающего в себя ЭВМ, блока управления

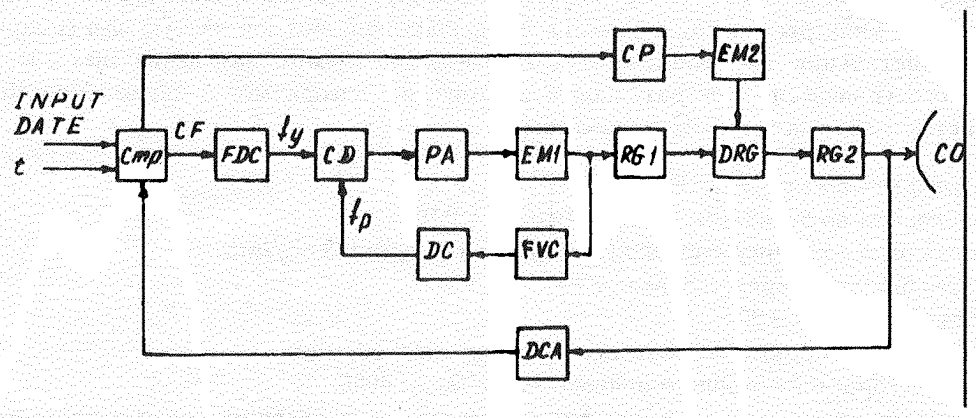


Рис. 4. Структурная схема системы автоматического управления по одной оси гамма-телескопа.

(CP) включением/выключением электродвигателя переустановки EM2, дифференциального редуктора DRG, основного редуктора RG2, цифрового преобразователя угла DCA и объекта управления CO; б) скоростного контура, включающего в себя ЭВМ, преобразователь код-частота FDC, устройство сравнения SD, усилитель мощности PA, исполнительный двигатель $EM1$, частотный датчик скорости FVC, корректирующее устройство DC; в) контура управления положением, включающего в себя скоростной контур вместе с дополнительным редуктором RG1, дифференциальным редуктором DRG, основным редуктором RG2 и преобразователем угла DCA.

Работа системы автоматического управления происходит следующим образом. ЭВМ, на основании исходных данных, введенных оператором в начале работы и сигналов точного времени t, непрерывно поступающих из системы точного времени SPT (см. рис. 8), предрассчитывает для скоростного контура управляющее воздействие в каждом цикле для наперед заданного момента выдачи управляющих сигналов. Расчет управляющего воздействия. CF для i-го цикла управления в первом приближении совершается в соответствии с (1)

$$CF = K\left(\frac{A_0 - A_t}{T} + \dot{A}_0\right), \tag{1}$$

где CF – код, пропорциональный скорости движения CO на i-том цикле управления, K – коэффициент пропорциональности, A_0 – координата объекта, предрасчитанная на конец i-го цикла управления, A_t – координата телескопа, измеренная в конце $(i-1)$-го цикла управления, $\dot{A}_0$ – предрассчитанная средняя скорость объекта на i-ом цикле управления. CF, преобразованное в частоту f_y, поступает на устройство сравнения, где происходит сравнение задающего f_y и отрабатываемого f_p сигналов. Результат сравнения через усилитель мощности PA управляет скоростью исполнительного двигателя $EM1$ таким образом, чтобы скорость $EM1$, измеренная частотным датчиком скорости FVC и преобразованная корректирующим устройством DC в сигнал f_p обеспечивала равенство: $f_y = f_p$. Скоростной контур разработан на основе понятий точной системы стабилизации скорости (Trakhtenberg 1982). Структура и анализ характеристик скоростного контура подробно изложены в (Shitov 1990), описание PA в (Shitov 1987). Выходной сигнал скоростного контура (скорость вращения вала $EM1$) через редукторы RG1, DRG, RG2 преобразуется в скорость вращения объекта управления CO, угол поворота которого измеряется DCA и подается в ЭВМ, замыкая тем самым контур положения.

Если разность $(A_0 - A_t)$ превосходит 3°, то CF не вычисляется, а в работу вступает контур быстрой переустановки. ЭВМ через блок управления включает EM2 для быстрой переустановки

телескопа, контролируя изменения его положения через DCA до достижения рассогласования $(A_0 - A_t) \leq 3^0$.

Отличительной особенностью электропривода является то, что он представляет собой набор программно – управляемых от ЭВМ модулей в стандарте CAMAC, включающий в себя модули специального и универсального назначения и управляющий силовой частью электропривода. Модульность конструкции дает возможность относительно гибкого изменения системы, а наличие программного управления – оперативности в изменении алгоритмов и параметров. Технические данные системы автоматического управления:

1. Угол поворота по азимуту: $\pm 270°$.
2. Угол поворота по зенитному расстоянию: $(0 \div 90)°$.
3. Скорость быстрой переустановки (по каждой из осей): 0.3 об/мин.
4. Точность быстрой переустановки: $\pm 3°$.
5. Точность наведения $\pm 20''$.
6. Максимальная скорость часового ведения Ω_{max}: 0.06 об/мин.
7. Диапазон скоростей следящего привода $\Omega_{max}/\Omega_{min}$: 4095.
8. Погрешность отклонения оптической оси телескопа от направления на объект в режиме часового ведения: ± 1 .
9. Цикл управления: 10 сек.

5 Светоприемники

5.1 Выбор оптимальной конструкции на основе исследований черенковских вспышек

Одним из важнеиших элементов в аппаратуре гамма-телескопа является светоприемник, расположенный в фокальной плоскости. Прямое фотографирование неудобно для дальнейшего анализа. Наиболее удобными приборами для регистрации являются фотоумножители – ФЭУ. ФЭУ обладают достаточным быстродействием, размеры их фотокатодов охватывают большой диапазон: от 10 мм до 200 мм и более.

Возникает, однако, вопрос, будет ли полученное с помощью набора ФЭУ распределение яркости во вспышке с достаточной точностью отражать реальное изображение. Какое число ФЭУ и какого размера необходимо иметь в фокальной плоскости, чтобы различия изображений вспышек от p-ливней и γ-ливней не "стерлись". Погрешность измерения параметров изображения зависит от геометрических характеристик светоприемника, таких, как угловая апертура, размеры ФЭУ, их количество и др. Поэтому для того, чтобы светоприемник гамма-телескопа был пригоден для правильного, с минимальными искажениями, измерения параметров вспышек, его размеры должны быть выбраны вполне определенным образом.

С этой целью было проведено численное моделирование процесса регистрации черенковской вспышки гамма-телескопом (Zyskin 1987a), в котором учитывались следующие "искажающие" факторы:

1) ограниченность поля зрения детектора, вследствие которой часть света не регистрируется, что приводит к уменьшению зарегистрированных размеров вспышки по сравнению с истинными;
2) конечный размер дискретизации изображения, не позволяющий измерять очень малые вспышки вследствие ограниченности числа ФЭУ;
3) свечение ночного неба, создающее фоновый поток, пропорциональный площади зеркал, телесному углу светоприемника и разрешающему времени, который суммируется с черенковским излучением ШАЛ в поле зрения каждого ФЭУ;
4) пуассоновские флуктуации числа выбиваемых с фотокатода электронов в каждом канале регистрации;
5) искажения, вносимые светособирающей оптикой и приводящие к "размытию" изображения.

Влияние каждого из перечисленных факторов зависит от величины полного светового потока и размеров индивидуальной вспышки. Так, например, влияние ограниченности поля зрения возрастает с увеличением размера вспышки, а влияние дискретизации изображения, напротив, уменьшается. На рис. 5 показана зависимость регистрируемых размеров вспышки от исходных для разных значений угловой апертуры светоприемника G и углового размера одной ячейки g. a – $g = 0\overset{\circ}{.}44, G = 2^\circ, N = 19$; b – $g = 0\overset{\circ}{.}1, G = 2^\circ, N = 314$; c – $g = 0\overset{\circ}{.}66, G = 3^\circ, N = 19$; d – $g = 0\overset{\circ}{.}2, G = 4^\circ, N = 314$; e – $g = 0\overset{\circ}{.}88, G = 4^\circ, N = 19$; f – $g = 0^\circ, G = 180^\circ, N = \infty$. Из рис. 5 следует, что светоприемник пригоден для измерения эффективных размеров вспышек Θ с приемлемой точностью ($\sim 0\overset{\circ}{.}05$) в диапазоне $0.2g \leq \Theta \leq 0.3G$ (Zyskin 1987a). Следовательно, для выбора величин апертур и других

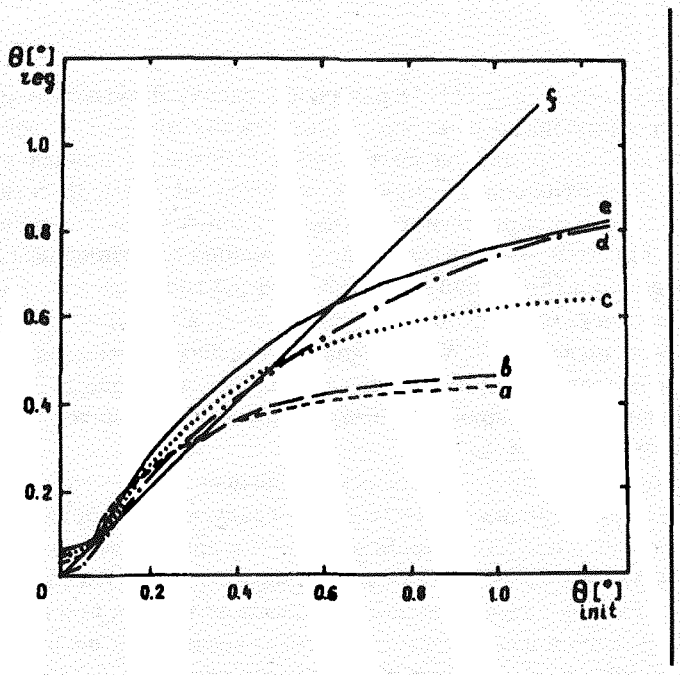


Рис. 5. Зависимость регистрируемых размеров вспышки Θ_{reg} от исходных Θ_{init} при различных значениях G, g, N. Пояснеснения в тексте.

параметров светоприемника, необходимо знать диапазон угловых размеров черенковских вспышек ШАЛ, как от первичных гамма-квантов, так и от фоновых ядерноактивных частиц космических лучей (КЛ).

Для первичных ядерных частиц КЛ существует возможность получить искомые размеры из наблюдений черенковских вспышек ШАЛ (см. таблицу 1). Для первичных γ-квантов эти значения можно найти посредством численного моделирования развития ШАЛ в атмосфере Земли методом Монте-Карло (например, Stepanian et al. 1983; Hillas 1985; Pliasheshnikov & Bignami 1985; Zyskin 1987c; Pliasheshnikov & Konopel'ko 1988). Краткая сводка результатов упомянутых расчетов приведена в табл.1, где используются следующие обозначения: a, b – продольный и поперечный размеры вспышки, σ_a, σ_b – среднеквадратичные отклонения этих величин.

Сопоставляя результаты исследований (Stepanian et al. 1983; Hillas 1985; Zyskin 1987a; Zyskin et al. 1987; Cawley et al. 1985; Pliasheshnikov & Bignami 1985; Zyskin 1987c; Pliasheshnikov & Konopel'ko 1988; Vladimirsky et al. 1986; Vladimirsky et al. 1985), находим, что диапазон измеряемых размеров вспышек должен составлять $0\overset{\circ}{.}1 \leq \Theta \leq 0\overset{\circ}{.}7 \div 0\overset{\circ}{.}9$. Отсюда, согласно вышеприведенным условиям, получаем $g < 0\overset{\circ}{.}5$, $G \approx 2\overset{\circ}{.}5 \div 3\overset{\circ}{.}0$. Нижним ограничением на размер дискретизации g является, очевидно, величина угловых аберраций изображения, создаваемых зеркалами, составляющая для

Таблица 1.

Источник данных	*p*-ливни $a,[^\circ]$	$\sigma_a,[^\circ]$	$b,[^\circ]$	$\sigma_b,[^\circ]$	*γ*-ливни $a,[^\circ]$	$\sigma_a,[^\circ]$	$b,[^\circ]$	$\sigma_b,[^\circ]$
Pliasheshn et al. 1985	0.5	0.24	0.38	0.18	0.48	0.21	0.34	0.16
Hillas et al. 1985	0.52	0.12	0.28	0.08	0.30	0.04	0.15	0.07
Zyskin 1987	0.42	0.11	0.30	0.08	0.28	0.06	0.22	0.04

установки ГТ-48 $\sim 0^\circ\!.1$, откуда $g \geq 0^\circ\!.1$. Ограничение сверху на угловую апертуру светоприемника G возникает за счет следующего фактора. При больших значениях величины G увеличивается эффективная площадь регистрации за счет ливней с большим прицельным параметром R (при $G > 3^\circ\!.5$, $R > 250$ м для вертикальных ливней с энергией $\sim$1 ТэВ). При таких значениях R сильно возрастает энергетический порог регистрируемых ливней от источника, т.е. вклад их в общее число событий увеличивается незначительно по сравнению с увеличением числа фоновых событий. Кроме того, как показано в (Stepanian et al. 1983), эффективность отбора при больших R падает.

Подытожив все вышесказанное, получим $2^\circ\!.5 \leq G \leq 3^\circ\!.0$; $0^\circ\!.1 \leq g \leq 0^\circ\!.5$. При фиксированной апертуре G изменение числа ФЭУ N (и связанного с ним размера дискретизации $g \sim G/\sqrt{N}$) сильно влияет на дисперсию измеряемых размеров. Как показано в (Zyskin 1987a), при $g \sim 0^\circ\!.4$ относительная погрешность измерения размера вспышки составляет $10 \div 15\,\%$ и круто растет с уменьшением величины Θ_{init} (см. рис. 6).

Поскольку различия в размерах черенковских вспышек от электронно-фотонных и от ядерных ливней не превосходят нескольких десятых долей градуса, а "собственная" дисперсия размеров вспышки, возникающая за счет флуктуаций в развитии ливня, относительно мала (как показано в (Vladimirsky et al. 1986), $15 \div 20\,\%$ от среднего для малой полуоси), то необходимо принять $N \geq 37$, $g \leq 0^\circ\!.5$. При большем размере дискретизации g (и, следовательно, при меньшем N) увеличение дисперсии замеряемых размеров и, как следствие этого, увеличение погрешностей измерения делает отбор γ-ливней невозможным. Надлежит также учесть еще одно соображение. При наблюдениях в режиме сопровождения объекта, когда ось телескопа все время направлена на источник γ-квантов, смещение максимума вспышки от центра светоприемника тем больше, чем больше прицельный параметр ливня. Как было показано в (Stepanian et al. 1983), для обеспечения надежного отбора γ-событий и достаточно большой эффективной площади регистрации необходимо регистрировать ливни с прицельным параметром $0 \leq R \leq 100 \div 120$ м, что соответствует положению максимума вспышки $0^\circ\!.6 \div 0^\circ\!.8$ от оси светоприемника. Значит, внутренняя граница внешнего кольца фотоумножителей (ближайшего к краям светоприемника ряда ФЭУ) должна отстоять от оси светоприемника больше, чем на $1^\circ\!.2 \div 1^\circ\!.6$. При значениях угловой апертуры, лежащих в диапазоне $2^\circ\!.5 \leq G \leq 3^\circ\!.5$, этому условию соответствует $N \geq 37$ (например, при $g = 0^\circ\!.42$, $G = 2^\circ\!.5$ апертурный угол без внешнего кольца G' составит $1^\circ\!.5$ для 19 каналов; при $G = 3^\circ$ получим $G' = 2^\circ$ для 37 каналов; при $G = 3^\circ\!.5$ соответственно $G' = 2^\circ\!.5$ для 61 канала). Как будет показано ниже, для обеспечения эффективного отбора гамма-событий, помимо измерения размеров вспышек, крайне важно с достаточной точностью измерять позиционный угол изображения φ, характеризующий ориентацию черенковской вспышки ШАЛ в фокальной плоскости светоприемника. На рис. 6 показана зависимость точности измерения этого угла δ_φ от размеров вспышки для нескольких энергий ливня согласно расчету (Zyskin 1987c). Сравнение рис. 5 и рис. 6 показывает, что область малых значений δ_φ фактически совпадает с диапазоном, в котором размеры вспышки измеряются достаточно точно (поскольку факторы, искажающие результат измерения, для позиционного угла остаются теми же, что и для размера вспышки). Согласно расчетам (Zyskin 1987b), среднеквадратичное отклонение измеренного угла φ можно аппроксимировать для $g > 0^\circ\!.2$ выражением $\delta_\varphi \approx 5g/e(1/E + 1/3)$, где δ_φ и g – в град.,

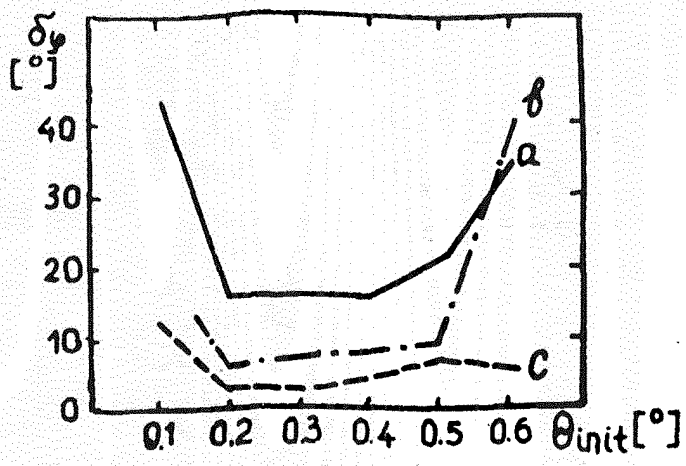


Рис. 6. Зависимость среднеквадратичной погрешности измерения позиционного угла вспышки δ_φ от размера вспышки Θ_{init} при эллиптичности изображения $e = 0.5$, $G = 2°$, $g = 0°.44$, $N = 19$ для различных энергий ливней: a – $3 \cdot 10^{11}$ эВ, b – 10^{12} эВ, c – $3 \cdot 10^{12}$ эВ.

E – энергия ШАЛ в ТэВ, e – эллиптичность вспышки. Средняя эллиптичность вспышки, согласно наблюдениям (Vladimirsky et al. 1986; Vladimirsky et al. 1985), равна 0.32 ± 0.13. При степенном энергетическом спектре $E^{-\alpha}$ средняя энергия регистрируемых вспышек $\overline{E} = \frac{\alpha}{\alpha-1} E_n$, где E_n – пороговая энергия, т.е. при $E_n \simeq 1$ ТэВ получим $\overline{E} \simeq 3$ ТэВ. Точность измерения δ_φ, необходимая для применения высокоэффективных координатно-зависимых критериев отбора (см. ниже) должна быть не хуже $2° \div 3°$. Таким образом, получаем требование $g \leq 0°.25 \div 0°.4$. К аналогичным результатам ($g \approx 0°.25$) пришли и авторы расчетов (Pliasheshnikov & Konopel'ko 1988).

Таким образом, мы приходим к условию $g \leq 0°.4 \div 0°.5$ и, значит, $N \geq 37$), т.е. к ограничению на размер дискретизации изображения сверху. Ограничение на эту характеристику снизу возникает естественным образом, поскольку: 1) с одной стороны, с уменьшением размера g квадратично увеличивается число ФЭУ N, что приводит к резкому возрастанию трудностей в эксперименте, связанных с отбором ФЭУ, их калибровкой, обеспечением стабильности их работы и контролем токов, 2) с другой стороны, вариант светоприемника с $G = 2°.5 \div 3°.5$; $N = 37 \div 61$; $d \approx 0°.3 \div 0°.5$ обеспечивает характеристики светоприемника, достаточные для выделения γ-ливней на фоне p-ливней по форме и размерам изображения черенковской вспышки. Следовательно, для гамма-телескопов, предназначенных для наблюдений в области энергий гамма-квантов $E \approx (10^{12} \div 10^{13})$ эВ (в частности, для ГТ-48), наиболее предпочтительным является $37 \div 61$-канальный светоприемник с внешним диаметром $G = 2°.5 \div 3°.5$, что соответствует размеру дискретизации $g = 0°.3 \div 0°.5$ (для используемых на этой установке световодов с шестигранным входным окном и круглым выходом $g = 0°.42$ для ФЭУ-85, ФЭУ-74, ФЭУ-130 или ФЭУ-140).

Такой светоприемник обеспечивает возможность измерения размеров вспышек в диапазоне от $0°.1$ до $0°.7 \div 0°.8$ при точности определения размеров вспышки $\sim 0°.03$ в диапазоне $0°.1 \div 0°.4$ и $\sim 0°.1$ в диапазоне $0°.4 \div 0°.8$, а также достаточно большой апертурный угол ($\sim 2°$ без внешнего кольца), не снижающий эффективной площади регистрации γ-ливней.

5.2 Конструкция светоприемников

Светоприемники помещены в стальные цилиндры – кожухи, крепящиеся в хомутах на концах штанг. Входное окно кожуха закрывается крышкой, оборудованной электроприводом. Схематическое изображение светоприемника (выносного блока) визуального канала показано на рис. 7. На каждой

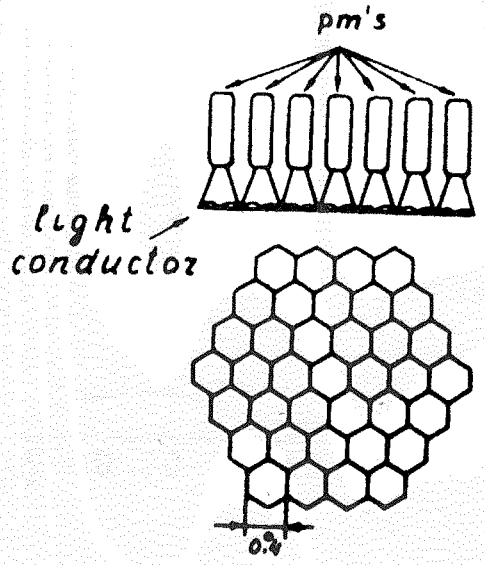


Рис. 7. Схематическое изображение светоприемника.

секции имеется по три подобных светоприемника. Он состоит из 37 фотоумножителей ФЭУ-140, имеющих фотокатод диаметром 25 мм. Перед каждым ФЭУ стоит конический световод, изготовленный из оргстекла. Наружные поверхности окон световодов, находящиеся в фокальной плоскости составного зеркала, имеют форму шестигранников и вплотную примыкают друг к другу, так что весь свет, поступающий в светоприемник, попадает на катоды ФЭУ. Оптический контакт выходных окон световодов с поверхностью катодов ФЭУ обеспечивается с помощью иммерсии. Средний диаметр входного окна световодов равен 37 мм, что соответствует линейному углу поля зрения одной ячейки светоприемника 0°.4 Поле зрения всего светоприемника равно 2°.6 и весь свет черенковской вспышки распределяется на 37 независимых ячеек (каналов). Применение световодов позволяет существенно увеличить коэффициент использования светового потока и довести его до 80 %÷90 %. Без световодов трудно добиться коэффициента использования света > 50 %. Кроме того, более равномерное использование светового потока дает возможность избежать искажений параметров черенковской вспышки, которые неизбежны при анализе "пятнистого" изображения.

Как уже отмечалось, черенковские вспышки от ливней с энергией 10^{12} эВ имеют длительность $\sim (3 \div 5)$ нс. Это значит, что в качестве светоприемника необходимо выбирать ФЭУ с фронтом нарастания электрического импульса $\sim (1 \div 2)$ нс. Из-за свечения ночного неба, усиливающегося в красной части спектра, нежелательно брать ФЭУ с мультищелочным фотокатодом, лучше двущелочные. Кроме того, важно, чтобы коэффициент усиления был стабилен во времени, несмотря на относительно большой анодный ток: (2÷5) мкА, т.е. необходимы ФЭУ со сплавными динодами. Для установки КрАО ГТ-48 был выбран ФЭУ-140, удовлетворяющий упомянутым условиям.

Поскольку изображение черенковской вспышки регистрируется как набор амплитуд сигналов, получаемых от 37-ми ФЭУ, важно, чтобы коэффициенты усиления этих ФЭУ были по возможности близки друг к другу. Выравнивание коэффициентов усиления осуществлялось изменением величины сопротивления дополнительного резистора в цепи питания ФЭУ.

Ультрафиолетовый светоприемник представляет из себя солнечно-слепой фотоэлектронный умножитель с диаметром фотокатода 100 мм. Спектральная характеристика его характеризуется следующими особенностями. Максимум спектральной чувствительности 2700Å и длинноволновая граница чувствительности $\sim$ 3200Å.

6 Измерительно – регистрирующий тракт установки

Известно, что основными функциями современной быстродействующей электронной аппаратуры для гамма-астрономии являются:

1. Съем сигналов с детекторов – получение аналоговой информации о событии.
2. Селекция искомых событий по заданному алгоритму отбора как аналоговыми, так и цифровыми методами.
3. Перевод всей информации о событии в дискретную цифровую форму и промежуточное запоминание образа события.
4. Способность к перестройке структуры и изменению количественных характеристик по каналам ручного или цифрового управления (необходима на этапе поиска наилучшего алгоритма отбора и для переключения измерений эффекта и "фона").
5. Функции контроля работоспособности, поддержания эффективности регистрации установки, автоматического переключения режимов измерений.

Разумеется, все перечисленные выше функции стали возможными лишь с появлением в физических экспериментах ЭВМ. Такая структура, в принципе, справедлива для различных информационно-измерительных систем. Установка для гамма-астрономических наблюдений имеют следующие особенности:

1. Импульсный вид и случайный во времени характер поступления данных.
2. Специфика, порожденная используемыми детекторами (ФЭУ), видом и распределением сигналов с их выходов.
3. Значительное количество исходной информации о событии, поступающей с относительно высокой скоростью.
4. Наличие в регистрируемой информации большого количества "фона".

Основными параметрами событий, регистрируемых установкой, являются следующие: время – момент регистрации вспышки светоприемником, энергия и ее угловое распределение во вспышке и направление – координаты – прихода вспышки. Исходя из всего вышесказанного и была разработана структурная схема измерительно-регистрирующего тракта гамма-телескопа (Vladimirsky et al. 1985a; Vladimirsky et al. 1987; Vladimirsky et al. 1988). Структурная схема тракта одной секции изображена на рис. 8. Вторая секция имеет аналогичную схему. Всю аппаратуру условно можно разделить на выносную (детектирующую), измерительно-преобразовательную и регистрирующую. Выносную часть аппаратуры образуют три светоприемника видимого диапазона V1,2,3, каждый из которых состоит из 37 фотоэлектронных умножителей PM со своими делителями, три светоприемника ультрафиолетового диапазона UV1,2,3, содержащие каждый один PM и блок сумматоров-усилителей SA. В блоке SA, состоящем из 38 отдельных трехвходовых сумматоров $\sum_i$ осуществляется линейное сложение и усиление сигналов ФЭУ (PM) одного и того же номера канала из различных светоприемников, т.е. складываются сигналы 1-го, 2-го, $\cdots$, 37-го каналов всех трех светоприемников видимого диапазона. Просуммированные сигналы 3-х светоприемников ультрафиолетового диапазона образуют 38-ой канал.

С выносной части аппаратуры 38 сигналов по кабелям (60 м) подаются в лабораторное помещение на измерительно-преобразовательную часть аппаратуры. Прежде всего, сигналы поступают на блоки переменной задержки, переключаемой с дискретом 2 нс в диапазоне 0...14 нс, служащие для компенсации разности времен прихода сигналов, обусловленных разбросом параметров PM и погрешностями изготовления шестидесятиметровых отрезков кабелей. Выравненные во времени сигналы поступают на блоки усилителей-формирователей (AS), предназначенные для усиления (LA) сигналов до величин, достаточных для нормальной работы последующих преобразователей заряд-код (CDC), а также для формирования (DS) из линейных сигналов логических, для использования последних в мажоритарной схеме совпадений (MCS) и для контроля функционирования каждого из каналов. Логические сигналы, сформированные из линейных сигналов центральной части светоприемников видимого диапазона (каналы 1...19) поступают на 19 – входовую MCS с выбираемой

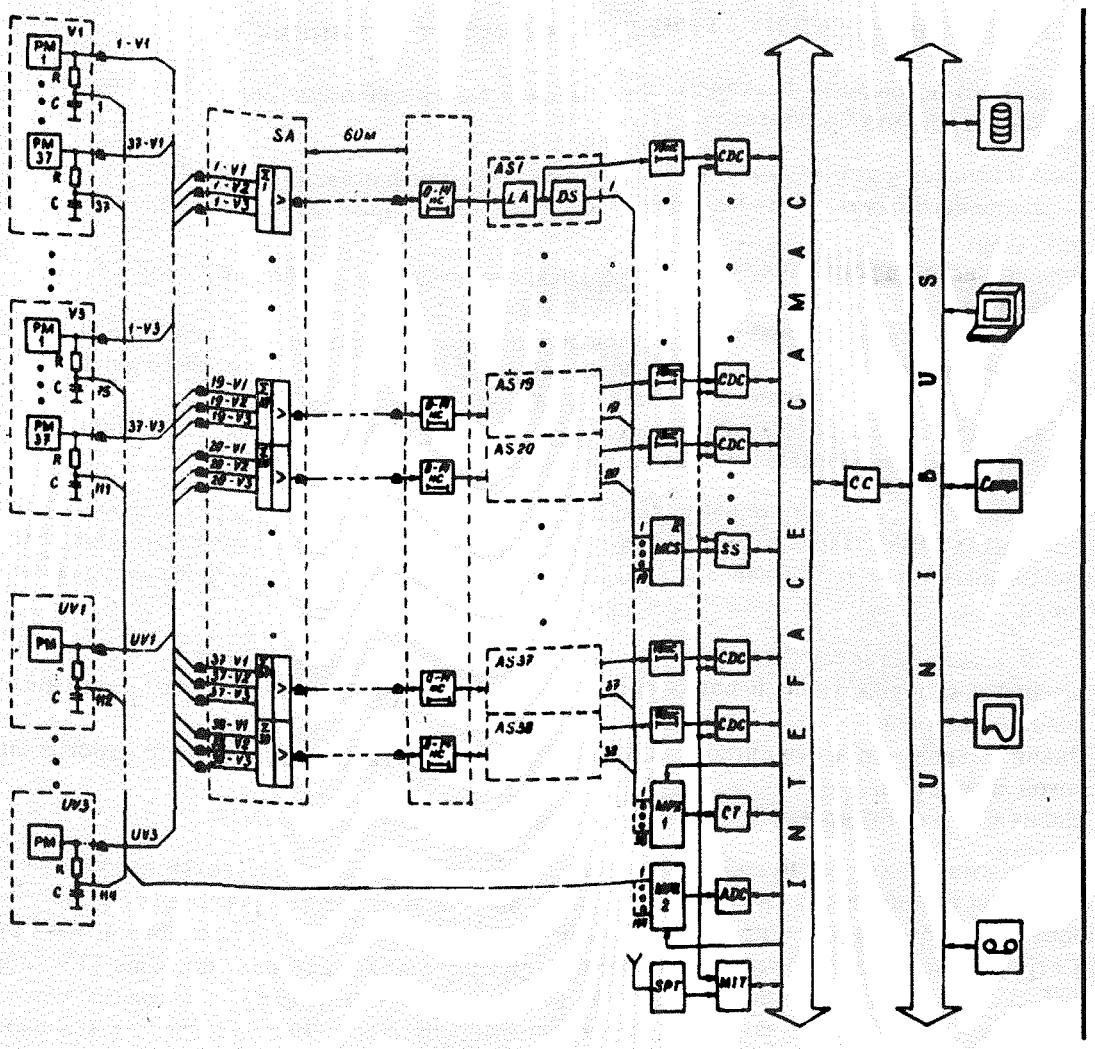


Рис. 8. Структурная схема измерительно-регистрирующего тракта. Пояснения в тексте.

кратностью совпадений. Обычно используется режим двухкратных совпадений (выходной сигнал MCS – мастер-импульс формируется при совпадении любых двух сигналов из упомянутых девятнадцати). Разрешающее время MCS $\tau = 20$ нс. Мастер-импульс запускает формирователь строба (SS), где формируется строб для открывания линейных ворот CDC. Одновременно SS под управлением ЭВМ используется и для блокирования всей системы на время преобразования CDC и считывания всей необходимой информации о событии в ЭВМ (включая и время).

Длительность строба выбирается таким образом, чтобы, с одной стороны, пропускать как можно меньше шумов, а с другой стороны не обрезать полезный сигнал. Для наблюдений использовался строб длительностью 40 нс. Линейные сигналы с выходов AS подаются через линии постоянных задержек ~ 70 нс на измерительные входы CDC. Линии задержек необходимы для того, чтобы линейный сигнал, пришедший на CDC, оказался внутри строба (компенсация задержки формирования логических сигналов в MCS и SS). Модули CDC преобразуют заряд, содержащийся в импульсе линейного сигнала в 8-разрядный код; масштаб преобразования 1 пКл/дискрет. Логические сигналы всех каналов, включая и ультрафиолетовый, поступают на 38-входовой мультиплексер MPX1, через который они поочередно в течение заданного интервала времени подключаются на вход счетчика ST, образуя таким образом систему измерения скорости счета в каждом из кана-

лов, необходимую для выбора и контроля правильного режима работы РМ, а также всей системы в целом. Контроль за работой системы осуществляется как по абсолютной загрузке в каналах, так и путем сравнения частоты ложных совпадений с частотой истинных совпадений. Частота ложных совпадений рассчитывается по формуле:

$$n_{\text{Л}} = 2\tau \sum_{i=2}^{37} \sum_{j=1}^{i-1} n_i n_j,$$

где τ – разрешающее время MCS, n_i, n_j – загрузки в каналах.

Измерительно-преобразовательная часть аппаратуры выполнена в стандарте CAMAC, связь с регистрирующей частью осуществляется через контроллер CC, соединяющий магистраль CAMAC с общей шиной ЭВМ с периферийным оборудованием (накопители на магнитных дисках, лентах, дисплеи, устройства печати).

Регистрация каждого события (вспышки), отобранного MCS, включает в себя запись в память ЭВМ кадра информации объемом 146 байтов, состоящего из номера вспышки, ее индекса (наблюдательная, калибровочная), времени события (дискрет 1 мкс), величины сигнала в каждом из 38 каналов (распределение яркости во вспышке), координат телескопа (азимут, зенитное расстояние) в момент события.

Аналогичный объем информации поступает и со второй секции телескопа. Хранение регистрируемой информации осуществляется на магнитных носителях ЭВМ.

Технические характеристики тракта:

1. Длительность (на полувысоте) сигналов на выходе светоприемников: $\sim$ 10 нс.
2. Коэффициент усиления канала SA: 3.
3. Коэффициент усиления AS (LA): 7.
4. Порог срабатывания дискриминатора AS (DS): 70 мВ.
5. Разрешающее время MCS: 20 нс.
6. Длительность строба SS: 40 нс.
7. Максимальное время преобразования CDC: 12.8 мкс.
8. Масштаб преобразования CDC: 1 пКл/дискрет.
9. Средняя скорость счета в канале: $(10 \div 100)$ Гц.
10. Средняя скорость счета на выходе MCS: $(0.6 \div 0.8)$ Гц.
11. Объем кадра информации для записи одного события одной секции: 152 байта.

Большое значение имеет точное время регистрации черенковских вспышек. Оно позволяет определять скорость счета черенковских вспышек, ее изменение во времени, определять наличие периодической составляющей и т.п. Наиболее высокие требования к регистрации времени возникают при наблюдениях пульсаров. Поскольку некоторые пульсары имеют период вращения 1.5 мс, то для анализа фазового распределения частоты появления вспышек нужна точность не хуже 100 мкс. В большинстве случаев аппаратура для регистрации времени обеспечивает эту точность. На установке ГТ-48 система регистрации времени отличается от описанной ранее (Shitov & Stepanian 1981), прежде всего, возможностью записи времени регистрации вспышки непосредственно в ЭВМ и, кроме того, улучшением технических характеристик некоторых узлов системы. В состав системы точного времени SPT (рис. 8) ГТ-48 входят:

- синхронометр кварцевый Ч7-15, предназначенный для хранения шкалы времени и выдачи кода времени от десятков часов до единиц микросекунд;
- рубидиевый стандарт частоты и времени СЧВ-74, служащий генератором опорной частоты для Ч7-15;
- радиоприемник сигналов времени Ч7-13;
- телевизионный приемник; как и Ч7-13 служит для приема эталонных сигналов частоты и времени, передаваемых по каналам теле- и радиовещания;

– осциллограф специальный С9-1 – наиболее удобный прибор для сверки местной шкалы времени с эталонной;
– аккумуляторные батареи, которые обеспечивают хранение шкалы времени (бесперебойную работу приборов Ч7-15 и СЧВ-74) в случае пропадания сетевого напряжения.

При регистрации вспышки строб от модуля SS (рис. 8) поступает на модуль ввода времени (MIT), предназначенный для съема кода времени с SPT в ЭВМ.

Местная шкала времени периодически проверяется по эталонным сигналам частоты и времени (ЭСЧВ). Наиболее удобный случай проверки по телевизионному сигналу, в котором временной интервал 6-й строки каждого кадра отведен для ЭСВЧ (подробнее см. (Borisochkin & Fedorov 1982)).

Кроме этого способа имеется возможность проверки показаний синхронометра по радиосигналам, принимаемым Ч7-13.

Мы отдаем предпочтение первому способу сличения шкал времени, т.к. телевизионный сигнал меньше, чем радиосигнал подвержен действию атмосферных явлений. Точнее, нас интересуют флуктуации времени прохождения радиоволнами расстояния от Москвы до КрАО, которые в основном и определяют точность привязки местной шкалы времени к госэталону. По оценкам, точность привязки, с учетом указанных флуктуаций, не хуже 10 мкс. Стабильность местной шкалы времени 10^{-12} за сутки, что вполне удовлетворительно даже при наблюдениях миллисекундных пульсаров.

7 Аппаратура для контроля работы измерительно-регистрирующего тракта

Детекторы черенковских вспышек 1-го поколения просты и не требуют сложной контрольной аппаратуры. Вполне достаточно контролировать анодные токи ФЭУ (а их немного) и скорость счета в каналах, чтобы иметь полное представление о состоянии измерительно-регистрирующего тракта. Безусловно, регистрация черенковских вспышек, дающая основную информацию, давала также информацию о работе тракта.

Детекторы второго поколения по объему электронной аппаратуры существенно больше. Поэтому для получения информации о правильной работе детектора требуется дополнительная аппаратура, центральное место в которой занимает система калибровки. Кроме того, также как и в детекторах первого поколения, необходима регистрация токов всех РМ. Контроль токов дает нам информацию не только о нормальной работе РМ, но и о правильности наведения телескопа. Контроль загрузки в каналах дает информацию о нормальной работе всего усилительного тракта и формирователей логических сигналов. Работа этой аппаратуры существенно зависит от режима измерительно-преобразовательного тракта, главным образом, от условий формирования мастер-сигнала. Если мы пользуемся мажоритарной схемой совпадений с большим числом каналов, включенных на совпадение, то загрузка в отдельных каналах будет низкой. В этом случае применение мультиплексеров для последовательного опроса загрузки в каналах (рис. 8) не очень удобно.

Для более надежного контроля работы всех каналов в этом случае необходим постоянный контроль загрузки в каналах. Система измерения скорости счета (загрузки) в каналах для ГТ-48 описана выше.

7.1 Контроль токов

Тракт измерения анодных токов РМ (рис. 8) одной секции гамма-телескопа функционирует следующим образом. В цепи анода каждого ФЭУ установлена RC-цепь, выделяющая постоянную составляющую тока, которая измеряется аналого-цифровым преобразователем (ADC), поочередно подключаемым с помощью мультиплексера MPX2 ко всем RC-цепям. Управление ADC и мультиплексерами осуществляется с помощью ЭВМ, которая индицирует измеренные значения токов на экране и записывает в файл на диске. Это дает возможность оперативно контролировать величину токов RM, правильность наведения на объект (по звездному полю в окрестности источника),

а также проверять точность юстировки зеркал телескопа посредством прогона яркой звезды через поле зрения светоприемников и сопоставления записей токов. При прохождении яркой звезды через поле зрения телескопа величина тока РМ поочередно увеличивается. Поскольку мультиплексируется большое число РМ (например, на ГТ-48 их 114 на каждой секции), то несмотря на малое время каждого отдельного измерения, весь цикл занимает относительно большое время (8 сек). Так как время прохождения звезды через поле зрения одного РМ порядка (1.5÷2.5) мин, то мы, по существу, имеем отрывочные данные об изменении тока на каждом РМ. Уменьшение времени отдельного измерения приводит к большим ошибкам.

В случае работы в режиме непрерывного слежения можно существенно уменьшить частоту мультиплексирования, так как изменения токов в данном случае происходят медленнее, только из-за вращения поля зрения и изменении прозрачности.

7.2 Система калибровки.

Для проверки работы всего линейного тракта наиболее удобным с нашей точки зрения, является калибровка с помощью импульсного лазера. Для этих целей использовался импульсный лазер типа ИЛГИ-503. Излучатель лазера газовый, на молекулярном азоте, диапазон излучения $\lambda = (3370.0 \div 3371.5)$ Å. Длительность импульса 15 нсек. Передача светового пучка для равно-

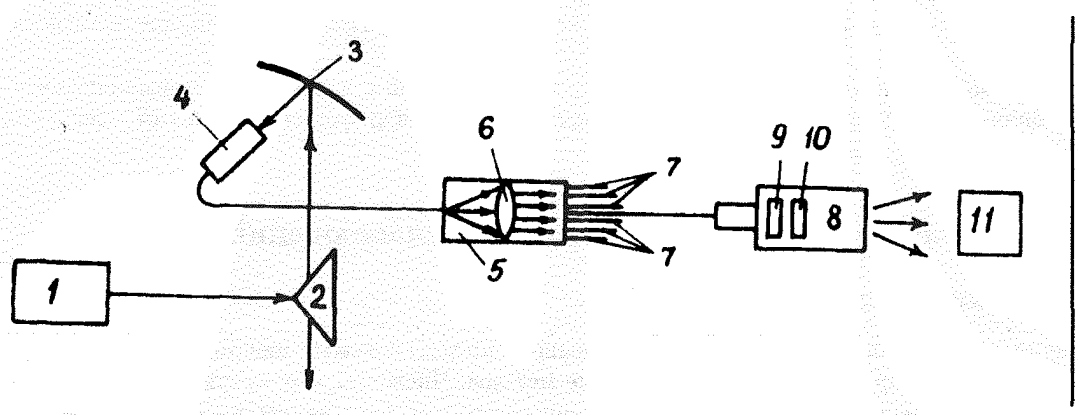


Рис. 9. Схематическое изображение калибратора: 1 – лазер, 2 – призма, 3 – сферическое зеркало, 4 – входное окно волоконно-оптического световода, 5 – разветвитель, 6 – линза, 7 – волоконно-оптические световоды, 8 – выходное устройство, 9 – преобразователь, 10 – ослабитель, 11 – выносной блок.

мерной засветки всей площади светоприемника осуществляется следующим образом (см.рис. 9). Импульсный лазер установлен в помещении на расстоянии примерно 60 метров от гамма-телескопа (отметим, что обе секции гамма-телескопа ГТ-48 калибруются одним лазером). Световой пучок лазерного излучения поступает на призму, которая разделяет этот пучок на два равных, поступающих, соответственно, на два сферических зеркала. В фокусе каждого зеркала находится входное окно волоконно-оптического световода (ВОС) "кварц-кварц" диаметром 400 мкм. ВОС установлен на специальной штанге, которая может перемещаться вдоль светового пучка. Тем самым, можно регулировать величину поступающего на вход ВОС светового потока и выравнивать сигналы на разных секциях. Выравненные световые импульсы, каждый по своему ВОС длиной 60 м, поступают на разветвители, установленные на секциях телескопа. Каждый из разветвителей разделяет поступивший световой поток на 6 (по числу светоприемников). От разветвителя часть светового потока к своему светоприемнику передается по ВОС длиной 10 м. Выходное окно ВОС крепится на штанге на расстоянии 2.5 м от выносного блока, обеспечивая тем самым равномерное освещение всей площади светового приемника (выносного блока) через преобразователь излучения, который

преобразует поток светового импульса с $\lambda = (3370.0 \div 3371.5)$ Å, в излучение с $\lambda = (4000 \div 4500)$ Å, что соответствует максимуму спектральной чувствительности ФЭУ-140. Кроме преобразователя излучения имеется возможность установки ослабителя для выравнивания световых потоков между светоприемниками.

7.3 Контроль пьедесталов

Результат преобразования сигнала в каждом канале регистрации с помощью CDC (см. рис. 8) в код состоит из суммы величины, пропорциональной заряду, и некоторой начальной величины – пьедестала CDC, различного для разных каналов и определяемого длительностью строба и отклонением параметров отдельных каналов CDC друг от друга. Для корректного определения параметров черенковской вспышки необходимо для каждого события вычитать эти значения пьедесталов. Измерение пьедесталов производится следующим образом. На вход формирователя строба SS (рис. 8) подаются импульсы от генератора с частотой 1 Гц. С помощью той же программы регистрации вспышек, которая применяется в наблюдениях, производится запись массива пьедесталов (обычно ≈ 100 измерений) в файл на магнитном диске, по окончании набора массива производится обработка. С целью оперативного контроля текущие значения пьедесталов каждого канала и разностей текущих значений и результатов предыдущего измерения распечатываются. При стабильной работе аппаратуры эти разности не превосходят одного-двух дискретов измерения. Эта процедура (контроля пьедесталов) может быть произведена в любой момент, но практически при наблюдениях производится дважды: в начале и конце ночи, поскольку стабильность пьедесталов достаточно высока.

Полученные таким образом файлы значений пьедесталов в дальнейшем применяются наряду с калибровочными коэффициентами при обработке массивов черенковских событий с целью нахождения параметров вспышек.

8 Отбор γ-ливней при обработке данных наблюдений

8.1 Критерии отбора гамма-ливней

Очевидно, что для анализа изображений вспышек, представляемых цифровыми данными, необходимо применить формальные математические методы. Числовые характеристики размера, формы и ориентации вспышки определяются следующим образом. Обозначим x_i, y_i $(i = 1 \cdots N)$ координаты осей i-го ФЭУ в фокальной плоскости светоприемника, I_i – величину сигнала i-го ФЭУ. Тогда продольный a и поперечный b размеры изображения черенковской вспышки, а также позиционный угол вспышки φ, характеризующий направление максимальной вытянутости вспышки, т.е. ее ориентацию, определяются из соотношений:

$$a = \sqrt{k_{11}\cos^2\varphi - k_{12}\sin^2\varphi + k_{22}\sin^2\varphi}, \quad b = \sqrt{k_{11}\sin^2\varphi - k_{12}\sin 2\varphi + k_{22}\cos^2\varphi}, \tag{2}$$

$$\varphi = \frac{1}{2}\mathrm{arctg}\frac{2k_{12}}{k_{22} - k_{11}}, \tag{3}$$

где $k_{11} = \min(k'_{11}, k'_{22})$, $k_{22} = \max(k'_{11}, k'_{22})$, $k_{12} = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_i(y_i-\overline{y})(x_i-\overline{x})}{\sum_{i=1}^{N} I_i}$, где $k'_{11} = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_i(x_i-\overline{x})^2}{\sum_{i=1}^{N} I_i}$, $k'_{22} = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_i(y_i-\overline{y})^2}{\sum_{i=1}^{N} I_i}$, где $\overline{x} = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_i x_i}{\sum_{i=1}^{N} I_i}$, $\overline{y} = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_i y_i}{\sum_{i=1}^{N} I_i}$ – координаты центра тяжести (центроида) изображения. Таким образом, получив значения размеров, угла ориентации и положения центроида, можем найти эффективный размер вспышки $\Theta = \sqrt{ab}$, эллиптичность ее изображения $e = 1 - b/a$ и полярные координаты центроида (ρ, β): $\rho = \sqrt{\overline{x}^2 + \overline{y}^2}$, $\beta = \mathrm{arctg}(\overline{y}/\overline{x})$.

В качестве параметров (критериев отбора), по которым возможно разделение гамма- и p-ливней, в литературе рассматриваются:

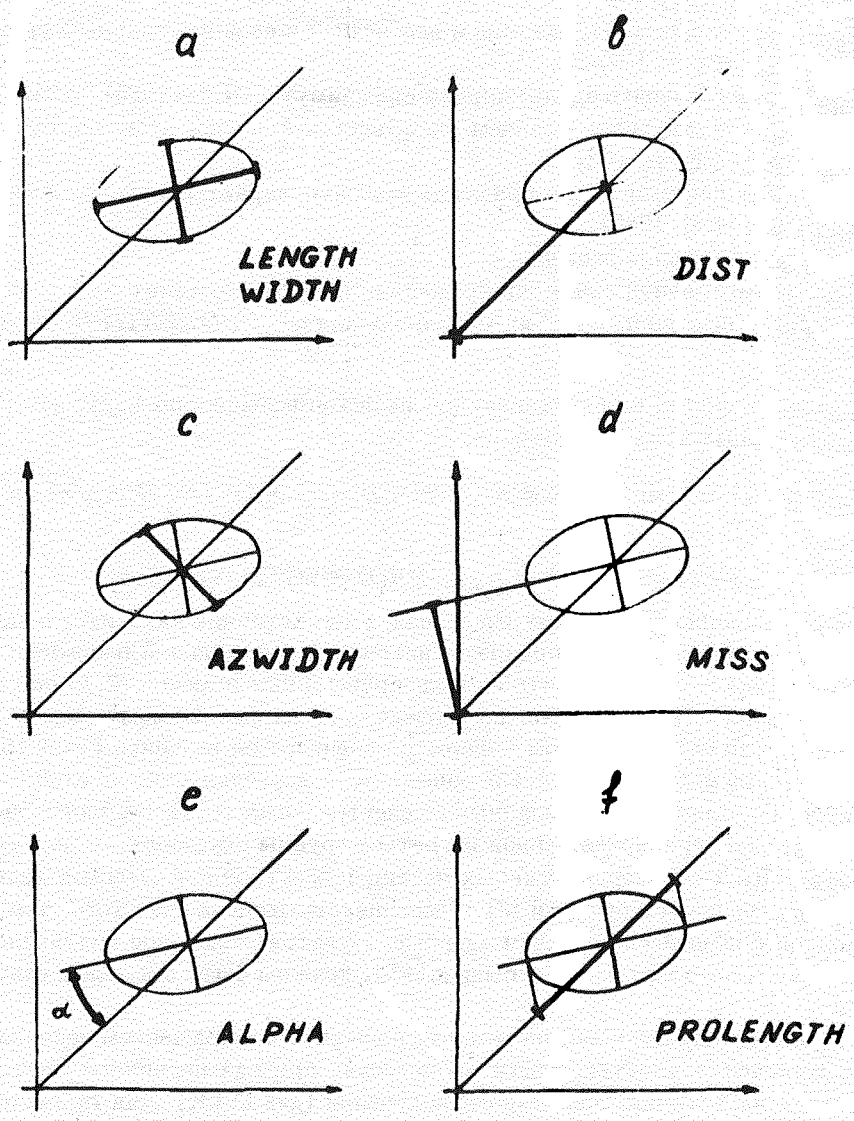


Рис. 10. Схематическое изображение критериев отбора электромагнитных событий. Оси координат лежат в фокальной плоскости телескопа, началу координат совпадает с положением гамма-источника. Эллипсом условно показано изображение черенковской вспышки. Жирными отрезками показаны продольный ($LENGTH$) и поперечный ($WIDTH$) размеры вспышки (рис. 10a) и ряд координатно-зависимых критериев (рис. 10b ÷ 10f).

1. Размеры вспышки по большой и малой осям a и b ((Hillas 1985), "$LENGTH$", "$WIDTH$") (рис. 10a).
2. Отношение интенсивности света в двух ячейках с наибольшей амплитудой к сумме остальных амплитуд, также являющееся характеристикой размера вспышки (предложено и рассмотрено в (Stepanian et al. 1983), анализировалось также в (Hillas 1985; Pliasheshnikov & Bignami 1985).
3. Относительный вклад ультрафиолетового излучения в полный поток U/V (предложено в (Stepanian et al. 1983)), где $V = \sum_{i=1}^{N} I$, U – поток в ультрафиолетовом диапазоне (200 ÷ 300) нм.
4. χ^2 – критерий: сравнение хода интенсивности вспышки вдоль большой оси со средним расчетным (Pliasheshnikov & Bignami 1985).
5. Угловое расстояние от направления на объект до центра тяжести изображения ((Hillas 1985),

"*DISTANCE*") (рис. 10b).

6. Угол α между азимутальным направлением вспышки β и ее азимутальным углом φ (Pliasheshnikov & Bignami 1985)(рис. 10e).
7. Ширина изображения вспышки вдоль направления азимута ((Hillas 1985),"*AZWIDTH*")(рис. 10s).
8. Угловое расстояние между направлением на объект и большой осью изображения вспышки ((Hillas 1985), "*MISS*")(рис. 10d).
9. Третий центрированный момент изображения вспышки, характеризующий ассиметрию последнего (Pliasheshnikov et al. 1985).
10. Эллиптичность изображения вспышки e.
11. Длина отрезка азимутальной линии изображения, проекция которого на большую ось изображения равна длине вспышки, или "азимутальная длина" *PROLENGTH* (Zyskin et al. 1989) (рис. 10f).

Определив размеры, форму и ориентацию черенковской вспышки по формулам (2) и (3), можно найти значения остальных критериев отбора:

$$LENGTH = a, \quad MISS = |\overline{x}\sin\varphi - \overline{y}\cos\varphi|, \quad WIDTH = b, \quad AZWIDTH = \sqrt{a^2\sin^2\alpha + b^2\cos^2\alpha},$$

$$DIST = \rho, \quad \alpha = |\beta - \varphi|, \quad PROLENGTH = a/\cos\alpha.$$

Приведенные выражения справедливы для случая, когда источник находится в начале координат (0,0). В более общем случае, когда координаты источника в фокальной плоскости равны (x_0, y_0), необходимые выражения можно получить из вышеприведенных заменой $(\overline{x}, \overline{y})$ на $(\overline{x} - x_0, \overline{y} - u_0)$.

Все вышеперечисленные критерии можно разделить по их физическому смыслу на три категории: а) критерии, связанные с размером и формой черенковской вспышки (1,2,9,10); б) критерии, связанные с направлением прихода ШАЛ и ориентацией вспышки относительно направления на источник (4,5,6,7,8,11); в) критерий, связанный со спектральным составом черенковского света (3).

Физический механизм критериев первой и третьей группы обусловлен, в первую очередь, различием в развитии ШАЛ от ядерноактивных частиц и электронно-фотонных каскадов (ЭФК) в атмосфере. Так, спектральный критерий (3) обеспечивает отбор за счет того, что γ-ливни развиваются в среднем на большей высоте, чем ядерные, а ультрафиолетовое излучение сильно поглощается в атмосфере, и, следовательно, вспышки ЭФК должны быть обеднены ультрафиолетовым излучением.

Критерии второй группы основаны на том, что пользуясь изображением черенковской вспышки ШАЛ, можно с хорошей точностью найти направление прихода первичной частицы и, следовательно, направление на источник первичного излучения (для ЭФК). Для применения критериев этой группы (называемых также координатно – зависимыми критериями) необходимо, чтобы координаты наблюдаемого объекта были заранее (до обработки) точно известны, что существенно ограничивает сферу их применения. Например, при неточном знании координат объекта, наличия погрешностей в работе следящего привода или недостаточно точной юстировке телескопа их применение затруднено, а для довольно широкого круга задач (проведение обзоров, т.е. поисков неизвестных дискретных источников, измерение содержания электронов в первичных КЛ, наблюдения при наличии более чем одного источника в поле зрения телескопа, наблюдение диффузных источников и т.п.) просто невозможно.

Не все из перечисленных критериев в равной степени применимы в реальном эксперименте. Критерий (4) и (9) могут быть применены, если установка позволяет определять прицельный параметр вспышки. Для этого необходимо, чтобы она состояла из нескольких детекторов, расположенных на относительно большом ($\sim$ 50 м) расстоянии друг от друга. Величины же, используемые в критерии (9), определяются в эксперименте с очень большой погрешностью, поскольку они чувствительны к "крыльям" изображения, где большую роль играют пуассоновские флуктуации фотоэлектронов в ФЭУ и фоновое свечение ночного неба.

Не все критерии отбора обладают равной эффективностью. Как известно, величиной, характеризующей эффективность гамма-телескопа, является отношение сигнал/шум $S = N_\gamma/\sqrt{N_p}$, где N_γ

и N_p – число регистрируемых ЭФК и ядерных ливней, соответственно. Нами была введена величина Q, характеризующая эффективность отбора $Q = \frac{N_\gamma/\sqrt{N_p}}{N_{\gamma 0}/\sqrt{N_{p0}}}$, и коэффициент режекции $R = \frac{N_\gamma/N_p}{N_{\gamma 0}/N_{p0}}$, где $N_{\gamma 0}$ и N_{p0} – число ливней до отбора, N_γ и N_p – число ливней после отбора. Физический смысл этих величин следующий. Эффективность отбора Q показывает, во сколько раз отбор увеличивает чувствительность гамма-телескопа: за фиксированное время экспозиции установка обнаружит в Q раз более слабый поток гамма-квантов от объекта. При постоянной величине потока от источника время обнаружения уменьшается в Q^2 раз. Коэффициент режекции R показывает, во сколько раз в отобранном массиве относительное содержание электромагнитных ливней выше, чем в исходном.

Эффективность различных критериев отбора неоднократно теоретически оценивалась посредством численного моделирования ШАЛ методом Монте-Карло (см., например, Stepanian & Fomin 1983; Hillas 1985; Pliasheshnikov & Bignami 1985; Zyskin 1987c; Zyskin 1987b)). Результаты этих оценок, несмотря на некоторые отличия в цифровых величинах, обусловленных как различием применявшихся моделей ливня, так и различием технических характеристик гамма-телескопов, для которых производился расчет, имеют много общего и позволяют прийти к следующим выводам:

1. Координатно-зависимые критерии обладают существенно большей эффективностью, чем универсальные.
2. Из универсальных критериев эффективны критерии размеров (a, b, Θ) и спектрального отношения U/V.
3. Из координатно – зависимых критериев наиболее эффективны "$PROLENGTH$" и "$AZWIDTH$" удовлетворительной эффективностью обладают также "$ALPHA$" и "$MISS$".
4. Критерии "$DIST$", эллиптичность "e", отношение край/центр ("$FRAC$") малоэффективны.

Отметим, что высокая эффективность критериев "$PROLENGTH$" и "$AZWIDTH$" объясняется тем, что оба эти критерия используют как различия угловых размеров ЭФК и ядерных каскадов, так и свойства "направленности" ЭФК на источник излучения. Например, согласно расчетам, эффективность критерия "$PROLENGTH$" составляет (Zyskin 1987b) $Q = 3 \div 4$ (при этом $R \simeq 30 \div 100$), критерия "$AZWIDTH$" (Galbraith & Jelley 1953; Long et al. 1965) $Q = 2 \div 3$ ($R \approx 10 \div 50$).

Возможности применения координатно-независимых критериев, как было отмечено выше, значительно шире, чем остальных. С равным успехом их можно применять как при сканировании объекта, так и при слежении. В то же время, использование координатно – зависимых критериев для обработки материалов, полученных при сканировании, затруднительно и требует применения специальных дифференциальных методов.

Все вышеуказанное относится к случаю, когда при обработке материалов наблюдений применяется только один из критериев отбора. Однако, существует возможность совместного применения нескольких критериев. Одной из таких возможностей является применение метода главных компонент.

8.2 Применение методов многомерного статистического анализа для обработки материалов наблюдений

Остановимся подробнее на методике отбора гамма-событий при использовании любого из перечисленных выше критериев. Отбор гамма-событий проводится следующим образом. Для каждого измеряемого параметра вспышки P_i выбирается граница отбора h_{pi} и отбрасываются все события, не удовлетворяющие условие $P_i \leq h_{pi}$ $(i = 1, 2, \cdots M)$, где M – число независимых измеряемых параметров вспышки). Полученный массив оказывается обогащенным гамма-событиями так, что эффективность отбора $Q > 1$. Иными словами, если рассматривать черенковскую вспышку как точку в М-мерном пространстве измеряемых параметров, то отобранные события заключаются в М-мерный параллелепипед с осями, параллельными осям параметров. В действительности же, в этих координатах гамма-события и ядерные события образуют два частично перекрывающихся облака,

ориентированных не параллельно осям параметров. Поэтому, повернув М-мерный параллелепипед отбираемых событий определенным образом, можно более эффективно отбирать гамма-вспышки.

Решать задачу оптимального преобразования (поворота) осей параметров оказалось возможно при помощи одного из методов многомерного статистического анализа – метода главных компонент (МГК), в основе которого лежит анализ корреляционных зависимостей между параметрами вспышек (Zyskin & Kornienko 1989). В данном приложении МГК состоит в следующем. Данные предварительно центрируются и нормируются: $\tilde{x}_{ij} = \frac{x_{ij}-\overline{x}_j}{\sigma_j}$, $i = 1..N$; $j = 1..P$, где x_{ij} – исходный массив данных, $\overline{x}_j$ – среднее значение j-го параметра, σ_j – стандартное отклонение, N – количество исследуемых точек, p – количество измеренных признаков. Такое преобразование данных дает ощутимые преимущества. Во-первых, значительно снижается влияние на результаты отбора флуктуаций средних значений параметров вспышек. Во-вторых, такая нормировка позволяет использовать любые количественные параметры независимо от их размерности. Далее определяется матрица коэффициентов корреляции $R = \tilde{x} \cdot \tilde{x}^T/N$ (T – знак транспонирования), анализ которой дает возможность посредством ортогонального линейного преобразования $U^T \cdot R \cdot U = \Lambda$, перейти к новой системе признаков – главным компонентам (ГК): $F = U^T \cdot \tilde{x}$.

Таким образом, каждая ГК определяется как некая линейная комбинация исходных параметров, выбранных так, что первая ГК извлекает максимум дисперсии распределения точек, вторая, ортогональная к первой и не коррелированная с ней, извлекает максимум оставшейся дисперсии и т.д. Величина дисперсии, извлекаемой j-той ГК, определяется соответствующим собственным числом λ_j, причем сумма дисперсий остается неизменной, а происходит только перераспределение их по признакам.

В случае двумерного пространства при выполнении условий нормировки и ортогональности собственных векторов для любого коэффициента корреляции между исходными параметрами метод определяет однозначный поворот осей координат на $\pi/4$. Поэтому МГК имеет смысл применять в том случае, когда в исследуемом массиве данных определено не менее трех признаков.

Эффективность применения МГК для отбора черенковских вспышек ШАЛ от первичных гамма-квантов была проиллюстрирована на массиве данных, полученных в результате численного моделирования (при обработке массивов с общим числом вспышек 400 и 1000 и относительным содержанием гамма-квантов $\frac{N_j}{N_p} = 0.01, 0.05, 0.10, 1.00$ получено $\overline{R} = 9.7$, $Q = 2.3$), а затем с помощью МГК получен положительный результат (3.0σ) при обработке данных, полученных во время наблюдений источника Cyg$X-3$ (Vladimirsky et al. 1991).

В последнее время опубликован ряд работ (Hillas 1990; Aharonian et al. 1989), в основу которых также положены методы многомерного статистического анализа, основанные на исследовании корреляций между исследуемыми параметрами черенковских вспышек ШАЛ. Приведенные в этих работах результаты подтверждают перспективность этого направления в методике отбора γ-ливней.

Еще один метод многомерного статистического анализа – кластерный анализ – позволяет проводить классификацию вспышек, т.е. определить, является ли исследуемый массив данных однородным, либо в нем можно выделить однородные группы (кластеры).

Суть этого метода заключается в следующем. Каждая вспышка рассматривается как точка в многомерном пространстве. Размерность пространства определяется количеством рассматриваемых для каждой вспышки параметров. Естественно предположить, что геометрическая близость двух или нескольких точек в этом пространстве означает близость физических состояний соответствующих вспышек, их однородность.

Реализуется это следующим образом. Данные предварительно центрируются и нормируются (так же, как и в МГК). Каждая точка (вспышка) вначале рассматривается как отдельный кластер. Затем два ближайших друг к другу кластера (точки) объединяются, образуя новый кластер. Этот шаг повторяется вплоть до получения одного кластера,объединяющего все точки. Каждый многоэлементный кластер характеризуется количеством входящих в него точек и расстоянием между двумя образовавшими его кластерами. Анализируя гистограмму межкластерных расстояний, можно ответить на вопрос: делится ли исследуемая совокупность точек на кластеры, и если да, то на сколько.

Основное достоинство этого метода состоит в том, что классификация проводится автоматиче-

ски. При обработке данных не фиксируется заранее граница между p и γ и, более того, не делается предположение, что в массиве есть только p- и γ-ливни. Кластерный анализ представляется пока единственным методом, способным обнаружить в излучении источника частицы другой природы, отличные от гамма-квантов. Эффективность применения кластерного анализа для классификации (отбора) черенковских вспышек ШАЛ от первичных γ-квантов и протонов КЛ была проиллюстрирована в работе (Kornienko 1989) на массиве данных, полученных в результате численного моделирования. Исследовались массивы с общим количеством вспышек 400 и 1000 при относительном содержании γ-квантов $\frac{N_\gamma}{N_p} = 1.0, 0.1, 0.05$. Классификация проводилась по пяти параметрам: a, b, Θ, e, $\frac{u}{v}$ о которых говорилось выше. Во всех случаях распознаны именно два класса вспышек. В результате $\overline{R} = 4.31$, $\overline{Q} = 1.82$. К сожалению, из-за сложности алгоритма и большой времяемкости процедуры этот метод пока для классификации черенковских вспышек ШАЛ в данных наблюдений не применяется.

9 Метод ложных источников

Как уже было сказано выше, координатно-зависимые критерии, обладают большей эффективностью, чем универсальные. И они могут успешно использоваться при слежении за объектом, т.е. в том случае, когда объект непрерывно находится в центре поля зрения гамма-телескопа. Но при наблюдениях методом сканирования, объект проходит через поле зрения телескопа за счет суточного вращения Земли, и при обработке данных наблюдений необходимо учитывать этот факт. В этом случае при использовании координатно-зависимых критериев появляется геометрический фактор, отражающий расстояние от объекта до центра поля зрения. Действительно, при удалении объекта от центра поля зрения, при изотропном распределении позиционных углов вспышек, их число с направлением на объект будет в первом приближении падать пропорционально углу α, под которым видно поле зрения телескопа из точки, где расположен объект.

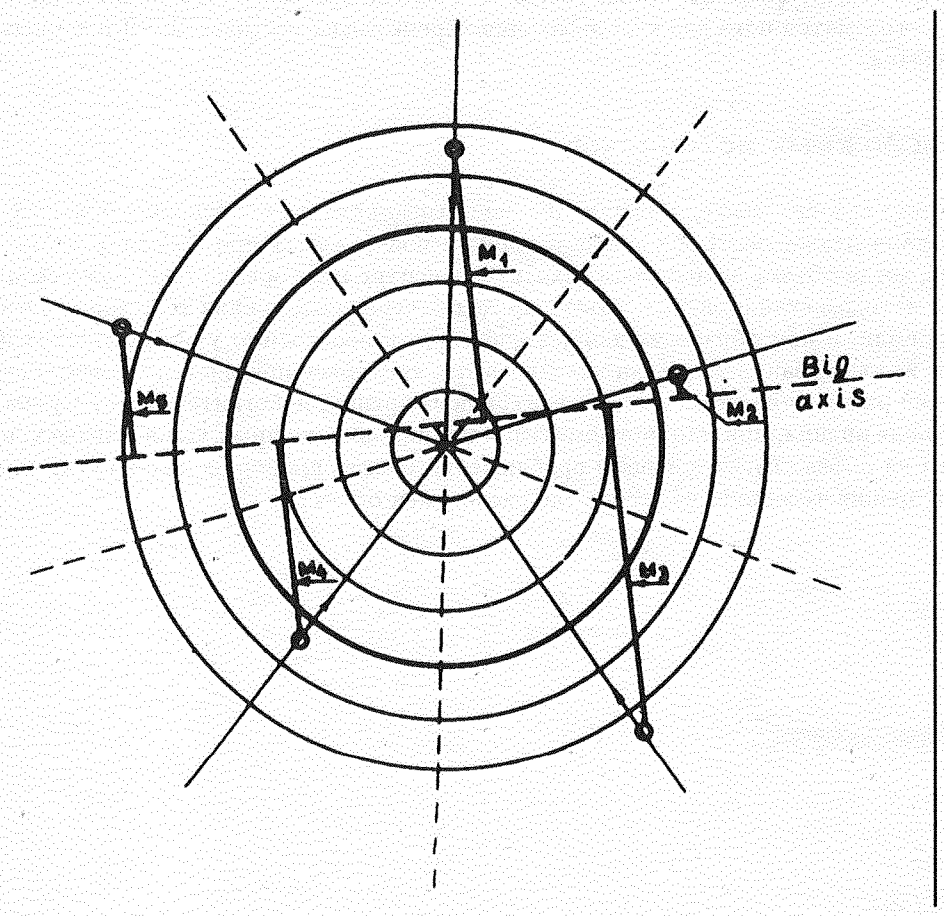


Рис. 11. Схема расположения объекта сканирования и ложных объектов в некоторый произвольный момент времени. Big axis – ось эллипсоида, • – объект сканирования, ∘ – ложный объект, $M1, \cdots M5$ – параметр "$MISS$" для $1, \cdots 5$ объектов, соответственно.

Если же мы используем параметры, в которых направление вытянутости входит более сложным образом, то и влияние геометрического фактора более сложно отразится на зависимость отобранных ливней от расстояния объекта до центра поля зрения (R), а картина для гамма-событий вообще неясна. В качестве иллюстрации этого эффекта на рис. 11 представлена зависимость интенсивности счета ливней, отобранных по приведенному выше параметру "$MISS$", в зависимости от расстояния R. Эта зависимость была получена при анализе материала, полученного на телескопе ГТ-48 при наблюдении рентгеновского источника Cyg $X-3$. К отобранным ливням относились все события, которые удовлетворили условия "$MISS$"$\leq 0^{\circ}.35$. Здесь хорошо видно, что интенсивность в несколько раз падает при удалении объекта от центра поля зрения. Разумеется, это является результатом влияния геометрического фактора, а не гамма-источника.

В связи с вышеизложенным, нами предлагается метод обработки результатов сканирования объекта без проведения дополнительных сканирований для выяснения влияния геометрического фактора. С этой целью мы вводим так называемые ложные объекты. На рис. 12 показано расположение реального и 4-х ложных объектов для некоторого произвольного момента времени. Все объекты с разных сторон относительно центра поля зрения движутся по траекториям, проходящим через центр. Причем, если для реального объекта движение есть результат суточного вращения Земли, то для ложных – движение лишь синхронизировано по скорости с реальным объектом. Их траектории развернуты относительно пути движения реального объекта на равные интервалы углов (см. рис. 11). Точкой поворота является центр поля зрения телескопа. Расстояние от центра до ложных объектов R смещено относительно расстояния до реального объекта на некоторую величину δR. Причем, смещение для двух из ложных источников положительно, а для других двух – отрицательно и остается постоянным во время сканирования. Это сделано с той целью, чтобы ни в один из моментов времени координаты ложных объектов не совпали с координатами реального объекта. Число ложных объектов определялось соображениями симметрии и независимости в определении угловых параметров вспышки для каждого из объектов. На рис. 11 стрелками обозначены направления движения объектов вдоль их собственных траекторий для некоторого момента времени. При этом движение к центру поля зрения принималось как движение вдоль отрицательных значений по R. Здесь же показаны в качестве иллюстрации значения параметра "$MISS$"для каждого из объектов для произвольной вспышки с заданным направлением ее вытянутости. $M_1 \cdots M_5$ – параметр "$MISS$" для $1, \cdots, 5$ объекта соответственно (для реального объекта индекс равен 1).

Далее, траектория движения каждого объекта разбивается на равные интервалы по R. За начало отсчета интервалов принимается центр поля зрения ($R = 0$). В каждом скане находится число зарегистрированных событий n_{ij} для j-го интервала и i-го объекта и время пребывания объекта в этом интервале t_{ij} (экспозиция). Эта операция повторяется для всех сканов, после чего находятся суммарные значения зарегистрированных событий N_{ij} и соответствующие им значения экспозиции T_{ij}. Отношение $I_{ij} = N_{ij}/T_{ij}$ дает значение интенсивности для i-го объекта в j-том интервале по R. В обработку входят лишь события, отобранные по тому или иному координатно – зависимому параметру.

На рис. 12 показаны скорости счета событий, отобранные по параметру "$MISS$"для реального и ложных объектов. В качестве массива данных был выбран материал, полученный на установке ГТ-48 при сканировании объекта Cyg $X-3$ в 1989 г. Как и следовало ожидать, все зависимости подобны между собой и отличаются лишь границами по R. С другой стороны, зависимости для ложных объектов отражают лишь изменение интенсивности за счет геометрического фактора, а для реального объекта – сумма за счет геометрического фактора и вклад гамма-событий от объекта сканирования (Cyg $X-3$). Поэтому, если сейчас из реального хода интенсивности вычесть усредненный по направлениям ход для ложных объектов, то мы должны получить избыточный ход интенсивности счета ливней при сканировании реального объекта.

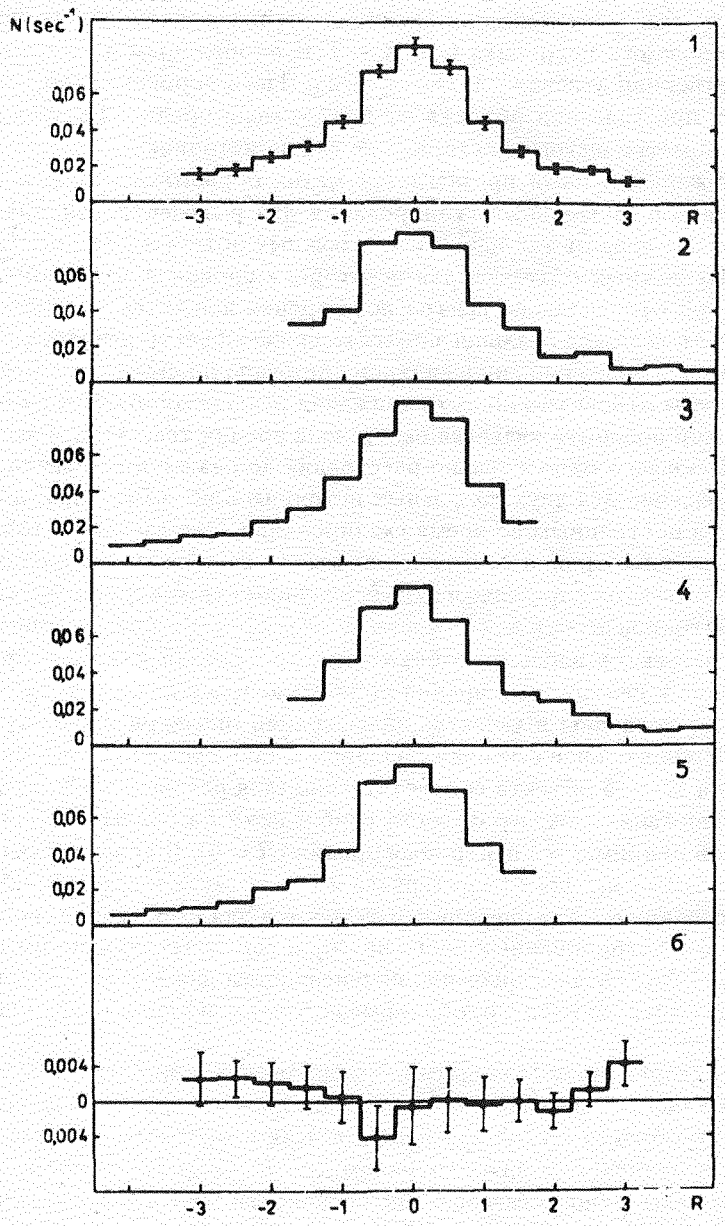


Рис. 12. Интенсивность счета событий после отбора по параметру "$MISS$" в зависимости от расстояния между центром поля зрения и объектом сканирования (R). 1 – для реального объекта, 2...5 – для ложных объектов, 6 – избыточная интенсивность.

Усредненный по направлениям ход интенсивности, обусловленный геометрическим фактором, находится следующим образом:

$$N_{Fj} = \sum_{i=2}^{5} N_{ij}; \quad T_{Fj} = \sum_{i=2}^{5} T_{ij}; \quad I_{Fj} = \frac{N_{Fj}}{T_{Fj}}.$$

Здесь i-номер объекта, N_{Fj} – суммарное число событий по всем ложным объектам для j-того интервала по R, T_{Fj} – суммарная экспозиция, соответствующая j-му интервалу, I_{Fj} – усредненная по направлениям скорость счета ливней в интервале j.

Избыточная интенсивность равна $I_j = I_{1j} - I_{Fj}$, статистическая ошибка принимается равной следующему выражению:

$$\Delta I_j = \sqrt{\frac{N_{1j}}{T_{1j}^2} + \frac{N_{Fj}}{T_{Fj}^2}}.$$

На рис. 12.6 показан избыточный ход интенсивности для приведенного выше массива данных, отобранных лишь по параметру "$MISS$". В результате проведенных операций хорошо видно, что геометрический фактор практически исчез, в пределах статистических ошибок нет зависимости избыточной интенсивности от расстояния по R.

10 Методы наблюдений на гамма-телескопах второго поколения

Наиболее естественным методом наблюдений на гамма-телескопах 2-го поколения является метод слежения. В этом случае объект постоянно находится в центре поля зрения детектора. Метод хорош тем, что он упрощает обработку данных при нахождении координатно-зависимых параметров вспышек, таких как "$MISS$", "$AZWIDTH$" и другие. Кроме того, в этом случае направленные потоки регистрируются с наибольшей площади. Безусловно, при этом нельзя ограничиваться наблюдением только источника. Дело в том, что при любом методе отбора, будь то отбор по параметрам, метод главных компонент или кластерный анализ, в группу выделенных событий под условным названием гамма-квантов, могут войти и события другого типа. Чтобы определить долю гамма-квантов в этих событиях, необходимо сравнить отношение содержания γ-событий к остальным, полученное при наблюдении подозреваемого как источник объекта, с аналогичным отношением, полученным при наблюдении другого участка неба, в котором мы не предполагаем наличия источника гамма-квантов. При этом необходимо вести наблюдения при тех же зенитных расстояниях и тех же погодных условиях, что и при наблюдении источника.

Таким образом, при слежении с помощью одной монтировки на наблюдение объекта уходит примерно половина времени. Может показаться, что наблюдение фона достаточно провести один раз. Этому препятствует ряд обстоятельств. Во-первых, относительное содержание "гамма-событий" может зависеть от зенитного расстояния, во-вторых, от погоды. Не исключено влияние и других факторов, например, яркости свечения ночного неба, которое может меняться в различных шкалах времени. Поэтому попеременное слежение за источником и фоном при одинаковых зенитных расстояниях (еще лучше и азимутах) является наиболее надежным методом обнаружения избыточного потока при наблюдениях методом слежения. Именно таким методом ведутся наблюдения на 10-метровом гамма-телескопе обсерватории Уиппла. Обычно интервал времени между наблюдением источника и фона равен 30 минутам. Слишком большой интервал нежелателен, так как за это время могут существенно измениться условия наблюдения.

Наличие двух монтировок предоставляет нам гораздо более широкие возможности. Перечислим их:

1. Метод слежения за объектом попеременно двумя секциями. При этом, если первая секция наблюдает источник, то вторая наблюдает фон и наоборот. Такая работа дает возможность сравнивать результаты анализа материалов наблюдений одного и того же объекта разными секциями.

В этом варианте наблюдений существенно, чтобы поля зрений секций не совпали в какой-либо из моментов. Достичь этого можно введением в азимут постоянного смещения. Вероятность наложения полей зрения секций велика только вблизи зенита. Этот метод обеспечивает одновременность наблюдения фона и источника.

2. Можно наблюдать два разных объекта как независимо, так и попеременно то одной, то другой секцией.
3. Метод параллельного слежения двумя секциями. При этом возможна работа по схеме совпадений. Отбор событий может осуществляться при обработке на программном уровне с использованием данных о моменте регистрации. Имеется возможность и аппаратного отбора событий с использованием схемы совпадений. Аппаратная схема совпадений удобна тем, что не перегружает носители памяти ЭВМ лишней информацией.

11 Заключение

В заключение нам хотелось бы отметить, что строительство гамма-телескопов 2-го поколения для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней от частиц и гамма-квантов сверхвысоких энергий началось только в последние годы. В настоящее время в полную силу работает лишь установка на обсерватории Уиппла в США. Сотрудники этой коллаборации обнаружили поток гамма-квантов от Крабовидной туманности. Анализ данных показал, что применение камеры, строящей изображение вспышки, позволяет проводить отбор гамма-квантов, что в 4–6 раз повышает чувствительность установки к потоку.

В Крымской астрофизической обсерватории гамма-телескоп ГТ-48 работает два года, получены первые данные, ведется анализ различных методов обработки и отбора данных.

В ближайшее время планируется начать работы на гамма-телескопе в Нор-Амберде, имеющем рекордную по качеству оптику. Идет строительство аналогичных установок и в других обсерваториях.

Нет сомнения, что новые строящиеся установки будут более совершенными, что дает новый толчок исследованиям Вселенной методами гамма-астрономии.

Литература

Aharonian F.A., Chilingarian A.A., Konopelko A.P., Plyasheshnikov A.V., 1989, Preprint YERPHI 1171(48)-89, Yerevan

Avakian V.V., Avundgian A.T., Agadganian C.A. et al., 1987, VANT **2(33)**, 12

Belianskii P.V., Sergeev B.J., 1980, Upravlenie nazemnymi antennami i teleskopami, Sov. Radio, Moscow

Bessekerskii V.A., 1976, "Tsifrovye avtomaticheskie sistemy", Nauka, Moscow

Borisochkin V.V., Fedorov YU.A., 1982, Izmeritel'naj technika **1**, 34

Bosia G., Castagnoli C., Maragnoli G., Navarra G. et al., 1972, Nuovo Cim. **9B**, 177

Castagnoli C., Picchi P., Locci M.A., 1972, Nuovo Cim. **9B**, 213

Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K. et al., 1985, Proc. 19-th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, Vol. **3**, 453

Chilingarian A.A., Cawley M.F. 1991, Proc. 22-th Intern. Cosmic Ray Conf., Dublin, Ireland, Vol. **1**, 460

Chudakov A.E., Dadykin V.L., Zatsepin V.I., Nesterova N.M., 1964, Trudy (contributions), FIAN, Vol. **26**, 118

Fazio G.G., Hearn D.H., Helmken H.F. et al., 1969, Proc. 11-th Intern. Conf. on Cosmic Rays. Budapest, Hungary, p. 111

Fedulov S.V., Voloscov V.A., Diatlova Y.S., 1980, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **62**, 190

Fegan D.J., 1990, 21st Int. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), Vol. **11**, 23

Fomin V.P., Neshpor Yu.I., Shitov V.G. et al., 1983, Proc. 18-th Intern. Conf. on Cosmic Ray, Bangalore, India, Vol. **6**, 223

Galbraith W., Jelley J.V., 1953, Nature **6**, 223

Galbraith W., Jelley J.V., 1955, Journ. Atmospher. Terr. Phys. **6**, 250
Grindly J.E., 1975, Smithsonian Inst. Astrophys. Obs. Spec. Rep. **334**
Gupta S.K., Ramana Murthy P.V., Tonwar S.C. et al., 1982, Proc. Intern. Workshop VHE Gamma Ray Astron, Ootacamund, India, p. 295
Hill D.A., Porter R.A., 1961, Nature **191**, 690
Hillas A.M. (private communication), 1990
Hillas A.M., 1985, Proc. 19-th Intern. Cosm. Ray. Conf., La Jolla, USA, Vol. **3**, 445
Kornienko A.P., 1989, Proc. Intern. Workshop VHE Gamma Ray, Crimea, USSR, p. 138
Long D.C., Fruin J.N., Jelley J.V. et al., 1965, Proc. 9-th Intern. Conf. on Cosmic Rays, London, UK, Vol. **1**, 318
Mihel'son N.N., 1976, "Opticheskie teleskopy", Nauka, Moscow
Mukanov J.B., 1981, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **63**, 151
Mukanov J.B., Nesterova N.M., Stepanian A.A., Fomin V.P., 1980, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **62**, 98
Neshpor Yu.I., Zyskin Yu.I., Vladimirsky B.M. et al., 1985, VANT **5(26)**, 16
Nikolsky S.I., Sinitsyna V.G., 1987, Circular of Tashkent's Astronomical Institute **123(470)**, 3
Pliasheshnikov A.V., Bignami G.F., 1985, Nuovo Cimento **8C**, No1, 39
Pliasheshnikov A.V., Konopel'ko A.V., 1988, VANT **4(39)**, 38
Puzyrev V.A., Vanchurin K.V., 1977, "Zarubejnaja electronika" **12**, 34
Shitov V.G., 1985, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **71**, 180
Shitov V.G., 1987, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **77**, 190
Shitov V.G., 1990, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **81**, 183
Shitov V.G., Stepanian A.A., 1981, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **64**, 162
Stepanian A.A., Fomin V.P., Vladimirsky B.M., 1983, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **66**, 234
Stepanian A.A., Vladimirsky B.M., Neshpor Yu.I., Fomin V.P., 1975, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **53**, 29
Stepanian A.A., Vladimirsky B.M., Pavlov I.V., Fomin V.P., 1971, Bull, Crimean Astrophys. Obs. **43**, 42
Strong A.W., Wdowczyk J., 1973, Wolfendale Simp. Goddard Spase Flight Center, USA, p. 315
Trakhtenberg R.M., 1982, "Impul'snye astaticheskie sistemy electroprivoda", Moscow
Vacanti G., Cawley M.F., Colombo E, et al. Ap.J., 1991 (in press).
Vishwanath P.R., 1982, Proc. Intern. Workshop. VHE Gamma Ray Astronomy, Ootacamund, India, p. 21
Vladimirsky B.M., Stepanian A.A., 1970, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **41–42**, 198
Vladimirsky B.M., Stepanian A.A., Fomin V.P., 1974, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **51**, 3
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Neshpor Yu.l. et al., 1985a, Bull. Crimean Astrophys Obs. **70**, 152
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Kornienko A.P. et al, 1991, Izv. Acad. of Science of USSR ser. fiz. **10**
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Neshpor Yu.I. et al., 1987, Circular of Tashkent's Astronomic. Inst. **123**, 32
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Neshpor Yu.I. et al., 1988, Kosmicheskie lychi **25**, 76
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Neshpor Yu.I. et al., 1985, Proc 19-th Intern. Cosmic Ray. Conf., La Jolla, USA, Vol. **5**, 203
Vladimirsky B.M., Zyskin Yu.L., Neshpor Yu.I. et al., 1986, Izy. Acad. of Science of USSR **50**, No11, 2221
Weekes T.C., Turver K.E., 1977, Proc. 12-th ESLAB Symposium, Frascati, Italy, p. 279
Zyskin Yu.L., 1987a, Bull. Crimean Astrophys. Obs. **77**, 179
Zyskin Yu.L., 1987b, Circular of Tashkent's Institute of Astronomy **123**, 39
Zyskin Yu.L., 1987c, VANT **2(33)**, 37
Zyskin Yu.L., Kornienko A.P., 1989, Proc. Intern. Workshop VHE Gamma Ray Astron. Crimea, USSR, p. 143
Zyskin Yu.L., Vladimirsky B.M., Neshpor Yu.I. et al., 1987, Proc. 20-th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR, Vol. **2**, 342

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91, 106–123 (1994)

Методы анализа поляризационных наблюдений

Н.М. Шаховской

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 6 июля 1991 г.

Аннотация. В обзоре рассмотрены следующие вопросы, связанные с анализом поляризационных наблюдений различных космических объектов:

1. Статистические свойства параметров поляризации.
2. Методы выделения различных составляющих в наблюдаемой поляризации и в особенности разделения межзвездной и собственной поляризации.
3. Методы анализа периодических изменений поляризации с использованием разложения наблюдаемых значений нормализованных параметров Стокса в ряд Фурье.

Даны практические рекомендации по использованию рассмотренных методов.

THE METHODS FOR ANALYSIS OF POLARIZATION OBSERVATION, *by N.M. Shakhovskoy.* The review of methods for analysis of the polarization observations is presented. The following questions are discussed:

1. Statistical property of polarization parameters.
2. Separation of the different components in the observad polarization, especially for the detection off intrinsic and interstellar polarization.
3. Analysis of the periodic polarization variations by Fourier fit of the observed Stokes parameters.

The recomendation for practical using of some methods are givan.

Ключевые слова: поляриметрия – методы.

1 Введение

Подавляющая часть наших знаний о Вселенной получена из анализа приходящего из Космоса электромагнитного излучения различных частот. Поэтому основной задачей наблюдательной астрофизики является наиболее полное извлечение и продуктивное использование той информации, которая содержится в достигающем Земли излучении различных космических объектов. Один из важнейших способов решения этой задачи – анализ поляризационных свойств принимаемого излучения, так как каждый квант его, наряду с частотой (энергией) и направлением движения, характеризуется и состоянием поляризации. Следовательно, изменение поляризации – или, иными словами, анализ распределения зарегистрированных квантов по состоянию поляризации – необходимое условие полного использования информации, содержащейся в электромагнитном излучении любого небесного тела.

Хотя первые изменения поляризации света небесных объектов были проведены еще Араго в первой половине XXI века, широкое применение поляризационных методов в астрофизике началось 30 – 40 лет назад и особенно в последние 10 – 15 лет. Это связано главным образом с развитием

техники наблюдений: использование фотоумножителей впервые позволило обеспечить необходимую для исследования поляризации точность регистрации слабых световых потоков, а развитие панорамных фотоэлектрических приемников дало возможность одновременного измерения поляризационных характеристик в большом числе элементов изображения или спектра. В результате в последнее десятилетие наблюдается "поляризационный бум" – в разных странах быстро растет как число приборов, предназначенных для поляризационных наблюдений различных объектов, так и число исследователей, работающих в этой области. Из-за этого наши возможности получения информации с поляризационных характеристик космических объектов быстро возрастают. Хуже, однако, обстоит дело с продуктивным использованием этой информации. До сих пор еще не существует общепринятых и широко распространенных методов анализа поляризационных наблюдений, подобных используемым в астрофотометрии и в астроспектроскопии. Более того, недостаточное знакомство некоторых исследователей со специфическими особенностями поляризационных характеристик может приводить их к недостаточно обоснованным, а иногда и к неверным выводам. Это положение усугубляется почти полным отсутствием соответствующих обзоров. Если по технике поляризационных наблюдений мы имеем ряд хороших обзоров (Serkowski 1962; Shakhovskoy 1971; Serkovski 1974; McCarthy 1980), то по методике их анализа существует лишь одна статья обзорного характера – Кларка и Стьюарда (Clarke & Steward 1986), посвященная хотя и важному, но все же частному вопросу статистических свойств параметров поляризации.

Данным обзором мы пытаемся хотя бы частично восполнить этот пробел и собрать развитые различными авторами методы анализа поляризационных наблюдений, содержащиеся в отдельных статьях по конкретным объектам. Многие из этих методов могут иметь более или менее широкое применение. Далее мы попытаемся изложить наиболее общие из существующих методов анализа поляризационных наблюдений и дать рекомендации по их использованию для исследования поляризации оптического излучения различных астрономических объектов.

2 Статистические свойства параметров поляризации

2.1 Параметры поляризации

Традиционно линейная поляризация излучения описывается параметрами P – степень поляризации и θ – позиционный угол плоскости поляризации (в астрофизике это обычно плоскость колебаний электрического вектора; отсчитывается от направления на север против часовой стрелки). По определению, степень линейной поляризации равна:

$$P_{\mathrm{L}} = (I_{max} - I_{min})\,(I_{max} + I_{min}) \tag{1}$$

где I_{max}, I_{min} – соответственно максимальная и минимальная интенсивности, зарегистрированные при вращении поляризационного анализатора. Для эллиптической поляризации используются также степень эллиптичности β или степень круговой поляризации P_c.

Из (1) следует, что $\mathrm{P_L} \geq 0$, т.е. степень поляризации – величина неотрицательная. Ее можно рассматривать как модуль некоторого вектора. Вообще традиционное описание поляризованного света через степень поляризации и позиционный угол плоскости поляризации соответствует некоторой полярной системе координат, не являющейся оптимальной для многих задач, для которых следует предпочесть декартову систему координат. Переход к такой системе можно осуществить введением параметров Стокса. Полные параметры Стокса – I, Q, U, V – имеют размерность интенсивности или потока излучения и соответствуют разностям интенсивности излучения с различными формами поляризации. Полное определение параметров Стокса и их связь с параметрами соответствующих колебаний электромагнитного поля содержится в ряде монографий и руководств (Serkovski 1974A; Chandrasekhar 1950; Shurkliff 1962; Clarke 1974). Наряду с полными параметрами I, Q, U, V часто удобно использовать нормированные безразмерные параметры Стокса q, u, v (или P_x, P_y, P_c), выраженные в долях от полной интенсивности I:

$$q = P_x = Q/I = P_i \cos 2\theta; u = P_y = U/I = P_i \sin 2\theta; v = P_c = V/I \tag{2}$$

Таким образом P_i и 2θ являются модулем и аргументом соответствующего плоского вектора $\mathbf{P}_L\ (q, u)$:

$$P_L = (q^2 + u^2)^{1/2}; 2\theta = arctg u/q \tag{3}$$

В дальнейшем везде, где это специально не оговорено, под степенью поляризации P мы будем подразумевать степень линейной поляризации P_L.

Далее будет показано, что для корректного анализа поляризационных наблюдений следует использовать именно нормированные параметры Стокса q, u (а иногда и полные параметры I, Q, U, V) вместо традиционных параметров P и θ. Это связано в основном со следующими их свойствами:

1. Степень поляризации P как неотрицательная величина – модуль вектора $(q,\ u)$ – не подчиняется нормальному (гауссову) закону распределения. Закон распределения для P будет рассмотрен ниже, а пока ограничимся элементарным примером. Пусть мы имеем n независимых измерений степени поляризации P_1, P_2,... P_n неполяризованного света, для которого истинное значение $P_0 = 0$. Из-за конечной точности измерений все $P_i > 0$. Тогда при любом n среднее значение $<P> = \frac{1}{n}\Sigma P_i > 0$ и оно отражает не реальное значение измеряемой величины, а среднюю ошибку ее измерения. Таким образом, невнимательное отношение к закону распределения параметра P может привести к ложным выводам. На это обстоятельство, применительно к поляризационным наблюдениям, впервые обратил внимание Serkowski (1958) более 30 лет назад (см. также (Shakhovskoy 1963, 1971). Тем не менее до настоящего времени появляются как наблюдательные, так и теоретические работы (например, исследующие статистические связи между поляризацией и другими характеристиками различных объектов), где явно или неявно постулируется нормальный закон распределения степени поляризации.

2. При суперпозиции поляризаций, образующихся в различных источниках, аддитивно складываются либо полные, либо нормированные параметры Стокса. Степень же поляризации суммарного излучения находится с помощью довольно громоздких и неудобных для практического использования формул. Поэтому любые анализ или редукцию наблюдений, связанные с выделением отдельных составляющих в наблюдаемой поляризации (например, учет инструментальной или межзвездной поляризации, учет влияния фона неба, выделение отдельных источников поляризованного излучения), следует проводить с использованием параметров Стокса.

3. Характерной для поляриметрии является ситуация, когда отношение измеряемой поляризации к ошибке ее измерения P/σ_p довольно мало. Часто встречаются величины P/σ_p порядка 2 – 5. При этом для надежной оценки статистической значимости получаемых результатов необходимо тщательно учитывать статистические свойства параметров поляризации и в частности их законы распределения. Без этого невозможно получить ни реальные (несмещенные) оценки параметров, ни надежно оценить их доверительные интервалы. Поэтому ниже мы, следуя в основном Кларку и Стьюарду (Clarke & Steward 1986) рассмотрим более подробно ститистику параметров поляризации.

2.2 Статистика нормированных параметров Стокса

В современных поляриметрах, как правило, непосредственно измеряемыми величинами являются отсчеты, пропорциональные числу фотонов, зарегистрированных при различных состояниях (или положениях) поляризационного анализатора. Из них находятся нормированные (безразмерные) параметры Стокса:

$$q = Q/I = K(N_1 - N_2)/(N_1 + N_2) \tag{4}$$

где N_1, N_2 – отсчеты (или число зарегистрированных фотонов) для двух ортогональных состояний анализатора, а K – коэффициент, учитывающий поляризационную эффективность применяемых анализатора и типа модуляции. Аналогичные выражения можно записать для параметров u и v. До последнего времени обычно полагалось, что при пуассоновском распределении числа зарегистрированных фотонов параметры q, u и v будут распределены по нормальному закону и среднее значение каждого параметра, найденное как

$$< q >= \Sigma q_i/n \tag{5}$$

является его наивероятнейшем значением. Дисперсия каждого параметра определяется дисперсией чисел N_1, N_2 и, при отсутствии фона, может быть найдена как

$$\sigma_{q,u,v} = KN^{-1/2}; N = N_1 + N_2 \tag{6}$$

Практика наблюдений в основном подтверждала эти положения (Shakhovskoy & Efimov 1976). Однако, недавно (Clarke et al. 1983) показали, что они строго выполяются только в предельном случае, при достаточно больших N и малых q, т.е. когда $(N_1 - N_2) << (N_1 + N_2)$. В общем же случае величина q, получаемая как отношение двух нормально-распределенных величин, распределена не по нормальному, а по значительно более сложному закону. При этом центральная часть кривой распределения становится несколько более узкой, а далекие крылья ее существенно расширяются по сравнению с нормальным распределением (Рис.1). Это ведет к повышению вероятности появления больших отклонений от среднего значения,превышающих 2σ или 3σ.

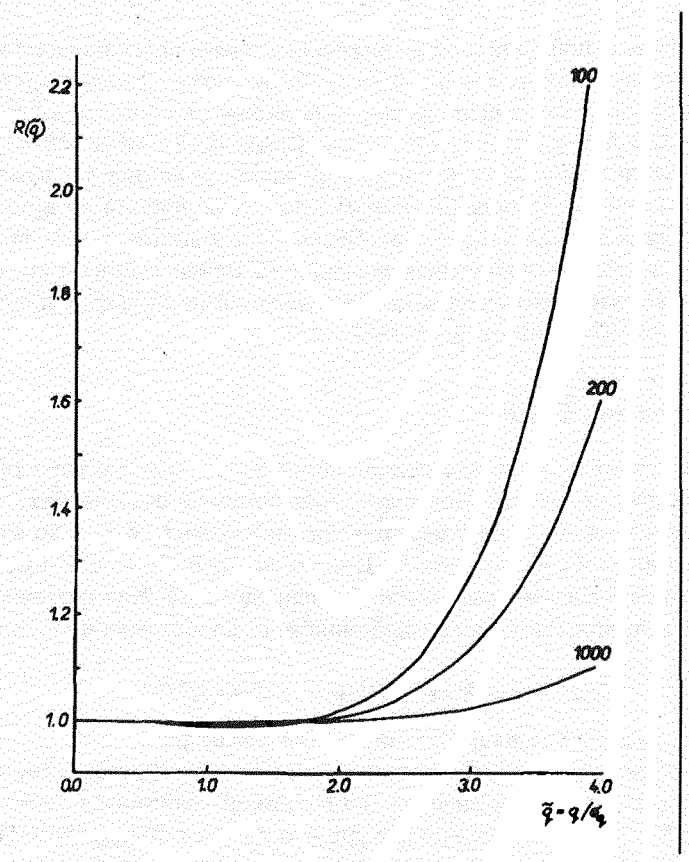


Рис. 1. Зависимость отношения $R(\tilde{q}) = P\ (\tilde{q})/\ P_n(\tilde{q})$ плотности распределения вероятности $P(q)$ к соответствующей величине для нормального распределения $R_n\ (\tilde{q})$ от величины $\tilde{q} = q/\sigma_q$ для различного числа зарегистрированных квантов n (число около кривых)

Отклонения от нормального закона распределения становятся особенно существенными при наличии в шумах сигнала непуассоновской составляющей (вызванной, например, мерцаниями звезд или "фликер-эффектом") или при различной точности измерения N_1 и N_2, что возможно в некоторых схемах двухканальных поляриметров. Отсылая за математическими подробностями к оригинальным статьям (Clarke & Steward 1986; Clarke et al. 1983) приведем лишь важные для практики следствия из выполненного в них анализа.

1. Найденные по (5) средние значения не являются наилучшими оценками их истинных величин. Для получения неискаженных средних значений параметров Стокса следует усреднять не значения параметров q, u, v, а непосредственно отсчеты N_1, N_2 в данной серии измерений. Наилучшей оценкой параметра q будет:

$$< q >= (\Sigma N_{1i} - \Sigma N_{2i})/(\Sigma N_{1i} + \Sigma N_{2i}) \tag{7}$$

При этом увеличивается статистическая определенность средних отсчетов $< N_1 >$ и $< N_2 >$ и минимизируются отклонения распределения q от нормального закона. Отметим, что формула (7) равносильна определению q как средневзвешенного значения отдельных величин q_i, взятых с весами w_i, пропорциональными сумме накопленных импульсов ($w_i = N_i = N_{1i} + N_{2i}$):

$$< q >= q_i\, w_i/\Sigma w_i = \Sigma q_i\, N_i/\Sigma N_i = (\Sigma N_{1i} - \Sigma N_{2i})/(\Sigma N_{1i} + \Sigma N_{2i}) \tag{8}$$

Именно такой способ усреднения нормированных параметров Стокса мы применяем начиная с 1970 г.

2. Нельзя автоматически использовать доверительные интервалы нормального распределения (например, доверительные вероятности 0.67, 0.95 и 0.995 соответственно для 1σ, 2σ и 3σ) для оценки статистической значимости найденных нормированных параметров Стокса и их различий в разных сериях измерений или у разных объектов. Clarke & Steward (1986) дали таблицы для вычисления доверительных интервалов в задаче обнаружения отличной от нуля поляризации. Для оценки реальности обнаруженных изменений параметров поляризации со временем или с длиной волны ими же рекомендуется использовать тест Велча, являющийся одним из вариантов применения F-критерия Фишера для неравноточных измерений. Ранее F-критерий для неравноточных данных применительно к задаче оценки реальности изменений параметров поляризации использовался Shakhovskoy & Efimov 1976; Efimov et al. 1977.

2.3 Статистика параметров P и θ

Выше было показано, что степень линейной поляризации P – модуль вектора $\mathbf{p}(q, u)$ – не подчиняется нормальному закону распределения. Более детальный анализ показывает, что в общем случае закон распределения P является многопараметрическим и зависит не только от дисперсий σ_q, σ_u, но и от P_0 – истинного значения параметра P. При $\sigma_q = \sigma_u$ и $P_0 = 0$ P будет распределено по закону Релея – двумерному аналогу максвелловского распределения. Как показано Serkovsky (1958), при $P_o > 0$ и нормировке величин P и P_0 к средней ошибке σ, распределение P будет распределением Райса (Rice):

$$F(P, P_0) = P\, exp\,[(P^2 + P_0^2)/2]\, J_0(iPP_0) \tag{9}$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка от мнимого агумента.

Распределение (9) в общем случае асимметрично. Из этого следует, что, во-первых, среднее значение параметра P будет смещенной оценкой его истинной величины и, во-вторых, что доверительные интервалы, соответствующие заданному уровню доверительной вероятности, будут также асимметричными. Поэтому при необходимости использования среднего значения степени поляризации P и позиционного угла их следует определять как

$$< p >= [< q >^2 + < u >^2]^{1/2}; < \theta >= 1/2\, arctg\,[< u > / < q >] \tag{10}$$

где $< q >$ и $< u >$ – средние значения нормированных параметров Стокса, найденные по формулам (2.7).

Serkovski (1962, 1974 A) было показано, что определенные по (10) значения <P> все еще являются смещенной оценкой величины P_o. Для учета этого смещения и приближения к истинному значению P_o рядом авторов Serkowssky (1962, 1974A; Wardle & Kronberg 1974; Simmons & Steward 1985) были предложены различные методы коррекции <P>. Но Clarke и Steward (1986) нашли, что все эти методы пригодны только в узком интервале значений отношения P_o/σ_p и не могут полностью

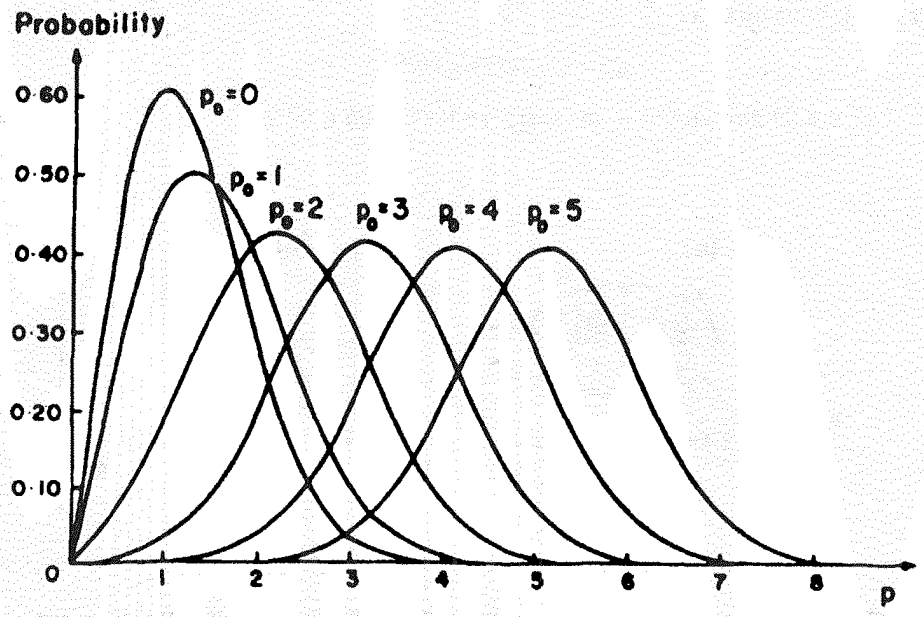


Рис. 2. Распределение $F(p, p_0)$ для различных значений R_0; Величины p и p_0 нормированы к значению σ_p (Clarke & Steward 1986)

устранить смещение <P> относительно P_o. Из их анализа следует, что никакие известные методы не могут обеспечить достаточно статистически обоснованных средних значений степени поляризации при $P/\sigma_p < 5$. Следовательно, использование параметра P для статистического анализа должно быть существенно ограничено и может быть оправдано только при достаточно высоком отношении величины P к ее стандартному уклонения σ_p.

Закон распределения для позиционного угла θ является еще более сложным и также многопараметрическим, зависящем как от P_o, так и от θ. Clarke и Sterward (1986) приводят соответствующие формулы, которые, однако, трудны для анализа. На практике для грубых оценок, полагая $\sigma_q = \sigma_u = \sigma_p$, следуя Serkovski 1958, 1974A); Clarke & Steward (1986), обычно принимают следующие выражения для ошибки позиционного угла:

$$\sigma_\theta = \pi/12^{1/2} = 52^\circ \quad \text{при} \quad R << \sigma_p$$
$$\text{и} \tag{11}$$
$$\sigma_\theta = \sigma_p/2 < P >= 28^\circ\!.65\sigma_p/ < P > \quad \text{при} \quad P >> \sigma_p$$

В случае, когда средние ошибки параметров q и u различны, Clarke & Steward (1986) предложили графический метод оценки доверительных интервалов для <P> и $< \theta >$. Построив на плоскости $(q,\ u)$ эллипс, соответствующий уравнению

$$\frac{(q- < q >)^2}{\sigma_q^2} + \frac{(u- < u >)^2}{\sigma_u^2} = \chi_2^2 \tag{12}$$

где χ_2^2 – значение распределения χ^2 для 2 степеней свободы, соответствующее заданной доверительной вероятности (уровню значимости), мы можем определить крайние значения как P, так и θ для этой доверительной вероятности и тем самым найти их доверительные интерваля (Рис.3). При $\sigma_q = \sigma_u = \sigma$, этот эллипс вырождается в круг и доверительные интерваля для степени поляризации <P> при уровнях значимости 0.67, 0.95 и 0.995 будут равны соответственно $\pm$ 1.49σ, 2.45σ и

3.04σ вместо 1, 2 и 3σ для нормального распределения. Доверительные интервалы для $< \theta >$ в этом случае могут быть найдены как

$$\Delta\theta = 1/2 arcsin\,(k\sigma/ < P >) \tag{13}$$

где K = 1.49, 2.45 и 3.04 для уровней значимости 0.67, 0.95 и 0.995.

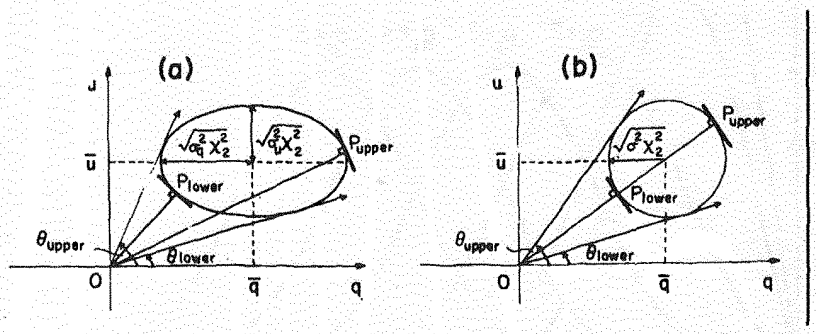


Рис. 3. Построение доверительных интервалов для степени поляризации P и позиционного угла θ на плоскости $(q,\ u)$. (Clarke & Steward 19886). a) Случай $\sigma_q \neq \sigma_u$; b) случай $\sigma_q = \sigma_u$

2.4 Влияние фона неба

При рассмотрении статистики параметров q и u мы полагали, что отсчеты N_1, N_2 свободны от влияния фона неба и темновых шумов светоприемника. В реальных условиях всегда регистрируется суммарный сигнал от объекта, фона неба, попадающего в апертурную диафрагму или на один элемент разрешения панорамного приемника, и темнового тока. При этом излучение фона часто бывает линейно поляризованным, особенно при Луне или в сумерках, когда эта поляризация может доходить до 20 – 30 %. Поэтому для получения неискаженной информации о поляризации излучения исследуемого объекта необходимо вычесть из всех измеренных отсчетов соответствующие отсчеты для фона неба (вместе с темномы током), полученные для аналогичных состояний анализатора. Тем самым мы учитываем постоянную составляющую фона. Но все его шумы, также как и статистическая неопределенность измерения фона, полностью входят в результаты наблюдений. Естественно, что влияние фона и необходимая точность его измерения существенно зависят от отношения величины отсчетов от объекта и фона. (Shakhovskoy & Efimov 1976) получили следующую формулу для ошибки измерения нормированных параметров Стокса q, u при заданном полном числе зарегистрированных квантов от объекта N^*, отношении скоростей счета импульсов от объекта и фона $R = n^*/n^B$ и отношении соответствующих суммарных времен накопления сигнала $\tau = \Delta t^*/\Delta t^B$:

$$\sigma_{q,u} = K[N^*]^{-1/2}\,[1 + (1+\tau)/R]^{1/2} \tag{14}$$

Здесь, как и ранее, коэффициент K характеризует эффективность анализатора. Эта формула заменяет более простую формулу (6) при наличии фона. Аналогичная формула для σ_q, σ_u независимо получена Clarke & Steward (1986).

Из (14) можно вывести условие для оптимального распределения наблюдательного времени между измерениями объекта и фона Shakhovskoy & Efimov (1976). Выражая N^* как $N^* = n^*\,\Delta t^*$ при фиксированных суммарном времени измерения $\Delta t = \Delta t^* + \Delta t^B$ и отношении $R = n^*/n^B$ и приравнивая к нулю производную $d\sigma/d\tau$, находим условие для получения минимальной ошибки $\sigma_{q,u}$:

$$\tau_0 = (R+1)^{1/2} = [(n^* + n^B)/n^B]^{1/2} \tag{15}$$

т.е. оптимальное отношение времени измерения объекта и фона равно квадратному корню из отношения соответствующих скоростей счета (или интенсивностей). Очевидно, что условие (15) применимо не только к поляризационным, но и к фотометрическим и любым другим измерениям при наличии фона.

Отметим, что присутствие фона ухудшает статистику зарегистрированных квантов: вместо $\sigma_{N1} = N_1^{1/2}$, $\sigma_{N2} = N_2^{1/2}$ мы имеем (при равном времени измерения объекта и фона $\tau = 1$) $\sigma_{N1} = (N_1^* + 2N_1^B)^{1/2}$; $\sigma_{N2} = (N_2^* + 2N_2^B)^{1/2}$. При значительной поляризации излучения фона неба это также приводит к неравенству $\sigma_{N1} \neq \sigma_{N2}$ даже при P = 0, что в свою очередь усиливает отклонения распределений параметров q и u от нормального закона.

3 Выделение различных составляющих в наблюдаемой линейной поляризации

3.1 Постановка задачи

Как правило, наблюдаемая поляризация оптического излучения космических объектов имеет сложную природу и может содержать в себе различные составляющие, возникающие в результате разных физических процессов, локализованных в различных пространственных областях в самом объекте или на пути от объекта к приемнику излучения. Выделение этих составляющих является важнейшей задачей анализа поляризационных наблюдений. Без этого обычно нельзя сделать определенных выводов о природе и свойствах отдельных составляющих измеренной поляризации. В частности, сравнение временных и спектральных характеристик измеренных параметров поляризации с их теоретическими (модельными) зависимостями обязательно требует предварительного выделения отдельных составляющих в наблюдаемом излучении. Например, нельзя сравнивать спектры поляризации, вычисленные для рассеивающей свет звезды оболочки, с наблюдаемыми параметрами без учета вклада неполяризованных излучения звезды и собственного излучения оболочки. При этом мы обычно встречаемся с задачами двух основных типов:

1. Сложение поляризаций при прохождении частично-поляризованного света через поляризующую среду. Типичные задачи такого рода – отделение собственной (intrinsic) поляризации излучения объекта от инструментальной, межзвездной или околозвездной (т.е. возникающей при прохождении света через окружающую звезду протяженную оболочку).

2. Сложение поляризаций вследствие смешения световых потоков, возникающих в различных пространственных областях в пределах измеряемого объекта (и/или в разных частотах внутри полосы спектральной чувствиительности приемника) и имеющих разные параметры поляризации. С такими задачами приходится встречаться (кроме очевидного случая учета фона, который кратко рассмотрен выше) при анализе объектов сложной природы – например, активных галактических ядер, некоторых тесных двойных систем, звезд, наблюдаемых на фоне туманностей и др.

Эти два типа задач требуют различных подходов и использования разных методов анализа. Рассмотрим сначала задачи первого типа.

3.2 Учет инструментальной поляризации

Точное решение задачи о сложении поляризаций при последовательном прохождении света через несколько частично-поляризующих сред может быть получено путем перемножения матриц, преобразования параметров Стокса для этих сред (матриц Muller) (Serkovski 1974b; Shurkliff 1962). Но для большинства практических применений в астрофизике оказывается достаточным использовать приближенные линейные формулы сложения нормированных параметров Стокса:

$$q = q_1 + q_2; \qquad u = u_1 + u_2 \tag{16}$$

где q_1, u_1 – параметры Стокса света, входящего в среду, вносящую (для неполяризованного света) поляризацию с параметрами q_2, u_2, а q, u – параметры Стокса выходящего из среды света. Формулы

вида (16) были впервые применены Tripp 1956). Расчеты показывают (Shakhovskoy 1965, 1971), что погрешности ΔP выражений (16) относительно весьма громоздких точных формул не превышают 0.025% для поляризаций P_1, P_2 <5%, а для P_1, P_2 <10% ΔP <0.2%. Поэтому точные формулы целесообразно использовать только при анализе прецезионных наблюдений относительно больших поляризаций.

Инструментальная поляризация, вносимая телескопом и поляриметром, может быть определена из специальных наблюдений неполяризованных стандартных звезд и учтена по формулам (16). Техника этого учета подробно описана в обзорах (Shakhovskoy 1971; Serkowski 1974b; McCarthy 1980). Там же даны ссылки на списки стандартных звезд. Поэтому здесь мы ограничимся лишь некоторыми краткими замечаниями.

1. В некоторых телескопах инструментальная поляризация может сильно меняться с длиной волны (Thiessen & Broglia 1959; Geherels 1960). В этих случаях при широкополосных наблюдениях необходимо считаться с зависимостью эффективной величины инструментальной поляризации от спектрального состава измеряемого излучения.

2. В высокоточных измерениях (с ошибкой менее 0.03 – 0.05%) следует учитывать возможность переменности как поляризации многих стандартных звезд, так и инструментальной поляризации. Поэтому желательно наблюдать стандартные звезды возможно чаще и использовать различные звезды, так как их средняя поляризация будет более постоянной, чем у одной звезды.

3. Необходимо учитывать возможность фазового сдвига в оптике телескопа и поляриметра, который может возникать при наклонных отражениях или при наличии механических напряжений в оптических деталях. Этот сдвиг приводит к частичному смешиванию линейной и круговой поляризации; при этом, в зависимости от положения плоскости поляризации, измеренное значение степени линейной поляризациии будет меньше истинного (при отсутствии значимтельной круговой поляризации). Для редукции подобных измерений требуется определить коэффициенты соответствующей матрицы преобразования параметров Стокса. Это в принципе можно сделать по наблюдениям стандартных звезд с хорошо известной линейной и круговой поляризацией. Но на практике мы встречаемся при этом с большими затруднениями из-за отсутствия достаточно ярких объектов со значительной постоянной и надежно измеренной круговой поляризацией. Подобная редукция при анализе линейной поляризации проводилась в работах (Efimov et al. 1977; Wesselink 1958; Serkowski 1960; Shakhovskoy & Efimov 1972). Случай редукции одновременных измерений линейной и круговой поляризации рассмотрен в (Berdyugin & Shakhovskoy 1992). Однако, такая редукция всегда понижает точность и надежность получаемых данных и поэтому желательно ее избегать путем исключения из оптической схемы всех элементов, создающих паразитный фазовый сдвиг.

3.3 Разделение собственной и межзвездной поляризации

Наиболее часто встречающейся задачей при анализе поляризации оптического излучения звезд является отделение собственной (intrinsic) поляризации от межзвездной. Несмотря на то, что для решения этой задачи разными авторами было предложено несколько различных способов, до сих пор далеко не всегда ее удается полностью решить. Это связано главным образом со сложной пространственной структурой межзвездной среды, особенно в газово-пылевых комплексах в областях звездообразования, а также иногда со сложной природой собственной поляризации.

В тех случаях, когда структура межзвездной среды в направлении исследуемого объекта достаточно регулярна, возможно более или менее надежно определить межзвездную составляющую в наблюдаемой поляризации излучения объекта по данным о поляризации окружающих звезд. Вычитая соответствующие значения нормированных параметров Стокса q', u' из их измеренных величин q, u мы в соответствии с (16), получим параметры собственной поляризации q^*, u^*:

$$q^* = q - q'; \quad u^* = u - u' \tag{17}$$

При этом, однако, надо тщательно исследовать зависимость параметров межзвездной поляризации в данном направлении от расстояния и межзвездного поглощения. Примеры такого исследования можно найти (Polyakova 1974, 1976; Abramian 1982). Часто для него оказывается недостаточно

информации в имеющихся каталогах и приходится проводить специальные поляризационные и фотометрические наблюдения звезд в окрестностях изучаемого объекта.

Существенно более сложная ситуация складывается при исследовании собственной поляризации звезд, находящихся в тех областях, где межзвездная среда имеет сложную и неоднородную структуру. В этих случаях из измерений поляризации окружающих звезд нельзя сделать определенного заключения о параметрах межзвездной поляризации, наложенных на собственное излучение объекта. Аналогичная ситуация возникает при наблюдениях далеких звезд высокой светимости близ плоскости Галактики, когда невозможно измерить поляризацию света нормальных звезд, пространственно близких к объекту, из-за их очень слабого блеска. Поэтому для отделения собственной поляризации излучения таких объектов от межзвездной приходится вводить дополнительные предположения о свойствах как межзвездной, так и собственной поляризации. Эти предположения могут основываться либо непосредственно на анализе наблюдаемых параметров поляризации и их зависимости от времени, яркости объекта и длины волны, либо на некоторых гипотезах о свойствах собственной поляризации, связанных с конкретными механизмами ее образования. В этом случае полученные параметры собственной поляризации являются в большей или меньшей степени зависимыми от принятой модели. Часто, однако, результаты анализа наблюдаемых параметров поляризации могут непосредственно дать некоторую информацию о свойствах собственной поляризации (например, о ее переменности и о наличии преимущественного направления плоскости поляризации) без полного отделения ее от межзвездной.

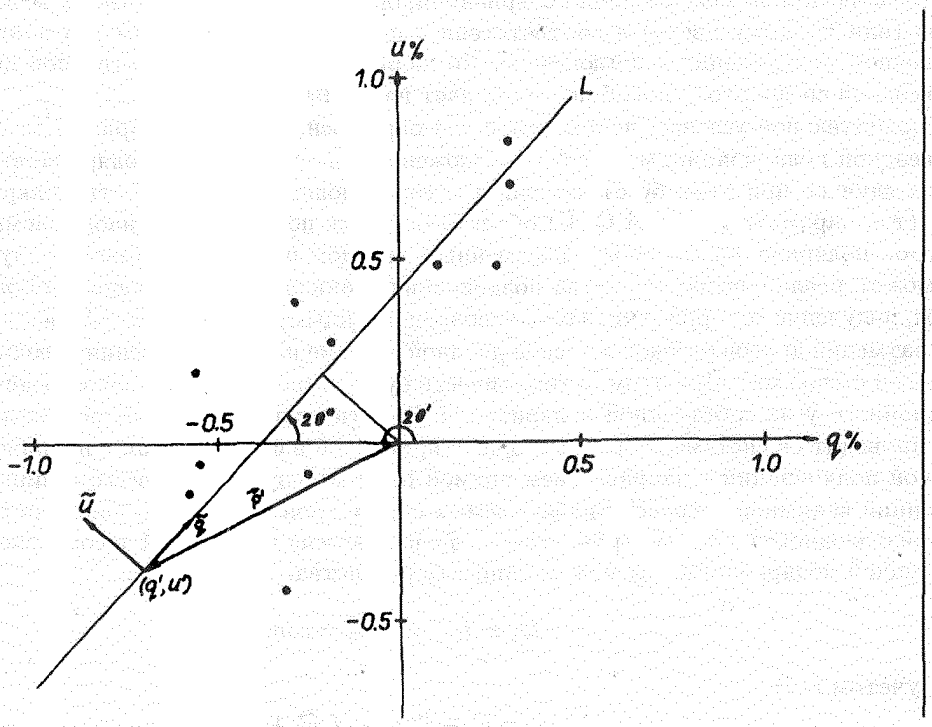


Рис. 4. К методике определения межзвездной поляризации при постоянном позиционном угле собственной поляризации θ^*. Точки – наблюдаемые параметры поляризации RU Per; линия L – средняя из двух линий регрессии; $p'(q', u')$ – вектор межзвездной поляризации; ($\tilde{q}$, $\tilde{u}$) – система отсчета собственной поляризации (Shakhovskoy 1964)

Одна из простейших и естественных гипотез о свойствах собственной поляризации, широко

применяемая для отделения ее от межзвездной, заключается в предположении о постоянстве во времени (или с длиной волны) ее направления (позиционного угла) при изменяющейся степени поляризации. Очевидно, что при этом наблюдаемые значения нормированных параметров Стокса q, u должны располагаться на плоскости (q, u) вдоль некоторой прямой L, направление которой соответствует позиционному углу собственной поляризации $2\theta^*$ (см. Рис.4). Наложение постоянной межзвездной поляризации приводит, в соответствии с (16), к сдвигу начала координат на плоскости (q, u) без изменения взаимного расположения наблюдаемых точек. Истинное начало отсчета для собственной поляризации должно находиться где-то на линии L и его координаты равны параметрам межзвездной поляризации q', u'. Для определения положения соответствующей точки на линии L необходимо наложить еще одно дополнительное условие на параметры либо собственной, либо межзвездной поляризации. Так, если межзвездная поляризация в окрестности объекта имеет малый разброс позиционных углов, то можно полагать, что и для объекта ее направление будет тем же самым. Тогда, проведя на диаграмме (q, u) через начало координат линию с угловым коэффициентом, соответствующим среднему направлению межзвездной поляризации, и найдя (аналитически или графически) точку пересечения этой линии с линией L, мы получим вероятные значения параметров межзвездной поляризации q', u', а вычтя их из наблюдаемых значений q, u найдем параметры собственной поляризации q^*, u^*. Такой метод был впервые применен Shakhovskoy (1963) при анализе изменений поляризации излучения полуправильного сверхгиганта R Set и в дальнейшем многократно использовался разными авторами.

Другим возможным условием, налагаемым на параметры межзвездной поляризации, может быть ожидаемая величина межзвездной поляризации, определенная по известному межзвездному поглощению (или избытку цвета) в соответствии с полагаемым известным для данной области неба отношением поляризации к поглощению. Но из-за большой пространственной дисперсии свойств межзвездной среды этот способ не всегда дает надежные результаты.

Дополнительное условие, необходимое для определения точки на прямой L, соответствующей межзвездной поляризации, может быть наложено и на собственную поляризацию. Одним из важнейших случаев при этом будет модель, в которой полная интенсивность поляризованного излучения (т.е. параметры Стокса Q, U) объекта остается постоянной, а наблюдаемые изменения параметров поляризации связаны с переменным вкладом неполяризованного излучения. Такая модель может реализовываться, когда поляризация возникает в протяженной оболочке переменной звезды, излучение которой (считаемое неполяризованным) меняет свою интенсивность (например, из-за затмений другой звездой в тесной двойной системе или при затмении звезды околозвездными пылевыми облаками). При этом автоматически будет выполняться и первое условие – постоянство позиционного угла собственной поляризации. Практически в рамках этой модели анализ удобнее всего проводить в системе координат, ориентированной в соответствии с позиционным углом собственной поляризации – направлением прямой L, за которую лучше всего принимать среднюю из двух линий взаимной регрессии наблюдаемых параметров q, u. Тогда, введя систему координат, в которой ось одного из параметров Стокса – $\widehat{q}$ – направлена по прямой L и совпадает с направлением собственной поляризации, мы можем записать равенства:

$$\widehat{Q}_i = I_i \widehat{q}_i^* = I_0 \widehat{q}_0^* = const \tag{18}$$

или, с учетом (16)

$$\widehat{q}_i = \widehat{q}_i^* + \widehat{q}' = I_0/I_i\, \widehat{q}_0^* + \widehat{q}' \tag{19}$$

где I_0, $\widehat{q}_0^*$ – значения интенсивности и степени поляризации собственного излучения звезды в момент T_0; I_i, $\widehat{q}_i^*$ – аналогичные параметры в произвольный момент T_i; $\widehat{q}'$ – проекция вектора межзвездной поляризации на направление $\widehat{q}$; $\widehat{q}_i = q_i \cos 2\theta + u_i \sin 2\theta^*$ – проекция на то же направление (с позиционным углом $2\theta^*$) наблюдаемой в момент T_i поляризации с параметрами q_i, u_i. Соотношения (19), записанные для ряда моментов наблюдения T_i, образуют систему линейных уравнений с двумя неизвестными – $\widehat{q}_0^*$ и $\widehat{q}'$, которая может быть легко решена методом наименьших квадратов при известных из наблюдений значениях q_i, u_i и I_i. Зная $\widehat{q}'$, легко найти положение неискаженного межзвездной поляризацией начала отсчета на прямой L. Такой метод разделения собственной и

межзвездной поляризации был впервые применен (Shakhovskoy 1964) при анализе изменений поляризации излучения затменных двойных звезд. Другой вариант этого же метода использовался (Berdyugin et al. 1990) применительно к звездам, затмевающимся околозвездными пылевыми облаками.

Vardanjan (1964) был предложен метод выделения межзвездной поляризации, основанный на альтернативной гипотезе о постоянстве степени собственной поляризации при изменяющемся позиционном угле. Но такая ситуация, по-видимому, реализуется в чистом виде достаточно редко и этот метод может применяться лишь к ограниченному числу объектов.

Для применения рассмотренных методов достаточно иметь наблюдения переменной поляризации в одной спектральной области (полосе). Более богатые возможности для анализа открываются при использовании многоцветных или спектрополяриметрических наблюдений, число которых в последние годы быстро возрастает. При этом для выделения собственной поляризации мы можем использовать отличия ее спектральной зависимости от аналогичной зависимости для межзвездной поляризации. Последняя детально изучалась рядом авторов (см. Coyne et al. 1974; Gehrels 1974; Serkowski et al. 1975). Serkovski (1971,1975) показано, что она может быть достаточно хорошо апроксимирована формулой:

$$P\lambda/P_{max} = exp[-Kln^2(\lambda_{max}/\lambda)]; \theta_\lambda = Const \qquad (20)$$

где P_{max} и λ_{max} определяют величину и положение максимума степени поляризации. Для параметра K обычно принимают значение 1.15; имеются данные о различиях K в разных областях неба, но для надежного определения K необходимы наблюдения в очень широком диапазоне длин волн, включающем ультрафиолетовую и инфракрасную области. Таких наблюдений пока слишком мало для детального исследования K. Величины же λ_{max} определены для нескольких сотен звезд, что достаточно для изучения их значений в разных частях Галактики.

Первые попытки использования многоцветных поляризационных наблюдений для разделения собственной и межзвездной поляризации были выполнены Shakhovskoy (1969). Они, однако, оказались не вполне удачными, так как опирались на наблюдения только в полосах UBV, диапазон длин волн которых недостаточен для надежного проявления различий в спектральной зависимости собственной и межзвездной поляризации. Сказалась также недостаточная для предложенных методов точность измерения параметров поляризации, особенно в полосе U. В дальнейшем различные варианты методов выделения собственной поляризации развивались (Serkovski 1970, 1971; McLean & Clarke 1979; Poeckert et al. 1979). Все эти методы требуют предварительного установления направления собственной поляризации, которое считается постоянным для всех цветовых полос. Это позволяет найти одно соотношение между двумя неизвестными параметрами межзвездной поляризации, так как конец ее вектора на диаграмме (q, u) должен лежать на прямой L, определяемой изменениями наблюдаемой поляризации с длиной волны или со временем. McLean & Clarke (1979) указывают, что для однозначного определения межзвездной поляризации мы должны наложить еще одно условие на ее параметры. В соответствии с изложеннеым выше, такими условиями могут быть:

1) Положение плоскости межзвездной поляризации, найденное по окружающим звездам.

2) Величина межзвездной поляризации для какой-либо длины волны, которую можно оценить по поглощению или избытку цвета.

3) Истинная величина собственной поляризации для одного момента времени или для одного цвета.

McLean & Clarke (1979) для определения последней величины использованы измерения поляризации в эмиссионных линиях. Наложение неполяризованного излучения в линиях на поляризованный континуум приводит к уменьшению собственной поляризации излучения объекта в частотах линий при неизменной межзвездной поляризации. Из сравнения наблюдаемой разности параметров Стокса между линией и континуумом с отношением соответствующих интенсивностей легко найти величину собственной поляризации по формулам, аналогичным (19). Poecket et al. (1979) в качестве дополнительного условия предлагают использовать формулу (20) вместе с условием, чтобы концы векторов межзвездной поляризации для всех цветов лежали на одной и той же прямой L. Отметим, что далеко не для всех объектов из наблюдений возможно определить положение плоскости собственной поляризации. Иногда наблюдения дают непосредственные указания на переменность этой

плоскости со временем. Из сравнения наблюдений в разных длинах волн также надежно определить θ^* удается только тогда, когда собственная поляризация значительно превышает межзвездную и показывает сильную зависимость от длины волны. Поэтому в некоторых случаях приходится разрабатывать специафические методы разделения собственной и межзвездной поляризации, исходя из наблюдаемых свойств поляризации конкретных объектов и некоторых предположений о свойствах собственной поляризации. Пример такого анализа можно найти (Efimov et al. 1984) для уникального объекта SS 433 = V 1343 Aql.

Недавно в работе Shakhovskaya et al. (1986) был предложен более общий метод анализа, применимый к широкому классу объектов и не требующий предварительного определения положения плоскости собственной поляризации и постоянства ее во времени. Единственным ограничением, накладываемым на ее параметры, является условие независимости позиционного угла собственной поляризации θ^* от длины волны для каждого отдельного момента наблюдений при наличии изменений его со временем. Условие постоянства θ^* во всех цветах для каждой даты наблюдений можно записать в виде:

$$u^*_{ij}/q^*_{ij} = tan2\theta^*_{ij} = C_j \tag{21}$$

где индекс i = 1, 2,..., n обозначает номер цветовой полосы, а индекс j = 1,2,..., N номер даты наблюдений. Аналогичным условием для межзвездной поляризации будет:

$$q_i'/q_0' = u_i'/u_0' = k_i \tag{22}$$

где q_0', u_0' – параметры межзвездной поляризации для длины волны λ_{max}, а $k_i = R_{\lambda i}'/P_{\lambda max}' = P_i'/P_0'$ – коэффициенты, характеризующие зависимость степени межзвездной поляризации от длины волны и определяемые по формуле (20) для заданногоλ_{max}. Используя (16), (21) и (22), получаем:

$$u^*_{ij}/q^*_{ij} = (u_{ij} - u_i')/(q_{ij} - q_i') = (u_{ij} - k_i u_0')/(q_{ij} - k_i q_0') = C_j \tag{23}$$

Здесь q_{ij}, u_{ij} обозначают наблюдаемые параметры поляризации для i -го цвета и j -ой даты. Из (23) имеем:

$$C_j\, q_{ij} + k_i(u_0' - C_{ij}\, q_0') = u_{ij} \tag{24}$$

Левая часть (24) содержит 3 неизвестных параметра: q_0', u_0', C_j Из них два первых не зависят ни от цвета, ни от даты, а последний - постоянен для всех цветов в данную (j-ую) дату. Введя обозначения $S_j = x_j$ и $u_0' - C_j\, q_0' = y_j$, мы получаем для каждой даты систему n линейных уравнений

$$q_{ij}\, x_j + k_i\, u_j = u_{ij} \tag{25}$$

из которой методом наименьших квадратов находим неизвестные x_j и u_j. Найдя их для N дат, мы можем из системы N уравнений

$$u_0' - x_j\, q_0' = u_j \tag{26}$$

методом наименьших квадратов получить искомые параметры межзвездной поляризации q_0', u_0' и тем самым однозначно определить как межзвездную, так и собственную поляризацию объекта. Shakhovskaya et al. (1986) использовали этот метод для анализа поляризации оптического излучения рентгеновского источника A 0535+26=V 725 Tau. (Belyakina et al. 1989) применили его для определения межзвездной поляризации у пекулярного объекта Кувано-Хонда (PU Vul) и получили результаты, хорошо согласующиеся с другими методами.

Необходимым условием применения описанного метода является существенное различие величин $x_j = tan2\theta^*_j$ для разных дат, т.е. изменение положения плоскости поляризации собственного излучения со временем. В противном случае система (26) становится неопределенной. При практическом применении этого метода следует иметь в виду, что найденные параметры межзвездной поляризации по сути дела характеризуют постоянную компоненту в поляризации исследуемого объекта, подчиняющуюся зависимости вида (20). В принципе в эту компоненту может входить не только межзвездная, но и поляризация, возникающая в околозвездной оболочке, и вообще любая постоянная составляющая поляризации, у которой спектральная зависимость не сильно отличается от межзвездной.

Из изложенного следует, что задача разделения собственной и межзвездной поляризации всегда требует тщательного анализа как межзвездной поляризации в окрестностях объекта, так и характера зависимости параметров наблюдаемой поляризации от времени и от длины волны. Для каждого конкретного объекта, в зависимости от характера имеющегося для него и его окрестностей наблюдательного материала и возможной природы собственной поляризации, должен быть выбран наиболее подходящий для него вариант анализа. Автоматическое же применение какой-либо конкретной методики без учета специфики объекта и его окружения не обеспечивает получения надежных результатов. Подчеркнем, однако, что характер переменности собственной поляризации может быть установлен и без полного отделения ее от межзвездной при условии использования для анализа нормированных параметров Стокса q, u (но не P и θ), для которых наложение постоянной межзвездной поляризации приводит только к смещению нуль-пункта без деформации формы соответствующих зависимостей.

Разумеется, все изложенное относится в первую очередь к изучению далеких звезд в низких галактических широтах, где межзвездная поляризация обычно достаточно велика. При исследовании объектов в высоких галактических широтах или очень близких звезд межзвездная поляризация может быть пренебрежимо малой, если только мы не имеем дело с очень малыми эффектами.

3.4 Выделение отдельных источников поляризованного излучения

Рассмотрим теперь методы анализа, применяемые в задаче сложения поляризаций при смешении световых потоков, возникающих в разных пространственных объемах внутри измеряемого объекта (или в разных длинах волн в пределах полосы чувствительности приемника), и имеющих различные параметры поляризации. Основные формулы, применяемые при таком анализе, следуют из свойства аддитивности сложения полных параметров Стокса I, Q, U, V, имеющих размерность интенсивности или потока излучения. Отдельные частные случаи этой задачи рассматривались различными авторами (один из частных случаев, когда происходит сложение поляризованного излучения с неполяризованным переменной интенсивности, уже рассмотрен выше). Наиболее полный и универсальный способ решения подобных задач был предложен Hagen-Torn (1981) для выделения отдельных линейно-поляризованных источников в оптическом излучении активных ядер галактик.

Следуя (Hagen-Torn 1981), рассмотрим расположение наблюдаемых данных в трехмерном пространстве параметров Стокса I, Q, U. Если изменения наблюдаемых значений параметров Стокса связаны с различием относительного вклада отдельных источников с постоянной по величине и направлению поляризацией, то в пространстве (I, Q, U) точки, соответствующие отдельным наблюдениям, будут располагаться вдоль прямой, параметры (направляющие тангенсы) которой определяются величиной и направлением поляризации источника, ответственного за изменения поляризации в период наблюдений. Параметры поляризации этого источника могут быть найдены методом наименьших квадратов как коэффициенты регрессии соответствующей прямой в трехмерном пространстве или ее проекцией на плоскости (I, Q), (I, U) и (Q, U). Очевидно, что для применения этого метода требуется, чтобы временная шкала для изменений различных источников была существенно различной. Хотя это условие, как и постоянство параметров поляризации отдельных источников, выполняется далеко не всегда, Hagen-Torn с сотрудниками удалось в ряде случаев выделить таким методом отдельные переменные источники поляризованного излучения в некоторых активных ядрах галактик и определить их параметры (Hagen-Torn 1980; Hagen-Torn et al. 1983; Hagen-Torn et al. 1985). Этот же метод может быть применен при анализе таких комплексных объектов как нестационарные тесные двойные системы, где могут одновременно наблюдаться несколько источников поляризованного излучения, и к другим типам сложных объектов. Отметим, что вообще при анализе поляризационных наблюдений и, в частности, при исследовании связи изменений яркости и поляризации, лучше использовать не шкалу звездных величин, а линейную шкалу интенсивностей или потоков, связанную более простыми соотношениями с параметрами поляризации. Полные параметры Стокса Q и U (или поляризованный поток $F_p = I \cdot P = (Q^2+U^2)^{1/2}$) иногда также выгодно использовать при исследовании связи поляризации с другими характеристиками объекта (Efanov et al. 1981).

4 Анализ периодических изменений параметров поляризации

При исследовании поляризации собственного излучения периодических переменных звезд – тесных двойных систем, вращающихся и пульсирующих звезд – обычно возникает задача построения средних зависимостей параметров поляризации от фазы соответствующего периода. Как было показано в разделе 2, усреднение наблюдаемых данных в определенных интервалах фаз следует проводить по нормированным параметрам Стокса q, u, но не по параметрам P и θ, так как последний способ может привести к ложным выводам. Из-за того, что обычно наблюдательные данные неравномерно распределены по фазам, группировка их в средние точки связана с некоторым произволом, могущим исказить получаемые средние кривые. Более объективным и надежным методом как построения, так и анализа фазовых зависимостей параметров поляризации является определение непосредственно по всем наблюдаемым данным амплитуд и фаз Фурье-гармоник для каждого из параметров q и u (а при наличии круговой поляризации и U). При необходимости получения средних кривых для параметров P и θ они могут быть найдены по соответствующим значениям q и u, вычисленных для необходимых фаз по их гармоникам. Полученные параметры соответствующих гармоник могут быть далее сопоставлены с их теоретическими значениями, вычисленными в рамках той или иной геометрической или физической модели. Кроме объективности и лучшей статистической определенности, другое преимущество этого метода – слабая зависимость результатов от принятого значения межзвездной поляризации. Действительно, наложение любой постоянной во времени счоставляющей (в том числе и межзвездной) влияет только на нулевую гармонику и не искажает амплитуды и фазы всех остальных гармоник. Поэтому данный метод может применяться непосредственно к наблюдаемым значениям параметров q и u без предварительного исправления их за межзвездную поляризацию.

Применение Фурье-анализа параметров Стокса для исследования поляризации излучения звезд было впервые предложено Кемпом с сотрудниками (Nolt et al. 1975; Kemp 1980; Barbour & Kemp 1981). Ими же было показано, что каждая k-ая гармоника соответствует эллипсу на плоскости (q, u), форма и ориентация которого непосредственно связана с геометрическими характеристиками объекта. В дальнейшем рядом автором (Milgrom 1978; Brown et al. 1978; McLean 1978; Milgrom 1979; Bochkarev & Karitskaya 1985a; 1985b) были проведены теоретические расчеты соответствующих гармоник и их эллипсов для различных моделей главным образом тесных двойных звезд. В частности, Milgrom (1978, 1979) показано, что для систем, вращающихся с постоянной угловой скоростью с произвольным распределением рассеивающих и поглощающих частиц, в которых оптическая толща не зависит от фазы вращения, выполняются "канонические" соотношения между отношением полуосей эллипсов первой и второй гармоник $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ и углом наклона и оси вращения к лучу зрения:

$$\mathcal{E}_1 = a_1/b_1 = \sin i; \qquad \mathcal{E}_2 = a_2/b_2 = \sin i/(1+\cos^2 i) \tag{27}$$

где a_1, b_1, и a_2, b_2 – полуоси эллипсов соответствующих (1 и 2) гармоник. При этом, если обход эллипсов совершается по часовой стрелке, то $i < 90°$. Им же показано, что для этих условий все гармоники с $k > 2$ равны нулю.

Связь между коэффициентами рядов Фурье для параметров Стокса и элементами соответствующих им эллипсов исследована (Karitskaya & Bochkarev 1983). Ими даны формулы и алгориитмы для определения полуосей эллипсов k-ых гармоник, их ориентации и точки эллипса, соответствующей нуль-пункту фаз, по найденным из наблюдений коэффициентам Фурье k-го порядка для q и u. Там же даны примеры теоретически расчитанных гармоник и их эллипсов для различных моделей тесных двойных систем, содержащих компактные компоненты с аккреционными дисками.

Метод анализа поляризационных наблюдений с помощью выделения отдельных Фурье-гармоник, кроме уже отмеченных, имеет еще одно важное достоинство. Действительно, размеры, форма и взаимная ориентация эллипсов различных гармоник на плоскости (q, u) не зависят от ориентации осей q, u и системы отсчета, которая обычно является случайной по отношению к объекту. Поэтому сопоставление этих эллипсов и фигуры, соответствующей их сумме, на диаграмме (q, u) с расчитанными в рамках определенной модели может быть проведено непосредственно, без анализа необходимого поворота осей и перевода параметров Стокса в систему отсчета, привязанную

к объекту. Ориентация же получаемых фигур относительно осей q, u позволяет определить характерное для объекта пространственное направление – например, положение проекции оси вращения или плоскости орбиты на картинную плоскость. Часто это направление принципиально возможно определить только из поляризационных наблюдений (McLean 1978; Shakhovskoy 1969).

Примеры анализа поляризационных наблюдений различных объектов методом аппроксимации их рядом Фурье и исследования отдельных Фурье-гармоник можно найти в работах (Efimov et al. 1984; Nolt et al. 1975; Kemp 1980; Barbour & Kemp 1981; Milgrom 1978; Efimov & Shakhovskoy 1982; Huovelin et al. 1987). В них, однако, не рассмотрен важный вопрос практического вычисления коэффициентов ряда Фурье по наблюдаемым значениям параметров Стокса. В принципе это следует сделать методом наименьших квадратов, решая системы порядка 2k + 1, где k – число анализируемых гармоник. Это число должно зависеть как от количества и качества используемых наблюдений, так и от характера изменений параметров поляризации. При отсутствии быстрых изменений поляризации, связанных, например, с затмениями, обычно можно ограничиться двумя гармоникми (не считая нулевой). Но в некоторых работах теоретически расчитаны гармоники вплоть до k = 7. Удобные алгоритмы и программы для таких вычислений можно найти в работе (Pelt 1980), где описан комплекс программ для поисков периодов и анализа периодических процессов методом Фурье-анализа. Эти программы легко адаптируются для анализа поляризационных наблюдений (в том числе неравноточных).

5 Заключение

Сформулируем основные практические рекомендации, следующие из проведенного рассмотрения методов редукции и анализа поляризационных наблюдений.

1. При первоначальной обработке наблюдений следует усреднять непосредственно отсчеты в отдельных счетчиках (каналах регистрации), соответствующие определенным состояниям анализатора, а не нормированные параметры Стокса q, u и тем более не степень линейной поляризации P_L и позиционный угол θ. Усреднение отсчетов равносильно нахождению средневзвешеных значений параметров q, u Данные, полученные по малому (менее 500) числу зарегистрированных квантов, следует использовать с большой осторожностью.

2. При оценке доверительных интервалов измеренных параметров поляризации необходимо учитывать их законы распределения. Средние значения степени линейной поляризации P_L и позиционного угла θ следует определять по средним параметрам Стокса q и u.

3. Для корректного учета межзвездной поляризации необходим тщательный анализ как пространственного распределения межзвездных поляризаций поглощения в окрестностях объекта, так и наблюдаемых свойств поляризации излучения самого объекта (переменности, спектральной зависимости и др.). Конкретный способ разделения межзвездной и собственной поляризации должен выбираться с учетом результатов этого анализа.

4. Если у исследуемых объектов смешивается излучение разной природы и возникающее в различных областях, то для анализа поляризации часто полезно использовать полные параметры Стокса I, Q, U, V, т.е. интенсивности или потоки поляризованного излучения.

5. Для анализа периодических изменений параметров поляризации весьма эффективным является разложение наблюдаемых фазовых зависимостей нормированных параметров Стокса q, u в ряды Фурье и исследование отдельных Фурье-гармоник и соответствующих им эллипсов на плоскости (q, u). Коэффициенты рядов Фурье могут определяться по наблюдаемым значениям q и u методом наименьших квадратов.

6. Учитывая большое значение нормированных (безразмерных) параметров Стокса q и u для анализа наблюдений и их лучшую, по сравнению с P и θ, статистическую определенность, следует рекомендовать всем наблюдателям публиковать непосредственно измеренные значения q и u с их средними ошибками вместо параметров P и θ (или вместе с этими параметрами).

Литература

Abramjan H.A., (Г.А. Абрамян), 1982, Soob. Byurakan obs., No.53, 40 (In Russian).

Barbour. M.S., and Kemp. J.C., 1981, Astrophys.J. **246**, 203.

Belyakina. T.S., Dondar N.I., Chochol L.D., Chuvaev K.K., Efimov Yu.S., Gershberg R.E., Grigar J., Hric L., Krasnobabtsev V.I., Piirola V., Poutanen M., Savanov I.S., Huovelin J., Tuominen I., Shakhovskaya N.I., Shakhovskoy N.M., Shenavrin V.I., and Shcherbakov A.G., 1980, Astron. Astrophys. **223**, 119.

Berdyugin A.V. and Shakhovskoy N.M., (А.В. Бердюгин, Н.М. Шаховской), 1992, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs. **87** (In Russian, in press).

Berdyugin A.V., Berdyugina S.V., Grinin V.P. and Minikulov N.M., (А.В. Бердюгин, С.В. Бердюгина, В.П. Гринин, Н.Х. Миникулов), 1990, Astron. Zh.(USSR) **67**, 812 (In Russian).

Bochkarev N.G. and Karitskaya E.A., 1985a, Astrophys. Sp. Sci. **108**, 1.

Bochkarev N.G. and Karitskaya E.A., 1985b, Astrophys.Sp. Sci. **109**, 1.

Brown J.C., McLean I.S. and Emslie A.G., 1978, Astron. Astrophys. **68**, 415.

Chandrasekhar S., 1950, Radiative Transfer. Oxford.

Clarke D., 1974, In "Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry", Ed. T. Gehrels (University of Arisona Press) 45

Clarke D. and Steward B.G., 1986, Vistas in Astronomy **29**, 27.

Clarke D., Steward B.G., Schwarz H.E. and Brooks A., 1983, Astron. Astrophys. **126**, 260.

Coyne G.V., Gehrels T. and Serkowski K., 1974, Astron. **79**, 581.

Efanov V.A., Moissev I.G., Nesterov N.S. and Shakhovskoy N.M., (В.А. Ефанов, И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, Н.М. Шаховской), 1981, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs. **64**, 91 (In Russian).

Efimov Yu.S. and Shakhovskoy N.M., (Ю.С. Ефимов, Н.М. Шаховской), 1982, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs. **65**, 143 (In Russian).

Efimov Yu.S., Narizhaya N.V. and Shakhovskoy N.M., (Ю.С. Ефимов, Н.В. Нарижная, Н.М. Шаховской), 1977, Astron. Zh. (USSR), **54**, 494 (In Russian).

Efimov Yu.S., Piirola V. and Shakhovskoy N.M., 1984, Astron. Astrophys. **138**, 62.

Gehrels T., 1960, Astron. **65**, 81.

Gehrels T., 1974, Astron. **79**, 590.

Hagen-Torn V.A., 1980, Astrophys. Sp. Sci. **73**, 279.

Hagen-Torn V.A., (В.А. Гаген-Торн), 1981, Trudy Astron. Obs. Leningrad Univ. **36**, 20 (In Russin).

Hagen-Torn V.A., Marchenko S.G., Smekhacheva R.I. and Ykovleva V.A., (В.А. Гаген-Торн, С.Г. Марченко, Р.И. Смехачева, В.А. Яковлева), 1983, Astrofizika **19**, 199, (In Russian).

Hagen-Torn V.A., Marchenko S.G. and Yakovleva V.A., (В.А. Гаген-Торн, С.Г. Марченко, В.А. Яковлева), 1985, Astrofizika, **25**, 485 (In Russian).

Huovelin J., Piirola V., Vilhu O., Efimov Yu.S. and Shakhovskoy N.M., 1987, Astron. Astrophys. **176**, 83.

Karitskaya E.A. and Bochkarev N.G., (Е.А. Карицкая, Н.Г. Бочкарев), 1983, Astron. Zh.(USSR) **46**, 386 (In Russion).

Kemp J.C., 1980, Astron. Astrophys. **65**, 198.

McCarthy M.F. (Ed.), 1980, New Technigues in Stellar Photometry and Polarimetre. Ricerche Astronomiche Specola Vaticana **10**.

McLean I.S., 1978, Observatory **98**, 205.

McLean I.S. and Clarke D., 1979, Month. Not. Royal Astron. Soc. **186**, 245.

Milgrom M., 1978, Astron. Astrophys. **65**, L1.

Milgrom M., 1979, Astron. Astrophys. **76**, 338.

Nolt I.G., Kemp J.C., Rudy R.J., Southwick R.G., Radostitz J.V. and Carloff J.V. and Carloff L.J., 1975, Astrophys. J. (Letters) **199**, L27.

Poleakova T.A., (Т.А. Полякова), 1974, Astrofizika, **10**, 53 (In Russian).

Polyakova T.A., (Т.А. Полякова), 1976, Vestnik Leningrad Univ., ser math., astron. **7**, 143 (In Russian).

Pelt J., (Я. Пельт), 1980, Frequency analysis of the time series. Tallin, Valtus Press. (In Russian).

Poeckert R., Bastian P. and Landstreet J.D., 1979, Astron.J. **84**, 812.

Sercowski K., 1958, Acta Astron. **8**, 135.
Serkovski K., 1960, Lowell Obs. Bull. **4**, No.105, 296.
Serkowski K., 1962, Advances in Astron. and Astrophys. **1**, 289.
Serkowski K., 1970, Astrophys.J. **160**, 1083.
Serkowski K., 1971, In Proc. IAU Colloq. "New directions and new frontiers in variable star research", Veroffentl. Remeis-Sternwarty Bamberg, **9**, No.100, 11.
Serkovski K., 1974a, In "Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry", Ed.by T.Gehrels, University of Arisona Press, p.135.
Serkowski K., 1974b, In "Methods of Experimental Physics", vol 12 A, Ed. by N.Carleton, Academic Press, N.Y. & L., 361.
Serkowski K., Mathewson D.S. and Ford V.L., 1975, Astrophys.J. **196**, 261.
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1963, Astron. Zh.(USSR) **40**, 1055 (In Russian).
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1964, Astron.Zh. (USSR) **41**, 1042 (In Russian).
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1965, Ph.D. Thesis, Moskov University (In Russian)
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1969a, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs. **39**, 11 (In Russian).
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1969b, Astron Zh. (USSR) **46**, 386 (In Russian).
Shakhovskoy N.M., (Н.М. Шаховской), 1971, In "Methods of variable stars inverstigation". Ed. by V.B.Nikonov. Moskow, Nauka 199 (In Russian).
Shakhovskoy N.M. and Efimov Yu.S., (Н.М. Шаховской, Ю.С. Ефимов), 1972, Izv. Krymskoy Astrofiz. Obs. **45**, 90 (In Russian).
Shakhovskoy N.M. and Efimov Yu.S., (Н.М. Шаховской, Ю.С.Ефимов), Izv. 1976, Krymskoi Astrofiz. Obs. **54**, 99 (In Russian).
Shakhovskaya N.I., Shakhovskoy N.M. and Beskrovnaya N.G., (Н.И. Шаховская, Н.М. Шаховской, Н.Г. Бескровная), 1986, Izv. Krymskoi Astrofiz. Obs. **75**, 120 (In Russian).
Shurkliff W.A., 1962, Polarized Light. Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.
Simmons J.F.L. and Steward B.G., 1985, Astron. Astrophys. **142**, 100.
Thiessen G. and Broglia P., 1959, Zs. F. Astrophys. **48**, 81.
Tripp W., 1956, Zs. f. Astrophys. **41**, 84.
Vardanjan R.A., (Р.А. Варданян), 1964, Soob. Byurakan Obs. No.35, 3 (In Russian)
Wardle J.F.C. and Kronberg P.P., 1974, Astrophys. J. **194**, 249.
Wesselink A.J., 1958, Month. Not. Royal Astron. Soc. **118**, 271.

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 9~~2~~, ~~5–24~~ 124-143 (1994)

Общее магнитное поле Солнца как звезды

В.А. Котов

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 20 марта 1991 г.

Аннотация. Излагаются основные сведения об измерениях общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды и его корреляции с межпланетным магнитным полем (ММП). Наблюдения ОМП выполнены с помощью солнечных магнитографов в обсерваториях: Крымская астрофизическая обсерватория (СССР), Маунт Уилсон (США), Солнечная обсерватория им. Уилкокса (США) и Саянская обсерватория (СССР). Обсуждаются временные флуктуации ОМП на различных шкалах времени, включая 11-летний цикл.

Приводятся результаты анализа т.наз. магнитной асимметрии Солнца. Показано, что нарушения магнитного баланса (наблюдаемого также и в поведении полярности ММП) – характерная черта ОМП. Исследуется годичная вариация (с амплитудой ≈ 0.1 Гс) ОМП, тесно связанная с магнитным разбалансом нашей звезды и с эффектом Розенберга-Колмэна в знаке преобладающей полярности ММП.

Исследуется вращение глобального магнитного поля Солнца и ММП. Показано, что в их спектрах мощности доминируют два (синодических) периода: 26.94 и 28.20 сут. Первый интерпретируется как наиболее когерентный период вращения поверхностных магнитных полей вблизи экватора. Второй, по-видимому, отражает жесткое вращение глубинного магнитного поля под конвективной зоной Солнца, что согласуется с результатами гелиосейсмологии (замедление вращения Солнца в глубине на расстояниях $r \approx 0.3 - 0.9$ от центра). Обсуждаются результаты многолетних наблюдений 160-минутных осцилляций ОМП Солнца (со средней амплитудой ≈ 0.01 Гс).

Ключевые слова: Магнитное поле Солнца, Вращение Солнца, Гелиосейсмология

1 Введение

Общее магнитное поле (ОМП) Солнца как звезды представляет собой интегральное, для всей видимой полусферы, значение продольного поля (м.п.) в фотосфере. Его измерения, впервые начатые Северным (1969), производятся с помощью солнечного магнитографа по эффекту Зеемана магниточувствительной спектральной линии 525.0 нм. Для этой же цели в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) был применен метод наблюдений Солнца в "параллельном пучке", т.е. с использованием только плоских зеркал Башенного солнечного телескопа, когда входная щель спектрографа освещается всем диском Солнца.

Закон потемнения диска к краю входит в измеряемую величину H'продольного м.п. как весовая функция:

$$H' = a \iint_S H_0 I_0 f_1 \, dS / \iint_S I_0 f_2 \, dS; \qquad (1)$$

интегрирование ведется по видимому диску Солнца (оно "выполняется" самим инструментом, т.к. входная щель спектрографа освещается всем солнечным диском); H_0 и I_0 – напряженность продольного м.п. и яркость фотосферы в данной точке диска, $a \approx 1$ – инструментальный фактор (калибровочный множитель); f_1 и f_2 учитывают влияние распределения скорости вращения (эффект Доплера) по диску Солнца, инструментальное виньетирование световых пучков и другие эффекты; в первом приближении $f_1 = f_2 = 1$ (подробнее см. Scherrer 1973; Scherrer et al. 1977).

Поскольку, как правило, $|ОМП| \lesssim 0.5$ Гс и редко превышает 1 Гс, измерения представляют весьма трудную экспериментальную задачу (степень круговой поляризации, обусловленной эффектом Зеемана в крыльях линии, $\sim 10^{-4}$). Вследствие этого наиболее важным становится правильное определение инструментального смещения нулевой линии магнитографа. В КрАО по методу Северного (1969) за истинный нуль принимается сигнал, регистрируемый по "немагнитной" (фактор Ландэ $g = 0$) линии железа 512.4 нм, так что в качестве измеренного на данный день ОМП берется

$$H = H'(525.0) - H'(512.4). \qquad (2)$$

Такой же метод коррекции за инструментальное смещение нуля принят впоследствии в Солнечной обсерватории им. Д.Уилкокса (СОУ) в Станфорде (Scherrer et al. 1977b).

Внутренняя точность измерений ОМП в КрАО около ±0.15 Гс, хотя в отдельные дни, из-за атмосферных и иных причин, реальная ошибка могла достигать ±0.5 Гс; в СОУ типичная ошибка ≈ 0.05 Гс. Подробнее описание метода измерений и инструмента, вместе с анализом ошибок, дано Scherrer (1973); Scherrer et al. (1977a), Котовым (1977).

Анализ длительного ряда измерений ОМП дает важную информацию о временном поведении глобального м.п. Солнца (преобладание дипольной или квадрупольной составляющей, эволюция секторной структуры, вращение). Сопоставление данных, полученных в трех обсерваториях – КрАО, Маунт Уилсон и СОУ – между собой, а также с секторной структурой межпланетного магнитного поля (ММП), – показало хорошее согласие результатов (в частн., секторной структуры, спектров мощности (СМ); см., напр., Северный (1969), Северный и др. (1970), Котов (1987)).

Измерения ОМП существенно дополняют данные о крупномасштабных м.п. на Солнце. Поведение ОМП со временем делает Солнце подобным магнитно-переменной звезде (Северный 1969; Scherrer et al. 1977a). Имеется близкое соответствие между средним фотосферным полем и секторной структурой ММП.

Установлено, что ОМП определяется обширными областями "невозмущенной" фотосферы с относительно слабыми, т.наз. фоновыми, м.полями (Северный 1971; Котов и др. 1977). Вклад в результирующий поток ОМП м.п. активных областей и пятен, как правило, невелик и лишь в отдельных случаях может составлять существенную долю от ОМП. Поэтому ОМП можно считать особой характеристикой солнечного магнетизма. Его основным свойством является секторная структура, устойчиво существующая (по данным о ММП) на протяжении нескольких циклов 11-летней активности, не проявляя статистической связи с расположением пятен (Северный 1971).

2 Измерения ОМП в разных обсерваториях

В КрАО измерения ОМП проводились систематически с 19 марта 1968 г. по 13 октября 1976 г.; они делались, как правило, раз в день, если позволяла погода и инструмент. Полный список Крымских измерений ОМП (1397 отдельных определений) опубликован Котовым и Северным (1983). Он дополняет американский ряд ОМП, полученный Р.Говардом в обсерватории Маунт Уилсон (с 9 октября 1970 г.) и Ф.Шеррером с сотрудниками в СОУ (с 16 мая 1975 г.; данные публикуются в Solar Geophysical Data); в последние годы измерения ведутся также в СибИЗМИР (Иркутск) (в Саянских горах; Григорьев и Демидов 1987). Сопоставление данных КрАО и М.Уилсон за 1971 – 1974 гг. показало общее соответствие характеристик ОМП: одинаковые "крупномасштабные" вариации, со сходными средними значениями H, обнаруживаются в измерениях обеих обсерваторий (то же относится к данным СОУ). Совпадение, однако, не идеальное. Имеются интервалы (несколько месяцев), когда согласие хорошее, – см., напр., рис.1 для 1974 г. В другие интервалы (напр., часть 1972

г.) записи той или иной обсерватории показывают систематический сдвиг нуля и/или увеличенный шум.

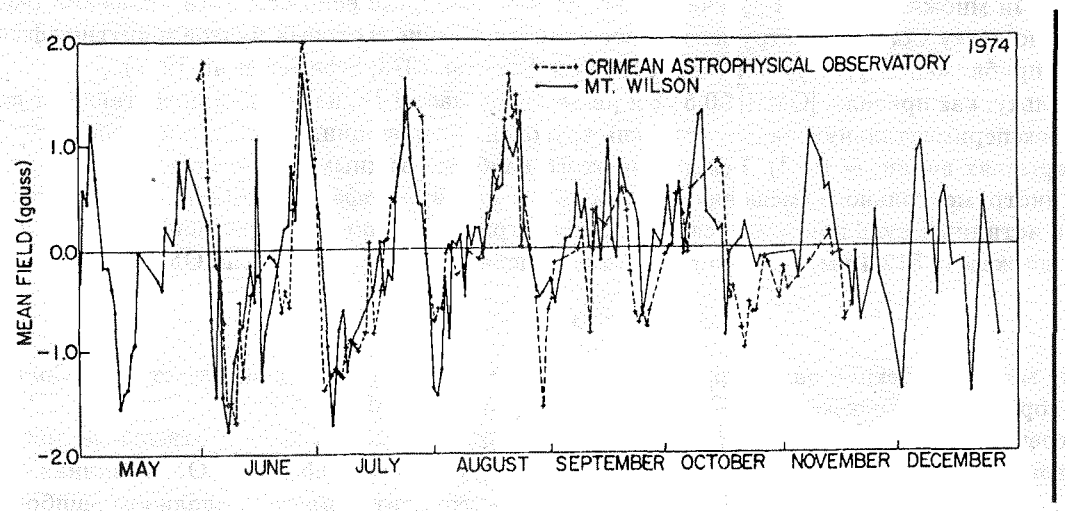


Рис. 1. Сравнение измерений общего магнитного поля Солнца, выполненных в М.Уилсон и КрАО в 1974 г. (согласно Scherrer et al. 1977a).

Следует учитывать систематические различия в калибровке и несколько различное усреднение м.п. по диску Солнца в разных обсерваториях (параметры a, f_1 и f_2 в (1)). Котов и Левицкий (1983) получили следующие коэффициенты C, на которые надо умножать значения ОМП данной обсерватории при сведении измерений двух или трех обсерваторий в общий временной ряд:

$$C(KpAO) = 0.77; \quad C(\text{М.У.}) = 0.94; \quad C(\text{СОУ}) = 1.57. \tag{3}$$

3 Секторная структура

В 1968 г. имела место тесная корреляция полярности ОМП с полярностью ММП, отмеченная Северным и др. (1970): секторная структура ММП хорошо повторяла структуру ОМП, но с задержкой на 4.5 сут (среднее время, за которое плазма от Солнца, "вытягиваемая" солнечным ветром достигает орбиты Земли).

На рис.2 показаны синоптические карты полярности ОМП (данные КрАО и М.Уилсон) и ММП за 1971 – 1974 гг. для 27-суточной календарной системы; данные ОМП сдвинуты на 4 сут в соответствии с указанным выше запаздыванием. Оба вида данных (ОМП и "спиральная" компонента ММП) показывают одинаковую секторную структуру. Примечательна 27 – суточная повторяемость до 1972.5 г. и 28.5-суточная – в 1972 г. и позже (Scherrer et al. 1977a). Секторная структура полярности ММП по геомагнитным данным за 1926 – 1973 гг. детально проанализирована Svalgaard & Wilcox (1975); найдено, в частности, что 28.5-суточная структура наиболее сильно проявляется в течение нескольких лет вблизи максимума пятнообразования.

4 Флуктуации ОМП

ОМП Солнца часто испытывает быстрые – ото дня ко дню – флуктуации, обусловленные переменностью магнитного потока обширных зон фотосферы (Северный 1971; Котов и др. 1976). Подобные

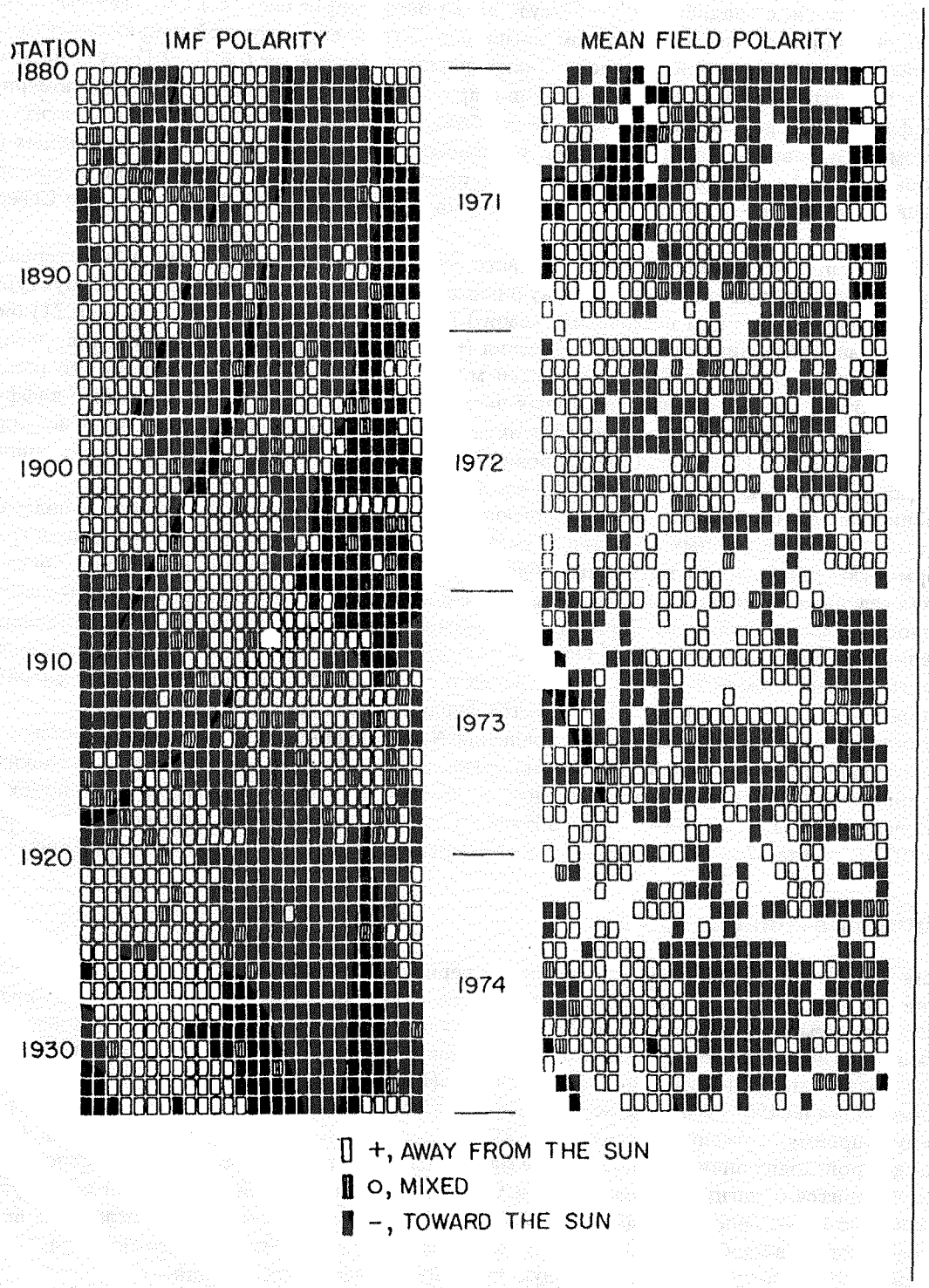


Рис. 2. Синоптические карты полярностей ММП (слева) и общего магнитного поля Солнца (справа). Каждый ряд отвечает периоду вращения Бартельса 27 сут (с данными Солнца, корректированными по времени за 4-суточную задержку) (согласно Scherrer et al. 1977a).

сильные флуктуации, с градиентом ~1 Гс/сут, часто регистрировались в 1989 – 1990 гг. также в СОУ, что, по-видимому, связано с ростом магнитной активности и средней напряженности ОМП в эпоху максимума солнечной активности. Такие сильные флуктуации (до 1 – 2 Гс/сут) не удается объяснить простым вращением звезды (Котов и др. 1976); причины и временные закономерности быстрых флуктуаций до сих пор составляют проблему для физики Солнца. Быстрые флуктуации, по-видимому, обусловлены "эруптивностью" солнечных м.п. – быстрым выносом магнитных силовых трубок в фотосфер из-под конвективной зоны, причем практически одновременно на обширных ($\sim R_\odot$) участках звезды, особенно в годы максимума солнечной активности; см. также Северный (1971).

Визуальный просмотр записей ОМП за много лет показывает, что в отдельные интервалы 2-секторная структура меняется на 4-секторную или вообще разрушается (без всякой структуры), – явление, аналогичное биениям нескольких (квази-) периодов. По мнению Северного (1971) биения обусловлены различием динамического поведения (напр., различием скорости вращения, распределения по гелиошироте) N – и S – полярностей м.п. Однако не ясно, возникает ли это различие вследствие хаотического движения хвостовых частей активных областей, изменяемого дифференциальным вращением при миграции центров активности к низким широтам, согласно модели солнечного цикла Leighton (1969), или это – проявление странной асимметрии N – и S – полярностей, которая так часто наблюдается в солнечном магнетизме.

Указанное различие не может быть приписано механизму Tuominen (1970). Обычно полагается, что хвостовые части активных областей дрейфуют к полюсам и, расширяясь и уменьшая среднее м.п., формируют униполярные магнитные области; лидирующая полярность мигрирует к экватору. Но так как северная полусфера была более активной в 20-ом цикле (1964 – 1976 гг.), хвостовые части N-полярности должны были доминировать и показывать медленное вращение, что противоречит наблюдениям (в 1974 г., например, в ОМП N-поле вращалось с периодом $\approx$ 26.7 сут, а поле S – полярности – с периодом $\approx$ 27.6 сут). Это говорит о том, что ОМП не есть результат миграции и усреднения полей активных областей и является фундаментальным свойством Солнца.

Систематическое различие скоростей вращения N, S – полярностей – серьезная проблема, так как процесс должен приводить к скручиванию магнитных силовых линий в течение нескольких солнечных оборотов и вести к их "запутыванию" и, наконец, к аннигиляции магнитного потока (см. также Северный 1971). Возможно, этим объясняется исключительно высокая вспышечная активность в 1972 г., когда 27-суточная структура ОМП резко изменилась на 28-суточную (рис.2).

5 Годичная вариация ОМП

Rosenberg & Coleman (1969) обнаружили, что в периоды времени, когда Земля при орбитальном движении смещается к югу (7 декабря – 6 июня) или к северу от плоскости солнечного экватора, в окрестности Земли регистрируется ММП преимущественно того знака, который совпадает со знаком м.п. соответствующего полюса Солнца. Вблизи максимума, когда происходит переполюсовка общего м. поля Солнца, эффект Розенберга-Колмэна (РК) также меняет знак: фаза годичной волны ММП изменяется на 180° (Wilcox & Scherrer 1972). Эффект объясняется влиянием полярных м.п. на структуру и преимущественное направление ММП в плоскости эклиптики на расстоянии 1 а.е. от Солнца, где происходит значительное сжатие магнитных силовых линий к плоскости гелиоэкватора.

В п.6 говорится о магнитной асимметрии Солнца – перевесе одной полярности над другой на полюсах или по всему (иногда) видимому диску Солнца. Мы увидим, что эта пресловутая асимметрия проявляется и в разбалансе ОМП (известная проблема т.наз. "магнитного монополя" Солнца (Wilcox 1972)), что заставляет искать общую причину для всех этих явлений.

Для анализа годичного эффекта ОМП Котов и Левицкий (1983) проанализировали 5783 измерений ОМП, выполненных в 1968 – 1981 гг. в КрАО, М.Уилсон и СОУ. Средняя кривая (рис.3) обнаруживает годичный период с гармонической амплитудой $A_h \approx 0.1$ Гс и экстремумами примерно в мае (отрицательное поле) и в ноябре. Значительное отличие фаз экстремумов от фаз экстремумов гелиошироты Земли B_0 (изменяется в пределах $\pm$ 7°.25 с экстремумами 7 марта и 6 сентября) говорит против простого геометрического ("эффект проекции" при наблюдении с Земли) объяснения

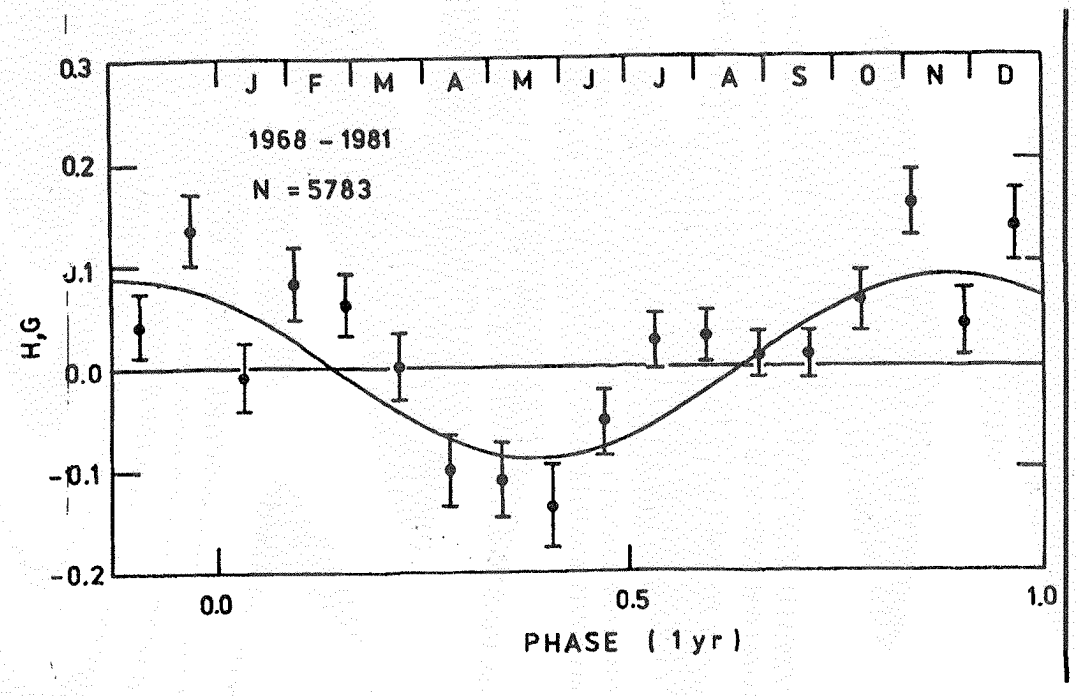


Рис. 3. Годичное изменение ОМП Солнца, 1968 – 1981 гг. (N = 5783 – общее число измерений в трех обсерваториях). Плавная кривая – синусоида, вычисленная методом наименьших квадратов; вертикальные черточки – стандартные ошибки средних значений.

годичной периодичности. Сильные аргументы в пользу ее реального (солнечного) происхождения даны Котовым и др. (1981).

Периодограмма вариаций ОМП, построенная нами по измерениям трех обсерваторий за 1968 – 1981 гг. (полное число измерений N = 5415) показана на рис.4, где максимальные пики отвечают периодам 1.00; 1.40; 1.61 и 1.97 г. Особый интерес представляет период 0.44 г. ($P \approx 160$ сут), практически совпадающий с периодом 152 – 156 сут., хорошо проявляющийся во временной последовательности вспышек, в рентгеновском излучении и других характеристиках Солнца (см., напр., Bai & Cliver 1990).

6 Магнитный разбаланс Солнца

По данным о полярности ММП за 1926 – 1981 гг. найдено (Котов и Левицкий 1980), что с ростом солнечной активности возрастает преобладание отрицательной полярности ММП, а вблизи минимумов 11-летнего цикла доминирует положительная полярность, – еще одно свидетельство магнитной асимметрии Солнца. Котов и Левицкий (1985) считают, что и в объяснении эффекта РК возможен другой (не геометрический) подход, связанный с разбалансом полярностей наблюдаемого м.п. Солнца.

При изучении магнитной асимметрии Солнца следует исходить из предположения (Северный 1968; Wilcox 1972),что в общем разбалансе знака ММП проявляется разбаланс фотосферного м.п. Напомним, что еще в 1966 г. – задолго до детальных исследований ММП и РК-эффекта – Северным (1968) отмечалось: "...перевес поля <ММП> одного знака указывает на продолжение эффекта нарушения баланса, наблюдаемого в фотосфере и хромосфере, в межпланетное пространство".

Явление фотосферного разбаланса, наблюдаемого с Земли, – наряду с чисто геометрическим эффектом (изменение B_0), должно время от времени приводить к усилению, ослаблению или нарушению эффекта РК. Разделение двух причин и выделение истинных вариаций ММП и ОМП, не

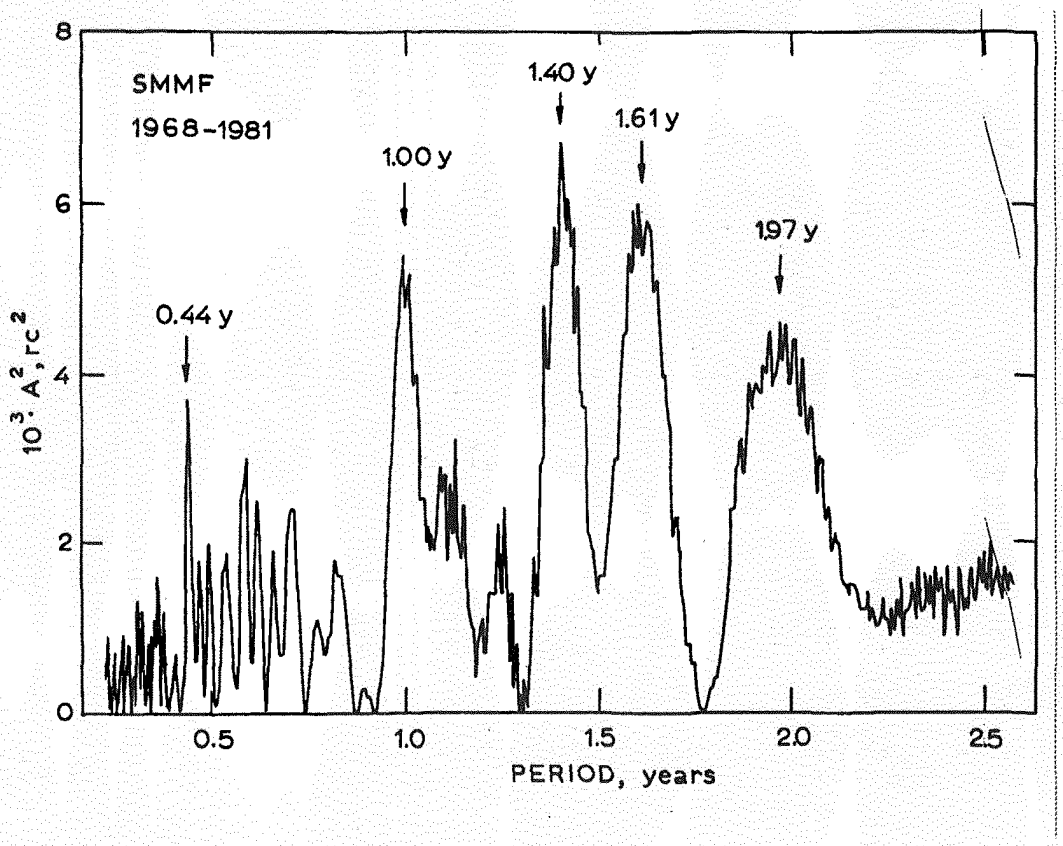


Рис. 4. Периодограмма ОМП Солнца за 1968 – 1981 гг. (N = 5415; мощность $A^2 = A_h^2$).

связанных с годичным изменением B_0, представляет несомненный интерес для теории солнечного магнетизма.

Статистическая значимость эффекта РК была в свое время подвергнута критике Wilcox (1970), отметившим, что преобладание (+) (N) – полярности ММП в первой половине 1965 г. было обусловлено, вероятно, не эффектом гелиошироты, а преобладанием (+) – полярности среднего поля в фотосфере, которое тогда наблюдалось на всех широтах от −40°до +40°.

Необычная ситуация была у м.п. Солнца во второй половине 1965 г., когда по данным КрАО и М.Уилсон отрицательное поле доминировало в обеих полусферах, включая полярные шапки, а также в ММП. Wilcox (1970) предложил альтернативное объяснение преобладания той или иной полярности ММП – явление разбаланса среднего фотосферного поля. Он обратил внимание на несоответствие между ходом преобладающей полярности ММП в 1968 – 1969 гг., предсказанным эффектом РК, и фактическими измерениями ММП на космических аппаратах "Эксплорер-33, -35".

Однако затем на основе обширных данных о полярности ММП за 1926 – 1971 гг. Wilcox & Scherrer (1972) пришли к выводу о реальности эффекта B_0 в знаке ММП, причем со сменой фазы эффекта на 180°после переполюсовок полярного поля Солнца (с задержкой, в среднем, примерно на 2.7 г. после максимума солнечной активности). Переполюсовки происходили примерно каждые 10 лет в течение рассмотренного 45-летнего интервала.

Анализ наблюдательных фактов (Северный 1968) доказывает, что магнитная асимметрия Солнца, проявляющаяся в различном временном поведении и различной статистике элементов (+) - и (−) – полярности и приводящая к разбалансу магнитного потока, не может быть объяснена ни инструментальными причинами, ни простым изменением B_0 в течение года. Приведем еще несколько интересных фактов; на некоторые указывалось Babcock & Babcock (1955), Северным (1968) и недавно

– Григорьевым и Демидовым (1988); факты свидетельствуют о важности магнитного разбаланса Солнца, в том числе полярного поля.

1) В 1963 – 1965 гг. сезонный ход напряженности м.п. на полюсах был различным для элементов (+) – и (–) – полярности; такая асимметрия не может быть приписана эффекту гелиошироты B_0.

2) Различие потоков (+) – и (–) – полярности на полюсах в 1963 – 1965 гг. было связано в основном не с измеряемой напряженностью поля в магнитных элементах, а с различием средних размеров областей (+) – и (–) – полей.

3) Для полярного поля характерны нерегулярные временные флуктуации со шкалой времени месяцы – годы, не коррелирующие с ходом B_0. Babcock & Babcock (1955) отмечен случай "беспрецендентного" исчезновения общего м.п. на S-полюсе в течение 13 сут, начиная с 29 июля 1954 г., т.е. в минимуме солнечной активности. Более того, по наблюдениям Babcock (1959) в период максимума, в 1956 – 1958 гг., м.п. обоих полюсов испытывало флуктуации с амплитудой ±1 Гс, и измеряемое поле не показывало никакой связи с ходом B_0. Аналогичное поведение полярное поле имело и в период максимума 1968 – 1970 гг.: хотя среднее поле на обоих полясах изменялось в пределах ±1 Гс (Howard 1972), оно не показывало периодичности 1 год, как это характерно для минимума солнечной активности.

4) В некоторые интервалы времени высокоширотное м.п. подобно не диполю, а "монополю" с появлением полярности (+) или (–) одновременно на обоих полюсах. Такие события отмечены: а) Babcock (1959) для интервала 1957.4 – 1958.9 г., когда оба полюса имели (+) – полярность; б) Северным (1968) для нескольких месяцев 1965 г., – оба полюса имели (–) – полярность; в)Howard (1974) для 1969.7 – 1971.7 г., когда на полюсах доминировала (–) полярность.

Изложенные факты заставляют сомневаться в преобладающей роли эффекта B_0 как единственной причине изменения регистрируемого магнитографом полярного поля Солнца. Поскольку разбаланс магнитных потоков в полярной области не компенсируется разбалансом – другого знака – у другого полюса, а также в экваториальной области, и поскольку аналогичное явление характерно и для ОМП, можно сделать заключение, что магнитный разбаланс, по-видимому, является важным свойством Солнца в целом.

Предложенное Stix & Wiehr (1974) объяснение разбаланса полярностей эффектом инструментальной поляризации, имеющей сезонный ход, неудовлетворительно; эффект хотя и имеет место, может дать смещение нулевой линии магнитографа на порядок меньше, чем наблюдается; кроме того, ход в течение года инструментального эффекта не совпадает по фазе с годичным ходом ОМП (Котов и др. 1981).

Аномально ведет себя также полярность ММП. На рис.5 показан средний СМ знака ММП за 1930 – 1969 гг. (см. Котов и Левицкий 1985), где доминирование пика с периодом 1 г. столь сильное, что нет сомнения в статистической достоверности годичной модуляции преобладающей полярности ММП (эффект РК). В то же время, в 1930 – 1938 гг. и особенно в 1939 – 1948 гг. ход знака ММП противоречил гелиоширотной (B_0) гипотезе, поскольку смещение фаз максимума средних годичных кривых ММП относительно фаз экстремумов B_0 значительно превосходило возможные ошибки определения этих фаз. Причину таких отклонений можно искать в разбалансе фотосферного поля Солнца (см. выше).

Существенно иным, чем на рис.5, оказался вид спектра для интервала 1970 – 1981 гг. (рис.6), где вместо годичной модуляции доминирует период 1.5 ± 0.1 г.; пик 1 г. мало значим и почти не отличим от шумов. В этом смысле интервал 1970 – 1981 гг. был аномальным; он связан, по-видимому, также с магнитным разбалансом Солнца, флуктуирующим во времени.

7 Вращение глобального магнитного поля Солнца

Интерес к вращению Солнца обусловлен проблемой его внутреннего строения, эволюции и, в последние годы, бурным развитием гелиосейсмологии; в свое время он стимулировался также предположением Dicke (1974) о быстром вращении солнечного ядра. Согласно Р.Дике ядро может вращаться со скоростью гораздо большей, чем скорость поверхностных слоев, что должно повлиять

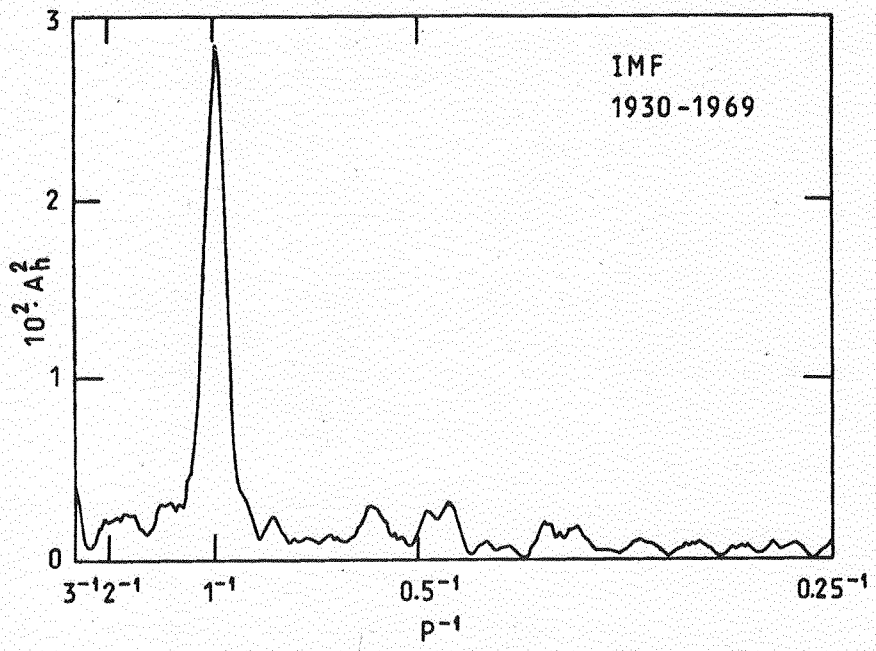


Рис. 5. Средний спектр мощности полярности ММП для 1930 – 1969 гг. (Котов и Левицкий 1985).

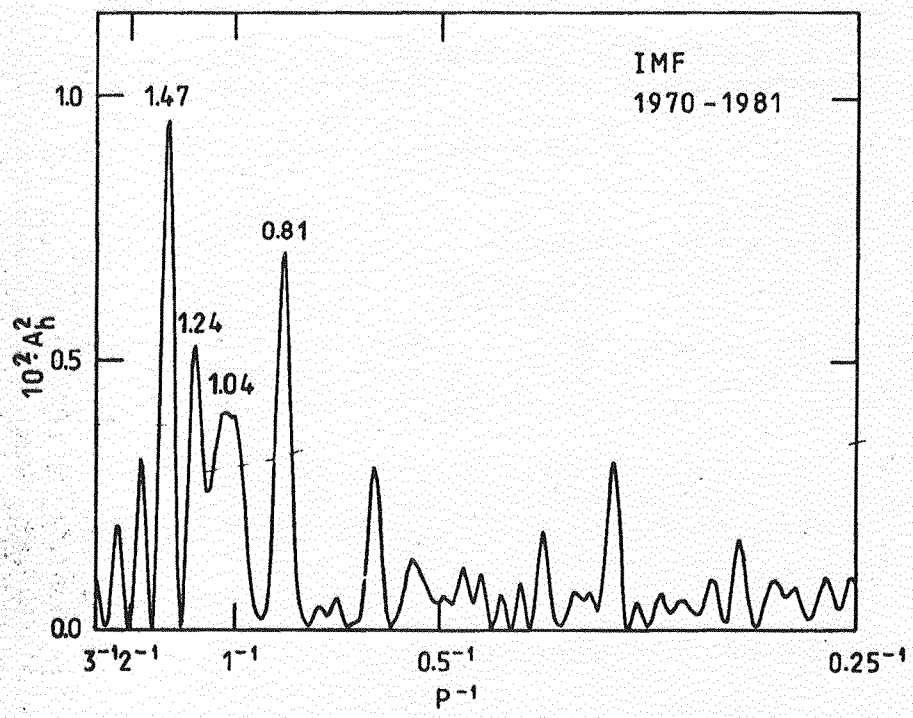


Рис. 6. Спектр мощности преобладающей полярности ММП в 1970 – 1981 гг. (Котов и Левицкий 1985).

на релятивистское толкование прецессии планетных орбит из-за наличия у Солнца существенного квадрупольного момента

$$J_2 = \int_0^{R_\odot} f(r)\,\Omega^2(r)\,dr, \tag{4}$$

r – расстояние от центра звезды (в радиусах Солнца $R_\odot$), Ω – угловая частота вращения, а $f(r)$ определяется внутренним строением и дается, напр., – в виде графика – Gough (1982); $f(r)$ имеет широкий максимум для r в интервале от 0.4 до 0.9, где $\Omega\,(r)$ более или менее хорошо рассчитана.

Интерес к вращению повысился недавно и в связи с открытием торсионных колебаний, имеющих 11-летний период (Howard & LaBonte 1980). Циклическое поведение закона вращения можно представить в виде колебаний, при которых в определенных широтных зонах вращение периодически ускоряется или замедляется при неизменном среднем вращении фотосферы. Зоны аномального вращения движутся вместе с зонами активности как волны, перемещаясь в ходе цикла к экватору. Этим устанавливается важная связь между вращением и циклом активности, которая еще далека от полной ясности.

Известно, что в среднем молодые звезды вращаются быстрее, чем звезды поздних спектральных классов. Этот факт способствовал распространению мнения, что и Солнце в прошлом вращалось значительно быстрее, чем сейчас, из-за потери углового момента, уносимого солнечным ветром. Возникающее при этом торможение внешних слоев побудило некоторых теоретиков считать, что угловая скорость Ω растет с глубиной (современные данные гелиосейсмологии опровергают это мнение, по крайней мере для $r \gtrsim 0.3$).

О вращении внутренних областей до недавнего времени (до становления гелиосейсмологии) имелись весьма косвенные, ненадежные данные наблюдений и теоретические предпосылки. В настоящее время мнения авторов также сильно различаются – в основном из-за того, что неизвестна степень взаимосвязи между вращением ядра и вращением внешней оболочки. Одни полагают, что энерговыделяющее ядро, где отсутствуют конвективные потоки и нет переноса углового момента, вращается быстро, с периодом вплоть до нескольких суток, другие – что вследствие сильной связи между ядром и поверхностью внутренние области вращаются со скоростью, не сильно отличающейся от скорости фотосферы, т.е. почти как единое твердое тело. Связь обеспечивается, например, крупномасштабной конвекцией, колебаниями или м.полем, пронизывающим почти все Солнце.

До развития гелиосейсмологического метода в 1982 – 1985 гг. вращение Солнца определялось тремя методами: а) доплеровскими измерениями лучевой скорости фотосферы; б) методом трассеров (преимущественно – по пятнам), в) вычислением автокорреляции, например, для м.п. или интенсивности коронального свечения.

Обычно вращение солнечного м.п. анализировалось или с помощью синоптических карт, или путем вычисления автокорреляции. (Северный (1971) по экстремумам общего м.п. Солнца как звезды для 1969 г. определил преобладающие периоды вращения м.п. N – и S – полярности: ≈ 26.8 и ≈ 27.6 сут соответственно.)

Недостаток вычисления автокорреляционной функции – для пятен или м.п. – в том, что отдельные мелкомасштабные магнитные структуры, так же как и большинство мелких пятен, существуют обычно не более нескольких суток. (Поэтому и сами пятна, по-видимому, не могут служить хорошим индикатором истинного вращения Солнца.) Howard (1978) предположил, что в автокорреляцию м.п., вычисленную вплоть до нескольких оборотов, существенный вклад должны вносить более крупномастабные, глубоко залегающие магнитные структуры, характеризующиеся большим временем жизни, чем отдельные магнитные эльементы. В некоторых теориях вообще предполагается наличие в глубине твердотельного вращения, сосуществующего с дифференциальным на поверхности.

Качественно новый вид данных о переменности Солнца, связанной с его вращением, представляют измерения ОМП. Они могут быть использованы для выявления наиболее достоверного, устойчивого периода, соответствующего долгоживущим магнитным структурам, который отражал бы, например, вращение глубинного (глобального) м.п. Солнца и, возможно, подфотосферных, глубоких слоев самого Солнца.

Спектр мощности ОМП по данным трех обсерваторий: КрАО, М.Уилсон и СОУ, – за 1968 – 1984 гг. показан на рис.7 . Самые мощные пики отвечают периодам $P_1 = 26.94$ (± 5) и $P_2 = 28.16$

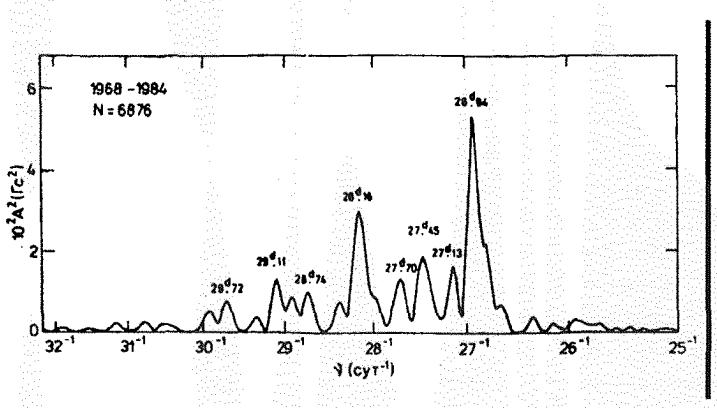


Рис. 7. Спектр мощности вариаций ОМП Солнца за 1968 – 1984 гг. (полное число измерений N = 6876), см. Котов (1987).

(±7) сут (в скобках – стандартная ошибка последней значимой цифры).

Для закона дифференциального вращения м.п. примем формулу Snodgrass (1983), установленную на основе автокорреляционного анализа магнитограмм обсерватории М.Уилсон за 1967 – 1982 гг.:

$$\Omega(\varphi) = 2.902 - 0.464 \sin^2 \varphi - 0.328 \sin^4 \varphi \tag{5}$$

(мкрад · с$^{-1}$; φ – гелиоширота). Отсюда находим, что период синодического вращения м.п. $P_2 \approx 28.2$ сут соответствует широте $\varphi \approx 28\overset{\circ}{.}7$.

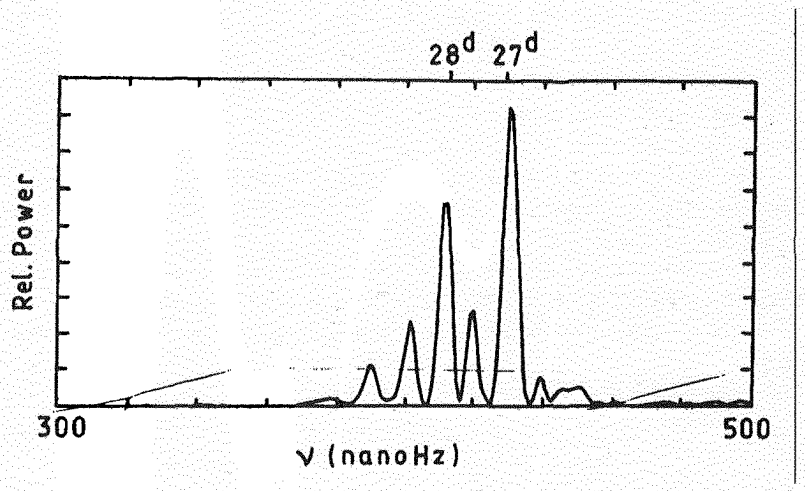


Рис. 8. Спектр мощности экваториального дипольного магнитного поля Солнца согласно Hoeksema & Scherrer (1986). Главные пики отвечают периодам 27.0 и 28.2 сут. (Благодаря любезности J.T.Hoeksema & P.H.Scherrer).

Можно предположить, что $P_1 \approx 27.0$ сут связан с когерентным (по фазе) вращением приэкваториального (поверхностного) м.п. Предполагая, что ширины $\Delta\varphi$ обеих зон, вращающихся преимущественно с периодами $\approx P_1$ и P_2, в среднем одинаковы, так же как и средние напряженности поля в спокойной фотосфере, ≈ 2 Гс (Scherrer 1973; Котов и др. 1977), для отношения весовых коэффициентов указанных двух широтных зон ($\varphi_2 \approx 28\overset{\circ}{.}7; \varphi_1 \approx 0°$) получаем $\lambda_2/\lambda_1 \approx 0.62$ (Котов 1987).

Учет этого фактора приводит к исправленной амплитуде второго пика P_2 в спектре мощности ОМП (рис.7) $A_h \approx 0.28$ Гс, – даже большей, чем $A_h \approx 0.23$ Гс пика P_1. Это подчеркивает факт примерного "равноправия" двух синодических периодов, $\approx$ 26.94 и 28.16 сут, в спектре ОМП. Одновременное существование у Солнца двух доминирующих периодов, $\approx$ 27.0 и 28.2 сут, – независимо установлено также Hoeksema & Scherrer (1986) на основе анализа многолетних (1976 – 1985 гг.) станфордских измерений крупномасштабного м.п. Солнца (экваториальной дипольной компоненты, в приближении модели потенциального м.поля для солнечной короны), см. рис.8. Ими дополнительно обнаружена сильная асимметрия между N – и S – полусферами Солнца в смысле скорости вращения (в течение 21-го цикла м.п. в южной полусфере вращалось медленнее, чем м.п. в северной полусфере); см. также Antonucci et al. (1989). По-видимому, здесь мы имеем дело с проявлением магнитной асимметрии Солнца, которая, вероятно, меняет знак с фазой 22-летнего магнитного цикла. Не исключено,что это связано с гипотетической "прецессией" глубинного магнитного диполя Солнца – относительно плоскости экватора – с $P \approx 22$ г., о которой говорил раньше Dicke (1970).

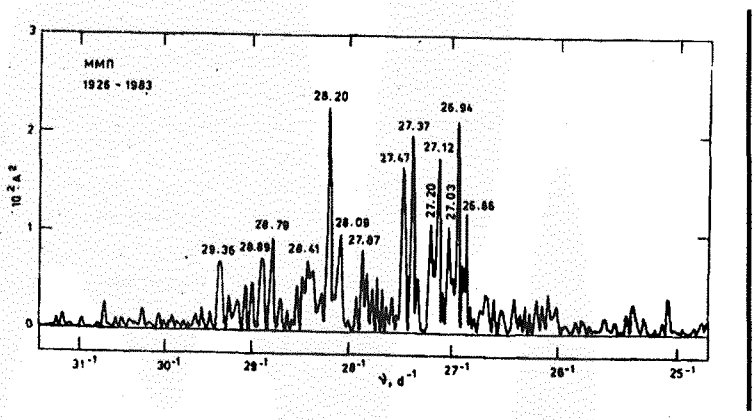


Рис. 9. Спектр мощности полярности ММП для интервала 1926 – 1983 гг. (число отдельных определений полярности N = 21022), см. Котов (1987).

Понять природу двух указанных периодов ОМП Солнца помогает СМ вариаций знака (+1, –1 или 0) ММП. Этот спектр (рис.9) обнаруживает группу доминирующих пиков в районе периодов $\approx$ 26.9 – 27.5 сут, включая максимальный в этом диапазоне пик $P_1 = 26.94$ (± 2) сут. Обращает на себя внимание изолированный пик $P_2 = 28.20$ (± 2) сут, имеющий в спектре наибольшую высоту (см. также рис.7, 8).

Расщепление СМ ММП на отдельные пики в диапазоне периодов 26.9 – 27.5 сут обусловлено (1) существованием на Солнце дискретных широтных зон преимущественного квазикогерентного (на протяжении многих лет) вращения м.п., (2) влиянием 11 (22) – летней модуляции ОМП при наличии медленного дрейфа по широте крупномасштабных магнитных структур с фазой цикла (Степанян 1982) и (3) дифференциальным вращением. Поэтому есть основания полагать, что мощность вариаций ММП, так же как и ОМП, в диапазоне периодов 26.9 – 27.5 сут обусловлена (дифференциальным) вращением приэкваториального крупномасштабного м.п. на широтах $|\varphi| \lesssim 20°$. Доминирующий пик 26.94 сут, особенно сильно выраженный в спектре ОМП (рис.7), отождествляется нами с наиболее характерным периодом вращения м.п. на экваторе; сидерический период 25,09 (± 2) сут.

Расстояние по частоте между пиками 27.47 и 27.37 сут (рис.9) соответствует периоду 20.6 г., между пиками 27.12 и 26.94 сут. – периоду 11.11 лет; оба периода (биений) практически совпадают с длительностями цикла солнечной активности.

Наиболее интересен пик 28.2 сут. Естественно, что весовая функция ММП иная, чем для ОМП. В частности, по причине сжатия м.п. в межпланетном пространстве к плоскости солнечного экватора повышается вклад в ММП магнитных силовых линий, идущих от средних и высоких гелиоширот. Тем не менее, если учитывать вес, то истинная амплитуда пика 28.2 сут в спектре ММП должна

быть несколько увеличена по сравнению с наблюдаемой амплитудой на рис.9. Это еще больше заостряет вопрос о природе периодичности P_2, столь отчетливо выраженной в спектрах ММП и ОМП. Заметим, что пик 28.2 сут не показывает расщепления, которое могло бы быть связано с 22-летним циклом или дифференциальным вращением.

Эти факты приводят к выводу, что период 28.20 сут (сидерический период 26.18 (±2) сут) может отражать вращение перманентного глубинного м.п. Солнца, сконцентрированного в основании конвективной зоны или под ней. Период 28.2 сут. существенно больше, чем период приэкваториального вращения пятен, фотосферы и крупномасштабного м.п.; он может характеризовать, вероятно, так называемое "твердотельное" вращение Солнца и его глобального м.п. Независимое подтверждение такому выводу следует, например, из результатов Ерофеева и Крамынина (1984): на основе анализа радиоизлучения Солнца в 1958 – 1976 гг. на волне 10.7 см ими получено указание на существование у Солнца жесткого вращения с периодом около 28 сут.

Вывод о более медленном (чем экваториальная скорость вращения фотосферы), со скоростью $\Omega \approx 2.777 \cdot 10^{-6}$ рад·с$^{-1}$, глубинном вращении Солнца и его ОМП (под конвективной зоной) хорошо согласуется с результатами гелиосейсмологии (Christensen-Dalsgaard et al. 1985), на основе которых можно предполагать, что в глубине ($r \approx 0.3$) Солнце вращается существенно медленнее, чем его поверхность. По расчетам Leibacher (1984) частота вращения для $0.4 \lesssim r \lesssim 0.9$ уменьшается с глубиной от 0.46 до 0.42 мкГц и в среднем составляет ≈ 0.44 мкГц; Это соответствует сидерическому периоду 26.3 сут и, в пределах ошибок, совпадает с нашим значением 26.2 сут для вращения глобального м.п.

Отсюда возникает и такая важная проблема: в большинстве теорий солнечного динамо-механизма (см., напр., обзор Рузмайкина (1985)) требуется рост Ω с глубиной, что противоречит обсуждаемым здесь данным наблюдений (рост Ω с глубиной имеет место, по новым данным гелиосейсмологии, лишь в самой верхней части фотосферы). Заметим, например, что кинематическая модель 11-летнего цикла, развитая Leighton (1969), лучше согласуется с наблюдаемыми на поверхности Солнца явлениями, если предполагать, что Ω растет с глубиной. Это, в свою очередь, ставит серьезные вопросы о справедливости современной динамической модели нашей звезды.

Между двумя основными периодами (P_1 и P_2), естественно, возникают биения. В связи с этим целесообразно снова напомнить об интересной ситуации в секторной структуре ОМП и ММП в августе 1972 г. Тогда произошел резкий переход вращения структуры от периода ≈ 27 к периоду ≈ 28 сут, что совпало с серией мощных вспышек на Солнце. Подобные изменения Ω могут быть связаны с существенным обменом угловым моментом между глубокими слоями конвективной зоны и фотосферой. Это находится в согласии с выводом Gilman & Howard (1984) о том, что вариации вращения (пятен) обусловлены не обменом моментом по широте, а обменом по глубине, поскольку все широтные зоны ускоряются или замедляются более или менее одновременно с фазой 11-летнего цикла.

Период 28.2 сут соответствует наблюдаемому вращению на поверхности Солнца на широте $\approx 29°$, что близко к средней широте (27°) зоны пятнообразования в начале каждого 11-летнего цикла. Это наводит на мысль о модели наклонного ротатора с осью (дипольного) внутреннего м.п. Солнца, наклоненной к оси вращения под углом $\chi \approx 62°$. Известно, что многие магнитные звезды имеют $\chi \neq 0$, и некоторые из них – углы χ, превосходящие 55°. Как показывают теоретические расчеты (Galea & Wood 1985) модель звезды с магнитным полем, не имеющим осевой симметрии для $\chi > 55°$, имеет свойства ортогонального магнитного ротатора ($\chi \approx 90°$), когда поверхностное поле доминирует над центральным (глубинным) полем. Это помогает объяснить в принципе существование устойчивой секторной структуры м.п. Солнца, но, к сожалению, не главную проблему – 11-летний магнитный цикл.

Вопрос о вращении самого ядра Солнца еще более интригует, поскольку предположение даже о том, что центральное ядро вращается, скажем, в 2 – 3 раза быстрее, чем поверхность, приводит к серьезным последствиям для истории вращения Солнца и подобных ему звезд, так как их магнитная активность тесно коррелирует со скоростью вращения.

Christensen-Dalsgaard et al. (1985) считают возможным, что Ω ядра может быть в 3 – 6 раз больше, чем Ω поверхности. Их результаты, однако, находятся в противоречии с данными группы

Hill et al. (1984), которые указывают на то, что не само ядро, а большая часть массы Солнца, для $r \lesssim 0.7$, вращается примерно в 6 раз быстрее, чем поверхность. Следует ждать новых, более надежных результатов гелиосейсмологии, чтобы решить возникшие проблемы с внутренним вращением и моделью Солнца (а также с потоком солнечных нейтрино).

8 Быстрые флуктуации

Попытка зарегистрировать 5-минутные колебания в элементах м.п. сделана в 1968 г. Северным (1971б) с отрицательным результатом, хотя возможность таких осцилляций не была отвергнута. Более успешные измерения сделаны Tanenbaum et al. (1971): в магнитных элементах обнаружены 5-минутные колебания с амплитудой $\approx 1 - 2$ Гс и фазовым сдвигом по отношению к колебаниям скорости. Эти осцилляции появляются как в областях со слабым ($\lesssim 5$ Гс), так и с сильным полем (≈ 80 Гс). Кобанов (1979) нашел периоды колебаний магнитных элементов ≈ 21, 5 и 2 мин.

Попытка обнаружить 5-минутные осцилляции ОМП впервые была предпринята Иошпой и др. (1973): осцилляции как-будто были обнаружены, но с невысокой достоверностью.

ОМП, подобно таким параметрам нашей звезды, как $L_\odot$ (светимость) и $R_\odot$, может испытывать малоамплитудные периодические вариации, обусловленные колебаниями всего Солнца. Вопрос интересен особенно в связи с гипотезами о сильном (или сверхсильном, $\sim 10^8 - 10^9$ Гс) м.п. в глубине Солнца и о сверхбыстром вращении центрального ядра (Roxburgh 1974; Котов и Левицкий 1987).

Систематические наблюдения быстрых (в течение дня) флуктуаций ОМП сделаны в КрАО в 1975 г; они показали (Котов и др. 1991) наличие периодических составляющих с периодами ≈ 47, 60, 85 и 160 мин со средними амплитудами ≈ 1 мкТ ($\approx$0.01 Гс), что было подтверждено также анализом наблюдений, выполненных в Саянской обсерватории и М.Уилсон.

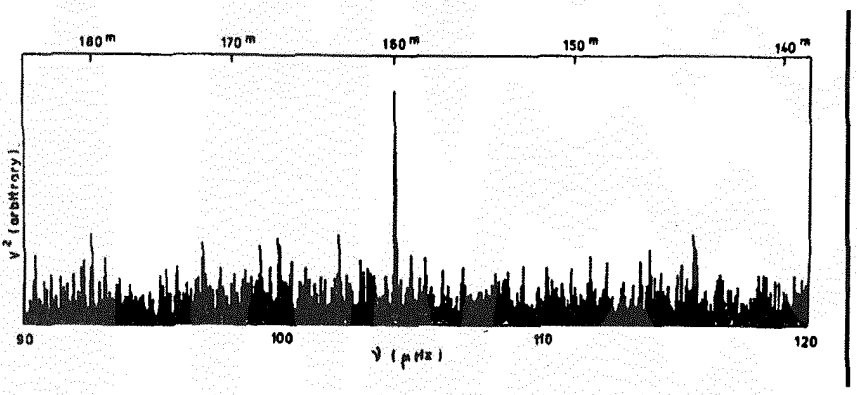


Рис. 10. Фрагмент спектра мощности глобальных колебаний Солнца в 1974 – 1980 гг. согласно Scherrer & Wilcox (1983). Главный пик отвечает периоду 160.0095 ± 0.0010 мин. (Благодаря любезности P.H.Scherrer).

Полный ряд наблюдений быстрых флуктуаций ОМП (бóльшая часть данных анализировалась Котовым и др. (1991)) получен в 1975 – 1990 гг. в трех обсерваториях: КрАО, М.Уилсон и Саяны; полное число дней наблюдений $N_d = 60$, суммарное число измерений (после удаления медленных дневных трендов сигнала ОМП) с 5-минутным интегрированием $N = 4658$.

Особое внимание было уделено известному периоду $P_0 = 160.0101$ (± 1) мин, впервые обнаруженному у Солнца в 1974 г. в измерениях лучевой скорости фотосферы (Северный и др. 1976; Christensen-Dalsgaard & Gough 1976; Brookes et al. 1976); см. также рис. 10 – 13. Имелось в виду, что наблюдения периодичеких колебаний ОМП могут дать качественно новую информацию о внутреннем строении, динамике и м.п. в глубоких недрах Солнца. Малые периодические флуктуации м.п. (H) вблизи ядра (если оно там имеется и достаточно сильное), связанные с нерадиальными

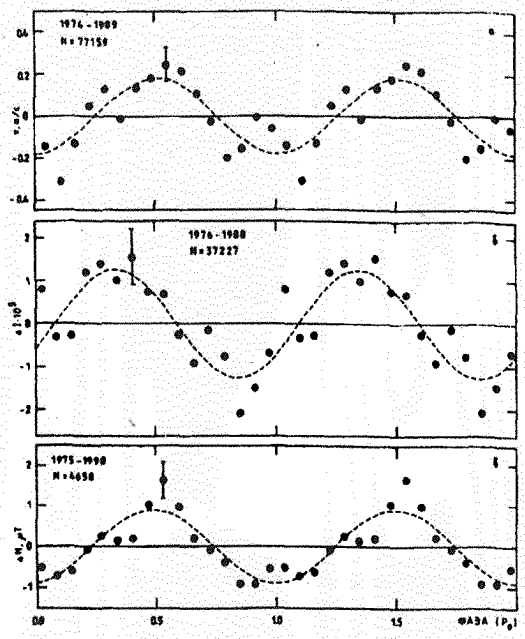


Рис. 11. Средние кривые изменения дифференциальной скорости (а), дифференциальной яркости (б) и ОМП (в) Солнца для периода свертки $P_0 = 160.0101$ мин. Нулевая фаза соответствует моменту UT 00^h00^m, 1 января 1974 г.; пунктирные кривые – синусоиды, вычисленные методом наименьших квадратов; N – число отдельных измерений с 5-минутным усреднением. Суммарное число "наблюдательных" дней $N_d = 1027$(а), 565(б), 60(в); полное число "5-минутных" точек: N = 77159 (а), 37227 (б) и 4658 (в).

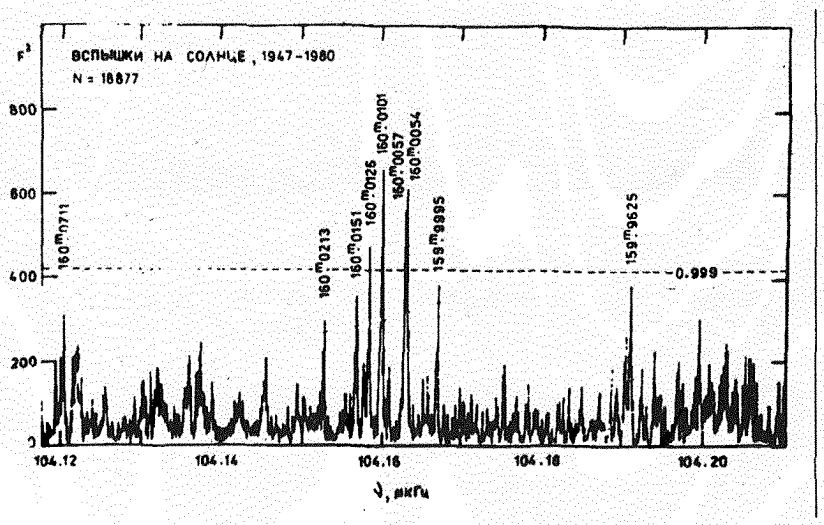


Рис. 12. "Спектр мощности" (точнее, спектр χ^2) временнóй последовательности начал хромосферных вспышек балла $B \geq 1$ за 1947 – 1980 гг. в области периода 160 мин (полное число вспышек N = 18877). По вертикали – критерий $F^2 \equiv (\chi^2)^2$; числами отмечены периоды (в минутах) наиболее мощных пиков; максимальный пик отвечает периоду 160.0101±0.0001 мин; пунктирной линией указан уровень статистической достоверности 0.999 (см. Котов и Цап 1990).

пульсациями Солнца (гравитационными g-модами), могут, в принципе, посредством МГД – волн вызывать периодические флуктуации поверхностного м.п.

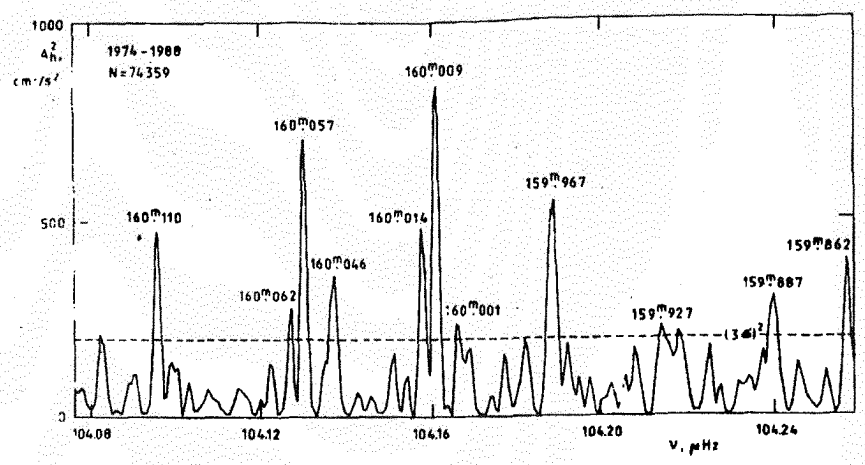


Рис. 13. Фрагмент спектра мощности глобальных колебаний Солнца согласно крымским измерениям доплеровской скорости фотосферы в 1974 – 1988 гг. ($N_d = 987$ (дней); $N = 74359$ – полное число отдельных измерений с 5-минутным интегрированием сигнала скорости). Главный пик соответствует периоду 160.009 ± 0.001 мин.

Средняя кривая для периода P_0, построенная по всем указанным измерениям ОМП после фильтрации медленных дневных трендов, показана на рис.11, – вместе с аналогичными кривыми для дифференциальных (центр-край) кривых скорости и яркости фотосферы. (Положительная скорость соотвествует "расширению" Солнца.) Фазы гармонического максимума трех кривых близки друг к другу: 0.52 ± 0.03 (скорость), 0.34 ± 0.03 (яркость), 0.49 ± 0.04 (ОМП). В то же время, как видим, максимум яркости опережает фазу максимума скорости и ОМП примерно на 0.17 (≈ 26 мин).

Существование 160-минутной осцилляции ОМП, сохраняющей начальную фазу на протяжении многих лет, представляется весьма удивительным ввиду того, что ОМП сильно изменяется с фазой цикла, а также из-за наличия секторной структуры и вращения Солнца. Изменения м.п. в фотосфере должны подчиняться уравнению магнитной индукции

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = rot[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \nu_m \Delta \mathbf{H} \tag{6}$$

($\mathbf{v}$ – гидромагнитная скорость плазмы в пренебрежении скоростью амбиполярной диффузии, ν_m – коэффицент магнитной вязкости), поэтому с изменением знака м.п. должен изменяться и знак $\partial \mathbf{H}/\partial t$. Следовательно, фаза 160-минутной волны должна меняться на противоположную со сменой полярности ОМП. А это противоречит наблюдениям. Для проверки факта независимости фазы колебаний от полярности ОМП необходимы дальнейшие исследования с привлечением моделей ОМП Солнца.

Сохранение фазы 160-минутного колебания на большом временном интервале оправдывает поиск их источника, напр., в глубинных слоях звезды.

Предположим, что источник – в конвективной зоне. Может ли тогда сохраняться фаза при распространении возмущений к фотосфере? Альвеновская скорость

$$V_A = |H| / (4\pi \rho)^{1/2} \tag{7}$$

и для м.п. $|H| \sim 10^2$ Гс в конвективной зоне на глубине (по порядку величины) $h \sim 3.5 \cdot 10^4$ км и плотности $\rho \sim 4 \cdot 10^{-4}$ г·см$^{-3}$ время распространения возмущений $\tau \sim h/V_A \sim 30$ сут. При таком большом времени, $\tau \gg P_0$, должно происходить сильное рассеивание фазы поверхностных колебаний. Чтобы обеспечить $\tau \sim 160$ мин, эффективное м.п. в конвективной зоне и фотосфере должно быть $\gtrsim 3 \cdot 10^4$ Гс.

Выход из ситуации можно видеть в существовании в пределах конвективной зоны магнитных силовых трубок малого поперечного сечения и с высокой концентрацией м.п. В фотосфере могут тогда присутствовать "сверхтонкие" магнитные элементы с $H \sim 2$ кГс (Howard & Stenflo 1972).

Измеряемая амплитуда ($A_h \sim 1$ мкТ) 160-минутных флуктуаций ОМП представляется также слишком большой: $A_h/\ |\overline{H}| \approx 0.02$ (здесь $|\ \overline{H}\ | \approx 0.5$ Гс для ОМП), тогда как относительные изменения радиуса Солнца и яркости малы: $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$. Объяснить флуктуации ОМП, по-видимому, весьма трудно, причем независимо от той или иной модели тонких трубок с сильным м.п. Каких-либо артефактов, которые могли бы вызвать ложную периодичность (не совпадающую, кстати, с гармоникой среднесолнечных суток: $P_0 \neq 1/9$ сут $= 160.0000$ мин), также не обнаружено (см. дискуссию по этому вопросу: Котов (1985), Elsworth et al. (1989), Котов и Цап (1990)).

В то же время модель "сверхтонких" трубок весьма пригодна с количественной точки зрения. Подставляя в (6) $\mathbf{v} \approx 50$ см с$^{-1}$, $H \approx 0.5$ Гс, $\partial H/\partial t \approx 4A_h/P_0 \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Гс·с$^{-1}$ и пренебрегая магнитной вязкостью, для характерного размера "осциллирующих" магнитных элментов получаем по порядку величины $\ell \sim 50$ км, что согласуется с предполагаемыми размерами элементов концентрированного м.п. в фотосфере. Но проблерма полярности (и постоянства фазы вариаций ОМП) остается открытой. В целом обсуждение проблемы 160-минутной осцилляции Солнца см. у Котова (1985, 1990), Котова и Цапа (1990).

9 Заключение

Изучение ОМП Солнца как звезды, особенно изучение его переменности на разных интервалах времени, дает качественно новую информацию о нашей звезде, ее переменности, динамике и вращении. В этом смысле ОМП следует считать фундаментальной характеристикой солнечного магнетизма, тесно связанной с 11 (22)-летним циклом.

М.п. Солнца обнаруживает не только зональную (неравномерную) структуру в распределении по гелиошироте, приводящую к появлению доминирующих периодов вращения. Долгоживующие магнитные структуры также проявляют устойчивую (на протяжении десятилетий) стратификацию и высокую фазовую когерентность отдельных периодов (и, соответственно, предпочтительных гелиоширот). Эта стратификация ОМП сохраняется длительное время независимо от фазы 11-летнего цикла активности.

Уместно провести некоторую аналогию с дискретной структурой вращения, напр., атмосферы Юпитера, где зональные (по широте) потоки, имеющие различную скорость вращения, а также яркость и цвет, устойчиво существуют в течение многих (> 300) оборотов планеты вокруг своей оси (Smith et al. (1979); в случае Солнца рассмотренный интервал ≈ 56 лет соответствует ≈ 750 оборотам Солнца). По-видимому в солнечной атмосфере существует механизм, поддерживающий длительную фазовую когерентность ОМП в определенных широтных зонах в течение многих лет.

Особый интерес вызывает стабильность изолированного (синодического) периода вращения (ОМП и ММП) 28.20 сут, который можно интерпретировать как основной период (т.наз. "твердотельного") вращения глобального м.п. Солнца под конвективной зоной (в зоне лучистого равновесия). По своей эвристической ценности он может быть равнозначен периодам "твердотельного" вращения таких "магнитных" планет, как Сатурн (период 10 час 39 мин) и Нептун (16 час 3 мин), установленным недавно с помощью космического корабля "Вояджер" по периодическим колебаниям (из-за вращения) радиоизлучения и, соответственно, глобального м.п. этих планет-гигантов.

Поскольку в СМ ОМП (ММП) пик 28.20 сут не расщепляется, а пик 27 сут расщепляется (на несколько компонент, см. рис.9), это объясняет, почему 4-секторная структура ММП связана с периодами около 27.0 сут (Svalgaard & Wilcox 1975), а 2-секторная – с периодом около 28.2 сут (глубинное, твердотельное вращение м.п. Солнца).

Примечательны и когерентные пульсации ОМП с периодом $P_0 \approx 160$ мин, которые показывают парадоксальную независимость их (начальной) фазы от полярности ОМП. Эта проблема привлекательна для дальнейшего изучения и требует новых тщательных наблюдений.

Вообще, в исследовании 160-минутной пульсации Солнца мы встречаемся с частой критикой, серьезными противоречиями в рассуждениях ряда авторов, расхождениями между некоторыми наблюдениями и порой – с печальной неосведомленностью (напр., об "экспериментальных", т.е. полученных на основе наблюдений, результатах, приведенных на рис. 10 – 13). Проблема (в том числе вариаций ОМП), тем не менее, заслуживает самого серьезного изучения (см. Котов 1990). Поэтому завершим обзор в мажорных тонах, приведя выразительные слова, принадлежащие Р.Фейнману:

"Мы никогда в принципе не можем доказать правильность данной теории; эксперимент, ее подтверждающий, позволяет только констатировать, что теория еще не опровергнута".

Благодарности. В заключение автор считает своим долгом с огромной признательностью вспомнить многолетнюю совместную работу и плодотворные дискуссии – по проблемам общего магнитного поля, магнетизма и пульсаций Солнца, – которые автор имел в течение ряда лет с профессорами А.Б.Северным и Д.Уилкоксом.

В измерениях ОМП Солнца, анализе данных и многочисленных обсуждениях проблемы на протяжении многих лет в той или иной степени участвовали: Ф.Шеррер, Р.Говард, В.М.Григорьев, М.Л.Демидов, Л.С.Левицкий, Я.Стенфло, Н.Н.Степанян, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап. Все они внесли большой вклад в исследования общего магнитного поля Солнца и активно участвовали во многих (в том числе цитированных нами) работах. Автор признателен им за стимулирующие дискуссии и помощь, и многим - за предоставление данных измерений ОМП, а также Ф.Шерреру и Д.Хоэксеме за любезное предоставление некоторых иллюстраций. Благодарен Н.Н.Степанян за внимательное чтение рукописи и полезные замечания..

Литература

Antonucci E., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., 1989, Stanford Univ. Rep. CSSA-ASTRO-89-14.
Bai T., Cliver E.W., 1990, Astrophys. J. **363**, 299.
Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B., 1976, Nature. **259**, 92.
Babcock H.D., 1959, Astrophys. J. **130**, 364.
Babcock H.W., Babcock H.D., 1955, Astrophys. J. **121**, 349.
Galea E.R., Wood W.P., 1985, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **217**, 633.
Gough D.O., 1982, Nature. **298**, 334.
Gilman P.A., Howard R., 1984, Astrophys. J. **283**, 385.
Howard R., 1972, Solar Phys. **25**, 5.
Howard R., 1974, Solar Phys. **38**, 283.
Howard R., 1978, Solar Phys. **59**, 243.
Howard R., LaBonte B.J., 1980, Astrophys. J. **239**, L33.
Howard R., Stenflo J.O., 1972, Solar Phys. **22**, 402.
Grigoryev V.M., Demidov M.L., 1987, Solar Phys. **114**, 147.
Grigoryev V.M., Demidov M.L., 1988, Astron. Zirc. No.1531, 21.
Dicke R.H., 1970, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **8**, 297.
Dicke R.H., 1974, Science **184**, 419.
Erofeev D.V., Kraminin A.P., 1984, Solnechnie dannie. No.5, p.83.
Ioshpa B.A., Obridko V.N., Shelting B.D., 1973, Solar Phys. **29**, 385.
Kobanov N.I., 1979, Solnechnie dannie. No.1, p.102.
Kotov V.A., 1977, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **56**, 150.
Kotov V.A., 1985, Solar Phys. **100**, 101.
Kotov V.A., 1987, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **77**, 39.
Kotov V.A., 1990, Lecture notes in physics **367**, 235.

Kotov V.A., Demidov M.L., Grigoryev V.M., Haneychuk V.I., Tsap T.T., 1991, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **84**, 18.
Kotov V.A., Levitsky L.S., 1980, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **69**, 90.
Kotov V.A., Levitsky L.S., 1983, In: "Solar and stellar magnetic fields: origins and coronal effects". Proc. IAU symp. No.102, p.23.
Kotov V.A., Levitsky L.S., 1985, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **71**, 32.
Kotov V.A., Levitsky L.S., 1987, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **77**, 51.
Kotov V.A., Levitsky L.S., Stepanian N.N., 1981, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **63**, 3.
Kotov V.A., Severny A.B., 1983, "Mean magnetic field of the Sun as a star. Catalogue 1968–1976". The data of the World Center B. Moscow p.1.
Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T., 1976, In: "The problems of the magnetic fields in the cosmos". Proc. internat. symp. Crimea **2**, 38.
Kotov V.A., Stepanian N.N., Shcherbakova Z.A., 1977, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **56**, 75.
Kotov V.A., Tsap T.T., 1990, Solar Phys. **128**, 269.
Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O., 1976, Nature **259**, 89.
Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J., 1985, Science **229**, 923.
Leibacher J., 1984, In: "Theoretical problems in stellar stability and oscillations". Liege. Univ. Liege. p.298.
Leighton R.R., 1969, Astrophys. J. **156**, 1.
Rosenberg R.L., Coleman P.J., Jr., 1969, J. Geophys. Res. **74**, 5611.
Roxburgh I.W., 1974, Nature **248**, 209.
Ruzmaikin A.A., 1985, Solar Phys. **100**, 125.
Svalgaard L., Wilcox J.M., 1975, Solar Phys. **41**, 461.
Severny A., 1969, Nature **224**, 53.
Severny A.B., 1968, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **38**, 3.
Severny A.B. Quart. J., 1971a, Roy. Astron. Soc. **12**, 363.
Severny A.B., 1971b, In: "Solar magnetic fields". Proc. IAU symp. N 43, D.Reidel, Dordrecht p.340.
Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T., 1976, Nature **259**, 87.
Severny A.B., Wilcox J.M., Scherrer P.H., Colburn D.S., 1970, Solar Phys. **15**, 3.
Smith B.A., Soderblom L.A., Beebe R. et al., 1979, Science **206**, 927.
Snodgrass H.B., 1983, Astrophys. J. **270**, 288.
Stepanian N.N., 1982, Izv. Krimsk. astrofis. obs. **65**, 43.
Stix M., Wiehr E., 1974, Solar Phys. **37**, 493.
Tanenbaum A.S., Wilcox J.M., Howard R., 1971, In: "Solar magnetic fields". Proc. IAU symp. N 43, D.Reidel. Dordrecht p.348.
Tuominen J., 1970, Nature **228**, 1179.
Wilcox J.M., 1970, J. Geophys. Res. **75**, 2587.
Wilcox J.M., 1972, Comm. Astrophys. Space Phys. **4**, 141.
Wilcox J.M., Scherrer P.H., 1972, J. Geophys. Res. **77**, 5385.
Hill H.A., Yakowitz D.S., Rosenwald R.D., Campbell W., 1984, In: "The hydromagnetics of the Sun", ESA SP-220, p.187.
Hoeksema J.T., Scherrer P.H., 1986, Stanford Univ. Rep. CSSA-ASTRO-86-38.
Sherrer P.H., 1973, Stanford Univ. IPR. Rep., No.554, p.1.
Scherrer P.H., Wilcox J.M., 1983, Solar Phys. **82**, 37.
Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V., Severny A.B., Howard R., 1977a, Solar Phys. **52**, 3.
Scherrer P.H., Wilcox J.M., Svalgaard L., Duvall T.L., Jr., Dittmer P.H., Gustafson E.K., 1977b, Solar Phys. **54**, 353.
Elsworth Y.P., Jefferies S.M., McLeod C.P., New R., Palle P.L., van der Raay H.B., Regulo G., Roca Cortes T., 1989, Astrophys. J. **338**, 557.

Некоторые термины, имена, сокращения

1) Солнечная обсерватория им. Уилкокса (СОУ): The Wilcox Solar Observatory (WSO)

2) КрАО: ЦрАО (Crimean Astrophysical Observatory)
3) Маунт Уилсон (М.Уилсон): Maunt Wilson
4) Саянская обсерватория: Sayan ObservatorY
5) Общее магнитное поле (ОМП) Солнца: Solar mean magnetic field (SMMF
6) Межпланетное магнитное поле (ММП): interplanetary magnetic field (IMF)
7) гаусс (Гс): gauss (G)
8) Кобанов Н.И.: Kobanov N.I.
9) Ханейчук В.И.: Haneychuk V.I.
10) Степанян Н.Н.: Stepanian N.N.
11) Щербакова З.А.:Shcherbakova Z.A.
12) Р.Фейнман: R.P.Feynman
13) СибИЗМИР: SibIZMIR
14) РК :РЦ
15) а.е.: A.U.
16) рад (радиан)
17) МГД (магнитогидродинамический)
18) Т (тесла)
19) Бартельс: Bartels

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 9~~1~~, ~~25–43~~ 144-162 (1994)

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Природа вспышечного энерговыделения на Солнце и диагностика плазмы солнечных вспышек

В.В. Зайцев[1], *А.В. Степанов*[2]

[1] Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород
[2] Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 25 марта 1991 г.

Аннотация. Дается краткое описание предвспышечных явлений на Солнце и обзор методов диагностики области первоначального энерговыделения вспышки и испаряющейся хромосферной плазмы по пульсациям рентгеновского и микроволнового излучения. Сделан вывод о том, что корональные источники – потоки энергичных частиц и тепловые фронты – не являются причиной нагрева и испарения хромосферы.

На основе обобщенного закона Ома показано, что необходимыми условиями резкого увеличения сопротивления цепи "корональная магнитная арка – хромосфера – фотосфера", приводящего к вспышечному энерговыделению, являются существования больших токов, $\gtrsim 10^{11}$ А, нестационарность процесса и наличие плотной частично ионизованной плазмы в области энерговыделения. В качестве иллюстрации рассмотрено взаимодействие одиночной вспышечной петли с протуберанцем. Вспышечный процесс, начинаясь в корональной части вспышечной петли, инициирует более мощное энерновыделение в хромосфере. Контурная модель вспышки на основе обобщенного закона Ома объясняет и энергетику звездных вспышек.

Ключевые слова: солнечные вспышки – теория

1 Введение

Исследования Солнца на космических аппаратах (Skylab, SMM, Hinotori), а также наземные оптические и радионаблюдения с высоким пространственным и временным разрешением позволили установить, что характерными структурами вспышечно-активных областей являются корональные магнитные арки, а вспышечное энерговыделение происходит в компактных арках – вспышечных петлях. Это является одним из наиболее замечательных достижений физики Солнца за последние 20 лет, позволившее критически пересмотреть существующие теории солнечных вспышек, а многие просто отвергнуть.

Из большого числа арочных моделей солнечных вспышек, среди которых имеются как модели одиночных вспышечных петель (Alfven & Carlqvist 1967; Spicer 1977; Colgate 1978), так и модели взаимодействующих петель (Hayvaerts et al. 1977; Sakai et al. 1987; Bardakov 1986) модель Альфвена и Карлквиста, называемая также контурной (circuit) моделью, остается наиболее привлекательной в силу своей наглядности и простоты. Альфвен и Карлквист (1967) связывают вспышечное энерговыделение с размыканием тока в цепи "корональная арка-фотосфера". Модель основана на измерениях больших вертикальных токов $\gtrsim 10^{11}$ А (Severny 1965) в окрестности солнечных пятен и на аналогии

с ртутным газотроном. Плазма в газотроне может при определенных условиях скачком перейти из состояния с высокой проводимостью в состояние с высоким сопротивлением. Подход к вспышке как к эквивалентной электрической цепи позволяет понять основные энергетические характеристики и временные масштабы вспышечного процесса. Однако основной вопрос теории вспышек – природа резкого увеличения сопротивления цепи – остается посуществу, не выясненным, несмотря на значительное число работ, (Spicer 1977; Sen & White 1972; Akasofu 1979; Hayvaerts 1974; Henoux 1987; Melvose & McClymont 1988) посвященных совершенствованию контурной модели.

Серьезным препятствием на пути понимания механизма вспышечного энерговыделения до настоящего времени является недостаток информации о параметрах вспышечных петель. Вместе с тем в последние годы наметился прогресс в методах диагностики вспышечной плазмы на основе данных гамма, рентгеновского, оптического и радиоизлучения. Существенно улучшились наши знания об эволюции активных областей перед вспышкой. В данной статье дается краткий анализ предвспышечных эволюционных изменений активных областей Солнца. Описываются некоторые методы диагностики вспышечной плазмы и приводятся параметры вспышечных петель. Обращается внимание на три важных момента, которые обычно не учитываются в моделях вспышек, а именно:

1. Плазма в области первоначального энерговыделения достаточно плотная.
2. В области первоначального энерновыделения имеются как "горячая" полностью ионизованная плазма, так и "холодная" частично ионизованная компонента.
3. Процесс энерговыделения носит сугубо нестационарный характер, поэтому стационарная форма закона Ома $j = \sigma E$ неадекватна процессу вспышки и нужно пользоваться обобщенным законом Ома.

Учет этих трех обстоятельств дает возможность в рамках модели эквивалентной электрической цепи объяснить энерговыделение вспышки без привлечения популярной концепции "пересоединения" магнитных силовых линий и без понятия "аномального сопротивления".

2 Предвспышечные явления

2.1 Предвспышечные эволюционные изменения

Совокупность современных наблюдательных данных свидетельствует о том, что достаточно крупная (двухленточная) вспышка возникает вдоль линии раздела полярностей магнитного поля в системе пятен. Обычно за несколько дней перед крупной вспышкой над линией раздела формируется протуберанец, поддерживаемый системой магнитных петель и проявляющийся в оптике как темное волокно из-за поглощения излучения фотосфере в плотной и холодной материи протуберанца. Основания магнитных петель видны в радиоизлучении на длинах волн в несколько сантиметров, которое возникает в результате циклотронного излучения тепловых электронов короны в магнитных полях оснований арок (так называемая S-компонента в солнечном радиоизлучении).

Приблизительно за 10 – 20 часов до вспышки начинается период активных эволюционных изменений в мягком рентгеновском излучении (2 – 12 кэВ). Вдоль волокна появляется несколько (2 – 6) тепловых рентгеновских всплесков с энерговыделением порядка 10^{25} эрг в каждом, которое сопровождается субвспышками в H_α класса SF и SB и свидетельствуют о перманентном нагреве плазмы до температуры $\approx 10^7$ K. Всплески появляются квазипериодически с периодом 40 – 60 мин. По мере приближения к основной вспышке период постепенно уменьшается до 5 – 10 мин (Zhdanov & Charikov 1985).

В потоке радиоизлучения активной области на сантиметровых и дециметровых волнах в этот же промежуток времени также наблюдаются квазипериодические флуктуации с периодом 40 – 60 мин. Этот период затем имеет тенденцию к уменьшению по мере приближения основной вспышки (Kobrin & Korshunov 1972). В радиоизлучении на сантиметровых волнах появляются "ступеньки" и колебания типа переходного процесса, свидетельствующие о выходе новых магнитных петель в корону (Zandanov & Uralov 1983; Zandanov et al. 1988). В поляризации сантиметрового излучения

наблюдается систематическое увеличение степени круговой поляризации и усложнения профиля поляризации источника в целом (Tanaka & Erome 1975; Maksimov et al. 1988).

2.2 Предвестники вспышек

После стадии эволюционных изменений активной области приблизительно за 30 – 10 мин до вспышки начинают наблюдаться предвестники вспышки. Предвестники наблюдаются как в мягком рентгеновском излучении, так и в радиоизлучении на мм, см и дм волнах.

В рентгеновском диапазоне предвестники появляются с вероятностью 96 % со средней заблаговременностью ≈ 10 мин и свидетельствуют о предварительном нагреве предвспышечной области до 10^7 K (Farafonov & Charikov 1983; Priest et al. 1986). В радиоизлучении дециметрового диапазона предвестники появляются с вероятностью более 85 % и с заблаговременностью 10 – 20 мин (Averjanihina et al. 1986). О прогреве активной области за несколько минут перед вспышкой свидетельствует также депрессия оптически тонкого теплового излучения на миллиметровых волнах (Domnin et al. 1980).

2.3 Выводы и интерпретация

Таким образом, из анализа предвспышечных эволюционных изменений и предвестников вспышек можно сделать следующие выводы:

а) Задолго до вспышки начинается разогрев активной области, проявляющийся в появлении мягкого рентгеновского излучения и изменений уровня радиоизлучения.

б) Нагрев сопровождается перестройкой магнитного поля, проявляющейся в эволюции поляризационной структуры активной области.

в) Процесс нагрева имеет квазипериодический характер с периодами 60 – 30 мин на начальной стадии эволюции до 1 – 5 мин период импульсной фазой вспышки.

Одной из вероятных причин квазипериодической эволюции могут быть вертикальные колебания протуберанца, поддерживаемого магнитным полем в вершине вспышечных петель (рис.1).[1] Подобная модель рассматривалась в качестве триггера солнечных вспышек (Pustil'nik 1973).

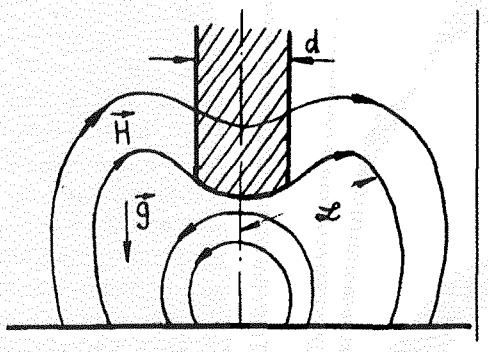


Рис. 1. Протуберанец, поддерживаемый магнитным полем в вершинах магнитных арок

Предварительный нагрев области вспышки может происходить за счет квазипериодического сжатия протуберанцем нижележащих вспышечных петель, что приводит к уменьшению сечения магнитной трубки с током и, следовательно, к увеличению джоулевой диссипации тока. Период

[1] Указания на существование вертикальных колебаний протуберанца перед вспышкой можно найти в работах Harvey (1983), de Jager & Švestka(1985).

колебаний такого протуберанца с учетом постепенного разогрева плазмы равен (Zaitsev & Stepanov 1988):

$$\Pi = 2\pi \left(\frac{g}{\mathcal{L}} + \frac{\kappa T_i}{m_i \mathcal{L} d} \right)^{-1/2} \approx 40 - 5\,\mathrm{min} \tag{1}$$

где g – ускорение силы тяжести на Солнце, κ – постоянная Больцмана, T_i и m_i – температура и масса ионов, $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^9$ см, $d \approx 2 \times 10^8$ см (рис.1), $T_i = 10^4 - 10^7$ K. Видно, что период (1) уменьшается по мере прогрева активной области от 40 мин на начальной стадии эволюции до 5 мин при $T_i \approx 10^7$ K. Важно отметить, что разогрев активной области, как будет показано далее, является необходимым условием начала вспышечного энерговыделения.

Сильные искажения магнитного поля, создаваемые как подъемом новых магнитных арок из-под фотосферы в корону и взаимодействием их со "старыми" полями, так и протуберанцем по мере натекания вещества, могут привести к изменениям поляризационной структуры перед мощными вспышками.

Анализ динамической модели протуберанца (Zaitsev & Khodachenko 1991) показал, что при наличии нестационарного кумулятивного потока частично ионизованной плазмы рассматриваемый в модели Kippenhan-Shlüter (1957) протуберанец становится неустойчивым. В нем возбуждаются колебания плотности вещества с нарастающей амплитудой, приводящие к разрушению протуберанца и полному разлету его вещества.

3 Вспышечная фаза

3.1 Диагностика области первоначального энерговыделения

Из данных о микроволновом (March & Hurford 1980) и рентгеновском (de Jager 1979) излучении солнечных вспышек следует, что первоначальное энерговыделение происходит в компактной, $\approx 1'' - 5''$ области вероятнее всего в верхней части вспышечной петли. Импульсная фаза вспышки состоит обычно из серии элементарных вспышечных всплесков длительностью от 4 до 25 с (de Jager & de Jonge 1978). Такая структура может быть связана с движением возмущения типа магнитозвуковой ударной волны через петельный комплекс с последовательным возбуждением вспышечного процесса в каждой петле (Vorpal 1976). С другой стороны, имеются указания (Kai et al. 1987) на то, что источники элементарных вспышечных не перемещаются, т.е. могут быть связаны с излучением одиночной вспышечной петли. Аргументы в пользу этого подхода мы приведем в следующем разделе.

Временной профиль каждого отдельного элементарного вспышечного всплеска, как в микроволновом, так и в жестком рентгеновском излучении может, в свою очередь, состоять из серии более быстрых квазипериодических пульсаций с периодом $P \approx 1$ с. До настоящего времени трудно сделать однозначный вывод о механизме микроволнового излучения вспышек на импульсной фазе. Поэтому для определения параметров области первоначального энерговыделения воспользуемся моделью секундных пульсаций жесткого рентгеновского излучения (Zaitsev & Stepanov 1982). Согласно упомянутой модели, дополнительное газокинетическое давление плазмы при энерговыделении расширяет магнитную трубку. Если начало энерговыделения достаточно быстрое $t < P$, то возникнут радиальные колебания трубки типа быстрых магнитозвуковых (БМЗ) (рис.2) с периодом

$$P \approx r\,(C_A^2 + C_S^2)^{-1/2} \tag{2}$$

где r – радиус вспышечной петли, C_A – скорость Альфвена, C_S – скорость звука. БМЗ – колебания вызывают модуляцию уходящих из области ускорения энергичных (> 10 кэВ) электронов, что приводит к пульсациям жесткого рентгеновского излучения из оснований петли, где выполняется приближение толстой мишени. Добротность БМЗ-осцилляций в условиях вспышечных петель определяется их затуханием из-за электронной теплопроводности

$$Q \approx \frac{3}{\beta^2} \frac{m_e}{m_i} \nu_{ei} P \tag{3}$$

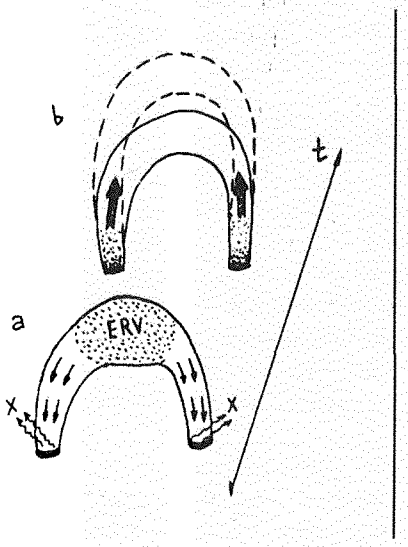


Рис. 2. Типы колебаний магнитных арок: а) возбуждение быстрых магнитозвуковых колебаний в вершине вспышечной петли при резком, $t_s < P$ начале энерговыделения. Колебания модулируют потоки энергичных электронов генерирующих рентгеновское излучение из оснований вспышечных петель. б) возбуждение альфвеновских осцилляций при инжекции испаряющейся хромосферной плазмы во вспышечную петлю

где $\beta = 8\pi n\kappa T/H^2$,

$$\nu_{ei} \approx \frac{60n}{T^{3/2}} \tag{4}$$

частота кулоновских соударений ионов и электронов. Глубина модуляции рентгеновского излучения оценивается из соотношения

$$\Delta = \Delta J/J \approx \beta/2 \tag{5}$$

Из уравнений (2)–(5) по характеристикам рентгеновских пульсаций можно найти плотность, температуру и магнитное поле в области первоначального энерговыделения:

$$n \approx 4\,10^{-11}\frac{Qr^3}{P^4}\frac{\Delta^{7/2}}{(1+\frac{10}{3}\Delta)^{3/2}}\ \text{см}^{-3} \tag{6}$$

$$T \approx 10^{-8}\frac{r^2}{P^2}\frac{\Delta}{1+\frac{10}{3}\Delta}\ \text{K} \tag{7}$$

$$H \approx 3\,10^{-17}\frac{Q^{1/2}r^{5/2}}{P^3}\frac{\Delta^{7/4}}{(1+\frac{10}{3}\Delta)^{5/4}}\ \text{э} \tag{8}$$

В качестве примера в Таблице 1 приведены параметры областей энерговыделения нескольких вспышек в предложении $r \approx 10^8$ см. Параметры вспышечной плазмы, описываемые уравнением (6)–(8), сильно зависит от радиуса петли r. Поскольку информация о поперечном размере петли для каждого из событий, как правило, отсутствует, приведенные в Таблице 1 значения n, T и H нужно воспринимать лишь по порядку величины. Тем не менее значения n и T достаточно хорошо соответствуют аналогичным значениям для вспышечных ядер (de Jager 1979), а также оценкам, полученным из анализа микроволнового излучения вспышек (Zaitsev & Stepanov 1983).

Таблица 1. Характеристики секундных пульсаций жесткого рентгеновского излучения и параметры области первоначального энерговыделения

Событие	Параметры пульсаций			Область первоначального энерговыделения		
	Период P *s*	Глубина модуляции Δ	Добротность Q	Плотность n см$^{-3}$	Температура ТК	Магнитное поле H *э*
12–10.1977 01:50 UT*	1.00	0.50	10	8.0×10^{12}	2×10^{7}	800
03–12.1978 20:31 UT**	1.64	0.36	20	10^{12}	6×10^{6}	200
06–11.1979 08:38 UT**	2.10	0.46	7	2.3×10^{11}	4×10^{6}	70
06–09.1981 23:53 UT**	2.00	0.70	30	1.6×10^{12}	5×10^{6}	170

* Baskakov (1980)
** Desai et al. (1987)

3.2 Параметры эруптивной вспышечной плазмы

Проблема испаряющейся хромосферной плазмы – одна из наиболее важных проблем физики солнечных вспышек (Doschek et al. 1986). Обычно рассматривают две причины испарения хромосферы: пучки высокоэнергичных электронов, нагревающие хромосферу в основаниях вспышечных петель, и тепловые фронты. В обоих случаях предполагается, что быстрые электроны и тепловые фронты зарождаются в корональной части петли, т.е. рассматриваются лишь корональные источники нагрева хромосферы. Очевидно, что в таком случае энергия ускоренных частиц и нагретой плазмы в области первоначального энерговыделения должна превышать энергию испаряющейся плазмы. Поэтому для определения источника нагрева хромосферы важно знать прежде всего энергию испаряющейся хромосферной плазмы.

Из наблюдений синего смещения мягкого рентгеновского излучения в линиях Ca XIX и Fe XXV следует, что в процессе нагрева хромосферная плазма движется вверх со скоростью несколько сотен км·с$^{-1}$ (Doschek et al. 1986). Из спектральных характеристик мягкого рентгеновского излучения и меры эмиссии находят, что температура эруптивной плазмы $T \lesssim 3\times10^{7}$ K, а плотность $n \approx 10^{11}$ см$^{-3}$.

Метод диагностики, основанный только на анализе мягкого рентгеновского излучения, не дает информации о магнитном поле вспышечной петли. Мы предложили модель рентгеновских пульсаций (Zaitsev & Stepanov 1989), в которой движение испаряющейся плазмы вдоль искривленного магнитного поля корональной арки приводит к появлению центробежной силы, которая в свою очередь, вызывает альфвеновские осцилляции петли (рис.2) с периодом

$$P_A \approx \ell / C_A \tag{9}$$

где ℓ – длина вспышечной петли. Колебания петли вызывают пульсации жесткого рентгеновского излучения с глубиной модуляции (5) и с периодом от нескольких секунд до десятков секунд – элементарные вспышечные всплески (рис.3). Добротность колебаний определяется затуханием из-за соударений

$$Q_A \approx \frac{m_i}{m_e}\frac{2\pi}{P_A\,\nu_{ei}} \tag{10}$$

Из уравнений (4), (5), (9) и (10) находим плотность и температуру эруптивной плазмы и среднее магнитное поле вспышечной петли

$$n \approx 2.2\,10^{-10}\,\frac{\ell^3\Delta^{3/2}}{Q_A\,P_A^4}\ \text{см}^{-3} \tag{11}$$

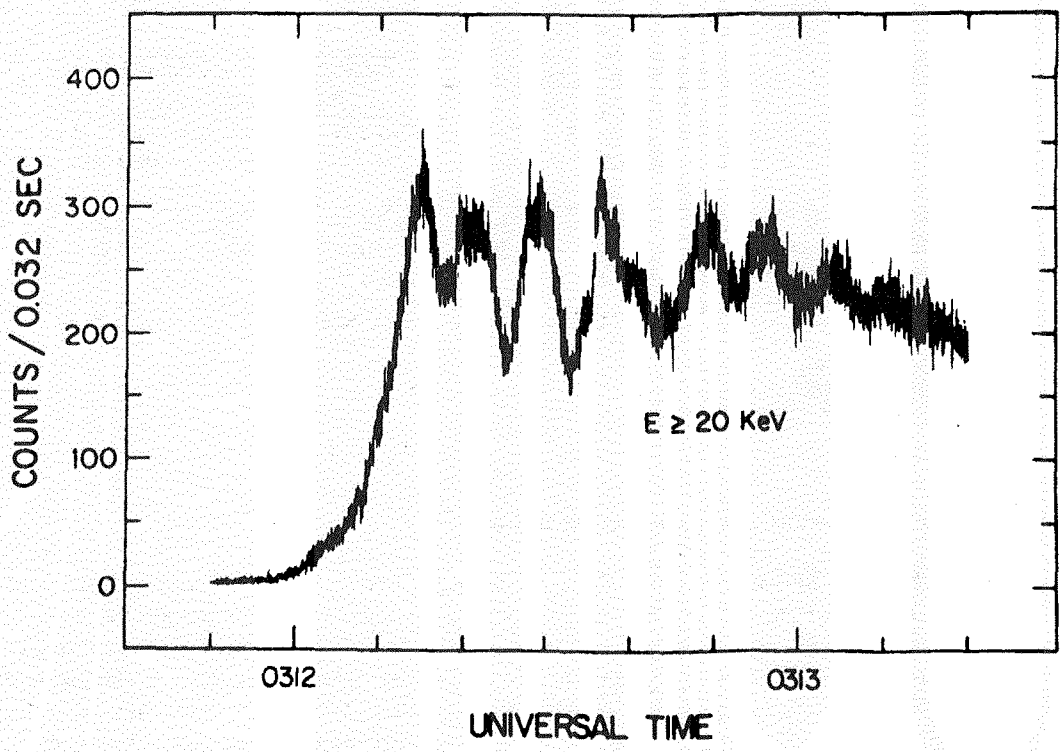


Рис. 3. Временный профиль импульсной фазы вспышки 7 июня 1980 г. в диапазоне > 20 кэв, зарегистрированный спутником P 78–1 (Kane et al. 1983)

$$T \approx 1.2\,10^{-8}\,\frac{\ell^2\,\Delta}{P_A^2}\ \mathrm{K} \tag{12}$$

$$H \approx 6.7\,10^{-17}\,\frac{\ell^{5/2}\,\Delta^{3/4}}{Q_A^{1/2}\,P_A^3}\ \text{э} \tag{13}$$

В Таблице 2 приведены значения n, T и H и производные от них параметры для вспышек с известными размерами источника излучения (Kane et al. 1983; Haug & Elwert 1985; Takakura et. al. 1983; Kai et al. 1987). Обратим внимание на то, что для указанных в Таблице 2 событий источники элементарных вспышечных всплесков не перемещались, что свидетельствует в пользу гипотезы об альфвеновских колебаниях одиночной петли. Заметим, что среднее по петле магнитное поле в Таблице 2 несколько выше, чем в Таблице 1, где указаны магнитные поля в вершинах вспышечных петель.

Диагностический метод, основанный на анализе жестких рентгеновских всплесков, не является, к сожалению, самосогласованным, поскольку необходима дополнительная информация о длине вспышечной петли ℓ. В то же время диагностика эруптивной плазмы на основе микроволнового (см,дм) излучения затруднительна, поскольку в настоящее время однозначно трудно определить механизм радиоизлучения. Ситуация значительно упрощается для теплового источника в области миллиметровых и коротких сантиметровых длин волн, для которых частота излучения $f >> f_P, f_B$. Из Таблицы 2 следует, что отношение гирочастоты электронов и плазменной частоты $f_B/f_P \lesssim 0.2$. В таких условиях трудно ожидать заметного радиоизлучения циклотронной природы, и наиболее вероятным механизмом радиоизлучения испаряющейся хромосферной плазмы является тепловой тормозной механизм.

Таблица 2. Параметры элементарных вспышечных всплесков и испаряющейся плазмы

Событие	Параметры всплесков				Параметры испаряющейся плазмы				
	P_A с	Δ	Q	$\ell \times 10^9$ см	$n \times 10^{12}$ см$^{-3}$	T$\times 10^7$ K	H$\times 10^3$ э	EM$\times 10^{49}$ см$^{-3}$	$\mathcal{E}_{ev}$ $\times 10^{30}$ эрг
07.01.1980 03:12 UT[а]	8	0.30	7	1.5	4.1	1.2	1.70	21	3.6
18.11.1980 14:51 UT[б]	20	0.50	4	1.5	1.41	3.4	0.22	0.24	0.1
15.09.1981 21:14 UT[в]	15	0.15	8	2.2	0.34	3.8	0.38	0.20	0.3
16.07.1982 03:22 UT[г]	5	0.25	4	0.8	5.6	7.7	1.7	20	0.5
12.05.1983 02:53 UT[д]	16	0.50	7	2.0	1.4	9.4	0.67	3.1	2.2

а) Kane et al.(1983)
б) Haug & Elvert (1985)
в) Takakura et al. (1983)
г) Kai et al. (1987)
д) Kosugi & Kiplinger (1987)

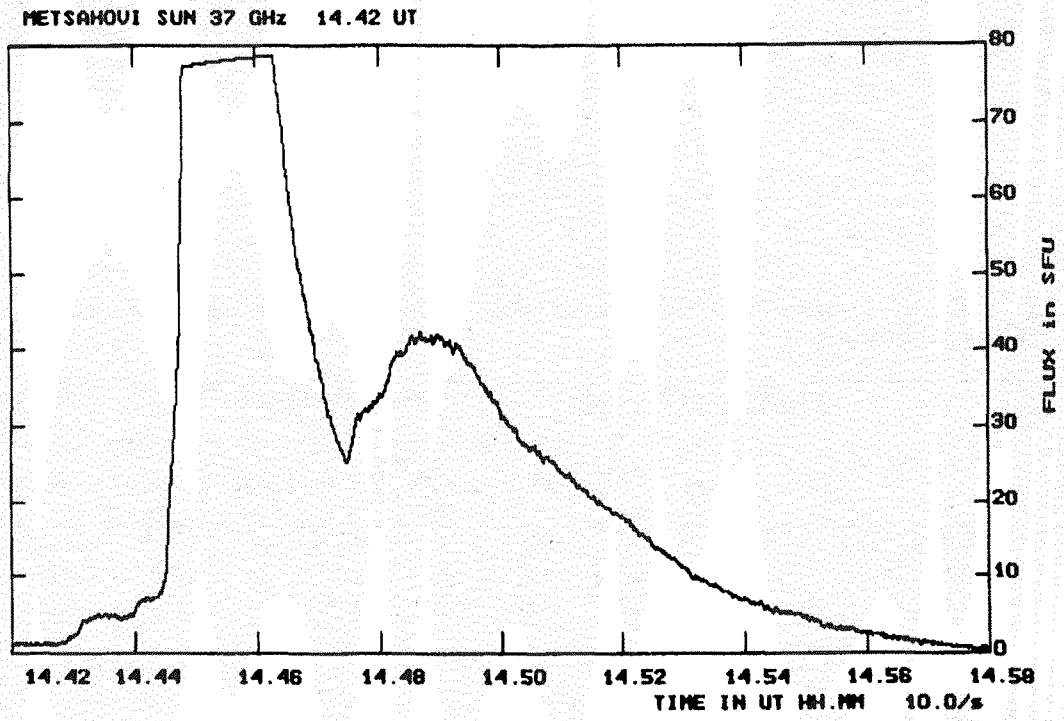


Рис. 4. Временной профиль всплеска 22 июня 1989 г., зарегистрированного на 14-м радиотелескопе в Метсахови на длине 8 мм. Пики излучения соответствуют 14:45:30 UT и 14:48:40 UT (Stepanov et al. 1992)

Проиллюстрируем сказанное на примере события 22 июня 1989 г., 14:44 UT, зарегистрированного на 14-м телескопе Радиоисследовательской станции в Метсахови на частоте: $f = 37$ Ггц (Stepanov et al. 1992). Временной профиль всплеска состоял их двух пиков (рис.4), причем рентгеновское излучение в диапазоне 52 – 187 кэВ наблюдалось только во время первого пика (Dennis 1990). Второй пик, связываемый нами с испаряющейся плазмой, сопровождался лишь мягким рентгеновским излучением, что свидетельствует о его тепловой природе. При типичных значениях плотности и температуры плазмы (Таблица 2) источник тормозного излучения оптически тонкий. Тогда яркостная температура микроволнового излучения определяется соотношением

$$T_b = T(1 - e^{-\tau}) \approx \tau T \tag{14}$$

где

$$\tau = \frac{f_P^2}{f^2} \frac{\nu_{ei}\, \ell_{\|}}{C\sqrt{1 - f_P^2/f^2}} \tag{15}$$

оптическая толщина источника тормозного излучения, $\ell_{\|} \approx 2r$ – размер источника вдоль линии наблюдения. Учитывая связь между яркостной температурой и потоком радиоизлучения и аппроксимируя вспышечную петлю полуокоружностью с радиусом ℓ/π, запишем следующую формулу для потока радиоизлучения вблизи Земли:

$$F_\nu \approx 1.2\, 10^{-47} \frac{n^2\, \ell^3}{T^{1/2}} \quad \text{sfu} \tag{16}$$

В уравнении (16) n в см$^{-3}$, T в градусах Кельвина, ℓ – в см. Предполагая далее, как и в модели (Stepanov et al. 1992), что альфвеновские колебания петли с периодом (9) и добротностью (10) модулируют тормозное микроволновое излучение, находим глубину модуляции, по порядку величины совпадающей со значением (5). Тогда из уравнений (4), (5), (9), (10) и (16) получаем систему уравнений для четырех неизвестных параметров, три их которых (11), (12) и (13) были приведены выше, а четвертое имеет вид:

$$\ell \approx 6.2\, 10^7 \frac{F_\nu^{1/8}\, Q_A^{1/2}\, P_A^{7/8}}{\Delta^{5/16}} \tag{17}$$

Таблица 3. Параметры микроволновых всплесков, испаряющейся плазмы, вспышечной петли и энергия потоков ускоренных электронов

Событие	Параметры всплесков				Параметры плазмы и петли					Энергия электронов
	$P_A c$	Δ	Q	F_ν sfu	$n \times 10^{12}$ см$^{-3}$	$T \times 10^7$ K	$H \times 10^3$ э	$\ell \times 10^9$ см	$\mathcal{E}_{ev} \times 10^{30}$ эрг	$\mathcal{E}_e \times 10^{29}$ эрг
02.11.1988 09:56 UT[а)]	15	0.30	4	10	0.6	3.6	0.40	-	0.2[в)]	0.5 (> 10 кэв)
22.06.1989 14:47 UT[б)]	5.2	0.03	5	30	1.8	4.2	2.0	1.7	1.0	0.3 (> 10 кэв)
20.10.1989 10:13 UT[а)]	25	0.24	5	27	0.57	5.6	0.55	-	0.3[в)]	1.2 (> 10 кэв)

а) Granat et al. (1991), $\lambda = 1.95$ см
б) Stepanov et al. (1991), $\lambda = 8$ мм
в) минимальная энергия испаряющейся плазмы в предположении V = 8×10^{25} см^3

Значения n, T, H и ℓ для второго пика событий 22 июня 1989 г. (рис.5) приведены в Таблице 3. Нужно заметить, что на временном профиле второго пика (рис.5) имеется несколько цугов пульсаций, которые могут быть вызваны осцилляциями скорости испаряющейся плазмы (Doschek et

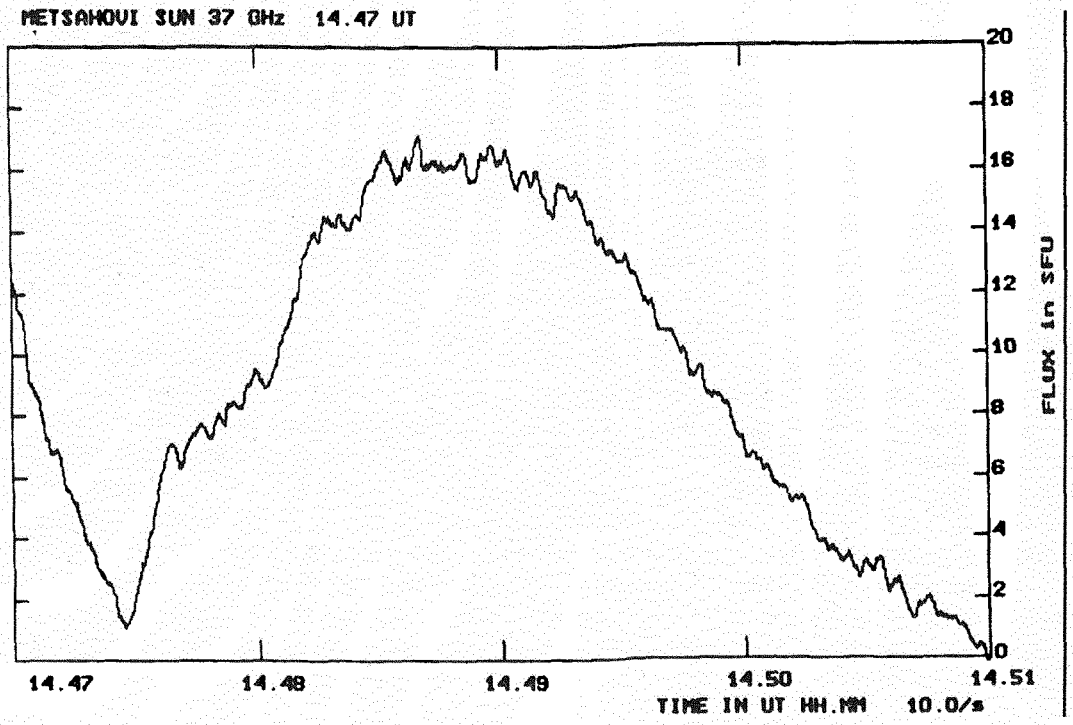


Рис. 5. Тонкая временная структура второго пика в событии 22 июня 1989 г. Анализируются квазипериодические пульсации между 14:47:30 и 14:48:00 UT (Stepanov et al. 1992)

al. 1986). Для диагностики мы выбрали первый цуг, наиболее выраженный. В Таблицу 3 внесены также характеристики аналогичного предыдущему событий 2 ноября 1988 г. и 20 октября 1989 г, которые наблюдались на радиотелескопе 22 м КрАО в Кацивели на длине волны 1.95 см (Granat et al. 1991), и найденные параметры испаряющейся плазмы. Из Таблиц 2 и 3 следует, что в исследуемых событиях энергия испаряющейся плазмы, заполняющей одиночную вспышечную петлю, равна $\mathcal{E}_{ev} = 2n\kappa TV \approx 10^{29} - 3.6 \times 10^{30}$ эрг. Здесь $V = \pi r^2 \ell$ – объем вспышечной петли. Простую оценку энергии быстрых электронов, инжектируемых в хромосферу из области первоначального энерговыделения, можно сделать, используя данные о потоке радиоизлучения в первом пике миллиметрового всплеска, сопровождающего вспышку. Совпадение его по времени с жестким рентгеновским излучением свидетельствует о том, что этот пик связан с тормозным излучением хромосферы в основаниях вспышечной петли, прогретых потоками быстрых электронов. Максимальная температура хромосферной плазмы при кулоновском нагреве пучком электронов определяется формулой (Spektor 1979):

$$T \approx 1.5\,10^2 \frac{\gamma - 2}{\gamma} \frac{1}{E_1^2} \int_0^t \phi(t)\,dt \tag{18}$$

где γ и E_1 (кэВ) – показатель энергетического спектра и минимальная энергия в спектре быстрых электронов, ϕ (эрг см$^{-2}$ сек$^{-1}$) – плотность потока энергии в пучке на границе хромосфере. Источник мм-излучения в основаниях вспышечной петли, как правило, оптически толстый, поэтому поток радиоизлучения вблизи Земли равен

$$F_\nu \approx 1.3\,10^{-27} \left(\frac{10}{E_{1\,\text{кэВ}}}\right)^2 \frac{\mathcal{E}_e\ (\text{эрг})}{\lambda^2\,(\text{см})}\, sfu \tag{19}$$

где $\mathcal{E}_e = S\int_0^t \phi\, dt$ – полная энергия быстрых электронов инжектируемых а хромосферу в основаниях вспышечной петли с площадью S. Полагая для всплеска 22 июня 1989 г. (Таблица 3) $\lambda = 0{,}8$ см, $F_\nu \approx 10^2\, sfu$, $E_1 = 10$ кэВ, получим энергию быстрых электронов $\mathcal{E}_e$ (>10 кэВ)$\approx 5\times10^{28}$ эрг. Для события 22 июня 1989 г. оценка энергии пучков электронов с энергией >25 кэВ может быть также сделана по данным о жестком рентгеновском излучении (Dennis 1990), что дает величину $\mathcal{E}_e$ (> 25 кэВ)$\approx 2\times10^{28}$ эрг. В событии 7 июня 1980 энергия быстрых электронов была определена Emslie (1983): $\mathcal{E}_e \approx 10^{30}$ эрг, что опять-таки меньше энергии испаряющейся плазмы (Табл.2). К аналогичному выводу пришли Antonucci et al. (1982), анализируя вспышки 10 апреля, 9 мая и 29 июня 1980 г.: энергия электронов недостаточно для нагрева и испарения хромосферы, требуется дополнительный источник.

В настоящее время нет ответа на вопрос, какая часть энергии в области первоначального энерговыделения содержится в энергичных частицах, а какая – в нагретой плазме. Более того, имеются указания на то, что в ускоренных электронах может содержаться основная часть выделенной при вспышке энергии (Wu et al. 1986). Оценим тем не менее энергию тепловой плазмы $\mathcal{E}_{th}$ в области первоначального энерговыделения с объемом $V \approx 2\times10^{25}$ см^3 на основании Таблицы 1: $\mathcal{E}_{th} \approx 3\times10^{28} - 7\times10^{29}$ эрг. Из проведенного анализа можно сделать вывод, что корональные источники: тепловые фронты от области первоначального энерговыделения и потоки ускоренных частиц, вероятнее всего не являются причиной нагрева и испарения хромосферы на импульсной фазе вспышки. Хромосфера должна нагреваться in situ более мощным источником тепла. В следующем разделе мы покажем, что нагрев может быть обусловлен диссипацией электрических токов, текущих в хромосфере.

4 Контурная модель вспышки: Эффекты нестационарности и частичной ионизации плазмы

Мы показали, что в области первоначального энерговыделения – корональной части вспышечной петли, плазма достаточно плотная, $n \approx 10^{11} - 10^{12}$ см$^{-3}$ и горячая, $T \approx 10^7 - 10^8$ К. Однако энергия нагретой плазмы и ускоренных частиц недостаточна для испарения хромосферы. Основное энерговыделение вспышки должно, следовательно, происходить не в короне, а в хромосфере. Предлагаемая модель (Zaitsev & Stepanov 1991) удовлетворяет этим требованиям.

4.1 Исходные требования к модели

Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из корональной магнитной арки с активным сопротивлением R_c и индуктивностью L и хромосферно-фотосферного участка цепи с сопротивлениями R_{ch} и R_{ph} и ЭДС $\mathcal{E}$ (рис.6). ЭДС создается движением вещества фотосферы. Поскольку частота соударений ионов с нейтралами в фотосфере много больше гирочастоты ионов, а для электронов справедливо обратное соотношение, то ионы увлекаются нейтралами, возникает разделение зарядов и появляется ЭДС. Различные аспекты такого динамо-механизма детально описаны (Sen & White 1972; Akasofu 1979; Hayvaerts 1974; Henoux 1986; Kan et al. 1983). Здесь нужно заметить, что фотосферное динамо обеспечивает мощность энерговыделения крупной вспышки, $\approx 10^{29}$ эрг/с, при скоростях фотосферных движений $\approx 10^5$ км с$^{-1}$ (Kan et al. 1983).

В спокойных условиях активное сопротивление корональной части вспышечной петли $R_c = \ell/\sigma S$ с кулоновской проводимостью σ_{Coul} порядка $R_c \approx 10^{-11}\Omega$ при $\ell \approx 2\times10^9$ см, площади поперечного сечения $S \approx 3\times10^{16}$ см^2 и температуре плазмы $T \approx 10^6$ К. Активное сопротивление хромосферной и фотосферной частей цепи такого же порядка величины. Индуктивность контура (рис.6) достаточно велика, $L \approx 10$ Н (Alfven & Carlquist 1967), что на первый взгляд приводит к нереально большому времени нарастания тока. Действительно, из уравнения для цепи

$$RI + \frac{d}{dt}(LI) = \mathcal{E}, \quad R = R_c + R_{ch} + R_{ph} \tag{20}$$

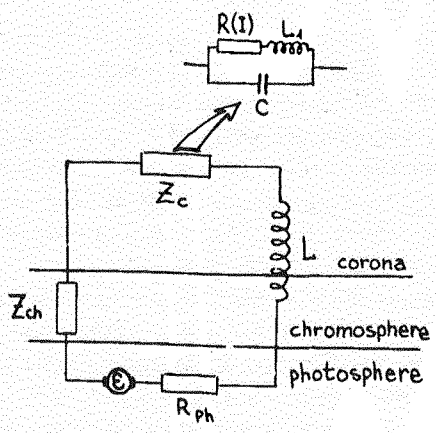


Рис. 6. Эквивалентный электрический контур системы "корональная магнитная арка – хромосфера-фотосфера". Показан также LRC – контур, сотоящий из активного нелинейного сопротивления $R(I)$, индуктивности и емкости, на основе которого описываются процессы в областях энерговыдения Z_c и Z_{ch}

следует, что время нарастания тока порядка $L/R \approx 10^4$ лет. Однако, если учесть "всплывание" магнитной петли, при котором индуктивность возрастает, то характерное время роста тока, как следует из решения уравнения (20), определяется уже временем подъема в корону нового магнитного потока перед вспышкой (несколько часов или суток) (Zaitsev & Stepanov 1991).

Энергия, запасенная в цепи $W = \frac{1}{2}LI^2$, при $L \approx 10$ Н, $I \approx 10^{11} - 10^{12}$ А составляет величину $5 \times 10^{29} - 5 \times 10^{31}$ эрг, что достаточно, для солнечной вспышки. Однако мощность энерговыделения $\dot{W}=RI^2 \approx 10^{18} - 10^{20}$ эрг/с на 8 – 10 порядков ниже наблюдаемого при вспышках значения. Поэтому вспышка произойдет лишь в случае, когда активное сопротивление цепи в силу каких-то причин возрастает на 8 – 10 порядков, до величины $(10^{-4} - 10^{-2})\Omega$, что практически эквивалентно разрыву тока. Природа такого увеличения сопротивления и составляет одну из основных проблем физики вспышек.

Обращение к аномальной проводимости $\sigma_{an} << \sigma_{Coul}$ в стационарном законе Ома не устраняет проблему энерговыделения, поскольку условия возникновения токовых неустойчивостей, приводящих к генерации мелкомасштабной плазменной турбулентности, на Солнце достаточно жесткие. В частности, для превышения порога неустойчивости Бунемана, когда относительная скорость ионов и электронов больше тепловой скорости электронов V_{Te}, необходимо чтобы площадь поперечного сечения токового канала с $I \approx 3 \times 10^{11}$ А, $T \approx 10^7$ К, $n \approx 10^{12}$ см$^{-3}$ была

$$S_B < \frac{I}{env_{Te}} \approx 2 \times 10^9 \text{ см}^2 \tag{21}$$

Для аномального сопротивления, связанного с развитием ионно-звуковой неустойчивости, $S_{is} < 10^{11}$ см^2. Типичное значение поперечного сечения вспышечных петель $S \approx 10^{16} - 10^{17}$ см^2, поэтому для появления аномального сопротивления во вспышечной петле необходима сильная филаментация тока, с фактором заполнения $10^{-8} - 10^{-5}$, что согласуется с выводом Melrose & McClymont (1988). Spicer (1977) также приходит к заключению о невозможности разрыва тока по всему сечению вспышечной петли. Разрешение современных телескопов не позволяет ответить на вопрос о существовании такой сильной филаментации. В то же время, как показано нами (Zaitsev & Stepanov 1991), необходимое увеличение сопротивления возможно и без разбиения тока на тонкие волокна.

Wagner et al. (1985) разрыв тока в цепи объясняют резким уменьшением плотности плазмы на масштабе порядка нескольких дебаевских радиусов r_D. Величина $r_D \lesssim 0.1$ см при $T \approx 10^7$ К, $n \gtrsim 10^{11}$ см$^{-3}$, поэтому для возникновения вспышки необходимо когерентное включение громадного числа слоев с резким уменьшением плотности. Область первоначального энерговыделения,

наоборот, характеризуется повышенной плотностью.

Ток, текущий вдоль оси магнитной трубки радиуса r создает на границе трубки магнитное поле $H_\varphi = I(A)/5\,r(\text{см})$. При $I \approx 3 \times 10^{11}$ А и $r \approx 10^8$ см, например, φ – компонента магнитного поля $H_\varphi \approx 600$э. Существование достаточно большого продольного тока может привести к неустойчивости Z – пинча типа перетяжек, которая используется для объяснения вспышек на Солнце и звездах (Hayrapetian and Nikoghossian 1989). Известно, однако, что сжатию плазмы препятствует продольное магнитное поле H_Z. Для этого достаточно, чтобы $H_Z > H\varphi/\sqrt{2} \approx 430$э, что легко выполняется в условиях солнечных вспышек. Поэтому модель, основанная на неустойчивости Z – пинча, не может объяснить всего разнообразия вспышек.

Ни в одной из известных нам моделей солнечных и звездных вспышек не учитывается возможность значительного увеличения диссипации тока в нестационарной частично ионизованной плазме, на которую обратили внимание еще Schluter & Bierman (1950). Этот эффект использовался при объяснении повышенной диссипации тока в облаках межзвездного газа (Cowling 1957; Pikelner 1964). Дополнительная диссипация, на много порядков превышающая диссипацию в стационарной полностью ионизованной плазме, возникает из-за движения ионов через нейтральный газ под действием силы Ампера. Скорость и, следовательно, энергия движения ионов относительно нейтралов может существенно превышать скорость (энергию) относительного движения ионов и электронов. Потеря энергии ионами при соударении с нейтралами и приводит к увеличению диссипации тока (Cowling 1957). О наличии холодной ($10^4 - 10^5$ K) частично ионизованной плазмы в области первоначального энерговыделения свидетельствуют одновременные наблюдения вспышек в H_α и в мягком рентгеновском излучении с высоким пространственным разрешением (Svestka 1976; Zirin et al. 1967; Rust & Webb 1977; Webb & Jackson 1981),

4.2 Энерговыделение во вспышечной петле, взаимодействующей с протуберанцем

Проиллюстрируем энерговыделение вспышки на примере одиночной вспышечной петли с током, нагруженной протуберанцем (рис.7).

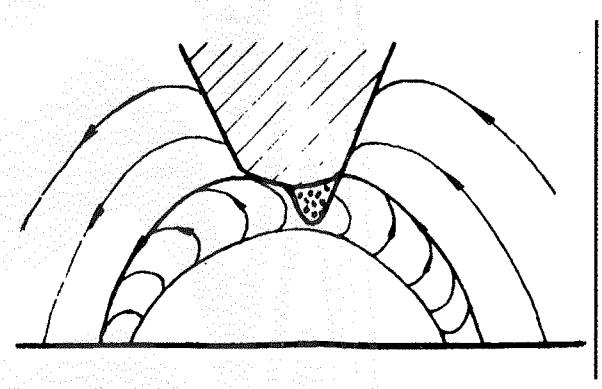


Рис. 7. Взаимодействие токонесущей вспышечной петли с протуберанцем. Вещество протуберанца проникает во вспышечную петлю вследствие желобковой неустойчивости

Расположенный над системой магнитных арок протуберанец может оказаться неустойчивым относительно желобковых возмущений и играть роль триггера вспышки (Pustil'nik 1973). Желобковая неустойчивость баллонной моды возникает, если радиус кривизны проваливающегося желобка

$$R < \frac{4\pi n_\Sigma L^2 g}{H^2} \tag{22}$$

где $n_\Sigma = n_a + n$, n_a – плотность нейтральных атомов. Полагая $n_\Sigma \approx 10^{12}$ см$^{-3}$, $L \approx 10^9$ см (рис.1), $H \approx 500$ э находим $R < 2 \times 10^6$ см, т.е. в "холодной" плазме желобковая неустойчивость протуберанца мало вероятна. Если же температура основания протуберанца $T > 3 \times 10^4$ K, то сила тяжести становится меньше центробежной. Величина g в уравнении (22) заменяется на $2\kappa T/m_i R$ (Zaitsev & Stepanov 1988) и условие неустойчивости становится менее жестким. Так, при $T \approx 10^7$ K, что соответствует температуре активной области за несколько минут перед вспышкой, получаем $R < 4 \times 10^8$ см, что сопоставимо с размером вспышечной петли. Заметим, что даже если основание протуберанца горячее ($\gtrsim 10^7$ K),увлекаемая желобками холодная плазма также проникает во вспышечную петлю. Большие потери на излучение плотной ($\approx 10^{12}$ см$^{-3}$) плазмы протуберанца препятствуют нагреву "языков" током во вспышечной петле (Zaitsev & Stepanov 1991). Поэтому возможно совместное существование слабоионизованной холодной и полностью ионизованной горячей компонентов плазмы в корональных петлях (Zirin et al. 1967; Rust & Webb 1977; Webb & Jacksen 1981).

Обобщенный закон Ома, учитывающий как нестационарность плазмы, так и ее неполную ионизацию, имеет вид Zaitsev & Stepanov 1991):

$$\mathbf{E}^* = \frac{m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{e^2\, n}\mathbf{j} + \frac{1}{enc}\mathbf{j} \times \mathbf{H} + F\,\frac{\mathbf{f}a \times \mathbf{H}}{cnm_i\nu ia} + \frac{\mathbf{f}_e}{en} - \frac{F^2}{cnm_i\nu_{ia}}\,\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{H} \tag{23}$$

где уравнение движения плазмы

$$\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c}\mathbf{j} \times \mathbf{H} + \sum_\alpha \mathbf{f}_\alpha \quad \alpha = e, i, a \tag{24}$$

Здесь $\mathbf{E}^*$ – электрическое поле в системе координат, движущейся с плазмой, $\rho = n_a m_a + n\, m_i$ – плотность плазмы, $\mathbf{j}$ – плотность тока, $F = n_a\, m_a/(n_a\, m_a + n\, m_i)$ – относительная плотность нейтралов, $\mathbf{f}_\alpha = \nabla P_\alpha + n_\alpha\, m_\alpha\, \mathbf{g}$ – неэлектрические силы, действующие на плазму $\nu_{\alpha K}$ - число соударений между частицами сортов α и K, P – газокинетическое давление. При одинаковой температуре компонентов плазмы, $P_\alpha/P_e = n_\alpha/n$ из (23) получается известное выражение обобщенного закона Ома (Cowling 1957). В стационарной и однородной среде ($d/dt = 0$) формула (23) принимает выражение для закона Ома в частично ионизованной плазме (Gershman 1974).

Полная мощность энерговыделения в объеме V той части вспышечной петли, в которую проникает вещество протуберанца в результате желобковой неустойчивости равна

$$\dot{\mathrm{W}} = \int_V q\, dV \tag{25}$$

где величина $q = \mathbf{E}^*\mathbf{j}$ характеризует джоулеву диссипацию тока, которая с учетом (23) имеет вид:

$$q = \frac{j^2 m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{e^2\, n} + \frac{F(\mathbf{f}_a \times \mathbf{H})\mathbf{j}}{c\, n\, m_i\, \nu_{ia}} + \frac{\mathbf{f}_e\mathbf{j}}{en} - \frac{F^2}{c\, n\, m_i\, \nu_{ia}}\,\rho\left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{H}\right)\mathbf{j} \tag{26}$$

Энерговыделение вспышки связано с последним членом в (26), т.е. с реализацией в нестационарных условиях диссипации, обусловленной соударением ионов с атомами.

Вернемся к анализу взаимодействия протуберанца и вспышечной петли. Развивающаяся желобковая неустойчивость нарушает состояние равновесия: канал с током сжимается и заполняется частично ионизованной плазмой протуберанца, которая сглаживает первоначальное распределение радиального давления. Тогда $\frac{1}{c}\mathbf{j} \times \mathbf{H} >> -\nabla P_\Sigma$ и уравнение (26) можно представить в виде:

$$q = \frac{j^2\, m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{e^2\, n} - \frac{F}{c\, n\, m_i\, \nu_{ia}}(\nabla P_a \times \mathbf{H}) - \frac{\nabla P_e\mathbf{j}}{e\, n} + \frac{F^2}{c^2 n\, m_i\, \nu_{ia}}(\mathbf{j} \times \mathbf{H})^2 \tag{27}$$

В уравнении (27) учтено, что сила Ампера $\frac{1}{c}\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ в условиях вспышечных петель на три-четыре порядка больше гравитационной. Интегрируя (27) по цилиндрическому объему и учитывая, что в

рассматриваемой геометрии $\nabla P_e \mathbf{j} = 0$, а также пренебрегая членами порядка $2\pi P_\Sigma / H_\phi^2$ по сравнению с единицей (плазменное бэта $\beta << 1$) получим мощность энерговыделения:

$$\dot{\mathrm{W}} = \left[\frac{m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})}{e^2 n S} + \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 n m_i \nu_{ia} S^2} \right] I^2 \tag{28}$$

где d – длина вспышечной петли под протуберанцем.

Второе, нелинейное относительно тока слагаемое в (28), обусловленное движением ионизованной компоненты относительно нейтральной под действием силы Ампера и характеризующее джоулеву диссипацию тока вследствие соударений ионов с нейтралами, на много порядков превышает обычную джоулеву диссипацию, описываемую первым слагаемым. Это позволяет отказаться от привлечения аномального сопротивления при решении проблем солнечной вспышки и рассматривать энерговыделение в достаточно больших объемах, без предположения о филаментации тока.

Действительно, полагая $n_\Sigma \approx 10^{12}$ см$^{-3}$, $T \approx 10^7$ K, $I \approx 3 \times 10^{11}$ A, $d \approx 5 \times 10^8$ см, $S \approx 3 \times 10^{16}$ см^2 и считая, что холодная плазма протуберанца обеспечивает относительную плотность нейтралов $F \approx 0.1$, находим

$$R_{lin} = \frac{m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea}) d}{n e^2 S} \approx 4 \times 10^{-13}\, \Omega \tag{29}$$

$$R_{nl} = \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 n m_i \nu_{ia} S^2} \approx 1.6 \times 10^6 \frac{F}{1-F} \frac{I^2 d T^{1/2}}{c^4 m_i n_\Sigma^2 S^2} CGS \approx 2 \times 10^{-4}\, \Omega \tag{30}$$

Мощность энерговыделения $\dot{\mathrm{W}} = R_{nl} I^2$ при указанных параметрах $\approx 2 \times 10^{26}$ эрг/с, что достаточно для объяснения энергетики элементарных вспышечных всплесков в компактных солнечных вспышках. Заметим, что полученная нами оценка $\dot{\mathrm{W}}$ не является предельной. Поскольку мощность энерговыделения пропорциональна четвертой степени тока, $\dot{\mathrm{W}} \sim I^4$, то возрастание тока например в три раза, до $I \approx 10^{12}$ A, приводит к увеличению мощности энерговыделения на два порядка. Уменьшение площади сечения токового канала S при сжатии его протуберанцем либо вследствие филаментации тока, как видно из выражения (30), также приведет к росту энерговыделения. Казалось бы уменьшение плотности плазмы тоже должно увеличивать $\dot{\mathrm{W}}$. Однако в короне для реализации обобщенного закона Ома необходимо, чтобы плазма была достаточно плотной, $n_\Sigma \gtrsim 3 \times 10^{11}$ см$^{-3}$ В противном случае, как показывают оценки, нагрев "языков" вещества протуберанцев током не будет компенсироваться радиационным охлаждением: $\dot{\mathrm{W}}/Sd > L_r(T) F(1-F) n_\Sigma^2 \approx 10$ эрг см$^{-3}$ с$^{-1}$, что приведет к срыву вспышечного энерговыделения. Здесь $L_r(T)$ – коэффициент лучистого охлаждения (Cox & Tucker 1969). Время энерговыделения в одиночной вспышечной петле определяется скоростью проникновения "языков" протуберанца из-за желобковой неустойчивости $\Delta t \approx r/v_{ti} \approx$ 1-10 с, что порядка длительности элементарного вспышечного всплеска.

Проникновение "языков" протуберанца во вспышечную петлю приводит к появлению паразитной емкости C, через которую протекает переменная часть тока цепи. Возникает вопрос, не будет ли ток через нелинейное сопротивление составлять малую часть полного тока цепи? Представим область первоначального энерговыделения в короне Z_c в виде LRC – контура (рис.6) с индуктивностью $L_1 \approx d/c^2 \approx 0.5\, H$, емкостью $C \approx d\, c^2 / 4\pi C_A^2 \approx 4\, F$ (Ionson 1982) и активным сопротивлением $R(t)$, быстро растущим от значения R_{lin} до значения $R_{nl} >> R_{lin}$. Максимальное значение тока через конденсатор можно представить в виде:

$$I_\sim^{max} \lesssim C\, I \frac{d\, R(t)}{d\, t} \approx C\, I \frac{R_{nl}}{\Delta t} \tag{31}$$

Для $C \approx 4\, F$, $R_{nl} \approx (10^{-4} - 10^{-3}) \Omega$, $\Delta t \approx$ 1-10 с из (31) получаем $I_\sim^{max} \approx 4 \times (10^{-5} - 10^{-3}) I$. Поэтому ток во вспышечной петле пойдет в основном через активное нелинейное сопротивление, на котором и происходит его эффективная диссипация. Время релаксации тока в цепи после ее разрыва $t_r \approx L_1 / R_{nl} \approx 5 \times (10^2 - 10^3)$ с, что порядка длительности вспышки.

Скачок потенциала, возникающий на длине токового канала с сопротивлением $R_{nl} \approx 10^{-4}\, \Omega$ и при токе $I \approx 3 \times 10^{11}$ A, равен

$$U = e\, R_{nl}\, I \approx 30 \text{ МэВ} \tag{32}$$

При такой величине U большая часть электронов может ускориться до энергии $E_e \approx (\ell_f^e/d)U \approx 100$ кэВ, а основная часть ионов - до энергии $E_i \approx (\ell_f^i/d)U \approx 5$ МэВ. Здесь ℓ_f – длина свободного пробега тепловых частиц. Электроны и ионы ускоряются одновременно, что несомненно является преимуществом контурной модели (Alfven & Carlqvist 1967), а не ее недостатком (Sturrock 1980). Наблюдения жесткого рентгеновского и гамма-излучения вспышек свидетельствуют именно об одновременном ускорении заряженных частиц на импульсной фазе (Chupp 1983). Нужно отметить также, что ускоренные электрическим полем в вершине вспышечной петли электроны и ионы движутся в противоположные стороны, поэтому в начале импульсной фазы жесткое рентгеновское излучение может наблюдаться из одной подошвы петли, а гамма-излучение – из другой.

4.3 Энерговыделение в хромосфере

Ускоренные в вершине вспышечной петли энергичные частицы за время порядка 0.1 с достигают оснований вспышечной петли. Взаимодействие потоков энергичных частиц с хромосферой вызывает быстрый, на временном масштабе порядка или менее секунды, нагрев хромосферы в основаниях петли (Spektor 1979; de Jager 1985). В результате в токовых системах на уровне хромосферы возникают нестационарные условия (сила Ампера не компенсируется градиентом газового давления) и "включается" обобщенный закон Ома. Сделаем оценку мощности энерговыделения для единичной вспышечной петли в хромосфере. Рассматривая вертикальный относительно поверхности Солнца участок магнитной трубки с током $I \approx 3 \times 10^{11}$ А и высотой $d \approx 2 \times 10^8$ см, из уравнения (30) находим

$$R_{nl}^{ch} \approx 10^{12} \frac{F}{1-F} \frac{I^2 d}{c^4 m_i n_\Sigma^2 \sqrt{T}} CGS \approx 10^{-2}\,\Omega \tag{33}$$

В уравнении (33) мы положили $n_\Sigma \approx 3 \times 10^{12}$ см$^{-3}$, $T \approx 10^4$ К, $F \approx 0.5$ и учили, что площадь магнитной трубки на уровне хромосферы $S \approx 3 \times 10^{15}$ см^2, меньше, чем в вершине петли. Мощность энерговыделения одиночной петли в хромосфере $\dot{W}=R_{nl}^{ch} I^2 \approx 10^{28}$ эрг/с, что примерно на два порядка выше, чем в короне, и вполне достаточно для объяснения энергетики компактной вспышки. В хромосфере, в отличие о короны, не существует и проблемы нейтрального компонента плазмы. Для эффективной джоулевой диссипации тока важно лишь создание нестационарных условий.

Из сказанного следует, что основное энерговыделение вспышки происходит выроятнее всего не в короне, а в хромосфере. Корональные источники нагрева, как показано в разделе 3.3, не могут приводить к испарению хромосферы, поскольку энергия их недостаточна. Естественной причиной нагрева и испарения хромосферы, представляется джоулева диссипация хромосферных токов, при этом энерговыделение в короне – лишь триггер хромосферной вспышки. Дополнительным аргументом в пользу основного энерговыделения в хромосфере является вывод о хромосферном происхождении высокоэнергичных электронов, наблюдаемых в межпланетном пространстве Lian De Pan et al. (1984).

Область энерговыделения в хромосфере Z_{ch} (рис.6) можно также представить в виде LRC – контура с активным сопротивлением R_{ch}, индуктивностью L_{ch} и емкостью C_{ch}. Оценка переменной части полного тока в хромосфере, проведенная на основании формулы (31), дает $I_\sim \approx C\frac{R_{nl}}{\Delta t} I \approx (10^{-2}-10^{-1})I$, что на 2 – 4 порядка больше, чем в короне. Поскольку мощность энерговыделения $\dot{W} \sim I^4$, то относительное изменение температуры при диссипации тока на нелинейном сопротивлении хромосферы будет $\Delta T/T \approx 4\,I_\sim/I$. Это означает, что мягкое рентгеновское и миллиметровое излучение вспышек должно быть промодулировано с частотой, равной собственной частоте LRC – контура в хромосфере.

Период модуляции и добротность осцилляций можно определить из уравнения для переменной части тока в контуре Z_{ch}, которое при "включении" обобщенного закона Ома можно представить в виде:

$$\frac{d^2 I_\sim}{dt^2} + \frac{R n \ell}{L}\frac{d I_\sim}{dt} + \frac{1}{LC} I_\sim = 0 \tag{34}$$

Уравнение (34) есть линейное уравнение колебаний с малой диссипацией, $\nu/\omega << 1$, где $\omega = (LC)^{-1/2}$ и коэффициент затухания $\nu = R_{n\ell}/L$.

В микроволновом излучении солнечных вспышек иногда наблюдаются осцилляции с периодом ~ 10 с, небольшой глубиной модуляции $\Delta \approx 10^{-2} - 10^{-1}$ и высокой добротностью $Q \gtrsim 10^2$ (Kaufman et al. 1977). Такие осцилляции могут быть вызваны периодическим нагревом плазмы хромосферы при диссипации тока, имеющего переменную составляющую, на активном нелинейном сопротивлении хромосферы. Из периода $P = 2\pi\sqrt{LC}$, добротности $Q = \omega/\nu$ и глубины модуляции пульсаций $\Delta \sim I(C, R_{n\ell})$ можно оценить параметры плазмы в той области хромосферы, где происходит вспышечное энерговыделение. Это существенно расширяет возможности диагностики плазмы солнечных вспышек по микроволновому излучению.

5 Быстрое энерговыделение на звездах

Исследования вспыхивающих звезд типа UV-Кита (Beskin et al. 1987; Gershberg 1989), свидетельствуют об общей физической природе процессов энерговыделения на Солнце и звездах. Так, анализ энергетических спектров звездных и солнечных вспышек (зависимостей энергии вспышек от частоты их появления) обнаруживает качественное их сходство (Korotin & Krasnobabtsev 1985; Gershberg 1989). Основное отличие состоит в большей энергии звездных вспышек, на 3 – 4 порядка превышающей энергию вспышек на Солнце при мощности $\lesssim 10^{29}$ эрг/с. В большинстве моделей звездных вспышек рассматриваются, как правило, следствия первоначального энерговыделения: нагрев хромосферы звезды потоками энергичных частиц и тепловыми фронтами, распространяющимися из короны (Katsova et al. 1981; Grinin & Sobolev 1989). Механизм первоначального энерговыделения остается не выясненным. До сих пор не получила удовлетворительного объяснения большая величина мощности звездных вспышек. Поэтому представляет интерес оценка мощности энерговыделения при реализации обобщенного закона Ома в хромосферах звезд типа UV-Кита.

Значения магнитных полей пятен на звездах как правило на порядок выше солнечных. Это означет, что токи в области энерговыделения могут достигать величины $I \approx 10^{13}$ А. Подставляя в выражение (33) для нелинейного сопротивления хромосферы 10^4 К, $F \approx 0.5$, $d \approx 5\ 10^8$ см, $n_\Sigma \approx 10^{13}$ см$^{-3}$, $S \approx 10^{17}$ см^2, находим мощность энерговыделения одиночной вспышечной петли в хромосфере звезды: $\dot{W}=R^{ch}_{n\ell} I^2 \approx 3 \times 10^{30}$ эрг/с, что достаточно для объяснения энергетики звездных вспышек.

6 Заключение

Из сказанного следует, что развитие вспышечного процесса может происходить по следующему сценарию. Движение фотосферного вещества приводит к генерации ЭДС в замкнутой магнитной трубке – и появлению тока. Нарастание тока во вспышечной петле происходит за время подъема петли (несколько часов или суток). Причиной "размыкания" тока во вспышечной петле является желобковая неустойчивость протуберанца, расположенного над петлей. Для развития желобковой неустойчивости необходим прогрев оснований протуберанца, поэтому температура активной области перед вспышкой должна возрасти. Материя протуберанца, проникающая во вспышечную петлю, создает нестационарные условия и обеспечивает достаточную плотность плазмы и необходимое число нейтралов для реализации обобщенного закона Ома и эффективной джоулевой диссипации тока. В области первоначального энерговыделения происходит нагрев плазмы и одновременное ускорение электронов и ионов. Если нагрев достаточно быстрый, то возбуждаются радиальные колебания колебания вспышечной петли, модулирующие потоки энергичных частиц и приводящие, в частности, к пульсации жесткого рентгеновского излучения из оснований петли. Характеристики ренгеновских пульсаций дают возможность оценить плотность $n \approx 10^{11} - 10^{12}$ см$^{-3}$, температуру, $T \approx 10^7 - 10^8$ К и магнитное поле $H \approx 10^2 - 10^3$ э области первоначального энерговыделения в корональной части вспышечной петли, а также энергию тепловой плазмы. Нагрев оснований вспышечной петли потоками быстрых частиц и тепловыми фронтами создает нестационарные условия на уровне хромосферы, что приводит к "включению" обобщенного закона Ома. Нагретое при

джоулевой диссипации хромосферных токов вещество хромосферы испаряется, заполняет вспышечную петлю и возбуждает альфвеновские колебания петли. Альфвеновские осцилляции приводят к модуляции рентгеновского и микроволнового излучения, по характеристикам которых можно найти параметры испаряющейся плазмы и вспышечной петли. Предложенный метод диагностики позволяет сделать вывод о том, что энергия испаряющейся плазмы в одиночной вспышечной петле превышает как энергию потоков быстрых электронов, так и тепловую энергию плазмы области первоначального энерговыделения. Корональные источники вероятнее всего не приводят к испарению хромосферы, она нагревается более мощными источниками тепла. Ударные или тепловые волны, распространяющиеся от оснований вспышечной петли, нарушают стационарность в соседних токовых системах и включают диссипацию тока на большой площади в хромосфере. Энерговыделение в короне, следовательно, является лишь триггером мощной вспышки в хромосфере.

В данной работе обозначены лишь основные моменты контурной модели вспышек, основанной на явлении диссипации тока в нестационарной частично ионизованной плазме. Важные проблемы ускорения частиц в хромосфере и их выхода в корону, гидродинамического отклика хромосферы на ее нагрев токами еще ожидают своего решения. Тем не менее предложенная модель представляется весьма перспективной в силу наглядности, хорошего соответствия данным наблюдений и простоты. Модель не требует привлечения эффектов "пересоединения" магнитных силовых линий, аномального сопротивления и сильной филаментации тока. О перспективности модели свидетельствует и возможность объяснения на ее основе энергетики вспышек на звездах.

Литература

Alfven H., Carlqvist P., 1967, Solar Phys. **1**, 220.

Akasofu S.-I., 1979, Solar Phys. **64**, 333.

Antonucci E, Gabriel A.H., Acton L.W. et al., 1982, Solar Phys. **78**, 107.

Avepjanihina E.A., Paupere M., Qzolin G., Ellias M., 1986, Proc.II workshop "Solar waves and oscillations", Riga, Zinatne, p.39.

Bardakov V.M., 1986, Solar Phys. **106**, 147.

Baskakov A.V., 1980, Izvestija AN USSR, Phisics **44**, 2496.

Beskin G.M., Gershberg R.E., Neizvestny S.I., Plahotnichenko V.L., Pustilnik L.A., Schwartman V.F., 1987. Izv. CrAO **79**, 71.

Chupp E.L., 1983, Solar Phys. **86**, 383.

Colgate S.V., 1978, Astrophys J. **221**, 1068.

Cowling N.G., 1957, Magnetohydrodynamics, Interscience Publ. Inc., New Uork.

Cox D.R., Tucker W.N., 1969, Astrophys.J. **157**, 1157.

de Jager C., 1979, Solar Phys. **64**, 135.

de Jager C., 1985, Solar Phys. **98**, 267.

de Jager C., de Jonge G., 1978, Solar Phys. **58**, 127.

de Jager C., Švestka Z., 1985, Solar Phys. **100**, 435.

Dennis B., 1990, Private communication

Desai U., Kouveliotou C., Barat C. et al., 1987, Asrtopys.J. **319**, 567.

Domnin S.L., Efanov V.A., Moiseev I.G. and Nesterov N.S., 1980, Izv. CrAO **62**, 176.

Doschek G.A., Antonucci E., Antiochos S.K. and 11 coauthors, 1986, in M.Kundu and B.Woodgate (eds), Energetic Phenomena on the Sun, 4: Chromospheric Explosions, NASA Conf. Publ. **2439**, 4.

Emslie A.G., 1983, Solar Phys. **84**, 263.

Farafonov V.B. and Charikov Yu.E., 1983, Preprint FTI-808, Leningrad.

Gershberg R.E., 1989, Mem. S.A.It. **60**, 263.

Gershman B.N., 1974, Dynamics of Ionospheric Plasma, Nauka, Mockow.

Granat A.D., Stepanov A.V., Tsvetkov L.I., 1991, Izv. CrAO **83**, 53.

Grinin V.P. and Sobolev V.V., 1989, Astrofizika **28**, 355.

Harvey J.W., 1983. Adv. Spece Res. **2(11)**, 31.

Haug E. and Elwert G., 1985, Solar Phys. **99**, 219.

Hayrapetian V.S., Nikoghossian A.G., 1989, Astrofisika **30**, 533.
Hayvaerts J., Priest E. and Rust D., 1977, Astrophys. J. **216**, 213.
Hayvaerts J., 1974, Solar Phys. **38**, 419.
Henoux J.-C., 1987, in V.E. Stepanov and V.N.Obridko (eds.) "Solar Maximum Analysis", VNU Sci. Press. 109.
Ionson J.A., 1982, Astrophys J. **254**, 318.
Rai K. and Nakajima H., 1987, Rapid Fluctuation in Solar Flares, NASA Conf. Publ. **2449**, 147.
Kan J.R., Akasofu S.-I., Lee L.C., 1983, Solar Phys. **84**, 153.
Kane S., Kai K., Kosugi T., Enome S., Landesker P. and McKenzi D.L., 1983, Astrophys. J. **271**, 376.
Katzova M.M., Kosovichev A.G. and Livshits M.A., 1981, Astrofizika **17**, 285.
Kaufmann P., Piazza L., Rafaelli J., 1977, Solar Phys. **54**, 179.
Kippenhahn R. and Schluter A., 1957, Z.Asrtophys. **43**, 36.
Korotin S.A., Krasnobabtsev V.I., 1986, Izv. CrAO **73**, 131.
Kobrin M.M. and Korshunov A.I., 1972, Solar Phys. **25**, 339.
Kosugi T. and Kiplinger A.L., 1967, Rapid Fluctuation in Solar Flares, NASA Conf. Publ. **2449**, 185.
Lian - De Pan, Lin R.P. and Kane S.R., 1984, Solar Phys. **91**, 345.
Maksimov V.P., Nefed'ev V.P., Smolkov G.Ya., 1988. Issled. Geomagn. Aeron. Fiz. Solntza **82**, 155.
Marsh K.A. and Hurford G.J., 1980, Astrophys. J. **240**, 111.
Melrose D.B., McClymont A.N., 1987, Solar Phys. **113**, 241.
Pikelner S.V., 1964, Cosmic Electrodynamics, Nauka, Moscow.
Priest E.R., Gaizauskas V., Hagyard M.J., Schmahl E.J. and Webb D.F., 1986, in M.Kundu and B.Woodgate (eds), Energetic Phenomena on the Sun, Chapter 1: Preflare Activity, NASA Conf. Publ. **2439**, 1.
Pustil'nik L.A., 1973, Astron. Zhurn. **50**, 1211.
Rust D.M., Webb D.F., 1977, Solar Phys. **54**, 403.
Sakai J., Nakajama H., Zaidman E. Tajima T. and Kosugi T., 1987, Rapid Fluctuation in Solar Flares, NASA Conf. Publ. **2449**, 393.
Schluter A., Bierman L., 1950, Z. Naturforsch. **5a**, 237.
Sen H.K., White M.L., 1972, Solar Phys. **23**, 146.
Severny A.B., 1965, Space Sci. Rev. **3**, 451.
Spektor A.R., 1979, Flaring Processes in Plasma, FIAN **110**, 95.
Spicer D., 1977, Solar Phys. **53**, 305.
Stepanov A.V., Urpo S. and Zaitsev V.V., 1992, Solar Phys. **140**, 139.
Sturrock P.A., 1980, Solar Flares, Colorado Ass. Univ. Press, p.411.
Svestka Z., 1976, Solar Flares. Reidel. Dordrecht.
Tanaka T. and Enomre S., 1975, Solar Phys. **40**, 123.
Takakura T., Ohki K., Tsuneta S. and Nitta N., 1983, Solar Phys. **86**, 323.
Vorpal J.A., 1976, Astrophys.J. **205**, 868.
Wagner J.S., Tajima T. and Akasofu S.-I., 1985, Solar Phys. **98**, 305.
Webb D.F. and Jackson B.V., 1981, Solar Phys. **73**, 341.
Wu S.T., de Jager C., Dennis B.R. and 18 coauthors, 1986, in M.Kundu and B.Woodgate (eds.), Energetic Phenomena on the Sun, Chapter 5 Flare Energetics, NASA Conf. Publ. **2439**, 5.
Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1982, Sov. Astron. Lett. **8(2)**, 132.
Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1983, Solar Phys. **88**, 297.
Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1988, Sov. Astron. Lett., **14(3)**.
Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1989, Sov. Astron. Lett., **15**, 154.
Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 1991, Astron. Zh. **68**, 384.
Zandanov V.G., Uralov A.M., 1983, Issled. Geomagn. Aeron. Fiz. Solntsa. **67**, 105.
Zandanov V.G., Smolkov G.Ya. and Uralov A.M., 1988, Solar Maximum Analysis, Add. issue, Nauka p.64.
Zhdanov A.A. and Charikov Yu.E., 1985, Sov. Astron. Lett. **11**, 216.
Zirin H., Ingham W., Hudson H., McKenzie D., 1967, Solar Phys. **9**, 269.

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91,163-192(1994)

Изучение эффектов осцилляций Солнца в геофизических данных

В.П. Бобова

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 3 декабря 1991 г.

Аннотация. Приводится краткий обзор результатов изучения эффектов пульсаций Солнца в геомагнитных индексах AE и aa. Проведено сравнение изученных колебаний с имеющимися в литературе значениями периодов, полученных по рядам сейсмической активности Земли, а также в оптических и радионаблюдениях Солнца.

Для выявления устойчивых периодов используется методика построения спектров мощности для отдельных независимых массивов данных и последующего их детального сопоставления. Анализировались осцилляции в диапазоне периодов от 4 минут до 30 лет, более подробно изучен диапазон до 4 лет. Показано, что в геомагнитных индексах присутствуют устойчивые периоды, относящиеся к основным видам солнечных осцилляций: циклическим длиннопериодным, инерционным, гравитационным и акустическим колебаниям. Обсуждаются возможные механизмы проявления солнечных пульсаций в геофизических индексах. Приводятся общие свойства колебаний в изученном диапазоне частот и некоторые динамические характеристики отдельных изученных мод колебаний и периодов.

Почти все колебания представлены мультиплетами. Периодом около 1 суток спектр делится как бы 2 части: редкие длиннопериодные группы с большим соотношением сигнал/шум и близкие к белому шуму линии, с меньшими амплитудами. Наиболее стабильные периоды затабулированы. Около 85 % периодов в солнечных и геофизических данных совпадают или близки. Такое подобие спектров разных видов наблюдений может свидетельствовать о правильности известной гипотезы о возможной общности колебательных процессов в Солнечной системе.

Ключевые слова: солнечная активность, спектр колебаний, солнечно-земные связи

1 Введение

Общеизвестно, что явления, наблюдаемые на Солнце, как правило, протекают периодически. Спектр этих колебаний в диапазоне от многолетних циклов до нескольких суток довольно хорошо изучен с использованием различных показателей – интегральных индексов солнечной активности, вариаций интенсивности космических лучей, геомагнитных индексов. Однако периоды короче суток остаются до сих пор мало исследованными. Между тем изучение именно короткопериодных вариаций стало в последнее время актуальной задачей в связи с изучением солнечных глобальных собственных осцилляций.

Теоретически предсказаны свойства и геометрические структуры гидродинамических мод собственных колебаний Солнца разных типов. (Vorontsov & Zharkov 1988; Gorkin & Kosovichev 1988): a)

обусловленных градиентом газового давления, акустических колебаний (P-моды, диапазон периодов 3 – 60 минут); б) внутренних гравитационных колебаний под действием выталкивающей, архимедовой силы (g-моды, периоды более часа); в) инерционных колебаний, связанных с вращением Солнца (кориолисовы силы, r-моды, периоды более суток). Колебания внутри Солнца распространяются в виде волн. Устойчивые волны называются собственными колебаниями, или модами, имеющими определенную частоту колебаний и пространственную картину смещений.

Для сопоставления с наблюдениями теоретических моделей весьма важно иметь по-возможности полную информацию о спектре колебаний в широком диапазоне периодов. В настоящее время собран большой материал, касающийся акустических колебаний. Массивы солнечных наблюдательных данных для исследования g и r мод относительно невелики. В связи с этим очень привлекательной кажется мысль о возможности изучать солнечные колебания по длительным и непрерывным рядам геофизических данных.

Идея о присутствии эффекта солнечных колебаний в геофизических явлениях была высказана еще в 1977 (Gul'el'mi et al. 1977). Ее дальнейшая разработка и развитие привели к формулированию специальной долгосрочной исследовательской программы. Значительная ее часть в 80-годах была реализована в КрАО. Итоги ее выполнения и являются предметом настоящего обзора.

2 Исследование периода 160.01 минут по геофизическим данным

Исследованию всего спектра колебаний предшествовало изучение одного периода 160.01 минут, который в 70-х годах имел в спектре солнечных колебаний значительную амплитуду, поэтому и привлек внимание многих исследований. Был выполнен ряд работ по анализу названного периода, который привел к неодходимости изучить свойства других колебаний, а затем и всего спектра. В начале изучались ионосферные данные. В частности, в совместных работах с геофизической обсерваторией Борок ИФЗ АН СССР (Vladimirsky et al. 1981, 1983) был подготовлен особый массив данных огибающей геомагнитных микропульсаций Pc 3,4. Значения огибающей с шагом 3 минуты включали в общей сложности 216 дней, распределенных в интервале 1974 – 1978 гг., синхронно с днями наблюдения Солнца в КрАО. Одним методом, косинор-анализа, были обработаны данные оптических наблюдений Солнца (полученные А.Б. Северным, В.А. Котовым, Т.Т. Цапом) и микропульсаций Pc 3,4. Анализ этих данных позволил в общих чертах представить механизм передачи колебаний от Солнца в ионосферу. При этом оказалось необходимым предположить, что солнечные осцилляции (с периодом 160.01 минут) модулируют коротковолновое излучение с $l < 100$ нм, которое соответственно меняет плотность ионосферной электронной концентрации. Амплитуда вариаций яркости должна составлять при этом около 3 %. Тогда же было установлено, что магнитные бури, очень высокий уровень вспышечной активности и смена знака радиальной компоненты межпланетного поля (ММП) оказывают значительное влияние на амплитуду и фазу искомой гармоники солнечных осцилляций.

Следующим шагом было использование прямых ионосферных данных, непосредственно отражающих изменение электронной концентрации. По низкоширотной станции Ташкент был сформирован массив 15-минутных значений критических частот f_0 E и F_2 ионосферы в интервале 8 – 14 час местного времени для 279 дней 1974, 1976 и 1980 гг., синхронно с днями наблюдения в КрАО (первичные данные были получены из МЦД Б 2). Было установлено, что в критических частотах E-слоя действительно присутствует период, близкий к 160.01 минут, фаза которого совпадает с фазой периода, найденного в модуляции амплитуд Pc-3,4 и фазой радионаблюдений солнечных пульсаций. Ее величина запаздывает на 20 минут относительно фазы максимума скорости расширения Солнца. Это согласуется с известным фактом корреляции изменений интенсивности ультрафиолетового излучения и S-компоненты солнечного радиоизлучения. Амплитуда изменений критических частот E-ионосферы соответствует относительному изменению в интенсивности ионизующего излучения $\approx$1 % (Bobova et al. 1984, 1985a).

Обнаруженные при изучении 160-минутного периода вариации электронной концентрации в E-слое ионосферы столь значительны, что должны существенным образом сказываться на проводимости. Но периодические вариации проводимости на освещенной Солнцем части ионосферы должны

неизбежно приводить к таким же вариациям в ионосферных токовых системах. Вследствие этого, те же циклические вариации должны непременно присутствовать в геомагнитных индексах. Поэтому, следующим этапом работы был поиск того же 160-минутного периода в AE-индексе. (Bobova et al. 1985v).

AE-индекс представляет собой глобальный индекс полярных электроструй, который характеризует изменение H-компоненты магнитного поля авроральной зоны (подробное описание см. в (Davis & Sugiura 1966). Он вычисляется обычно по данным 12 высокоширотных станций каждые 2.5 мин в нТ (для 1978 – 84 годов каждую минуту), цифровой материал в машиночитаемой форме был получен из МЦД А (США). Непрерывные данные охватывают 1966 – 1974 и 1978 – 1984 годы. Опыт работы с этим индексом показал, что он очень удобен для спектрального анализа и весьма чувствителен к вариациям солнечного ионизирующего излучения. Основная часть описываемых ниже результатов получена из анализа именно этого индекса. Исходный ряд подвергался некоторой редукции и предварительной обработке, в частности: 1) в ряде случаев было целесообразно исключать возмущения большой амплитуды (более 500 нТ для средних 5 минутных значений); 2) для достаточно больших периодов проводилось усреднение данных (например, по 10 – 30 минут); 3) в некоторых случаях необходимо было использование фильтрации – исключение периодов большой длительности путем вычитания из исходного ряда усредненных сглаженных значений, с нормировкой на среднеквадратичное отклонение.

Изучение пульсаций раздельно для освещенной и неосвещенной ионосферы подтвердило правильность предложенного выше механизма передачи солнечного излучения на Землю. Передача подобных колебаний от Солнца к Земле через солнечный ветер исключается из-за того, что скорость их распространения через межпланетную плазму много меньше скорости ветра. Это неизбежно приводит к потере когерентности за время преодоления солнечным ветром 1 а.е. (4 – 5 суток). Но если это так, спектры вариаций AE-индекса должны различаться для освещенной и неосвещенной ионосферы. Для высокоширотного AE-индекса это соответствует полярному дню и полярной ночи. Полярная ионосфера считалась полностью освещенной на протяжении ± 2 месяца, считая относительно дня летнего солнцестояния – 22 июня каждого года. На рис.1 представлен пример, иллюстрирующий этот эффект: колебания с периодом $\approx$160.01 минут наблюдаются только в условиях освещенной ионосферы (см. Bobova 1987). Осцилляции не вполне стабильны, были обнаружены изменения периода при изменении интервала наблюдения. Например, май – июнь или июль – август имеют периоды соответственно 160.009 и 160.013 минут. Были найдены также динамические изменения амплитуды – 160 минутного периода ото дня ко дню, с сезоном и по годам. В частности, была обнаружена квазидвухлетняя модуляция по амплитуде. Фаза колебания оказалась модулирована периодом $\approx$240 суток. Однако, среднее значение фазы за весь анализируемый интервал времени совпадает по величине с фазой периода 160.009 минут, найденной в огибающей Pc-3,4, в критических частотах E-ионосферы, в радиоизлучении Солнца. Осцилляции с периодом 160.01 минут, очевидно солнечного происхождения. Как выяснилось, они во многом похожи на другие периоды этого диапазона, анализ которых проводился в дальнейшем.

3 Используемые данные и методика обработки спектров колебания

Описанный выше геофизический индекс AE использовался для анализа спектров колебаний в широком диапазоне частот: от 4 минут до 4 лет. Исходные данные имеют значительную суточную гармонику в период полярной ночи, которая много меньше в полярный день. Имеется, кроме того, некоторая обратная зависимость от солнечной активности.

При исследовании многосуточных периодов для получения достаточно высокого спектрального разрешения необходимы ряды большой длительности. В связи с этим использовался самый продолжительный ряд инструментальных геомагнитных измерений – aa-индекс, вычисленный, начиная с 1868 года. Для построения этого трехчасового индекса используются две антиподальные станции – Гринвич и Мельбурн – средние K-индексы которых преобразованы в амплитуду поля. (Подробнее см. в Mayaud 1972). Значения aa-индекса в машино-читаемой форме за 1868 – 1982 годы были получены из МЦД (Москва).

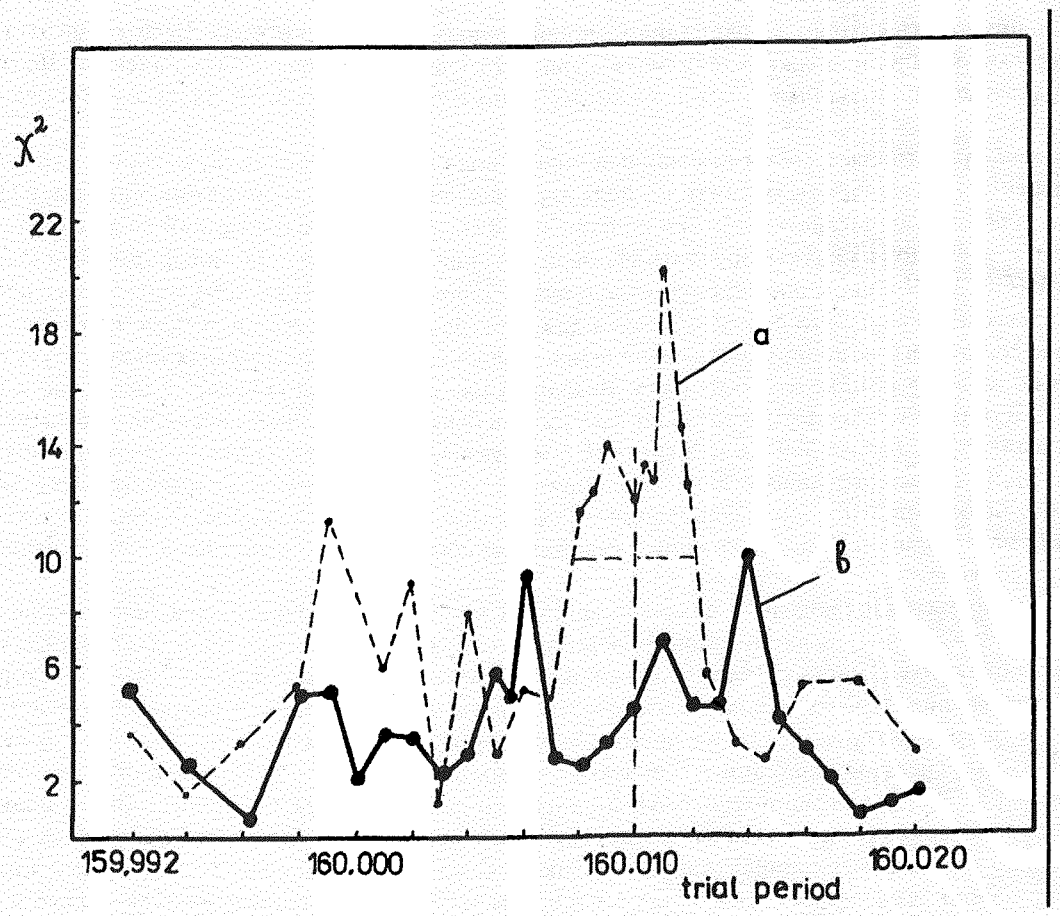


Рис. 1. Периодограммы близ значения периода 160 минут, полученные методом косинор-анализа. а – полярный день, в – полярная ночь. По горизонтальной оси – значение периода, по вертикальной – χ^2 для 5 степеней свободы.

Спектр многодневной ритмики формируется под влиянием изменений в солнечном ветре и ММП, а не только в связи с вариациями коротковолнового излучения. По этой причине в аа-индексе, например, имеется эффект изменения гелиошироты Земли (B = +7°в сентябре и −7°в марте). Следствием гелиоширотного эффекта является некоторое различие в спектрах мощности вариаций в разное время года. В аа-индексе долговременные вариации солнечной активности (22-летний цикл) представлены большими значениями амплитуд. Поэтому они исключались путем вычитания усредненной кривой (интервалы усреднения 3 месяца или 4 года) с нормировкой на соответствующее стандартное отклонение.

Наконец, когда это было необходимо для сравнения, однотипная обработка проводилась для рядов чисел Вольфа и стандартного индекса магнитной активности Ар. Данные брались из сводки Waldmeier 1961, и бюллетеня Solar Geophysical data (USA).

Основными процедурами обработки описанных выше данных были построение спектров мощности и периодограмм. Применялись в основном два алгоритма: 1. Получение частотного спектра методом наложенных эпох в варианте, разработанном Д.Н. Рачковским (Rachkovsky 1986). Особенностью математической программы, реализующей этот алгоритм, является быстродействие, что позволяет при умеренных затратах машинного времени обрабатывать большие массивы данных. 2. Метод косинор-анализа (Emel'yanov 1976), специально адаптированный к задачам получения периодограмм. Особенностью модифицированного косинор-анализа является получение вторичного

массива данных для отдельных отрезков исследуемого ряда (например, сутки). Этот массив представляет собой значения амплитуд и фаз косинусоиды, вписываемой в исходный ряд по методу наименьших квадратов для пробного периода. При этом оказывается возможным получение спектров не только амплитуд, но и фаз, по значениям которых можно проследить за динамикой изучаемого процесса. Чтобы можно было сравнивать значения фаз данного периода для различных участков ряда, либо разных рядов, фаза отсчитывается от какого-нибудь постоянного реперного дня: например, для AE-индекса в качестве репера используется 0 час.UT 1.01.1966 г., для aa-индекса 0 час.UT 1.01.1868 г.

Для изучения конкретного колебания дополнительно строился профиль периода, по определенному интервалу времени, и в него вписывалась косинусоида, методом наименьших квадратов, по значениям амплитуды и фазы, полученным из косинор-анализа.

Особую проблему при исследовании спектров представляет оценка значимости выделяемых устойчивых периодов. В случае, когда значение периода заранее неизвестно, получаемую стандартными приемами оценку значимости необходимо уменьшить, умножением вероятности получить случайно значимый пик на число перебранных периодов. Как правило, при построении спектра число перебранных периодов очень велико и ни один из полученных периодов не является формально значимым. Для преодоления отмеченной трудности используется следующий прием: спектры сначала строятся для отдельных независимых участков изучаемого ряда. Для этих спектров выделяются периоды, существенно превышающие шумы (принималось условие, что спектральная плотность должна быть больше 3 σ). На следующем этапе спектры детально сопоставляются между собой с целью выделения периодов, присутствующих на разных независимых спектрах. При этом, конечно, должно быть заранее задано "окно", в пределах которого периоды можно было бы считать тождественными. Предельным случаем такой методики будет одновременное использование многих подобных "первичных" спектров, например, несколько сотен, и построение "вторичного" спектра, представляющего собой частоту встречаемости периодов, выделенных на "первичных" спектрах. Вероятность получения значимого стабильного периода в таком случае должна быть перемножена для независимых спектров. Для достаточно большого количества спектров (несколько десятков) достоверность результата может быть довольно высокой.

Необходимость применения этого варианта обработки обусловлена также нестационарностью исследуемых процессов. Весьма распространенной ситуацией является исчезновение какого-либо периода на определенном временном интервале и появление его в последующем. Еще одна причина, делающая весьма желательным построение спектров для различных частей массива – наличие в спектре особых динамических процессов. Наиболее значительные изменения происходят при переходе от максимума солнечной активности к минимуму.

Отдельной задачей является сравнение двух независимо полученных таблиц периодов или двух "вторичных" спектров. Для оценки вероятности их случайного совпадения применялось известное соотношение Бернулли. Вероятность случайного совпадения двух любых линий сравниваемых спектров оценивалась как отношение узкого диапазона периодов ("окна"), в пределах которого периоды считались совпадающими, к общему числу таких "окон" во всем диапазоне периодов, в котором строились данные спектры. Справедливость применения такого подхода при сравнении двух спектров была подтверждена методом Монте-Карло (детали и цифровой материал сравнения приведен в (Bobova et al. 1986).

Следует упомянуть также о двух вспомогательных методических задачах, с решением которых пришлось столкнуться при обработке анализируемых массивов данных. Как уже отмечалось, при изучении периодических вариаций в диапазоне десяти минут-часы, крайне желательно исключить из анализируемых рядов некоторые участки спорадических возмущений большой амплитуды, например, глобальные магнитные бури с внезапным началом. Возникающие в связи с этим пропуски необязательно распределены совершенно случайно. Поэтому, построенный для такого редуцированного ряда спектр может содержать ложные периоды с относительно большой спектральной плотностью. Для их исключения вычислялся специальный спектр скважности. При тех же условиях строился аналогичный спектр для того же ряда, но без пропусков. Ложные периоды идентифицировались путем детального сравнения всех трех упомянутых спектров: редуцированного ряда,

спектра "скважности" и ряда без исключения возмущений.

Амплитуды периодических вариаций в упомянутом диапазоне ($\approx$ 200 минут) очень малы – обычно они лежат в пределах 2 – 3 нТл. При таких малых амплитудах в AE-индексе возможно, в принципе, появление особых ложных периодов, обусловленных тем обстоятельством, что соответствующие магнитные станции располагаются по долготе не вполне равномерно и вклад их в регистрируемые вариации может несколько различаться. Значения таких фиктивных периодов были найдены путем вычисления спектра особого искусственного ряда. Он представлял собой суперпозицию косинусоид, в которых фаза была пропорциональна долготе данной станции, а амплитуда – ее широте (число косинусоид равно, понятно, числу станций). Из проведенных таким образом вычислений следует, что изучаемый эффект приводит в основном к усилению суточных гармоник, из них максимальны – 2-я, 4-я, 5-я и 7-я. Остальные ложные периоды имеют амплитуду на два порядка меньшую и сопоставимы с шумом. Исключением является период 313.0 минут, амплитуда которого составляет около 20 % от 5-й гармоники суток.

4 Тонкая структура и динамика квазидвухлетнего цикла

Околодвухлетний цикл солнечной активности, которому некоторые авторы придают особое значение (Sakurai 1984) встречается во многих космофизических явлениях. В геомагнитных индексах он довольно обстоятельно изучен (Rivin 1989; Fraser-Smith 1972; Apostolov & Letfus 1988). Описанная выше методика позволила, однако, получить некоторые существенные уточнения. (Bobova 1991a, 1993). Наиболее интересные из них сводятся к следующему:

1. Из сравнения данных (1966 – 1982 годы) по двум индексам AE и aa следует, что их спектры близ периода 2 года почти совпадают. Однако, в AE-индексе заметно выражен годовой период, в aa-индексе его почти нет, зато весьма стабилен полугодовой период. Эта особенность обусловлена, видимо, более высокой чувствительностью AE-индекса к потоку солнечного коротковолнового излучения и эллиптичностью земной орбиты.
2. В aa-индексе наибольшими относительными амплитудами обладают известный – 11-летний цикл и период 1.92 $\pm$0.3 года, фаза которого почти постоянна на протяжении 11 солнечных циклов, сбиваясь значительно лишь в 11 и 19 циклах солнечной активности, которые имели максимальное значение чисел Вольфа в соответствующий вековой цикл. Вариации фазы и профиль периода 1.92 года на протяжении 115 летнего временного ряда показаны на рис. 2.
3. Если рассматривать спектры aa-индекса по отдельным циклам солнечной активности, видно их различие в четных и нечетных циклах. В четных – спектры похожи между собой, во всех циклах выделяются периоды 2.0$\pm$0.1 и 3.5$\pm$0.2 года. В нечетных циклах спектры различны, наиболее постоянен период $\approx$3.5 года (возможно третья гармоника 11 летнего периода).
4. В спектрах, построенных для редуцированного ряда aa-индекса, при удалении всех периодов более 4 лет, остается один широкий пик – 1.92 года, амплитуды остальных периодов до 3.5 лет, значительно уменьшены. Это свидетельствует о том, что изучаемый период не является гармоникой 11-летнего цикла.

Основной квазидвухлетний период, найденный в aa-индексе, обнаружен также в измерении солнечного диаметра, (Delache et al. 1985), в изменении величины ОМП Солнца (Kotov & Levitskiy 1983), и в измерении времени жизни активных областей (Rubashov 1964).

5 Периоды менее полугода. Существуют ли собственные инерционные колебания Солнца?

Для периодов менее 2-х лет наибольшую амплитуду имеет так называемый "малый солнечный цикл" – мультиплет 31 – 24 суток. Однако имеется еше ряд периодов, привлекающих внимание исследователей в различных наблюдениях. Это вышеупомянутый период $\approx$8 месяцев, полугодовой, $\approx$155

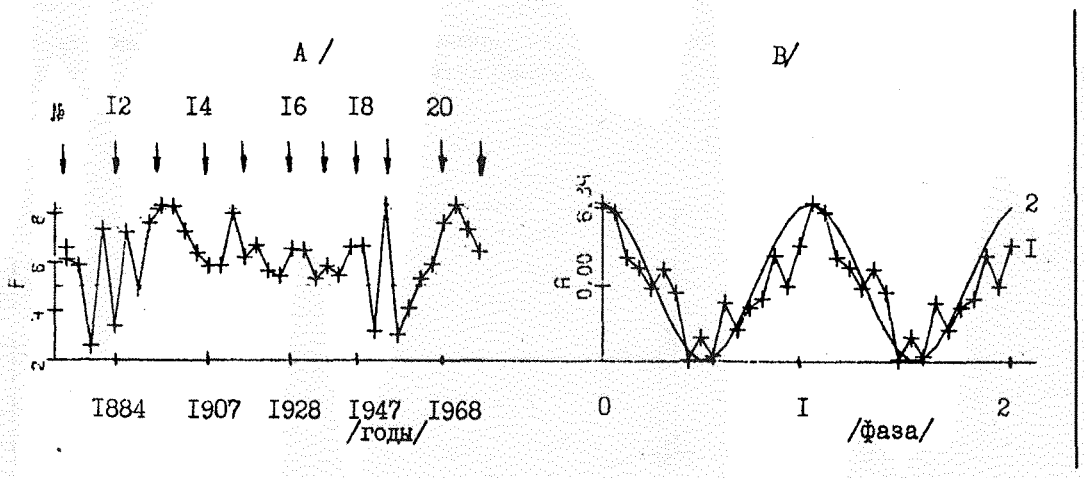


Рис. 2. А – изменение фазы – f (по вертикальной оси, радианы) для P = 1ª.915, во времени (по горизонтальной оси, годы), найденные методом косинор-анализа по 115-летнему ряду аа-индекса. Стрелки вверху – расположение эпох максимумов солнечной активности, цифры – номера циклов. В – свертка по фазам этого же периода для всего массива данных. По вертикальной оси – амплитуда (нТ), по горизонтальной – фаза (условные ед.). Плавная кривая – апроксимация косинусоид.

суток, ≈117 дней, период ≈90 суток и некоторые другие. В последнее время привлек внимание нескольких авторов период 155 суток в связи с его обнаружением в частоте следования хромосферных вспышек (Lean & Bruekner 1989). Большинство названных периодов имеют солнечное происхождение. Это следует, в частности, из табл.1, где с помощью описанной выше процедуры выделены устойчивые периоды, присутствующие в AE-индексе и числах Вольфа (Rz) (Bobova et al. 1990a). Спектры строились для синхронных рядов одной и той же длительности (1966 – 1979 гг.). Чтобы убедиться, что в AE-индексе обнаружены устойчивые периоды, в правой части таблицы перечислены периоды, найденные отдельно для уровня высокой активности (R_z=127) и эпохи спада (R_z=27). Оценка спектральной плотности (A) для каждого периода приведена относительно наибольшей компоненты в 27 суточном мультиплете, принятой за 1.0. Из просмотра таблицы видно, что большинство периодов в AE-индексе представлены также в числах Вольфа (при сравнении следует учитывать, что ошибка в определении величины периода составляет ±0.1 сут. близ периода T≈27 суток). Из правой части таблицы следует также, что при изменении уровня солнечной активности спектры меняются: некоторые периоды, уверенно обнаруженные в суммарном спектре и в спектре, относящемся к эпохе максимума активности (1967 – 70 гг.), на спаде цикла (1971 – 74 гг.) отсутствуют. Из других примеров видно, что через определенное время эти исчезнувшие пики обычно снова начинают наблюдаться на тех же самых местах. Эта общая закономерность, особенно наглядно видимая на диаграммах спектрально-временного анализа околомесячных периодов солнечной активности (Mordvinov 1990), похоже, соблюдается для всех диапазонов, обсуждаемых в настоящем обзоре.

Несомненно, что указанная закономерность является одной из причин того, что спектры, построенные для достаточно длинных рядов (с хорошим спектральным разрешением), представляют собой не набор отдельных линий, а совокупность близких периодов – мультиплеты. Рис. 3 иллюстрирует эту особенность для диапазона периодов 5 – 48 суток спектра вариаций аа-индекса. Частично мультиплетная структура возникает также, как отмечалось выше, из-за явлений модуляции: при гелиоширотном перемещении Земля одно полугодие находится в солнечном ветре северного полушария Солнца, другое полугодие– южного. Известно, что дифференциальное вращение относительно гелиоэкватора далеко не всегда является симметричным. Например, такая асимметрия в 20 цикле была установлена из анализа корональных наблюдений (Parker et al. 1982; Fisher & Sime 1984) и отчетливо прослеживается для 19 цикла в вариациях интенсивности галактических космических лу-

чей (Vernova et al. 1986). Нетрудно видеть, что если упомянутая асимметрия и в самом деле будет иметь место, в геомагнитных индексах должна возникнуть годовая частотно-фазовая модуляция всех устойчивых периодов.

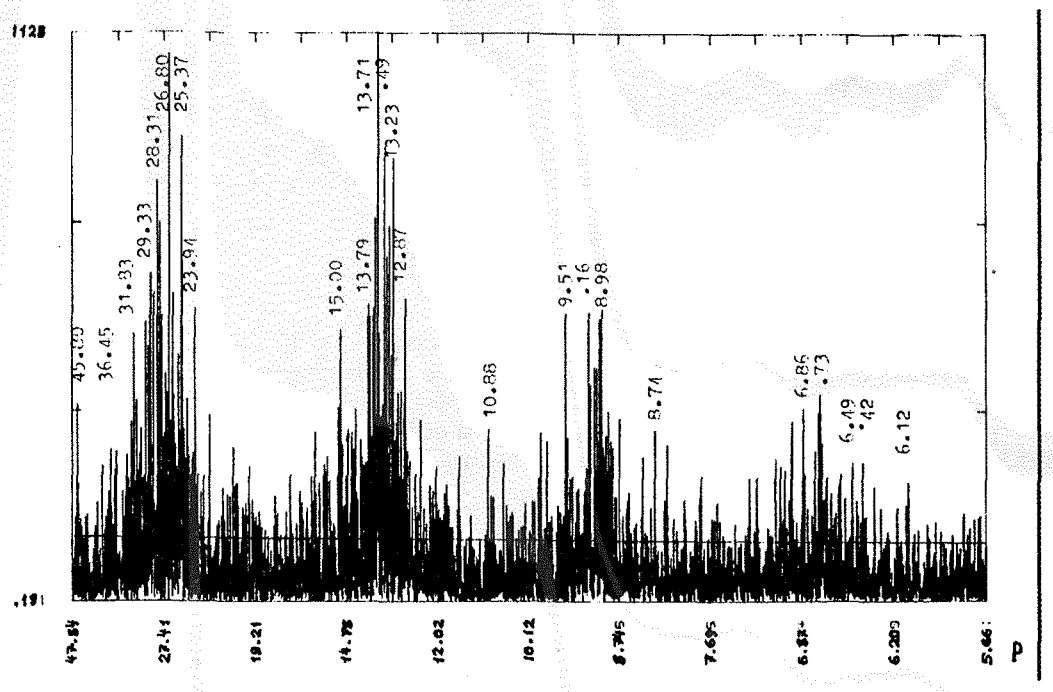


Рис. 3. Общий вид спектра мощности вариаций аа-индекса в диапазоне периодов 50 – 5 суток, (1868–1982 гг.). Ордината- спектральная плотность (относит.ед.), абсцисс-периоды (сутки).

Видна еще одна особенность табл.1 – многие периоды, как будто связаны некоторыми простыми соотношениями (что уже отмечалось другими авторами), например, образуют ряд - T, 2T, 4T... (12.4; 24.8; 49.6.сут..). Другие могут образовать "триады", когда один из периодов мог бы возникнуть как разность двух остальных, например, 30.1 суток– следствие существования периодов 26.2 и 14.0 сут. Из рассмотрения амплитуд следует, однако, что отмеченные связи являются, видимо, проявлением каких-то иных закономерностей. Период ≈14 суток определенно не является элементарной гармоникой ≈28 дней, так как амплитуды названных периодов изменяются независимо. Это было обнаружено также в коротковолновом солнечном излучении (Donnelly & Puga 1990).

Анализировалось далее соотношение амплитуд периодов ≈27 суток и ≈13.5 суток для разных циклов солнечной активности по аа-индексу. Например, для цикла солнечной активности N 15 амплитуды почти всех гармоник 27 суточного мультиплета в два раза меньше, чем для двухнедельного цикла. Такая же закономерность наблюдается для интервалов с повышенной солнечной активностью, например, в максимуме активности. Полный анализ предстоит еще провести, чтобы понять их взаимное соответствие. Значительные различия наблюдаются в структурах большинства мультиплетов для максимума и минимума солнечной активности. Амплитуды мультиплетов в минимуме в 2 – 3 раза больше, чем в максимуме, когда заметно появление большого числа дополнительных гармоник. В минимуме большую амплитуду имеют периоды 30 – 29 и 25 – 24 суток, в максимуме наибольший период около 26 – 28 суток, что, возможно, отражает картину широтного распределения активности Солнца в цикле. (Наличие пятен нового и старого циклов на высоких и низких широтах в минимуме и среднеширотных пятен в максимуме солнечной активности).

В последнее десятилетие мультиплетная структура рассматриваемого колебания ≈27 суток (вра-

щение Солнца), обнаруженная в геомагнитных индексах еще в 60-х годах (Shapiro & Ward 1966) была независимо найдена в других видах измерений. Оказалось, что очень близкие или тождественные наборы дискретных периодов близ 27 сут. наблюдаются в вариациях общего магнитного поля Солнца (Kotov & Levitsky 1984), полярности межпланетного магнитного поля (Kuklin & Obridko 1988; Tavasherna et al. 1988), в S-компоненте солнечного радиоизлучения на высоких частотах (Nesterov 1986; Andrianov et al. 1984).

Для истолкования "расщепления" 27-дневного периода, которое не может быть полностью сведено к упомянутым выше эффектам модуляции, наметились две основные возможности:

1. совокупность периодов близ 27 дней появляется из-за того, что имеет место дискретная стратификация широтных зон дифференциального вращения Солнца;
2. наблюдаемый набор периодов возникает вследствие существования особых собственных инерционных колебаний Солнца. Возвращающей силой для этих осцилляций является сила Кориолиса (аналог волн Россби в земной атмосфере). Волны захватываются в конвективной зоне, концентрируясь в ее наружной области, причем отражение и интерференция приводит к появлению стоячих волн (r-мод). Стоячие волны оказывают влияние на конвекцию, скорость всплывания магнитных полей. В результате образуется некоторый "узор", который согласно модели (Blizard & Wolff 1986) медленно дрейфует в сторону, противоположную вращению.

Идея о реальном существовании на Солнце инерционных колебаний привлекательна по многим причинам. Подобные колебания, во-первых, должны быть распространенным явлением для звезд класса Солнца (Gorkin & Kosovichev 1988). Во-вторых, r-моды позволяют понять некоторые важные особенности структуры спектров вариаций различных гелиофизических показателей, связанных с вращением, включая наличие периодов, меньших среднего периода вращения на гелиоэкваторе (26.9 суток). В третьих, получает объяснение парадоксальное "твердотельное" вращение активных долгот, в том числе – с периодами, меньше кэрингтоновского периода 27.275 суток (Bumba & Heina 1990), а также независимость от гелиошироты временного спектра мощности солнечного радиоизлучения.

Были предприняты попытки обнаружить основные предсказанные периоды, обусловленные существованием r-мод, в числах Вольфа (Wolff & Hickey 1987) и болометрических измерениях флуктуаций солнечного излучения (Blizard & Wolff 1986). В общем, они дали обнадеживающие результаты. Но если эти периоды реально присутствуют в упомянутых видах данных, они непременно должны присутствовать и в геомагнитных индексах. Проверка этого предположения осуществлялась в два этапа. Первоначально был предпринят поиск низших гармоник инерционных колебаний (Bobova et al. 1990a).

В простейшем случае, согласно модели (Wolff & Hickey 1987) самой большой амплитудой должна обладать гармоника $\ell = 2$, $m = 1$ периода (42.6 ± 1.0) суток. В таблице 1 имеется близкий период (44.1 ± 0.3) суток. Его подробное исследование позволило выяснить следующее:

1. Период не является гармоникой года. Как видно из табл.1, период $\approx$88.0 дней – возможная 4-я гармоника года – имеет амплитуду значительно меньшую, чем T $\approx$ 44.1 суток.
2. Последовательным перебором периодов табл.1 было установлено, что точное значение этого периода не удается получить какой-нибудь "комбинацией" других периодов.
3. Рассматриваемый период отличается высокой стабильностью. На рис.4 показана периодограмма, построенная близ значения P = 44 суток методом косинор-анализа. Видно, что во всем диапазоне 24 – 50 суток период 44.1 суток обладает самой высокой мерой когерентности для 20 цикла солнечной активности ($\chi^2 = 19.5$, пять степеней свободы). Было найдено также, что значения его амплитуды и фазы, вычисленные как средние за год, на протяжении всего изученного временного интервала (1966 – 1984 годы), варьировали в пределах ошибок вычислений.
4. Просмотр соответствующей литературы показал, что очень близкий к указанному значению период обнаружен в вариациях Ap-индекса (Kane 1986), солнечном радиоизлучении (Andrianov & Jsnov 1973; Nesterov 1986; Andrianov et al. 1984), частоте следования вспышек (Laptuhov 1985). Таким образом, предсказанный в модели инерционных колебаний период несомненно реально существует и является стабильным.

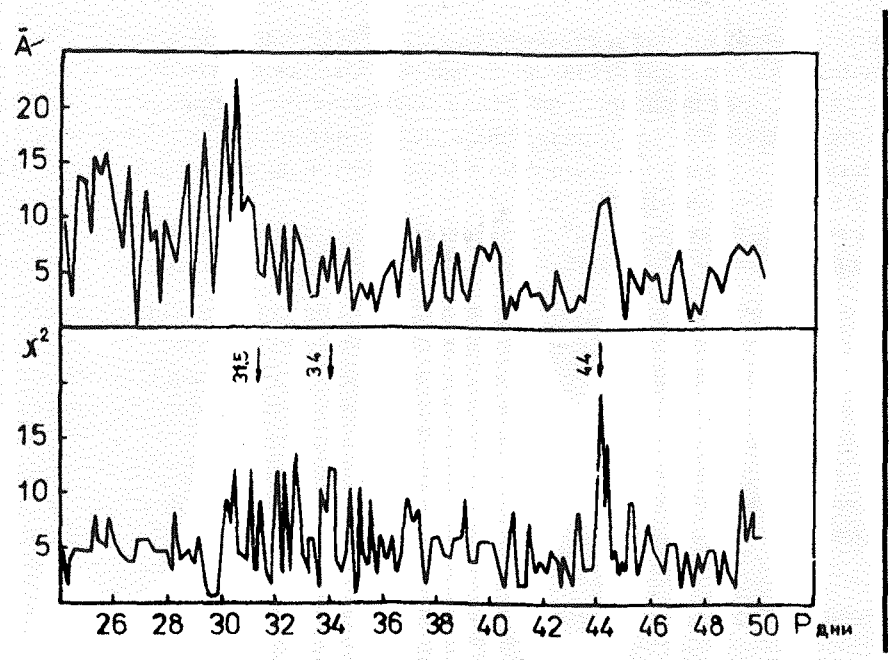


Рис. 4. Пример спектра амплитуд (вверху) и фаз (внизу), построенный методом косинор-анализа для 19-летнего ряда AE-индекса в диапазоне 24–50 суток. По абсцисс – периоды (сутки), по ординате – A – амплитуда (гаммы), chi^2 – значение(5 степеней свободы).

Более высокие гармоники инерционных колебаний были изучены с использованием ряда аа-индекса (Bobova & Vladimirsky 1994). Исходным было предположение о высокой устойчивости периодов, обусловленных инерционными колебаниями, на длительных интервалах времени.

В таблице 2 представлены цифровые данные, иллюстрирующие процедуру выделения устойчивых периодов для мультиплета ≈27 суток, в пределах которого должны располагаться периоды – высокие гармоники ($\ell > 6$) исследуемых осцилляций. Сравниваются периоды, найденные в спектре для всего массива данных, с тремя отдельными группами периодов, полученных по неперекрывающимся интервалам времени около 40 лет, соответственно 1968 – 1902 гг, 1903 – 1942 гг, 1943 – 1982 годы. Некоторое различие в критическом уровне 3 σ (принимались во внимание только пики, превышающие этот уровень) для указанных интервалов не учитывалось. Период считался устойчивым и тождественным с основным списком, (по 115 годам), если он обнаруживался по крайней мере для двух независимых субмассивов, причем его значение отличается не более, чем ±0.03 суток. Приведенная ошибка больше, чем обусловленная только спектральным разрешением, что учитывает наличие в спектрах относительно широких несимметричных линий. Проводится сравнение со значением периодов, найденных в радиоизлучении – 3.3 Ггц (Nesterov 1986) и смене знака ММП (Kotov & Levitsky 1984) для сопоставимых массивов данных, которое показало почти полное соответствие периодов. Изучая приведенные данные можно сделать вывод, что существуют периоды, устойчивые на протяжении более 100 лет и присутствующие в разных независимых видах измерений, почти всегда: 29.596; 27.525; 326.853; 25.944.. суток. Итогом данной стадии анализа является Табл.3, где представлен весь перечень выделенных таким способом устойчивых периодов 44 – 24 суток Возможно этот список не полон, но именно он должен содержать периоды инерционных собственных колебаний Солнца, отраженные в геомагнитной активности.

Выделенный набор устойчивых периодов можно сопоставить с рассчетными значениями периодов, соответствующими пространственному распределению r-мод (при наблюдении с Земли) в модели (Wolff & Hickey 1987). В первом варианте сравнения было принято значение "подгоночного

параметра" (сидерическая частота вращения конвективной зоны) близкое величине, использованной названными авторами. При этом гармонике $\ell = 2$, m = 1 должен соответствовать период 43.79 суток. Теоретический спектр должен, конечно, еще включать в себя основные комбинационные периоды и учитывать расщепление, обусловленное годовым изменением гелиошироты Земли. Из сопоставления этого теоретического спектра и Табл.3 видно, что основные структурные особенности мультиплета ≈27 суток модель не воспроизводит: не находит объяснения большая группа линий близ 25 – 26 суток. Согласие улучшается, если допустить, что существует по крайней мере еще одно семейство r-мод. В качестве основной гармоники $\ell = 2$, $m = 1$ этого семейства можно выбрать устойчивый период неясного происхождения 37.677 суток. Насколько полное соответствие при этом имеет место для высоких гармоник, можно видеть из табл.4. Здесь наблюдаемые значения периодов сопоставляются с теоретическими для трех значений "подгоночного параметра", включая его значение, принятое (Wolff & Hickey 1987). Согласие для всего наблюдаемого спектра не полное, однако большинство линий имеется.

Приведем основные итоги проведенного анализа.

Модель инерционных колебаний (Wolff & Hickey 1987) позволяет понять общие особенности структуры спектра вариаций геомагнитных индексов для T < 50 суток. При этом, для одного семейства r-мод, при высоких гармониках ℓ, вычисления и наблюдения плохо согласуются. Согласие можно улучшить, если предположить, что существует несколько семейств r-мод. В целом спектры aa и AE индексов несомненно обнаруживают признаки реального присутствия инерционных осцилляций Солнца, знание свойств которых для понимания физики Солнца имеет чрезвычайно важное значение.

Сравнивая периоды, полученные в геофизических индексах AE и aa в диапазоне от двух недель до двух лет, с соответствующими значениями периодов колебаний по рядам солнечной активности, (Ikhsanov & Miletsky 1990) нетрудно заметить, что большинство периодов имеют близкие значения. Почти 90% периодов совпадают с точностью ±0.1%.

6 Периоды менее суток

Вариации геофизических индексов в этом диапазоне практически вовсе не изучены, хотя в литературе можно встретить отдельные упоминания о случаях колебаний с периодами порядка десятков минут или часов при наблюдениях полярных сияний или в частоте следования магнитосферных суббурь (см. библиографию этих публикаций в более ранней работе Vladimirsky et al. 1981).

Суточный период, имеющий в дневное время в AE-индексе относительно малую амплитуду, является в некотором смысле границей, отмечающей существенные структурные изменения в спектре: для больших периодов характерно наличие отдельных семейств спектральных линий, относительно далеко отстоящих друг от друга; для периодов меньше суточного, напротив, ситуация ближе к сплошному спектру – многочисленные линии почти примыкают друг к другу. Их амплитуды в несколько раз меньше амплитуды суточного периода. Устойчивые периоды в интервале 1140 – 200 минут перечислены в Табл.5. Один из таких периодов вблизи суток ≈1050 минут. Повышенная спектральная плотность вблизи него наблюдается на всех спектрах (см. Bobova 1994).

Происхождение этих периодов в подавляющем числе случаев неизвестно. Очевидно, работа по их отождествлению с конкретными явлениями (вполне аналогичная дешифровке оптических спектров) должна быть предметом специальной междисциплинарной исследовательской программы. Ясно, что среди периодов Табл. 5 должны присутствовать периоды чисто земного происхождения. Это могут быть, в частности, гармоники полусуточных колебаний земной атмосферы (Gotlib et al. 1985), чьи периоды 600 – 850 минут должны быть весьма устойчивы в среднем за большие интервалы времени, но несколько варьировать с сезоном. Вполне возможно, что вариации AE-индекса могут включать в себя также сейше-подобные колебания морских бассейнов, располагающихся неподалеку от магнитных станций, по которым строится индекс. Можно отметить, что для черноморского бассейна, например, основные гармоники собственных колебаний таковы: 278, 139, 105.8, 83.5, 78.0, 66 и 63.5 минут (Demidov 1988).

Как уже отмечалось, появление осцилляций с высокой когерентностью солнечного происхождения, возможно благодаря присутствию таких осцилляций в коротко-волновом солнечном излучении, т.е. в условиях освещенной ионосферы. В литературе можно встретить указание на реальное присутствие таких колебаний. Например, при анализе последовательности спектрогелиограмм (Ivanov 1983), был найден период ≈420 минут. Поэтому, для выделения периодов именно солнечного происхождения, можно использовать эффект полярный день – полярная ночь. Более подробно для рассматриваемого диапазона, кроме упомянутого периода 160.01 минут были изучены три периода (Bobova 1989).

1. Одна из самых больших амплитуд анализируемого участка спектра принадлежит периоду 265.798 ± 0.015 минут, (A = 4.5 ± 0.5 нТ). Подобно многим другим периодам, он является членом мультиплета и, не исключено, что в другую эпоху наибольшей амплитудой будет обладать другой член семейства. Примечательно, что этот период уверенно наблюдается только в условиях освещенной ионосферы. На рис.5 показаны изменения его амплитуда (A) и фазы (φ), подсчитанные для каждого месяца и усредненные для всего массива данных (1966 – 1979 гг.) таким образом, чтобы видеть сезонные изменения. Отчетливо наблюдается следующая закономерность: амплитуда растет по мере уменьшения зенитного расстояния Солнца, достигает максимума близ дня летнего солнцестояния и затем, с приближением зимы (полярная ночь) падает до уровня шумов. Синхронно с этими изменениями и в разумном соответствии с ними варьирует фаза: она не определена (φ = 3.0 рад.), когда амплитуда мала и достигает некоторого устойчивого уровня для условий полярного дня. Из периодограммы, построенной с максимально возможным разрешением, и соответствующего профиля для периода P = 265.798 минут видно, что колебания близки к гармоническим. Все перечисленные свойства указывают на, вероятно, солнечное происхождение этих осцилляций. Имеющиеся в литературе данные оптических и радионаблюдений Солнца, позволяющие найти период со значительной погрешностью, в общем не противоречат такому заключению.
2. Периодограмма высокого разрешения для другого периода данного участка спектра (301.6 ± 0.1) минут указывает либо на суперпозицию двух близких периодов, либо на систематические циклические изменения фазы, либо самого периода. Амплитуда достигает максимума (≈ 3,5 нТл) для летнего сезона, но не спадает до нуля, т.е. уровня шумов, в эпоху полярной ночи, когда заметная спектральная плотность наблюдается близ периода (301.3 ± 0.1)минут. Вполне возможно, что в условиях неосвещенной ионосферы наблюдаются те же самые колебания, но с несколько измененным периодом. Вопрос о природе этих осцилляций остается открытым.
3. Близ периода 404.3 минут на всех спектрах, полученных методом наложенных эпох, наблюдается повышенная спектральная плотность. В некоторые годы колебания близ этого периода достигают очень большой величины – до 13 нТ , однако они обладают относительно низким показателем когерентности, слабо зависят от сезона и не являются гармоническими. Кажется возможным связать изучаемый период со второй гармоникой одного из периодов ≈803 минуты, приливных колебаний земной атмосферы. Такие колебания должны присутствовать всегда, но их параметры могут значительно (до 20 %) варьировать с сезоном. Если где-то поблизости здесь располагаются возможные периоды сонечного происхождения, что не исключено, их обнаружение весьма затруднено.

7 Диапазон собственных гравитационных осцилляций Солнца. Сравнение различных независимых видов измерений

Изучение диапазона периодов 200 – 10 минут представляет особый интерес, поскольку в этом диапазоне имеются данные прямых оптических и радионаблюдений солнечных пульсаций. Первое же сравнение спектров AE-индекса, полученных на протяжении полярного дня, и соответствующих данных оптических измерений обнаружило значительную близость периодов (Bobova et al. 1986).

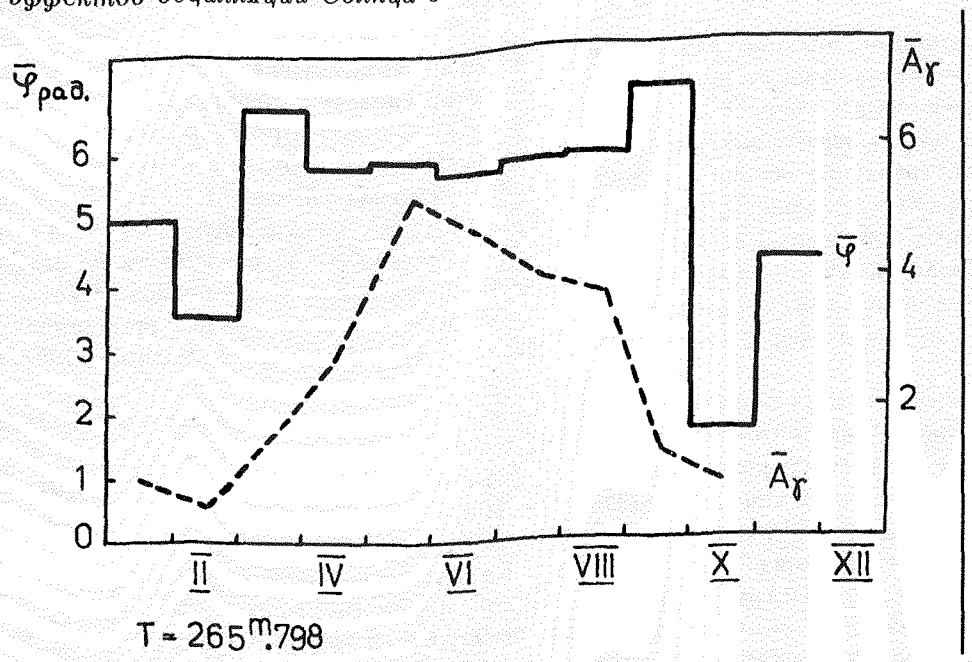


Рис. 5. Сезонный ход вариаций амплитуды A (гамма) – шкала справа, и фазы φ (радианы) – шкала – слева, для периода 265.798 по 14 годам AE-индекса. Средние значения для 45 суток от начала каждого месяца. Абсцисса – месяцы года.

Для более подробного сопоставления, результаты которого представлены ниже, данные по AE-индексу были полностью обработаны заново, в соответствии с процедурой, изложенной в пп.2. Были изучены также некоторые отдельные периоды, так что затабулированные ниже значения периодов являются результатом анализа нескольких сотен спектров. Периоды менее 20 минут исследовались с использованием одноминутных данных (1978 – 84 гг). Результаты новой обработки в общем находятся в разумном согласии с ранними результатами (Bobova et al. 1986).

Рассматриваемый участок спектра существенным образом перекрывается с диапазоном, где наблюдаются собственные сейсмические колебания Земли, классические периоды, менее 60 минут, и длиннопериодные – неизвестной природы. В принципе, такие колебания могли бы присутствовать в AE-индексе, например, благодаря индукционному эффекту (Gul'el'mi 1986). Специально проведенный анализ (Bobova et al. 1990b) подтвердил такое предположение, причем оказалось, что периоды, которые совпадают с соответствующими сейсмическими периодами, имеют амплитуды на порядок превышающие те, которые можно было бы ожидать согласно (Gul'el'mi 1986). В связи с этим, сравнение спектров AE-индекса и данных по прямым измерениям солнечных осцилляций целесообразно проводить совместно с сейсмическими данными.

Для детального сопоставления были привлечены следующие материалы:

Солнечные данные – перечень периодов, найденных из доплеровских измерений КрАО 1967 – 83 гг. по солнечным и теллурическим линиям (Severny et al. 1985). Периоды, отличающиеся менее, чем ±0.5 минут, рассматривались как один период, чье точное значение совпало с периодом большей амплитуды. Аналогичные данные согласно наблюдениям в Стенфорде (Scherrer & Wilcox 1983). Периоды, найденные в спектрах мощности инфракрасных измерений КрАО (Didkovsky & Kotov 1987; Kotov et al. 1975). Однотипные данные, полученные в радионаблюдениях в сантиметровом диапазоне (Nesterov 1989). Типичная ошибка в определении периода принималась ±0.5 минут. Перечисленные данные относятся к диапазону периодов 115 – 205 минут. Для более коротких осцилляций привлекались данные о флуктуациях видимого диаметра Солнца (Brown et al. 1978; Hill & Coudel 1979), и отдельные результаты измерений вариаций яркости в H_α H_β (Ogir' 1986; Merkulenko et al. 1988). Для этих последних ошибка в определении периода достигает ±2 мин.

Сейсмические данные. *Основным исходным материалом для анализа послужили периоды*, выявленные при записях на двух сейсмометрических каналах – Ленинград и Обнинск, 1981 – 85 гг. для диапазона периодов 50 – 230 минут (Savina et al. 1988). Процедуры выявления устойчивых периодов в общих чертах аналогична описанной выше. Они сводятся к применению стандартных методов спектрального анализа с предварительной фильтрацией исходных данных на относительно коротких фрагментах записей длительностью 3 – 10 суток и последующем сопоставлении периодов, обнаруженных независимо на каждой реализации, по частоте встречаемости на статистическом спектре. Независимой проверкой надежности и точности найденных периодов является их близкое совпадение с периодами, выделенными как устойчивые, при наблюдении с принципиально другим прибором – лазерным деформографом (Davidov et al. 1987; Korchagin & Chebotov 1987; Nesterov et al. 1990).

Периоды сейсмических колебаний естественным образом подразделяются на две группы: а) короткопериодные "классические" собственные колебания Земли – сфероидальные S и торсионные T; в) особые длиннопериодные колебания, впервые обнаруженные с помощью одного из упомянутых сейсмометрических каналов (Lin'kov et al. 1982). Природа этих последних колебаний остается неясной. Периодом, разделяющим обе названные группы может служить известный мультиплет сфероидальных колебаний ${}_0S_2$ (центральная компонента имеет период 53.86 минут). Ошибка в определении периодов второй группы, как правило составляет ± 1.0 минута.

Периоды, найденные в различных видах измерений, сведены в Таблицы 6, 7 и 8. Наиболее подробное сопоставление возможно в узком диапазоне $\Delta t = 90$ минут – табл.6. Последняя колонка этой таблицы – среднее для каждого периода по всем видам измерений. Рассмотрение табл. 6 позволит отметить следующее:

1. Имеет место замечательное сходство периодов, выявленных в геомагнитных и сейсмических измерениях. Хотя некоторые периоды, выявленные в AE-индексе не представлены в сейсмических данных, значительное число периодов ($\approx$90 %) различается не более чем ± 0.5 мин. при среднем расстоянии между затабулированными значениями 2.5 минут. При таком "окне" сравнения, совпадает 22 из общего числа выделенных 25 периодов. Используя известную формулу Бернулли, можно подсчитать вероятность получить такое совпадение случайно: $P_{25}(22) = 2.6 \cdot 10^{-6}$.
2. Подтверждается отмеченное ранее неслучайное соответствие между периодами солнечных осцилляций и устойчивыми периодами в AE-индексе. Принимая вновь за совпадающие линии, различающиеся не более ± 0.5 минут, имеем вероятность получить случайно подобное совпадение $P_{38}(32) = 4.5 \cdot 10^{-7}$.
3. Периоды, выявленные в геофизических измерениях, и периоды солнечных осцилляций по оптическим и радионаблюдениям также обнаруживают значительную близость. Некоторые периоды, с той же точностью ± 0.5 минут, присутствуют во всех видах измерений. Систематический характер близости периодов, выявленный в различных измерениях, хорошо виден на рис.6 (а), где представлено частотное распределение отклонений от среднего для каждой строки таблицы. Характер распределения не меняется, если рассматриваются разности между предварительно усредненными геофизическими и астрономическими периодами в данной строке.

Те же закономерности нетрудно усмотреть для диапазона периодов 115 – 50 минут, табл.7. Распределение отклонений от среднего значения по строке для этой таблицы показано на рис.6 (б). Рассмотрение более точных значений периодов для AE-индекса не обнаруживает детального равенства этих периодов компонентам мультиплета ${}_0S_2$ собственных колебаний Земли (Buland et al. 1979). Здесь имеются, кроме того, какие-то дополнительные устойчивые периоды – 53.43 и 55.03 минут.

Наконец, в табл.8 перечислены периоды, для которых в сейсмических данных существует надежная идентификация (3-й столбец). Тенденция к расположению астрономических периодов близ геофизических прослеживается и здесь, рис.6(в). В AE-индексе определенно представлены гармоники торсионных колебаний и, возможно, аналоги сфероидальных колебаний.

Высокая степень близости большинства периодов в геофизических измерениях и астрономических наблюдениях представляется на первый взгляд удивительной. Предположение о том, что такая

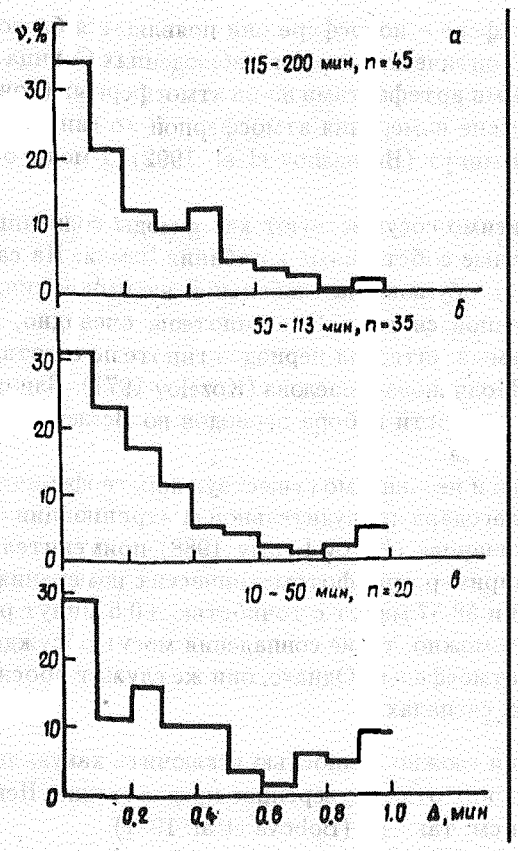


Рис. 6. Распределение (частота встречаемости) значений рассогласования (Δ) между периодами в каждой строке таблиц: 6-а, 7-б, 8-в.

близость могла бы возникнуть случайно в использованном наборе данных не может быть принято: совпадает не только большое число периодов, но и некоторые структурные особенности спектров в разных видах измерений. Даже некоторые динамические особенности в спектрах похожи (в определенный интервал времени данный период может исчезнуть, а затем – наблюдается вновь). Столь же неприемлемо предположение о возможности возникновения близости спектров вследствие вычислительных артефактов: сравниваемые измерения разновременны, периоды выявились существенно разными алгоритмами при различных методах фильтрации, подавляющее большинство периодов не является гармониками суток.

Обнаруженное совпадение, возможно, по иному позволит подойти к вопросу об использовании геофизических данных в гелиосейсмологических исследованиях. На данном этапе, однако, важно попытаться понять его природу. Возможные варианты объяснения исчерпываются следующими четырьмя общими гипотезами:

1. Единственным источником возникновения колебаний с периодом > 60 минут являются осцилляции Солнца. В AE-индексе соответствующие вариации появляются благодаря механизму, описанному в пп 1. В сейсмических измерениях эти же периоды возникают в самих приборах (долгопериодных сейсмографах, гравиметрах, лазерных деформографах) как следствие особых эффектов, связанных с так называемыми макрофлуктуациями (Vladimirsky 1991). На самом деле каких-либо собственных колебаний Земли – кроме "классических" не существует. Экспериментальным основанием такого предположения являются эффекты типа дрейфа нуля сейсмометров и гравиметров (Lin'kov 1970).
2. Все рассматриваемые колебания причинно связаны с собственными колебаниями Земли, включая

неидентифицированные. В атмосфере – ионосфере они появляются благодаря какому-то неизвестному механизму передачи. В оптических и радионаблюдениях Солнца все рассматриваемые периоды являются измерительными артефактами из-за атмосферных (ионосферных) эффектов, например, таких, как периодические измерения атмосферной экстинкции, с очень близким набором периодов 60, 48, 36 и т.д минут (Burnashov et al. 1992). g-моды осцилляций Солнца на самом деле не наблюдаются.

3. Одновременно реально и независимо сосуществуют как g-моды солнечных осцилляций, так и неиндетифицированные аномальные собственные колебания Земли. На самом деле их периоды являются близкими. Их близость обусловлена глобальной взаимной синхронизацией всех колебательных движений в Солнечной системе. Эта гипотеза, очевидно, является просто распространением на рассматриваемый интервал периодов гипотезы о тотальной синхронизации колебаний в солнечной системе Молчанова-Козелова (Kozelov 1977). Близка этой гипотезе идея (Chechel'nitsky 1986) об универсальности набора периодов во Вселенной вследствие существования особых физических принципов.
4. Совпадение или близость реально и независимо существующих геофизических колебаний и солнечных осцилляций возникает благодаря принудительной синхронизации от какого-то внешнего источника. Точка зрения, высказанная (Kotov-Lyutiy 1988) применительно к периоду 160.01 минут. Периоды, найденные, например, при фотометрических измерениях звезды β CrB (Burnachev et al. 1986) = 196.9, 158.3 и 58.57 минут с точностью ± 0.5 минут равны периодам, перечисленным выше в табл. 6, 7. Возможно, такие совпадения могут обсуждаться также в рамках гипотезы 2 (влияние колебаний атмосферы). Однако, они же служат обоснованием идей о всюду существующих синхронизующих сигналах.

Без дополнительных исследований сложно полностью исключить какую-либо из перечисленных возможностей, либо какой-нибудь из них отдать уверенное предпочтение. Некоторые дополнительные детали проведенного сравнения см. также в (Bobova et al. 1991).

8 Диапазон акустических колебаний Солнца. Периоды 4.5 – 7.5 минут

Если в геомагнитных индексах представлены инерционные солнечные осцилляции и, весьма вероятно, g-моды, вполне правомерно предположение о существовании в этих показателях и акустических солнечных пульсаций. Периоды этих колебаний должны лежать в интервале 4 – 8 минут. Поиск их тем более оправдан, что около 5-минутные периоды обнаружены недавно в солнечном сантиметровом радиоизлучении (Tsvetkov et al. 1989). Как уже отмечалось, радиоизлучение сантиметрового диапазона и жесткое ионизирующее излучение хорошо коррелируют. Есть все основания предполагать, что эта закономерность остается в силе и в интересующей нас временной шкале около 5 минут. Но если можно ожидать присутствия 5 минутных осцилляций в ультрафиолетовом- рентгеновском излучении, то они обязательно должны обнаруживаться в AE-индексе, конечно в условиях полярного дня. Имеется, между прочим, и прямое указание на вариации электронной концентрации в нижней ионосфере с этим периодом: согласно (Din et al. 1987) пятиминутные колебания в нижней D-ионосфере в околополуденное время были синхронными для далеко отстоящих друг от друга пунктов измерений.

Поиск упомянутых периодов солнечного происхождения в AE- индексе сталкивается с некоторыми дополнительными трудностями. Одна из них связана с присутствием в магнитосфере-ионосфере 5-мин. периодов геофизической природы. В геомагнитном поле они регистрируются как микропульсации типа Pc 5 (средняя частота для широт станций, по которым строится индекс, составляет около 3.0 мГц). Эти пульсации с амплитудой в горизонтальной составляющей 30 – 40 нТ модулируют многие другие параметры магнитосферы, например, интенсивность высыпания из пояса радиации, а значит, и ионосферную ионизацию в авроральной зоне. Еще один вероятный источник устойчивых периодов геофизического происхождения в рассматриваемом диапазоне – гармоники собственных крутильных колебаний Земли. Как следует из предыдущего раздела, некоторые из периодов этой ветви сейсмических колебаний обнаруживаются в AE-индексе постоянно.

Кроме того, амплитуда искомых периодов должна быть очень мала, в частности по той причине, что величина самых коротких из них оказывается сопоставимой со временем релаксации ионосферы. Наконец, следует напомнить, что наблюдения солнечных акустических колебаний путем регистрации вариаций проводимости полярной Е-ионосферы эквивалентны наблюдению коротковолновым "фотометром" всего солнечного диска. Поэтому могут быть обнаружены акустические колебания только низких степеней ℓ.

С учетом перечисленных выше сложностей методика обработки, изложенная в пп.2, была несколько видоизменена. Одноминутные значения АЕ-индекса были предварительно отфильтрованы: все вычисления проводились по отклонениям от 15-минутных средних, нормированных на стандартное отклонение, подсчитанное за тот же интервал времени.

Чтобы, по-возможности, избежать влияния изменений времени релаксации ионосферы на высоте расположения токовых струй, в качестве полярного дня выбирался узкий интервал ±2 месяца, относительно дня летнего солнцестояния. Ионосфера считалась условно неосвещенной в интервале ±0.8 месяца от дня зимнего солнцестояния.

Анализ проводился в два этапа. Первоначально изучались некоторые общие свойства спектра (для освещенной и неосвещенной ионосферы), зависимость его от уровня магнитной возмущенности, фазы солнечного цикла и т.п. Для этого было получено более 500 спектров для длин реализаций 3 – 21 сутки для существенно разных условий по уровню возмущенности, сезонам года, знаку полярности межпланетного магнитного поля, фазе солнечного цикла для 1978 – 1984 годов. Изучение этого материала позволило получить следующие выводы, использованные далее на последующем этапе обработки:

1. При всех условиях имеет место некоторое различие в структурных особенностях спектров для условий освещенной и неосвещенной ионосферы, заметное по всему изученному диапазону 2.20 – 3.70 mГц.
2. Важнейшие особенности спектров не зависят существенным образом от уровня магнитной возмущенности. Это означет, в частности, что колебания Pc 5 после усреднения по станциям (т.е. по долготе и широте) и по времени просто увеличивают дисперсию для всего исследуемого диапазона частот, что согласуется с их статистическими свойствами. Многолетняя средняя (по многим станциям для частоты Pc 5 = 3.0 mГц) возможно соответствует некоторому уменьшению числа устойчивых периодов – увеличению шума – близ полосы – 2.9 mГц.
3. Спектр не является стационарным. Если сравнить спектры, построенные при одинаковых условиях, но относящиеся к разным последовательно расположенным отрезкам АЕ-индекса, можно отметить следующие детали: некоторые, хорошо выраженные, статистически достоверные пики на одном спектре могут исчезнуть, а затем возникнуть на следующем спектре, приблизительно на том же месте или несколько смещенные. Такая ситуация замечается как на дневной, так и на ночной последовательности спектров, подобно, как для других диапазонов изученного спектра. Этот вывод был подтвержден при анализе акустических колебаний по спутниковым данным (Bruns et al. 1990).

На заключительном этапе обработки было построено около 50 спектров для участков длительностью 14 – 21 сутки с малой или умеренной возмущенностью (Ap < 25) с шагом по частоте 0.5 мкГц, что близко к оптимальному для указанной длины реализации. Для одного года строились когерентные спектры, т.е. с единым "нуль" пунктом. Поиск устойчивых периодов солнечного происхождения помимо приемов, изложенных в пп.2, проводился также путем построения разностного вторичного спектра встречаемости, вычисленного как разность спектров для дневной и ночной ионосферы. Пример таких спектров приведен на рис. 7. В качестве устойчивых периодов на этой диаграмме (день-ночь) выбирались пики, превышающие некоторый условный уровень, как это показано на рис. 7 (в).

Только периоды, выявленные во всех вариантах обработки, рассматривались как реально существующие и устойчивые. Они затабулированы в табл. 9. Ошибка в определении величины периода составляет не более ±5 мкГц. Она оценивалась на основании анализа суммарных спектров, и для большинства устойчивых периодов табл. 9 значительно меньше.

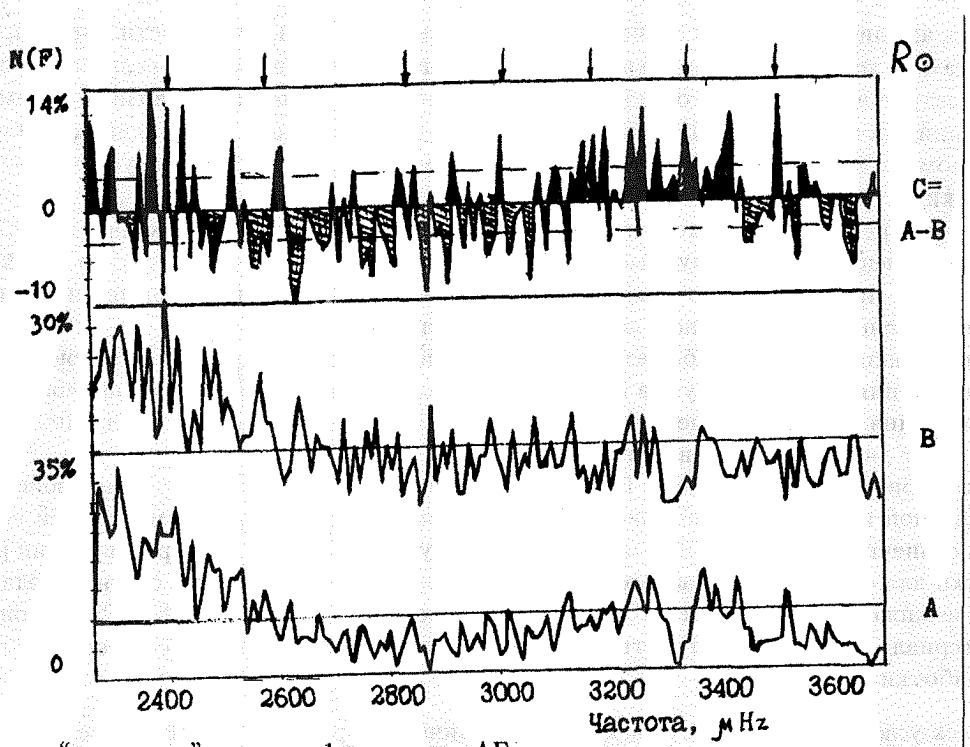


Рис. 7. Пример "вторичных" спектров 1 минутного АЕ-индекса в диапазоне акустических мод $\approx (5^5)$ для полярного дня – А, полярной ночи – В. С – разностный спектр для дневной и ночной ионосферы. Абсцисса – частоты (μH_z). Ординаты – количество выделенных периодов (%). Стрелками указаны значения частот колебаний, полученных в радиоизлучении Солнца.

Сопоставление выделенных периодов с данными оптических измерений (Duvall et al. 1988) проводилось раздельно по трем частотным полосам: 2200 – 2600 мкГц, где имеет место значительное различие между "дневными" и "ночными" спектрами; 2600 – 3100 мкГц, где указанные различия не обнаруживаются (что, возможно, обусловлено увеличением шумов в дневном спектре из-за присутствия колебаний Pc 5); 3100 – 3700 мкГц, где снова спектры освещенной и неосвещенной ионосферы различаются.

Подробное рассмотрение табл. 9 позволяет заметить следующее:

1. В АЕ-индексе в "дневном" спектре представлены выделенные устойчивые частоты, которых нет в оптических данных. Часть таких периодов имеется в "ночном" спектре. Возможно, что некоторые из этих периодов обусловлены собственными колебаниями Земли.
2. Среди солнечных осцилляций для $\ell = 0 - 5$ имеются частоты, отсутствующие в спектре АЕ-индекса.
3. Для солнечных колебаний с $\ell = 1,2,3,5$ в указанных трех поддиапазонах в пределах ± 0.5 мкГц совпадает с оптическими периодами около 30%, а для $\ell = 4$ совпадает до 70% периодов АЕ-индекса.

В общем, полученная в итоге проведенного анализа картина оказывается достаточно сложной (Bobova & Vladimirsky 1990). Нет сомнений, что акустические солнечные осцилляции присутствуют в АЕ-индексе: вероятность получить случайное совпадение 27 периодов из общего их числа в АЕ-индексе = 38, при "окне" ± 5 мкГц (определеннно преувеличенном) составляет 2 10^{-3}. Однако, для надежного отождествления гармоник необходим дополнительный, весьма трудоемкий анализ геомагнитных индексов совместно с данными о собственных колебаниях Земли. Вполне возможно, что непонятное увеличение числа совпадающих периодов для более высоких степеней ℓ по сравнению с низкими обусловлено суперпозицией солнечных и сейсмических осцилляций, чьи периоды очень

близки или даже совпадают, как это имеет место в прилегающем диапазоне, рассмотренном выше.

9 Обсуждение результатов

Результатом многолетнего изучения характеристик длинных рядов геофизических индексов AE (19 лет) и aa (115 лет) является общий частотный спектр колебаний в интервале от 4 минут до 4 лет. На рис. 8 показано условное панорамное изображение спектра, в диапазоне от 4 минут до 4 лет. Относительные значения спектральной плотности нормированы к единице для периода P = 2 года. Как видно, амплитуды вариаций систематически растут с увеличением периода, (что отмечалось многими авторами для отдельных диапазонов), приблизительно по закону фликерных шумов A $\approx 1/f$ (f – частота).

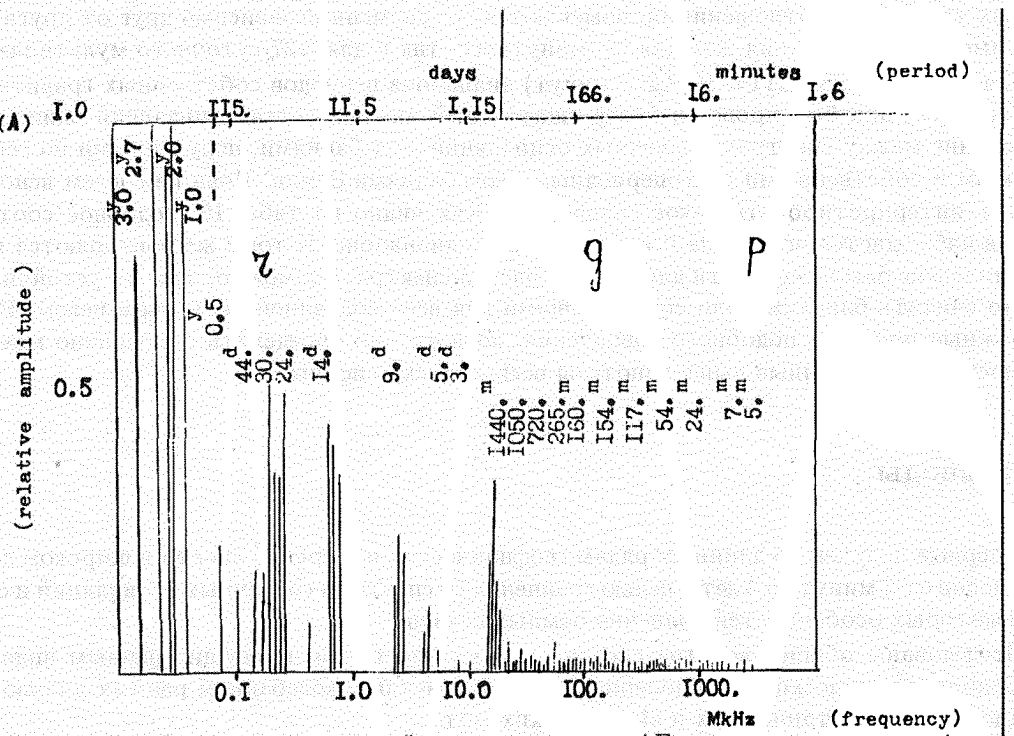


Рис. 8. Схематическое изображение спектра геофизического индекса AE, в диапазоне периодов 4 минуты – 4 года. Абсцисса – частота (МкН$_z$). Периоды указаны в годах, сутках и минутах. Ордината – относительная спектральная плотность. r, g и p отмечают расположение диапазонов разных мод солнечных пульсаций.

Весь спектр разделяется периодом ≈1 сутки на два поддиапазона: высоко- и низкочастотные колебания. В высокочастотной части спектра линии расположены близко одна к другой, отношение сигнал/шум довольно мало. Для более длинных периодов картина спектра другая: четко выделенные мультиплеты, например: ≈ 22 и 11 лет, ≈ 4.7; 3.5 и 1.9 года, обладающие наибольшей амплитудой до годичного периода. Из более коротких периодов наибольшую амплитуду имеет мультиплет 27 суток и, далее несколько кратных мультиплету ≈27 суток групп периодов - ≈ 13.5, 9, 7 суток.

В итоговой таблице 10 приведены средние значения периодов наиболее стабильных мультиплетов в диапазоне от 4 минут до 4 лет, найденных при обработке геофизических индексов AE и aa, на всем временном интервале 19 и 115 лет соответственно. В другой колонке для сравнения приведены значения периодов, полученных для солнечных данных, имеющих близкое значение, взятых из цитируемых выше работ. Видно, что около 85% периодов являются общими или близкими для всех наблюдений, там где меются данные для сравнений.

В спектре представлены периоды разных типов солнечных вариаций - долгопериодные циклические изменения солнечной активности, инерционные, гравитационные и акустические собственные глобальные колебания. Все устойчивые периоды присутствуют в спектре как некоторые семейства колебаний – мультиплеты, имеющие некоторую определенную структуру, зависящую от времени. При переходе от низкого уровня солнечной активности к высокому происходит существенное усложнение упомянутой структуры за счет появления новых гармоник. Эти динамические изменения для всего спектра происходят с одинаковой закономерностью: отдельный период (компонента мультиплетной структуры) может исчезнуть, какое-то время не наблюдается, а затем появлятся вновь, нередко в точности с тем же значением периода. В спектре имеются периоды, обладающие очень высокой стабильностью: для диапазона инерционных колебаний имеются периоды, время от времени исчезающие, но не изменяющие своей величины с точностью $\pm 0.1\,\%$ на протяжении более 100 лет. Между многими мультиплетами или их отдельными гармониками существует приблизительно целочисленные соотношения, или связь, описывающая биения. Однако, амплитуды колебаний, связанных такого рода отношениями, изменяются во- времени независимо друг от друга. Такие свойства имеют все колебания, как для $\approx$5-минутного, так и для $\approx$27 суточного мультиплетов.

Для узкой полосы (ΔT= 10 – 200 минут) диапазона периодов собственных гравитационных осцилляций Солнца был проведен более тщательный анализ, устанавливающий близость или даже совпадение между спектром солнечных осцилляций, колебаниями, полученными по геофизическим индексам и собственными долгопериодными колебаниями Земли. Пока не совсем ясно, как именно следует интерпретировать такое совпадение. Как видно из табл. 10, подобное соотношение периодов наблюдается почти для всего изученного диапазона. К тому же повторяются иногда те же динамические закономерности для разных частей спектра. Возможно, что эти устойчивые периоды можно считать близкими или совпадающими для всей солнечной системы в целом. Рассматривая возможные причины подобного совпадения, пока трудно определить однозначно механизм такой общности, предложенные выше гипотезы весьма дискуссионны.

10 Выводы

1. Впервые получен по длинным рядам геофизических измерений спектр в широком диапазоне периодов от 4 минут до 4 лет с целью сравнения со спектром солнечных осцилляций и обнаружения некоторых особенностей солнечно-земных связей.
2. Исследованы общие свойства спектра и закономерности, присущие разным видам колебаний Солнца: циклическим длиннопериодным, собственным колебаниям разных диапазонов – инерционных, гравитационных и акустических мод.
3. Показано, что почти все осцилляции не являются монохроматическими функциями, а представлены мультиплетами, состоящими из различного числа гармоник, свойства которых зависят от цикла, уровня солнечной активности, знака межпланетного магнитного поля, сезона.
4. Получены характеристики инерционных колебаний, ранее предсказанных теоретически. Показано, что соответствие наблюдаемого и рассчетного спектров увеличивается, если предположить существование нескольких семейств r-мод.
5. В диапазоне периодов 10 – 200 минут проведено тщательное сопоставление периодов, полученных в разных видах наблюдений: геофизических, сейсмических и солнечных. Делается вывод о неслучайном совпадении (или близости) спектров. Рассматриваются возможные варианты объяснения такого соответствия.
6. Приведена таблица наиболее стабильных периодов, полученных по геофизическим наблюдениям во всем анализируемом диапазоне периодов. Сравнение с имеющимися солнечными данными показало совпадение (или близость) более 85 % периодов.
7. Делается предположительный вывод о возможности распространения свойств периодов, полученных по геофизическим данным во всем частотном диапазоне, как общих для всей Солнечной системы в целом.

Благодарности. Следует отметить, что большинство работ, на основе которых написан настоящий обзор, выполнен в соавторстве с Б.М. Владимирским, (КрАО) и М.И. Пудовкиным, С.А. Зайцевой, А.М. Ляцкой, Н.Г. Савиной, К.С. Осиповым (сотрудниками ЛГУ) и В.Н. Репиным и В.К. Веретенниковой (Борок). Кроме того автор весьма признателен Б.М. Владимирскому, М.И. Пудовкину и Н.Н. Степанян за интерес к работам и ценные замечания, Д.Н. Рачковскому за подпрограмму метода наложенных эпох на языке-асемблере, а также Ю.С. Копысову, В.Г. Куклину и В.Ю. Обридко за дискуссии.

Литература

Andrianov C.A., Ipatova L.P., Jasnov L.V., 1984, Astronomical circular No.1308.
Andrianov C.A., Jasnov L.V., 1973, Izvestiya WYZ, Radiofisika No.9, **16**, 1383.
Apostolov E.M., Letfus V., 1988, Stud. Geophys. Geod. No.2, **32**, 171.
Blizard J.B., Wolff C.L., 1986, Publ. Astron. Soc. Pacific. No.609, **98**, 1100.
Bobova B.P., Vladimirsky B.M., Lajzkaj A.M., 1984, Geomagn. Aehron. No.2, p.308.
Bobova B.P., Vladimirsky B.M., Lajzkaj A.M., 1985a, Izv. Krym. astrofis. obs. **70**, 46.
Bobova V.P., Vladimirsky B.M., Pudovkin M.I., 1985b, Izv. Krym. astrofis. obs. **71**, 9.
Bobova B.P., Vladimirsky B.M., Pudovkin M.I., 1986, Izv. Krym. astrofis. obs. **74**, 121.
Bobova B.P., 1987, Izv. Krym. Asrofiz. Obs. **77**, 90.
Bobova V.P., 1989, Magnitosfernye issledovaniya No.13, p.38.
Bobova B.P., Vladimirsky B.M., Pudovkin M.I., 1990a, Magnitosfernye issledovaniya No.14, p.86.
Bobova V.P., Osipov K.S., Savina N.G., Vladimirsky B.M., Pudovkin M.I., 1990b, Geomagn. Aehron. No.30, p.492.
Bobova V.P., Vladimirsky B.M., Zaitseva S.A., Savina N.G., Pudovkin M.I., 1991, Kinematika Fiz. Nebesn. Tel. **7**, No.1, 34.
Bobova V.P., 1991, Soln.Dannye.Byull. No.3, p.103.
Bobova V.P., Vladimirsky B.M., 1991, Issledovanij po fisike Solnza, Achabad p.106.
Bobova V.P., 1993, Izv.Krym. Asrofiz. Obs. **87**, 34.
Bobova V.P., 1994, Izv. Krym.Astrofis. obs. **90**, (in press).
Bobova V.P., Vladimirsky B.M., 1994, Crimean Journal of Astrophysics No.2 (in press).
Brown T.M., Stebbins R.T., Riff H.A., 1978, Astrophys.J. No.1, part 1, **223**, 324.
Bruns A.V., Bonnet R., Delaboudinier J.P., Frohlich C., Shumko S.M., 1990, Pis'ma v A.J. No.4, **16**, 330.
Buland R., Berger J., Gilbert F., 1979, Nature No.5695, **1277**, 358.
Bumba B., Heina L., 1990, Geomagn. Aehron. No.4, **30**, p.550.
Burnashev B.I., Malanushenko B.P., Polosukhina N.S., 1986, Izv. Krim. astrofis. obs. **74**, 42.
Burnashev B.I., Burnasheva B.A., Merkulova N.I., Metic L.P., 1991, Izv.Krim.astrofis.obs. **83**, 156.
Chechel'nitsky A.M., 1986, Moskwa, Dinamika kosmicheskih apparatov i issledovanie kosmicheskogo prostranstva, Masinostroenie p.56.
Davis Neil, Sugiura M., 1966, J.Geophysical Res. **71**, 385.
Davidov A.V., Dolgich G.I., Kopvillem U.X., Zapoljsky A.M., 1987, Primenenie dlinnobasovyh lasernyh interferometrof v geofisike, Vladivostok p.43.
Demidov E.K., 1988, Okeanologia No.5, **27**, 721.
Didkovsky L.V., Kotov B.A., 1987, Izv.Krym. astrofis.obs. **76**, 119.
Din A.B., Kozin I.D., Rubinchtein B.M., Saifutdinov M.A., 1987, M., Nauka, XV Vsesousnaj konferenzia po rasprostraneniu radiovoln, A-Ata p. 217.
Donnelly R.F., Puga L.C., 1990, Solar Physics No.2, **130**, 369.
Duvall T.L.,Harvey J.W.,Libbrecht K.G.,Popp B.D.,Pomerantz M.A., 1988, Ap.J. **324**, 1158.
Emel'janov I.P., Formi kolebanii v bioritmologii, 1976, Nauka, Novosibirsk p.11.
Fisher R.,Sime D.J., 1984, Astrophys.J. **207**, No.2, Pt 1, 959.
Fraser-Smith A.S., 1972, J. Geophys. Res. No.22, **77**, 4209.
Gorkin L.B.,Kosovichev A.G., 1988, Izv. Krym. astrofis. obs. **80**, 157.

Gotlib V.U., Kagan B.A., Shkutova N.V., 1985, Dokl. Akad.Nauk.USSR No.6, **282**, 1327.
Gul'elmi A.V., 1986, Geomagn. Aehron. No.3, **26**, 467.
Hill H.A.,Goudel T.P., 1979, Monthly Not.Roy.astr.Soc. No.2, **186**, 327.
Ivanov E.V., 1983, Solar Physics **89**, 261.
Kane R.P., 1986, Proc.Indian Acad.Sei.(Earth Planet.Sci) No.1, **95**, 1.
Kotov V.A., Levitskiy L.S., 1983, Izv. Krym. astrofis. obs. **66**, 110.
Kotov V.A., Levitskiy L.S., 1984, Izv. Krym. astrofis. obs. **69**, 90.
Kotov V.A., Kuchmi S., Kononovich E.V., Rizikova N.I., Zap T.T., 1975, Izv. Krym. astrofis.obs. **73**, 23.
Kotov V.A., Lutiy B.N., 1988, Izv.Krym. astrofis.obs. **79**, 139.
Kozelov V.P., 1977, Fisicheskie osnovi prognozirovaniya magnitosfernyh vozmushenii, Leningrad, Nauka p.86.
Korchagin F.G., Chebotov S.A., 1987, Primenenie dlinnobasovyh lasernyh interferometrov v geofisike, Vladivostoc p.43.
Kuklin G.V., Obridko B.N., 1988, Soln.Dannye, Byull. No.2, p.78.
Laptuhov A.I., 1985, Soln. Dannye, Byull. No.8, p.63.
Lean J.P., Bruekner G.E., 1989, Astroph.J. **337**, 568.
Linkov E.M., Petrova L.N., Savina N.G., Janovskaj T.B., 1982, Dokladi Akademii Nauk No.2, **262**, 321.
Linkov E.M., 1970, Dokladi Akademii Nauk No.1, **195**, 82.
Mayaud K., 1972, J.Geophysic. Res. No.34, **77**, 6870.
Merkulenko V.E., Mishina M.N., 1985, Astron. and Ap. **146**, No.1, 9.
Merkulenko V.E., Mishina M.N., Jazov S.A., 1988, Astron. and Ap. No.1, **201**, 131.
Mordvinov A.V., 1990, Dissertazia, spektral'no-vremennoj analiz indeksov aktivnosti Solnza, LO IZMI-RAN, Leningrad.
Nesterov N.S., 1986, Izv. Krym. astrofis. obs. **75**, 67.
Nesterov N.S., 1989, Trudi konferenzii po radiofisicheskim issledovaniam solnechnoy sistemi, Moskwa, Nauka p.117.
Nesterov V.V., Golovin S.L., Nasonkin V.A., 1990, Izvestia Akademii Nauk, Fisika Zemli No.4, p.72.
Ogir' M.B., 1986, Izv.Krym.astrofis.obs. **74**, 92.
Parker G.D. Hausen R.T., Hausen S.F., 1982, Solar physics, No.1, **80**, 185.
Rachkovsky D.N., 1986, Izv. Krym. astrofis. obs. **74**, 25.
Rivin U.R., 1989, Zikly Zemli i Solnza, Moskwa, Nauka p.3.
Sakurai K., 1984, Space Sei. Rev. **38**, No.3/4, p.243.
Savina N.G., Makarov E.S., Lin'kov E.M., Chernobai I.P., 1988, Izvestia Akademii Nauk USSR, Fisika Zemli No.8, p.81.
Scherrer P.H., Wilcox J.M., 1983, Solar Phys. **82**, No.1, 37.
Severny A.B., Kotov B.A., Tap T.T., 1985, Izv. Krym. astrofis.obs. **81**, 3.
Shapiro R., Ward F., 1966, J.Geophys.Res. No.9, **74**, 2385.
Tavascherna K.S., Makarov B.I., Petrova L.I., 1988, Soln. dannye,Byull. No.2, p.84.
Tsvetkov L.I., Paxomova O.A., Snegirev S.D., 1989, Soln.Dannye, Byull. No.11, p.77.
Vladimirsky B.M., Bobova V.P., Repin V.N.,Veretennikova V.K., 1981, Izv. Krym. astrofis.obs. **64**, 132.
Vladimirsky B.M., Bobova V.P., Bondarenko N.M., Veretennikova V.K., 1983, Solar Physics **82**, 451.
Vladimirsky B.M., 1991, Izv. Krim. astrofis.obs. **82**, 161.
Vorontsov S.V., Zharkov V.N., 1988, M., Itogi nauki i techniki, astronomia **38**, 253.
Waldmeier M., 1961, Astr. Mitteilungen No.346, p.1.
Vernova E.S., Pochtarev V.I., Ptizina N.G., Tjasto M.I., 1986, Geomagn. Aehron. No.3, **26**, 493.
Wolff C.L.,Blizard J.B., 1986, Solar Physics No.1, **105**, 1.
Wolff C.L.,Hickey J.R., 1987, Solar Physics No.1, **109**, 1.
Wolff C.L., Hickey J.R., 1987, Science No.4796, **235**, 1631.
Zil' M.V., Mitrikas V.G., 1987, Kosmicheskie issledovanij **25**, No.2.

Таблица 1.

1966 – 1979 гг.				1967 – 1970 гг.		1971 – 1974 гг.	
(R_z)	(сутки)	AE	(сутки)	Мак.солн.акт.		Спад.солн.акт.	
T	A	T	A	T	A	T	A
		160.0	0.1				
150.0	0.6	144.7	0.3	149.0	0.3	147.0	0.1
132.0	0.7	131.2	0.2	127.0	0.4	126.0	0.1
117.8	0.1	116.0	0.3				
109.0	0.5	106.6	0.1	109.0	0.3		
		88.0	0.1	83.0	0.2		
77.0	0.4	65.5	0.1	67.0	0.1		
		58.4	0.1				
		53.0	0.2			53.0	0.1
		49.6	0.1	49.8	0.4		
		44.1	0.4	44.2	0.5	43.8	0.2
37.6	0.4	36.8	0.2	37.2	0.7	39.7	0.2
30.9	0.8	30.6	0.9			30.3	1.0
30.6	0.7	30.1	1.0	29.5	1.0		
		28.6	0.8	28.5	0.8	28.7	0.4
27.9	1.0	27.1	0.5	27.3	0.5		
26.8	0.9	26.2	0.8				
25.9	0.9	25.8	0.6			25.9	0.9
		24.7	0.7	24.4	0.9	24.7	0.7
23.8	0.7						
20.6	0.3	19.7	0.7	19.9	0.8		
18.6	0.4			17.5	0.8		
		14.2	0.4			13.9	0.4
13.5	0.2	13.5	0.4	13.7	0.4	13.3	0.5
		12.4	0.3				
				10.9	0.5		
		9.5	0.3	9.5	0.4		
		8.8	0.2	7.8	0.4	8.9	0.4
		6.7	0.2	6.6	0.4		

Таблица 2.

	Периоды в АА-индексе (сутки)				ММП	Радиоизл.
NN	1868-1982гг	1868-1902гг	1903-1942гг	1943-1982гг	Kotov, Levitsky 1984	Nesterov, 1986
1	29.995					
2	.962					
3	.852		29.88			
4	.732			29.69		
5	.596	29.60	29.58	.59		
6	.486			.47		
7	.361		.34	.38	29.36	
8	.284	.30		.29		
9	.226		.22			
10	28.922	28.94	28.97		28.90	
11	.878		.88			
12	.761		.79	28.77	.79	28.74
13	.403		.39		.41	.53
14	.328	.30				
15	.320				.21	28.23
16		.10			28.09	
17	27.950			27.96		27.99
18	.891	27.88	27.91		27.87	
19	.752	.75	.76	.76		.76
20	.525	27.53	27.50	.53		
21	.457	.44			.48	
22	.415	.42	.43		.38	.47
23	.280		.29			
24	.235		.23	.18	.20	.25
25	.112	.10	.11		.13	
26	.034		.04	.03	.03	.04
27					26.95	
28	26.853	26.82	26.87	26.84	26.86	26.85
29	.799					
30	.726	.74	.74			.72
31	.576		.53	.57		
32	.507				.40	
33	.242	.24		.23		
34	.174		.19			.16
35	.111	.12	.08	.08	.10	
36	.034					
37	25.944	25.94	25.93			
38	.854			25.88		
39	.818					
40	.760		.72			
41	.681					
42	.636		.67	.64		
43	.563		.54	.57		
44	.460			.45		
45	.317			.31	25.37	
46	.270	.26				
47	.240					
48	.190		.21	.19		
49	.134					
50	.098		.09	.09		
51	.056					
52	.021	.02	.03			

Таблица 2. (продолжение)

	Периоды в АА-индексе (сутки)				ММП	Радиоизл.
NN	1868-1982гг	1868-1902гг	1903-1942гг	1943-1982гг	Kotov, Levitsky 1984	Nesterov, 1986
53	24.980		24.97			
54	.947			24.95		24.94
55	.896	24.91	.87	.88		
56	.800			.80		
57	.760					
58	.732					
59	.708			.67		
60	.635					
61	.618	.61		.58		.62
62	.537					
63	.515	.51	.52	.52		
64	.405			.40		
65	.269	.25	.26			
66	.064		.08	.07		
Σ	64	22	33	30	17	13

Таблица 3

NN	aa (сутки)	NN	aa (сутки)
1	43.739	21	27.525
2	.200	22	.415
3	41.939	23	.112
4	37.677	24	.034
5	34.305	25	26.853
6	33.948	26	.728
7	.571	27	.774
8	.272	28	.242
9	.120	29	.111
10	32.474	30	25.944
11	31.511	31	.636
12	.094	32	.563
13	30.165	33	.190
14	29.598	34	.098
15	.368	35	.021
16	.284	36	24.980
17	28.922	37	.896
18	.761	38	.618
19	27.891	39	.515
20	.752	40	.264
		41	.064

Таблица 4.

		ν_c = 455 нГц		ν_c = 444 нГц		ν_c = 508 нГц	
m	ℓ	теория	aa	теория	aa	теория	aa
1	2	42.61	42.707	43.79	43.739	37.69	37.677
	3	33.31	33.272	34.21	34.305	29.54	29.596
	4	30.64	30.750	31.46	42.511	27.19	27.235
	5	29.45	29.486	30.24	30.119	26.15	26.174
	6	28.82	28.878	29.59	29.596	25.59	25.563
	7	.43	.403	29.19	.226	.25	.240
	8	.28	.328	28.94	28.922	.03	.021
	9	.01	-	.76	.761	24.88	24.896
	10	27.89	27.891	28.63	-	24.77	24.760
	11	.80	-	.54	-	.79	.708
	12	.72	.752	.46	-	.63	.635
	13	.67	-	.41	.403	.58	.618
	14	27.63	-	28.36	-	24.54	24.537
	15	.59	27.525	.33	28.328	.51	.515
	...	27.30	27.280	28.00	27.950	24.30	24.269

Таблица 5.

	AE			AE	
N	мин	часы	N	мин	часы
1	265.8	4.4	18	737	12.2
2	301.3	5.0	19	766.	12.6
3	330.0	5.5	20	798.	13.3
4	356.	5.9	21	856.	14.3
5	380.	6.3	22	923.	15.2
6	404.	6.7	23	957.	15.9
7	420.	7.0	24	999.	16.6
8	460.	7.6	25	1024.	17.0
9	480.	8.0	26	1050	17.5
10	507.	8.4	27	1082.	18.0
11	537.	8.9	28	1126.	18.7
12	560.	9.3	29	1176.	19.6
13	611.	10.2	30	1250.	20.8
14	632.	10.5	31	1290.	21.5
15	657.	10.9	32	1340	22.3
16	690.	11.5	33	1390	23.2
17	720.	12.0	34	1440	24.0

Таблица 6.

N	AE инд.	Геофизич.измерения		Осцилляции солнца					
			Сейсм.колеб.	Радио	Солн.	Теллур.		яркость	среднее
1	115.6		115.0	115.7	116.0	115.1	115.2		115.5
2	116.9	117.0		116.3	116.4	116.8	116.7	116.8	116.7
3	119.2			119.4	119.5	119.6		119.6	119.5
4	120.4	120.1	121.0	120.9	120.4		120.1		120.5
5				121.7	122.8	122.5	121.8	122.9	122.3
6	126.2	126.2		126.9	127.1	126.9	126.9	126.7	126.7
7	128.1	128.0	128.0	128.9		128.0			128.2
8	130.1		129.2	130.2	129.3	130.8	130.0	130.4	130.0
9	131.4		133.3		131.5		131.8	131.0	131.8
10	134.6	134.7	134.5		134.7		134.1	134.5	134.5
11	136.6	136.0	136.6	136.2		136.4	136.6	136.9	136.4
12	138.3			137.9	138.0	138.4			138.2
13				139.2	139.4			139.5	139.4
14			142.2	142.4	142.0	142.5			142.5
15	143.6			143.2	143.2	143.2			143.5
16		149.0	147.0		148.4		148.4		148.2
17	150.3			150.0	150.0	150.3			150.1
18	151.1	151.0			151.8	151.3	151.3	151.2	151.3
19				153.0	152.9	152.9	152.6	152.4	152.7
20	153.8			153.8	154.3	153,8	153.9		153.9
21	156.5	156.0		156.3	157.1	156.9		156.2	156.6
22	158.8			158.9	159.2	158.1	158.0		158.6
23	160.0		160.0	160.08	160.01	160.0	159.7	160.0	160.0
24			162.0	161.7	161.0	161.8	161.6		
25	163.4	163.0		162.9	163.8	163.8	163.1		163.3
26	166.4	166.0			166.9				166.5
27	168.7	169.0		168.0	168.3		168.6		168.5
28	170.6	170.7			170.8		170.4	170.4	170.6
29	171.6	172.1		171.2	171.2		171.5	171.7	171.5
30				174.1	173.9			174.0	174.0
31	175.4			175.5	175.6	175.0	176.1	175.3	175.5
32	177.6			177.5	178.1	178.1			177.7
33	179.9	180.5		180.1	180.2	180.0	179.5	179.3	180.0
34	183.6	183.7		183.7	183.5		184.0		183.7
35		185.8	185.2	184.9	184.7		184.0		184.9
36	188.8				188.5	188.2			188.4
37				190.3	190.0	190.7		189.7	190.1
38	192.1	192.0		192.0	192.6	192.7	192.1	191.9	192.1
39				194.7	194.3		193.4		194.1
40	196.1	196.0		196.1	196.3	195.3		195.2	195.9
41	200.1				200.0	199.8	200.6	199.6	200.0
42	204.4	205.0		204.1	204.0			204.8	204.5
$\sum$	32	20	12 =26	34	40	28	27	23	

Таблица 7.

N	АЕ-индекс		Сейсмич. изм.		Солнечн. измерения		
	День (IV-VIII)	Ночь (XII-1)	ЛГУ Linkov et. al. 1982	ТОИ Davidov et al. 1987	ИК-наблюд. $\lambda = 1.65$ Brown et al. 1987	Оптич.наб-наблюдения Ogir 1986 H_α	H_β
1	51.2	51.2	51.0	51.0			
2	52.3	52.1		52.4		52	
3	52.7	52.5	52.7	52.9			
4	53.4	53.2	53.2	53.7			
5	53.7	53.5	54.0				
6	54.5	54.5	54.3		54		54
7	55.0	55.1	55.0				
8	55.6	55.5	55.8				
9	56.5	56.6	56.9	56.9			57
10	57.6	57.4	58.2	57.5		58	
11	59.5	58.9	59.3	59.5			
12	61.4	61.5	61.0	60.6			62
13	63.1	63.6	62.8	63.7	63		
14	65.4	66.0	65.4	65.4	66		
15	68.0	68.4	68.3	69.2			
16	71.4	71.3	71.4	71.5			70
17	72.7	72.5	73.0	72.5		73	
18	75.4	75.4	74.8	75.8			
19	77.6	77.2	77.5	77.0		77	78
20	78.7	79.0	79.0	78.0			
21	80.0			80.3			
22	81.3	80.6	80.8	80.9			
23	82.7	82.1		82.8		82	
24	85.6	85.8	85.0	84.0		86	85
25	88.9	88.7	89.0	88.5		88	
26	89.7	89.2		90.0			
27	92.4	92.4		91.2	93	92	91
28	94.0	94.4	94.0				
29	98.5	98.6	98.0	99.8			
30	101.3	101.2	101.0		101		
31	102.7	102.4					
32	103.5	103.4	103.7	104.5			
33	105.6	106.3		107.8	106		
34	108.6	108.8	108.8	109.8			109
35	111.7	111.8	111.8	111.5			113
Σ	35	34	28	28	6	8	9
Σ	= 35		= 34			= 14	

Таблица 8.

	AE	сейсмич.	Пол.сияния	Солнечные измерения			
N	индекс	измерен. Ness et al. 1964	Roldugin, 1967	изм.диам.	ИК-изм.	Опт.набл. H_α	H_β
1	12.7	12.3		12.1			
2	13.6	13.5		13.3			
3	15.4	15.5		15.1			
4	16.2	16.0	16				
5	17.7	17.6		17.0	17		
6	20.1	19.6	20	19.5		19	
7	21.8	21.8	22	21.0		22	21
8	24.8	24.5	24	24.8	25	23	23
9	25.4	25.8	26				
10	27.0	27.5		27.5		27	27
11	28.8	28.6		28.7	28	28	28
12	30.0	31.0		30.9	30	29	31
13	34.0	34.0	33	32.1	32	32	33
14	35.6	35.7	36	36.0			
15	37.1	36.6			37	37	
16	39.4			39.0	38		
17	41.0	41.0		40.3		42	42
18	43.4	43.6	44	44.7	44		
19	46.0	46.2	46	45.5		46	
20	50.3	50.2				50	50
Σ	20	19	9	16	8	11	8

Таблица 9.

	AE-индекс 1978-84 гг	Осцилляции Солнца				AE-индекс 1978-84 гг	Осцилляции Солнца		
N	частоты (mkNz)	ℓ	m	частота (mkNz)	N	частоты (mkNz)	ℓ	m	частота (mkNz)
1	2231.8	15	0	2229	20	2864.5	18	4	2864
2	74.1	14	3	75	21	2971.0	–	–	
3	86.0	–	–		22	3032.5	21	2	3034
4	99.0	15	1	92	23	83.7	20	1	84
5	2327.2	14	4	2324	24	3101.8	21	1	3099
6	48.3	15	2	52	25	29.2	–	–	
7	63.3	16	0	63	26	54.9	21	2	3160
8	85.5	–			27	3223.0	–	–	
9	2409.2	15	3	2409	28	66.9	21	4	3271
10	59.8	15	4	57	29	81.8	–		
11	87.6	16	2	87	30	3379.2	23	1	3369
12	2404.0	15	5	2505	31	93.6	–		
13	44.8	16	3	42	32	3403.9	22	4	3409
14	79.9	–	–		33	44.7	24	0	40
15	97.0	16	4	2591	34	64.8	22	5	62
16	–	16	5	2640	35	3543.8	23	4	3544
17	2684.5	–			36	89.0	–		
18	2709.9	–	–		37	3637.9	26	1	3640
19	56.3	18	2	2755	38	79.4	24	4	82
Σ		37		27	Σ		37		27

Таблица 10.

(4 года – 1 сутки)			(1400-100 мин)			(99-4 мин.)		
N	ГФ	Солн.	N	ГФ	Солн.	N	ГФ	Солн.
1	1285	1320	29	1390	–	55	92.4	92.0
2	980	980	30	1250	–	56	85.6	86.0
3	700	693	31	1125	–	57	80.0	82.0
4	520	512	32	1050	–	58	77.6	77.0
5	470	431	33	957	–	59	71.4	70.0
6	370	356	34	856	–	60	65.4	66.0
7	275	273	35	755	–	61	61.4	62.0
8	240	241	36	720	730	62	56.5	57.0
9	200	216	37	655	618	63	54.5	54.0
10	183	186	38	537	–	64	52.3	52.0
11	153	155	39	480	–	65	43.4	44.0
12	126	128	40	420	–	66	37.1	37.0
13	118	117	41	404	404	67	34.0	33.0
14	89	87	42	302	298	68	28.8	28.7
15	75	76	43	266	264	69	24.8	25.0
16	66	64	44	237	236	70	17.7	17.0
17	53	53	45	225	223	71	12.3	12.1
18	43	44	46	196	195	72	7.3	7.3
19	37	37	47	171	171	73	6.9	6.9
20	34	34	48	260	160	74	6,2	6.3
21	31–24	31–24	49	154	154	75	5,5	5.5
22	19	19	50	137	137	76	5.3	5.3
23	13–14	13–14	51	126	127	77	5.1	5.1
24	9	9	52	117	117	78	4.9	4.9
25	7	7	53	111	111	79	4.7	4.7
26	5	5	54	101	101			
27	3	3						
28	1	1						

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91,193–201(1994)

Эффекты геомагнитной активности в биологических явлениях и физико-химических процессах по наблюдениям в лабораторных условиях

Б.М.Владимирский

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 29 января 1992

Аннотация. Расширенный текст доклада (Invited Paper) на сессии 5.11 20-й генеральной Ассамблеи Международного Союза геодезии и геофизики (International Union of Geodesy and Geophysics), Вена (Австрия), 11–24 августа 1991 г.

THE EFFECTS OF GEOMAGNETIC ACTIVITY IN BIOLOGIC PHENOMENA AND PHYSIC-CHEMICAL PROCESSES AS OBSERVED IN THE LABORATORIES, *by B.M. Vladimirsky.* Short review of the most inportant soviet results of the investigations of geomagnetic activity effects on biological and physic-chemical phenomena. The main topics are following:

1. The presence of well known geophysical periods in some organisms (biological rhythms, including 7 d, 9 d, 12.5 d, etc..)
2. The correlations of some biological indexes and water solution's parameters with sector structure of IMF.
3. Cosmophysical origin of "macroscopic fluctuations".
4. The influence of magnetic disturbances (the variations of solar activity) upon precise measurements.

All these correlations might be interpreted as the influence upon the systems of variations in the electromagnetic backgroud fields of VLF–ELF range. Such variations is important enveronment factor which be taken into account in modern ecology.

Ключевые слова: солнечно-земные связи

1 Введение

Воздействие магнитной активности (солнечной активности) на биологические явления – возможно одна из первых междисциплинарных проблем в истории современной науки. Вплоть до последнего времени научное сообщество не проявляло к ней заметного интереса, может быть, по той причине, что по своей сути эта проблема совпадает с древнейшей в истории культуры мифологемой о влиянии Космоса на все Сущее.

Однако за последние полвека в рамках целого ряда специальных дисциплин были получены убедительные данные о реальности связи "магнитная возмущенность – биологические процессы". Многие из подобных результатов удовлетворяют самым строгим требованиям, предъявляемым ныне к научным утверждениям. Широко распространенный скептицизм по отношению к названной проблеме в настоящее время зиждется в основном на простой неосведомленности.

Настоящий обзор посвящен лишь некоторым аспектам названной проблемы. Поэтому, в том, что касается реальности связи "магнитная активность (солнечная активность) – биосфера" мы ограничимся двумя примерами (в качестве подробной сводки данных с соответствующей библиографией, см. Сидякин и др. 1985).

1) В.Б. Чернышев (МГУ) обнаружил высокозначимую корреляцию между активностью некоторых насекомых и уровнем геомагнитной возмущенности (Чернышев 1989). Конкретно, было найдено, что число ночных насекомых, попадающих в световую ловушку с кварцевой лампой, пропорционально индексу К. При этом, если учесть изменения от ночи к ночи температуры, то коэффициент корреляции для некоторых видов достигает +0.9 ±0.1. Реальность этой связи была подтверждена специальным лабораторным экспериментом, а в полевых условиях –многими независимыми авторами. В энтомологии имеются и другие количественные наблюдения, не оставляющие сомнений в том, что в данном случае мы имеем дело с реальной каузальной связью.

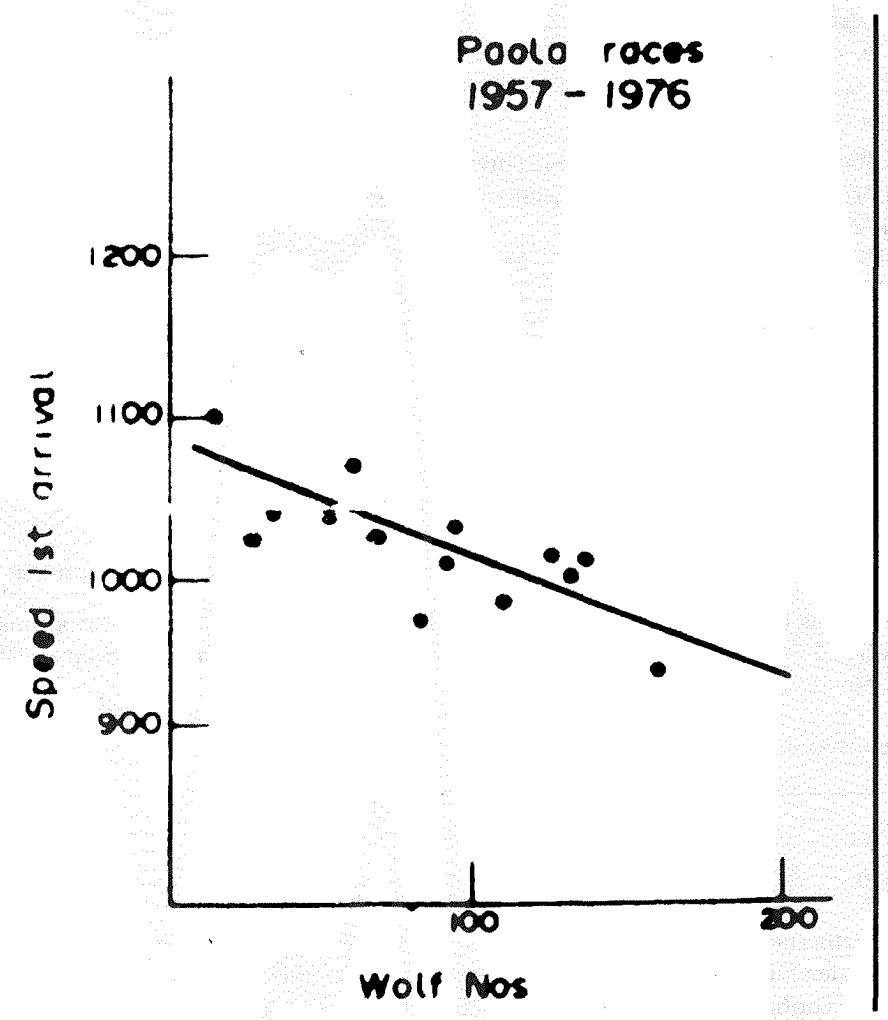


Рис. 1. По вертикальной оси – средняя скорость полета первого из данной партии голубя (м/мин) при возвращении из некоторого пункта на родную голубятню. По горизонтальной оси – числа Вольфа в день проведения опыта. Коэффициент корреляции – 0.78 (Schreiber & Rossi 1978)

2) Общеизвестно, что навигационный аппарат некоторых видов птиц устроен весьма сложно и является предметом длительных исследований нескольких независимых групп орнитологов. В про-

цессе этих исследований было найдено, что навигационные способности птиц существенно ухудшаются с возрастанием индексов магнитной возмущенности (солнечной активности). Эффект был отмечен еще в начале века. На рис. 1, который заимствован из статьи Schreiber & Rossi 1978, показана связь с числами Вольфа скорости возвращения одной из пород голубей из некоторого пункта, куда они были отвезены, на родную голубятню. Однотипные результаты известны сейчас для нескольких видов. Выяснено, что воздействие геомагнитных возмущений на систему ориентации –навигации имеет место и в энтомологии (пчелы) и, видимо, для организма человека (число аварий на различных видах транспорта, согласно статистике, увеличивается с ростом Kp).

В этих и других многочисленных примерах все выглядит так, как будто одновременно с повышением уровня магнитной возмущенности (солнечной активности) в среде обитания изменяются параметры какого-то физического агента, воздействующего на физиологические показатели (и поведение) организма. В настоящее время физическая природа этого агента выяснена. Как показывают многочисленные лабораторные эксперименты, непосредственно действующим фактором в большинстве случаев являются амплитудно-спектральные вариации фоновых электромагнитных полей (ЭМП) диапазона низких и сверхнизких частот. Подобные вариации связаны, естественно, не только с изменениями магнитной (солнечной) активности, но и со многими геофизическими процессами – изменениями погоды, сейсмической возмущенностью и т.п. Имеются убедительные данные, показывающие, что многие организмы воспринимают эти вариации и, вероятно, используют их в поддержании информационного контакта с внешней средой (Темурьяни и др. 1991). Воздействие очень слабых низкочастотных ЭМП на организмы – факт надежно установленный лабораторными экспериментами. Однако, физический механизм такого воздействия представляет особую проблему (см. об этом ниже).

В некоторых ситуациях, когда реакция биологических систем на изменения геомагнитных (гелиофизических) индексов оказывается более "медленной" – несколько суток и более, непосредственно действующими агентами могут одновременно выступать и другие физические факторы. К их числу можно отнести возмущения в акустических шумах экстремально низких частот (инфразвук), возрастание концентрации атмосферного радона, увеличение интенсивности приземного ультрафиолетового излучения близ 290 нМ (связанного с динамикой озоносферы), вариации напряженности квазистатического электрического поля атмосферы. Все перечисленные параметры для данного пункта существенно варьируют при изменениях уровня геомагнитной возмущенности.

2 Космические периоды и биологические ритмы

С описанной выше теоретической схемой хорошо согласуется тот факт, что все важнейшие космофизические периоды, найденные в вариациях геомагнитных индексов, имеют своих аналогов в изменениях биологических показателей организмов (биологические ритмы). Соответствующие данные для диапазона периодов 4–30 суток сведены в табл. 1 (данные взяты из сводки Владимирский и др. 1994, где приведена подробная библиография).

Можно обратить внимание на то, что данные табл. 1 относятся к очень разным биологическим показателям – от синтетической активности бактерий до психиатрической заболеваемости. Для некоторых циклических вариаций установлено, что они происходят синхронно на больших территориях и сопряжены по фазе с изменениями магнитной активности. Точность нахождения периодов при анализе временных рядов табл. 1 составляет ±10 %. Нетрудно показать, что вероятность появления наблюдаемого соответствия случайно не превышает 10^{-4}.

Аналогичное соответствие может быть прослежено и для других диапазонов периодов. В многолетней статистике заболеваемости инфекционными заболеваниями найдены все основные гармоники солнечной цикличности – периоды 2 года, 5 лет, 10 лет и т.д. В длительных измерениях вариаций роста синхронной культуры дрожжей C.Utilis (Кузнецов & Орешников 1993) найден набор периодов, очень близкий к устойчивым периодам, обнаруженным в AE–индексе и совпадающим, в свою очередь, с периодами гравитационных осцилляций Солнца (минуты, Бобова и др. 1991): 143.3, 160.01 (не совпадает с 9-й гармоникой суток); 174.0, 183.7 и т.д.

Таблица 1.

периоды вариаций индексов магнитной активности Ар, АЕ (сутки)	ежесуточное поступление больных в клинику (шизофриния) (В. Самохвалов, 1989)	активность амилазы в крови человека (Э. Чирикова и др. 1990)	концентрация кальция в крови мыши (М. Авраменко и др. 1988)	биосинтетическая активность дрожжевых культур (А. Кузнецов 1990)
4.0	4.0	4.0	—	—
5.4	5.1	—	—	—
5.8	—	—	5.7	—
6.8	6.4	6.4	—	6.8
7.2	7.0*	—	—	—
9.3	9.0	9.6	10.7	9.1
12.5	12.4	—	—	12.0
13.5	—	14.5	13.5	—
16.5	16.3	—	—	16.0
18.7	—	20.3	20.4	19.0
27.2	28.3	28.9	27.0	—
30.5	—	—	—	29.0

* возможно, календаная неделя

Согласно современным представлениям биоритмологии, большинство упомянутых биоритмов имеют эндогенную природу – являются автоколебаниями. Совпадение со спектром космофизических периодов возникает в этом случае в следствие синхронизации. Синхронизирующим сигналом во внешней среде являются, видимо, те же вариации параметров фоновых низкочастотных электромагнитных полей. В случае наблюдений коротких периодов – как в показателях роста дрожжевой культуры, их происхождение должно быть экзогенным, когда биосистема пассивно реагирует на изменение в среде обитания (эта ситуация также хорошо известна в биоритмологии).

3 Изменения биологических показателей и параметров физико-химическим систем, сопряженных с секторной структурой межпланетного магнитного поля

Одно из явлений, ответственных за околонедельную (околодвухнедельную) цикличность биологических показателей, хорошо известно – это прохождение границы сектора межпланетного магнитного поля (ММП). В настоящее время найдено уже около десятка различных показателей, меняющихся при смене знака ММП. В частности, это данные клинических наблюдений – обострение туберкулеза, сердечно-сосудистых и нервных заболеваний. К знаку ММП чувствительны некоторые бактерии. Биологические показатели, изменяющиеся при смене знака ММП, столь разнообразны, что можно ожидать аналогичных эффектов для их физико-химической подосновы.

Действительно, прохождение секторной границы хорошо заметно для одного из тестов Пиккарди (модификация F). Для поиска этого эффекта были использованы наблюдения самого Д. Пиккарди (Флоренция 1952–67 г.г.). Даты смены знака ММП были взяты из каталогов Свалгарда и Мансурова (409 случаев прохождения границ). Для контроля использовался список секторных границ, найденных в прямых измерениях (детали анализа и библиографию, см. Владимирский 1989). Из графика наложения эпох (рис. 2) видно, что скорость реакции осаждения оксихлорида висмута систематически ниже в секторах отрицательной полярности (результат значим на уровне $3 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ соответственно для основного и контрольного списка границ). Аналогичный эффект для независимого массива наблюдений (Томск, 1968, 1970–71 г.г.) был найден для модифицированного

теста F (Опалинская & Агулова 1984).

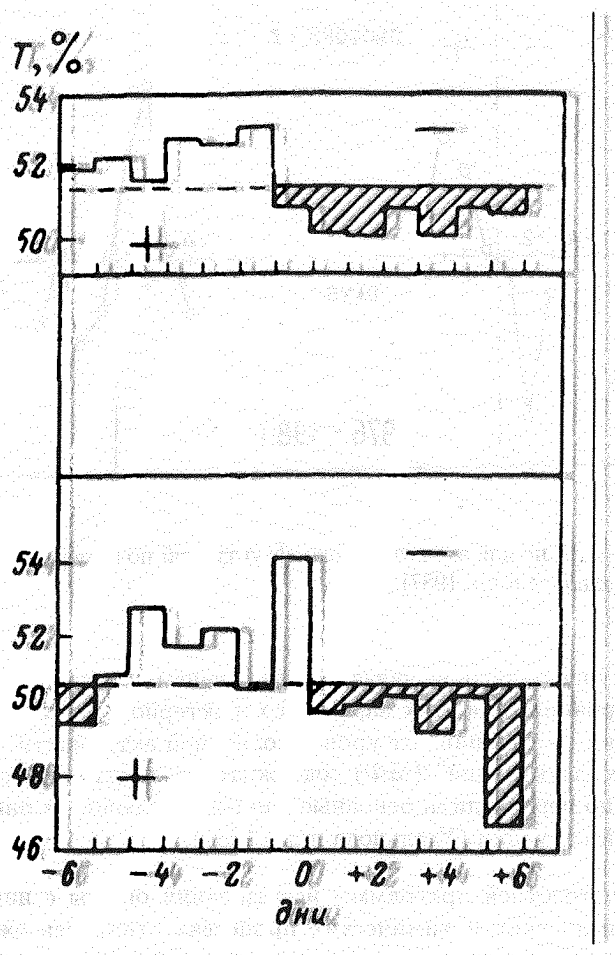


Рис. 2. Изменение показателя теста *F*. Пиккарди (T, %) относительно дня прохождения границы сектора межпланетного магнитного поля. Наложение эпох. Верхний график – знаки межпланетного магнитного поля определены по геофизическим данным, нижний – по прямым измерениям. Различие показателей тестов реакции для дней разной полярности значимо на уровне соответственно $3 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ (Владимирский 1989).

Электромагнитная природа эффекта в данном случае проявляется с полной ясностью. С одной стороны, известно, что спектр ЭМП на низких и сверхнизких частотах существенно различаются по обе стороны границы: для положительной полярности ММП интенсивность близ 2 кГц выше, а амплитуда микропульсаций Pc3 – ниже, чем для отрицательной. С другой стороны, вариации показателей теста в специальных экспериментах резко снижаются при глубоком электромагнитном экранировании, а воздействие слабыми (50 гамм, 0.2 В/м) искусственными полями очень низких частот (0.1 Гц) достоверно влияет на скорость реакции (Опалинская & Агулова 1984).

4 Космическая обусловленность явления "макроскопических флуктуаций"

На рис. 3 показан тот же эффект границ секторов ММП, но для нормированных среднеквадратичных отклонений скорости химической реакции в водном растворе. Как показано многолетними исследованиями, проведенными в Институте Биофизики АН СССР, упомянутое среднеквадратичное

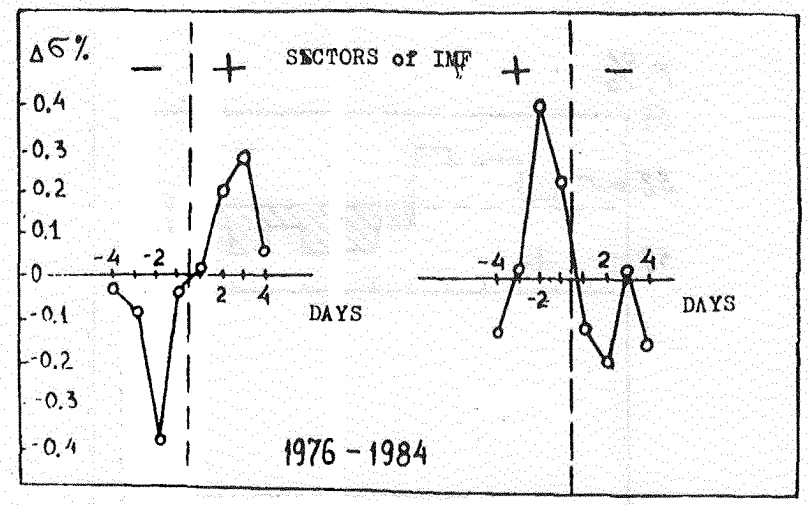


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для амплитуд микрофлуктуаций по измерениям, проведенным в Институте биофизики АН СССР (Удальцова и др. 1987).

отклонение в данном случае отнюдь не является отражением погрешностей измерений, но представляет собой особые вариации. Для этих вариаций характерно наличие дискретных "состояний" и зависимость набора этих "состояний" от уровня солнечной активности. Подробное описание явления "макроскопических флуктуаций" (МФ) содержится, в частности, в обзорной работе Шноля (1985). Здесь же уместно перечислить основные данные, касающиеся зависимости макрофлуктуаций от гелиофизической ситуации (Улальцова и др. 1987):

1. При реализации многолетней программы исследований опыты с измерениями амплитуд МФ в различных биохимических и химических процессах ставились ежедневно. При усреднении всех измеренных величин во всех опытах за год можно было получить среднегодовые значения амплитуд. В сопоставлении со сглаженными числами Вольфа среднегодовые амплитуды МФ показаны на рис. 4 (для некоторых точек указаны 95 % доверительные интервалы; сглаженная кривая – аппроксимация полиномами по методу наименьших квадратов). Как видно в годы минимума активности дисперсия в скоростях химических реакций значительно возрастает.
2. Во временных изменения амплитуд МФ присутствуют, видимо, некоторые другие квазипериоды – такие как двухлетний цикл. Из периодов табл. 1 – представлены 19 дней, 30 дней. Имеется также суточная вариация. Сезонные изменения ежедневных значений амплитуды МФ на средних широтах происходят синхронно с вариациями критических частот F_2 ионосферы.
3. В опытах, проводимых одновременно в широко разнесенных (сотни км) пунктах, вариации амплитуд МФ в шкале минут-часов происходят синхронно.

В настоящее время известно, что вариации по типу МФ имеют место во многих явлениях (электрофоретическая подвижность органических частиц, время T_2 спин-спиновой релаксации воды, параметры колебаний автоколебательной химической реакции и т.п.). Вполне вероятно, что в тех случаях, когда какое-либо физико-химическое явление вообще обнаруживает связь с солнечной активностью, соответствующие вариации протекают с теми же закономерностями. Перечень таких явлений представлен в табл. 2. Относительно некоторых из них известно, что они весьма чувствительны к ЭМП, так что обнаруженные эффекты солнечной активности, несомненно, опосредованы вариациями именно ЭМП. Естественно, возникает мысль, что и МФ тесно связаны с вариациями электромагнитного фона, которые вообще оказывают влияние на физико-химическую кинетику.

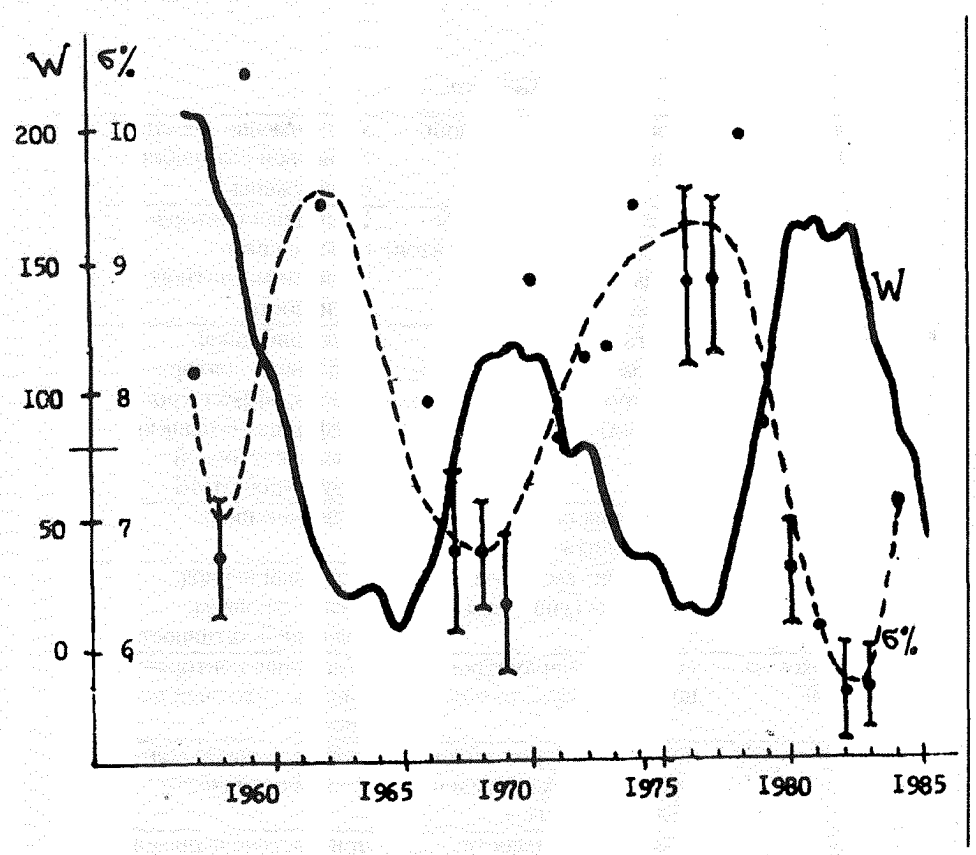


Рис. 4. Вариации амплитуд макрофлуктаций в химических реакциях (δ %, годовые средние) в сопоставлении с числами Вольфа (W). Ошибка, указанная около нескольких точек – 95 % доверительные интервалы, штриховая линия – аппроксимация для всех точек по методу наименьших квадратов (Удальцова и др. 1987).

Дополнительным основанием для такого радикального предположения могут служить лабораторные эксперименты (Семихина и др. 1988; Киселев 1988).

Оказывается при достаточно длительном (6 час) воздействии модулированного геомагнитного поля на воду (или окись дейтерия) для некоторых дискретных частот модуляции (0.04, 4.4 Гц и др.) наблюдаются существенные изменения ряда ее параметров (например, тангенса угла диэлектрических потерь). Закономерности, найденные в упомянутых экспериментах, свидетельсвуют о том, что воздействие внешних слабых ЭМП реализуется через спиновую подсистему воды, т.е. весь рассматриваемый круг явлений относится к эффектам типа естественного ядерного магнитного резонанса.

5 Гелофизическая возмущенность и точные измерения в физике и астрофизике

Если гипотеза о влиянии вариаций фоновых низкочастотных электромагнитных полей на физико-химическую кинетику справедлива, то можно ожидать появления вариаций, сопряженных о геомагнитной возмущенностью (солнечной активностью) во многих точных измерениях. Подобные эффекты легче всего заметить, если они приводят к парадоксам, либо каким-нибудь абсурдным последствиям. В литературе нетрудно найти примеры такого рода аномальных вариаций, относимых нередко к "изменениям" мировых констант. В табл. 3 собрано несколько замечательных случаев. Ниже следует краткий комментарий к каждому из них.

Таблица 2.

автор, годы	физический, химический процесс, явление	какие именно эфекты солнечной активности обнаружены
Г. Бортельс 1949–56	кристаллизация, (морфология кристаллов фосфатов) время сохранения переохлажденной воды	27-дневная повторяемость; связь с уровнем магнитной активности
Дж. Пиккарди 1951–71	кристаллизация, полимеризация, изменения параметров воды (тестовые реакции)	11-летний цикл; 27-дневная повторяемость; эффект хромосферных вспышек; связь с секторной структурой ММП
Д. Барбер 1962	изменения параметров электролита	11-летний цикл
В. Соколовский 1982–89	изменение скоростей окисления (унитиоловый тест)	суточный период; связь с уровнем солнечной активности
А. Пархомов 1983–89	изменения параметров шумов в полупроводниках	27-дневная повторяемость, суточный период
Дж. Эйхмейер 1989	изменение скоростей диффузии ионов металлов в желатиновом геле	связь с уровнем солнечной активности
В. Жвирлбис 1991	изменения плотности, вязкости воды, изменения работы выхода фотоэлектронов, параметров шумов в полупроводниках в устройствах типа "Кольцара" Лазарева	присутствие периодов вариаций солнечной активности; нетривиальный суточный эффект; связь с секторной структурой ММП

1. "Малые вспышки" в солнечных космических лучах на протяжении десятилетий были предметом дискуссий. По некоторым своим свойствам (длительность, аномально жесткий спектр) они плохо "вписывались" в гелиофизику. Весьма противоречивыми оказались даже данные по среднестатистической амплитуде возрастания (0.2 % в нуклонной компоненте). Недавно выяснилось (Белов и др. 1989), что "малые вспышки" являются фиктивными возрастаниями интенсивности – в соответствующие интервалы времени возрастает дисперсия и не имеет места гауссово распределение! Аномалия зависит от амплитуды рентгеновского всплеска вспышки (т.е. мощности ионосферного возмущения), расположения события относительно местного полудня и сезона. Таким образом, степень выраженности аномалии пропорциональна масштабу электромагнитного возмущения, известного как "внезапное усиление атмосфериков". Без специальных экспериментов трудно, конечно, назвать конкретное физическое явление, приводящее в условиях возмущения к флуктуациям в пороге регистрации установки.

2. На протяжении 15 лет феноменологически очень сходная аномалия наблюдается при регистрации вариаций галактических космических лучей на установке "Ковер" Баксанской нейтринной обсерватории. Эти, так называемые, "микровариации" (Алексеенко и др. 1984), представляют собой изменения интенсивности (разного знака) с характерной амплитудой 1 % и длительностью 10–20 мин. Их особенностью является тесная связь с электрическим полем атмосферы (прохождение над установкой дождевых облаков, грозы) и сильная сезонная зависимость (не наблюдаются зимой).

Таблица 3.

эксперимент, явление	сущность парадокса	возможное объяснение
малые "вспышки" космических лучей в нейтронных мониторах	амплитуда эффекта зависит от местного времени; непуассоновое распределение результатов	воздействие электромагнитного возмущения, связанного с ионосферным возмущением, на порог регистрации
"микровариации" космических лучей в сцинтиляционном детекторе "Ковер" (Баксан)	вариации интенсивности коррелирует с элетрическим полем атмосферы; необходимость постулировать разность потенциалов атмосферы до 10 млн. вольт	воздействие электромагнитных возмущений атмосферного происхождения на квантовый выход сцинтилятора
"всплеск" интенсивности нейтрино от Сверхновой 1987А	вариации данной амплитуды не обнаруживаются на другой установке (КАМИОКАНДЕ-2); распределение результатов непуассоново ("квантование)	воздействие вариаций низкочастотного электромагнитного фона на стабильность клатратных структур перхлорэтилена; вариации эффективности извлечения атомов аргона
присутствие периодов солнечной активности в параметрах крутильного маятника	периоды 2–4 часа, около 7 суток, около 27 суток обнаруживаются в условиях акустической изоляции маятника; возмущения параметров колебаний маятника коррелирует с электромагнитными возмущениями	воздействие вариаций низкочастотного электромагнитного фона на коэффициент упругости нити подвеса маятника

Было показано, что микровариации не могут быть обусловлены обычными изменениями температуры и давления. Предложенная авторами гипотеза о прямом влиянии атмосферного электрического поля на интенсивность (в основном – мюоны) не может быть принята: для дополнительного ускорения (замедления) частиц требуются разности потенциалов, которые в естественных условиях не реализуются. В контексте данного изложения гораздо более правдоподобной кажется гипотеза о воздействии электромагнитных полей атмосферного происхождения на параметры самой установки. В этом случае "микровариации" не являются реальными изменениями интенсивности, но аномалией, сходной с эффектом "малых вспышек" и вызываемой электромагнитным возмущением, но не солнечного, а атмосферного происхождения. Если возмущение внешних электромагнитных полей вообще влияет на макроскопические свойства растворов, вполне допустима мысль об изменениях под влиянием этого возмущения квантового выхода жидкого сцинтиллятора. В одном из экспериментов (Семихина и др. 1988) было же обнаружено изменение флуоресценции водного раствора родамина после воздействия переменного магнитного поля (частота 156 Гц, амплитуда 10 А/М, экспозиция 2 часа). Фиктивные изменения интенсивности могут быть обусловлены, конечно, не только кооперативным изменением светового выхода сцинтиллятора. Вариации спектра локального электромагнитного фона близ установки могут, в принципе, воздействовать на параметры фотоэлектронов, покидающих сложную многослойную структуру фотокатода фотоумножителя (работа выхода, энергетический спектр фотоэлектродов). Проверка этих возможностей (не являю-

щихся взаимоисключающими) должна быть проведена, конечно, в специальных экспериментах.

3. Вероятно, самая масштабная коллекция парадаксов, противоречий и несуразностей возникла в наше время в связи с измерением потока солнечных нейтрино. В самом деле, результат длительных измерений с использованием широко известного хлорного детектора выглядит следующим удивительным образом: только в нескольких отдельных сеансах наблюдаемая интенсивность нейтрино соответствует предсказанной для Стандартной Солнечной Модели (SSM). В большинстве случаев она много ниже этого уровня, нередко поток практически равен нулю. Вариации сопряжены с изменением солнечной активности (антикорреляция с числами Вольфа), причем рассматриваемый ряд содержит все основные гармоники солнечной цикличности, а также характерные сезонные вариации с максимумами в эпохе равноденствий, знакомые всем специалистам по геомагнетизму. Указанные вариации ясно выражены только с 1979 г. Само существование этих вариаций самым кардинальным образом противоречит, конечно, устоявшимся астрофизическим представлениям. Но в некоторых пунктах противоречие делается сообенно острым: например, упомянутый сезонный эффект указывает, как будто, на то, что эмиссия нейтрино Солнцем не вполне изотропна! Далее, отмеченные выше максимумы интенсивности нейтрино (когда поток соответствует SSM) совпадают во времени с появлением мощных хромосферных вспышек. Чтобы последовательно провести эту идею о связи "всплесков интенсивности нейтрино" со вспышками необходимо вновь допустить, что эмиссия нейтрино от вспышек является анизотропной: согласно Стожкову & Струминскому (1990), во время мощных вспышек..." происходит образование канала, обеспечивающего свободный выход нейтрино из ядра Солнца"(!). Для объяснения же рассматриваемого эффекта в рамках традиционных моделей хромосферной вспышки не хватает по интенсивности четыре порядка. И на двух других установках (Баксан, KAMIOKANDE-II) эффекта вспышек нет (включая некоторые из зарегистрированных хлорным детектором. Самое же главное на установке KAMIOKANDE-II, как теперь выяснилось, вообще на протяжении трех лет не наблюдается каких-либо вариаций. Для объяснения этого несоответствия в рамках обсуждаемой "гибридной модели" – двух "полутеорий", построенных специально для описания связи солнечная активность – вариации интенсивности нейтрино, можно, разумеется, построить еще одну гипотезу ad hoc. Но много проще допустить, что вариации интенсивности в хлорном детекторе – фиктивны и возникают в самом приборе в результате изменений в эффективности регистрации.

Удивительно мало число публикаций, касающихся самого сложного и малоизученного этапа измерений с хлорным детектором – извлечения малого числа атомов Ar из вещества мишени – большой массы перхлорэтилена. Предполагалось, что контроль эффективности извлечения образовавшегося радиоактивного аргона с помощью измерения числа вводимого в мишень стабильного Ar является вполне надежным. Однако, регистрируемый изотоп Ar появляется в мишени в виде "горячего" иона. Его взаимодействие с веществом совсем иное, нежели нейтрального атома Ar. Это различие делает упомянутый контроль некорректным. В настоящее время предложено по меньшей мере три механизма возможного удержания образовавшегося под действием нейтрино Ar в веществе мишени, препятствующих попаданию продукта реакции в счетную систему. Джакобс (1975) полагал, что Ar может захватываться в особую молекулярную ловушку, возникающую в перхлорэтилене вследствие полимеризации. Васильев & Калиниченко (1985) отметили возможную роль "микропузырьков", возникающих при образовании Ar (при всплывании микропузырьки переносят образовавшийся ион на стенку емкости, где он какое-то время может удерживаться). Владимирский & Кисловский (1990) указали на возможность захвата продукта реакции в квазикристаллические газогидратные структуры с образованием метастабильных молекулярных комплексов. Для всех трех механизмов эффективность захвата и последующего удержания Ar должна существенно зависеть от состояния жидкости. Из предыдущих разделов этого обзора следует,что на макроскопические свойства жидкостей оказывают заметное влияние спектральный состав и уровень напряженности внешних электромагнитных полей (в том числе – очень низких частот, свободно проникающих на глубины, где располагается емкость с перхлорэтиленом). При вариациях электромагнитного фона, следовательно, возможны изменения в эффективности извлечения Ar. Таким образом, естественно возникает картина фиктивных "вариаций" интенсивности нейтрино при их, на самом деле, постоянном потоке. Известен аналог такой ситуации: при многолетних наблюдениях над выходом продукта

радиолиза очищеной воды стабильным источником гамма-излучения было найдено, что выход газов достоверно коррелировал с числами Вольфа ($r = 0.52$, $P < 10^{-2}$).

Строгая проверка описанных выше возможностей истолкования измерений с хлорным детектором возможна, конечно, в специальных экспериментах. Здесь уместно, однако, перечислить некоторые косвенные аргументы в их пользу:

1) из анализа данных измерений с хлорным детектором следует, что интенсивность потока нейтрино "зависит" от преобладающего знака ММП в последние 10 суток экспозиции (как на рис. 2,3; Владимирский & Кисловский 1990);

2) зарегистрированный поток нейтрино "пропорционален" амплитуде МФ, зафиксированной в это же время (на рис. 5 сглаженные "вариации" потока нейтрино сопоставляются с изменениями среднегодовых амплитуд МФ, показанных на рис. 4). Естественно, что чем выше разброс в скоростях химических реакций,тем меньше вероятности удержания Ar в веществе мишени (и "выше" измеренный поток);

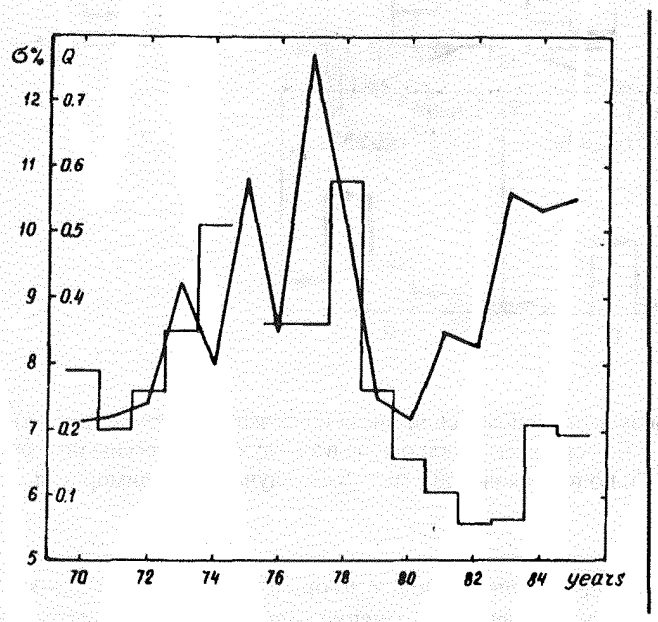


Рис. 5. Сопоставление среднегодовых значений (σ) амплитуд МФ со сглаженными значениями "вариаций" потока нейтрино, измеренными на "хлорном детекторе (Ф).

, распределение результатов измерений числа извлеченных атомов Ar (от сеанса к сеансу) не только не является Пуассоновым, но в нем обнаруживается, видимо, некоторая "квантованность", так что мишень передает в счетную систему извлекаемые атомы "порциями", что является однозначным признаком присутствия макрофлуктуаций (рис. 6);

4) при систематических прецизионных измерениях светорассеяния в перхлорэтилене получены указания на наличие спонтанных изменений жидкости от дня ко дню;

5) странное и необъяснимое пока изменение масштаба "вариации" интенсивности в хлорном детекторе около 1979 г. можно объяснить, видимо, появлением около емкости массивного проводящего тела, появившегося вследствие закачивания в полость воды (предпринятое для снижения радиоактивного фона). Некоторые экспериментаторы отмечали видоизменение эффектов солнечной активности в их тестовых реакциях при наличии близ экспериментального объема емкостей с водой.

4. Возможно, самый поразительный случай представляет история с регистрацией так называемого первого "всплеска интенсивности" нейтрино в связи со вспышкой Сверхновой 1987 А. С

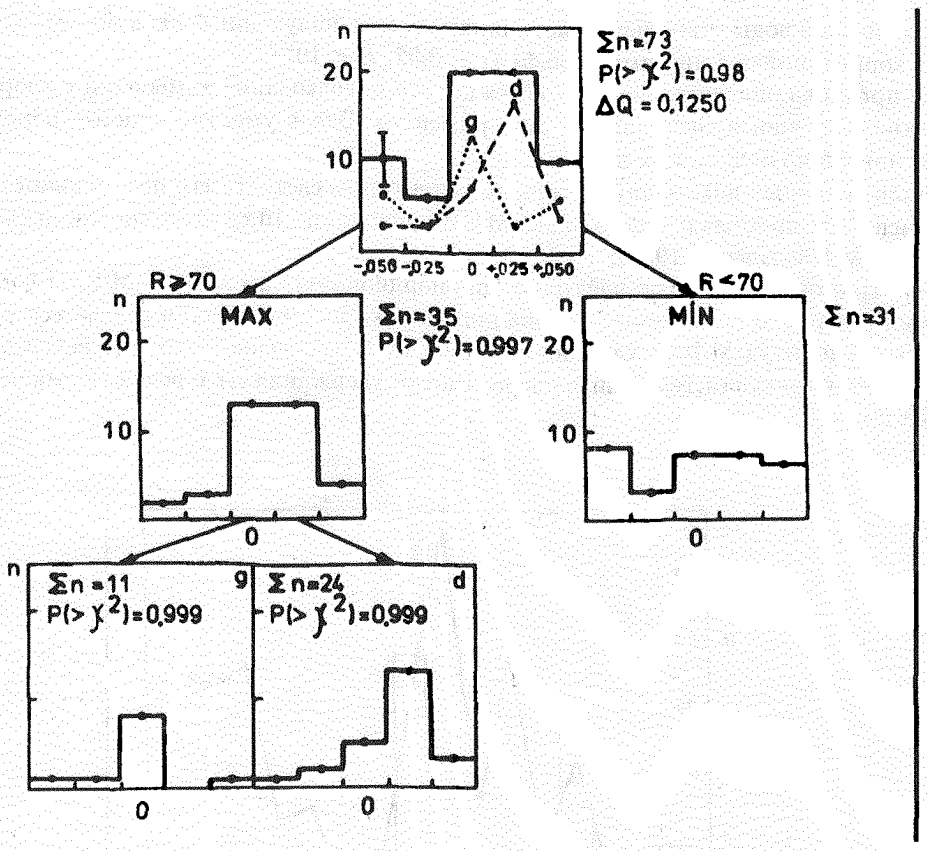


Рис. 6. Распределение результатов измерений числа извлеченных атомов Ar^{37} (a) и демонстрация их тенденций к "квантованию" (b). По горизонтальной оси во всех случаях нанесены интервалы изменения ΔQ (атомы Ar^{37}/сутки) с шагом 0.025, по вертикальной оси – число случаев (Владимирский, Кисловский 1990)

самого начала это событие, предшествующее второму, видимо, реальному возрастанию интенсивности нейтрино, внушало определенное сомнение. Теперь понятно, что оно скорее всего, не имеет отношения ко вспышке в Большом Магеллановом облаке. Как следует из недавних публикаций, 23 февраля 1987 г. в течение нескольких часов, в основном в интервале 01^h15^m – 03^h15^m UT, наблюдалась временная корреляция (синхронизация) в срабатывании целого ряда установок, таких как LSD, сцинтилляционный подземный детектор Баксанской нейтринной обсерватории, KAMIOKANDE, IMB, Frejus и даже веберовскиих гравитационных антенн (Рим, Мериленд (США). Синхронизация не является точной – соответствующий временной интервал, в котором появляются совпадающие события, лежит в пределах 0.5–1.5 сек. Сами такие события являются совершенно разнородными – нейтриноподобные события в гигантском водно-черенковском детекторе KAMIOKANDE, акты радиактивного распада среди большинства фоновых срабатываний в сцинцилляционном детектором LSD, мюоны высокой энергии в Баксанском сцинцилляционном детекторе, т.е. являются типичными для данной установки. Впрочем, для "улучшения" синхронизации некоторые авторы прибегают к определенному их отбору. Например, наилучшим образом совпадают с событиями LSD, Baksan такие срабатывания IMB, которые соответствуют определенному числу срабатывающих фотоумножителей.

По существу, единственной общей причиной, которая могла бы вызвать синхронное срабатывание столь различных приборов, может быть только изменение эффективности регистрации (тоже синхронное). Все упомянутые здесь измерения являются пороговыми. Относительно очень малые изменени порога могут приводить к ощутимым вариациям интенсивности. Очевидно, простейшее

предположение о понижении порога регистрации одновременно для всех установок не может быть принято: цитированные авторы отмечают, что рассматриваемый эпизод не сопровождается общим изменением скорости счета. Поэтому приходится предположить, что в данном случае изменения эффективности регистрации были квазипериодическими. На такую мысль наталкивают, в частности, результаты наблюдений Коломбета (1990, частное сообщение), проводившего в феврале 1987 г. автоматизированные измерения скорости распада Pu-239 параллельно на двух независимых установках с использованием полупроводниковых детекторов. 23.02.87 в 02^h52^m UT в этих измерениях наблюдались циклические вариации счета с периодом около 2 мин.

Гелиогеофизическая ситуация 23.02.87 в общем отнюдь не исключает возникновение подобных осцилляций. Хотя в этот день на Солнце не наблюдалось каких-либо возмущений (число Вольфа равно нулю), момент вспышки Сверхновой пришелся на заключительный этап магнитной бури, начавшейся 19-го февраля в 21^h51^m UT. 23 февраля геомагнитное поле и ионосфера еще оставались возмущенными. Как известно, в такие интервалы времени характерно возбуждение геомагнитных микропульсаций Pc4 (период 100–150 сек). В некоторых случаях они возбуждаются глобально и могут длиться многие часы. Модулируемые этими микропульсациями фоновое электромагнитное излучение на частотах порядка килогерца и может оказаться непосредственной причиной циклических вариаций порога регистрации – через уже упомянутые изменения квантового выхода сцинтиллятора, изменения коэффициента преломления воды (квадрату этой величины пропорциональна интенсивности черенковского излучения), вариации квантового выхода фотокатодов и т.п. Разумеется, насколько отвечают реальности все эти спекулятивные рассуждения может быть выяснено только специальными экспериментамии. Все сказанное заставляет с определенной осторожностью относиться и к некоторым другим результатам, получаемым на гигантских установках. Кажется вполне возможным, например, что нейтринный сигнал, полученный от вспышки 3.06.82 на Баксанской подземной установке (где в среднем эффекта вспышек не было найдено), является артефактом уже рассмотренного здесь типа (п. 1) и обусловлен электромагнитным локальным возмущением, связанным с коротковолновым воздействием вспышки на ионосферу.

Среди приборов, обнаруживших синхронное срабатывание 23.02.87, были гравитационные антенны. "Нормальная" астрофизика практически исключает возможность того, что зарегистрированные эффекты могли бы быть реальными сигналами, обусловленными вспышкой в Большом Магеллановом Облаке. В связи с этим целесообразно кратко обсудить возможность влияния электромагнитных возмущений на гравитационные измерения.

5. Связь появления сигналов повышенной амплитуды на веберовских антеннах с увеличением уровня магнитной активности хорошо известна. Физическая природа этой корреляции остается, однако, не вполне ясной. Чтобы приблизиться к пониманию этого нетривиального явления, рассмотрим сначала странные эффекты, обнаруженные в наблюдениях над крутильным маятником. Один из примеров – данные Saxl & Allen (1971) о циклических вариациях колебаний в их приборе, обнаруживаемых практически постоянно (цикл составлял около часа). Более продолжительные наблюдения позволили не только подтвердить существование околочасового периода, но и обнаружить целый их набор. Этот набор включает в себя практически весь спектр космофизических периодов (в том числе – суточный период и значения периодов табл. 1). Как эти периоды могут появляться в огибающей параметров колебаний маятника (период амплитуда) в условиях сейсмической изоляции, вакуума, термостатирования, использования немагнитных материалов, заземления? Ключевое наблюдение было сделано этими же авторами (Колесников и др. 1973), отметившими, что спорадические возмущения в движении маятника совпадают с усилением земных токов – однозначным признаком возмущения электромагнитного фона. Вариации внешних электромагнитных полей могут влиять в данном случае только на упругие свойства нити подвеса маятника. Нить подвеса всегда находится под относительно большим напряжением, а для подобных условий имеет место так называемый магнитно-пластический эффект – влияние переменных магнитных полей на деформацию. Таким образом, эффекты солнечной активности в крутильном маятнике появляются благодаря воздействию электромагнитных возмущений (на низких частотах – магнито-пластический эффект наблюдался на частотах порядка десятков герц) на коэффициент упругости нити подвеса. Огорчительно, что весь этот круг вопросов изучен так мало. Ведь если все напряженные нити

и пружины восприимчивы к возмущениям ЭМП, в соответствующих прецезионных измерениях должны обнаруживаться многочисленные артефакты. Думается, именно этой причиной могли бы быть объяснены загадочные до сих пор невоспроизводимости при измерениях с помощью крутильных весов гравитационной постоянной. Вполне вероятно, что аналогичное происхождение имеет и эффект, послуживший началом поисков "пятой силы". С точки зрения обсуждаемой здесь гипотезы

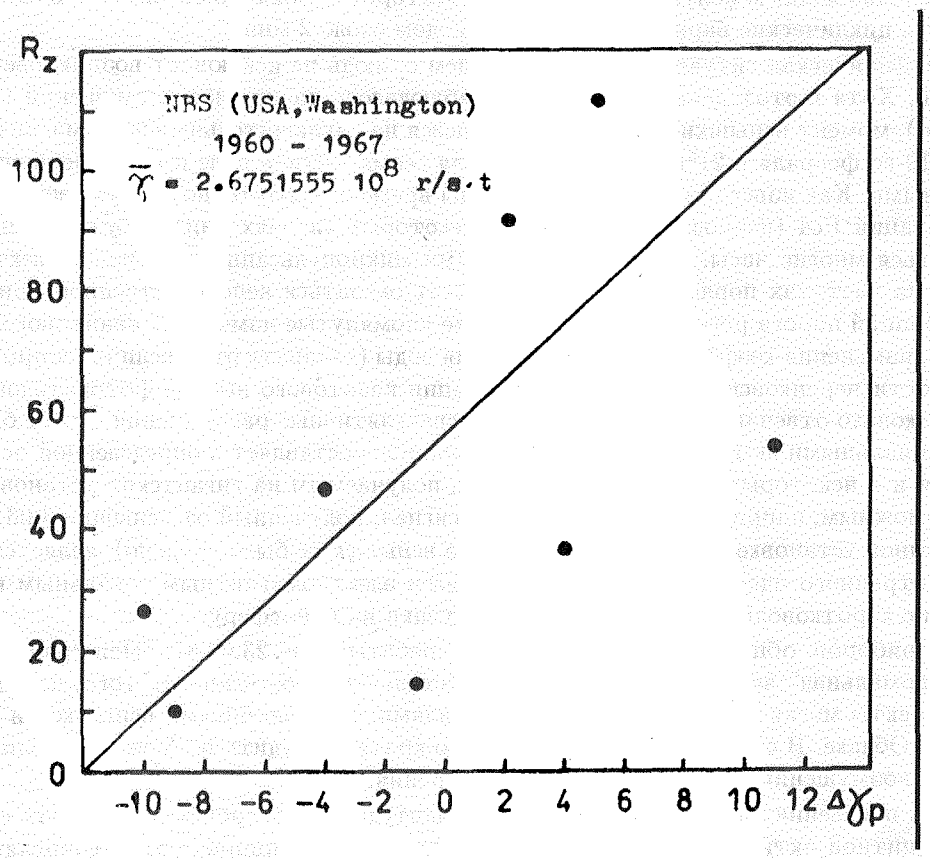


Рис. 7. Диаграмма рассеяния в координатах числа Вольфа (по вертикальной оси) – отклонение от среднего в 7-й значащей цифре при измерении гиромагнитного отношения протона. Коэффициент корреляции $+0.55\pm0.18$ (Владимирский 1990)

о влиянии внешних электромагнитных полей на физико-химическую кинетику, явления типа магнитопластического эффекта с их неизбежными последствиями должны обязательно существовать, ибо если в конденсированной среде под действием вариаций ЭМП изменяются какие-либо макроскопические параметры, непременно должны измениться и другие. Внезапные изменения модуля упругости – как бы они не были малы – должны сопровождаться стрикционными эффектами. Возвращаясь теперь к срабатыванию веберовских гравитационных детекторов, логично предположить, что как раз упомянутые стрикционные эффекты и были зафиксированы 23.02.87 (при этом получает объяснение, очевидно, и упомянутая общая тенденция к корреляции срабатывания гравитационных детекторов с увеличением индекса Ар).

Список табл. 3 легко продолжить. Несомненно, подробного анализа заслуживают, например, данные о присутствии космофизических периодов (минуты) – 58 ± 5; 40 ± 4; 29 ± 3 и др. – в огибающей разностной частоты рубидиевого и водородного стандартов частоты. Один из периодов солнечных осцилляций (160, 01) обнаруживается в дифференциальных фотометрических измерениях ряда внегалактических объектов (Котов & Лютый 1988). Если относить найденный период,

следуя цитированным авторам, непосредственно к упомянутым внегалактическим объектам, возникают неустранимые противоречия. Между тем, по некоторым признакам этот эффект напоминает явления, перечисленные в табл. 3.

Наконец, те же закономерности, похоже, намечаются даже в результатах уточняющих измерений физических констант. Как показывает просмотр литературы, частота джозефсоновского перехода согласно измерениям в крупнейших метрологических центрах, тем выше, чем выше уровень солнечной активности. На рис. 7 показана диаграмма рассеяния в координатах числа Вольфа – 7-я значащая цифра гиромагнитного отношения протона. Измерения проводились на одной и той же установке в Национальном Бюро стандартов США. Измерения скорости света на протяжении нескольких десятилетий неизменно обнаруживают тенденцию к "возрастанию" константы в эпохи минимумов солнечной активности. При этом оказывается, что эффект не зависит от достигнутой точности измерений. Отсюда следует, что само "ассимптотическое" значение константы от солнечной активности не зависит – явление имеет "метрологическую" природу.

Еще раз подчеркнем, что перечисленные в данном разделе случаи нуждаются в дополнительном исследовании, а сама гипотеза о влиянии внешних электромагнитных низкочастотных полей на физико-химическую кинетику требует, разумеется, более строгого обоснования. Основная цель настоящего обзора и состоит в том, чтобы привлечь внимание исследователей к этой интригующей междисциплинарной проблеме.

Литература

Алексеенко В.В., Сборщиков В.Б., Чудаков А.Е., 1984, Изв АН СССР **48**, 2152

Белов А.П., Дорман Л.И., Зусманович А.Г. и др., 1989, Исследования солнечной плазмы, Ашхабад, Ылым, с. 188

Бобова В.П., Владимирский Б.М., Зайцева С.А. и др., 1991, Кинематика и физика небесных тел **7**, 34

Владимирский Б.М., 1990, Изв. КрАО **82**, 161

Владимирский Б.М., Кисловский Л.Д., 1990, Изв КрАО **82**, 153

Владимирский Б.М., Темурьянц Н.А., Макеев В.Б. и др., Космос и биологические ритмы, Симферополь, (в печати)

Владимирский Б.М., 1989, Проблемы космической биологии **65**, 210

Кузнецов А.Е., Орешников А.В., 1993, Биофизика **37**, 772

Опалинская А.Т., Агулова Л.П., 1984, Влияние естественных и искусственных электромагнитных полей на физико-химическую и элементарную биологическую системы, Томск, с. 190

Семихина Л.П., Киселев В.Ф., 1988, Изв. ВУЗ, Физика **36**, 13

Семихина Л.П., Любимов Ю.А., 1988, Вестник МГУ, Физика и астрономия **29**, 54

Сидякин В.Г., Темурьянц Н.А., Макеев В.Б. и др., 1985, Космическая экология, Киев, с. 176

Удальцова Н.В., Коломбет В.А., Шноль С.Э., 1987, Возможная космофизическая обусловленность макроскопических флуктаций в процессах разной природы, Пущино, с. 96

Темурьянц Н.А., Владимирский Б.М., Тишкин О.Г., 1991, Низкочастотные электромагнитные сигналы в биологическом мире, Киев, с. 187

Чернышев В.Б., 1989, Журнал общей биологии **39**, 719

Шрайбер Б., Росси О., (Schreiber B., Rossi O.), 1979, Monit. Zool **13**, 215

Изв.Крымской Астрофиз.Обс. 91,208-217(1994)

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Progress in surface imaging

N.E. Piskunov[1] *and J.B. Rice*[2]

[1] Observatory and Astrophysics Laboratory, University of Helsinki, Tähtitorninmäki, SF-00130 Helsinki, Finland
[2] Department of Physics and Astronomy, Brandon University, Brandon, Manitoba R7A 6A9, Canada

Поступила в редакцию 27 августа 1991 г.

Abstract. Surface Imaging of stars from the profiles of spectral line became an important tool in modern astrophysics. It is applied for mapping the distribution of chemical elements on Ap stars and temperature on late-type stars. Magnetic field maps will appear as soon as high quality polarization observations will be available. In this paper we revise the latest achievements in all components of surface imaging which resulted in more reliable and detailed maps.

Keywords: stars: imaging

1 Introduction

In more then 30 years the techniques of reconstruction of features on stellar surfaces (Surface Imaging) as first introduced by Deutsch (1958) has evolved from a guess-and-try game to a well structured data analysis procedure. We now use regularization methods that guarantee a unique solution and more realistic physical descriptions of line formation that give better reconstruction of the stellar spectra. The simultanous use of different kinds of data helps to reduce the influence of errors in atomic data. Extensive testing and simulations have helped us to understand the capabilities and the limitations of Surface Imaging and have also helped us to specify the quality required for the observations needed in Surface Imaging.

2 Line Profile Integration

The general technique of Surface Imaging involves an initial guess at the distribution of physical parameters such as abundance or temperature over a star's surface followed by the calculation of the local line profiles and local continuum intensity based on this guess. The local line profiles and the local continuum are then used in an integration over the whole visible surface of a star to get the line profile broadened by rotation that simulates the observations. This is called the forward calculation and is expressed algebraically as:

$$R^*_{calc}(\lambda,\phi) = \frac{\iint I_l[M,\theta,\lambda+\triangle\lambda_D(M,\phi)]\cos\theta\, dM}{\iint I_c(M,\theta)\cos\theta\, dM} \tag{1}$$

where

$R^*_{calc}(\lambda,\phi)$	is the residual intensity of the line depth that would be observed in phase ϕ
I_c, I_l	are the intensities of the continuum and the line
M	is the position on the stellar disk specified by latitude and longitude
θ	is the angle between the normal to the surface at M and the line of sight
$\triangle\lambda(M,\phi)$	is the Doppler shift at M due to rotation of the star

In the original code written by Khokhlova and Stepanov (Khokhlova 1976; Goncharskij et al. 1977) a very simple grid with a fixed step over latitude and longitude was used for the integration of equation (1). Greater experience with this sort of code revealed that a small adjustment was needed in the direct conjugate-gradient minimization approach (Fletcher & Reeves 1964) in order to obtain a surface map with equal treatment for all parts of the star. Conjugate-gradient adjusts the surface parameter of the star being mapped in accordance with the effect that each surface element has in minimizing the error function. To allow for equal treatment for all parts of the star one must either set up a surface grid with equal areas for the surface elements (Vogt) or, if a surface grid of unequal areas is used, by weighting the gradient used in minimization with the reciprocal of the projected area of the surface elements (Piskunov, Rice). This tactic allows the region around the pole to be properly reconstructed. Another problem related to the integration of equation (1) is the maximum size of the surface element that can be used. If the same surface grid is used to reconstruct the map and to integrate equation (1) (which is obviously an ideal choice from the point of view of program speed and simplicity of calculation) certain limits are imposed on the size of the grid element. Surface elements that are too large will result in excessive differences in the Doppler shifts between adjacent elements (especially in the case of fast rotators) and the projected area for the elements on the limb will be badly distorted. Elements that are too small will increase the computing time excessively. To allow more freedom in surface grid selection it is possible to subdivide each grid element while assuming a fixed local line profile over the entire element. In this case the integral in the numerator of equation (1) could be calculated numerically as:

$$\iint I_l[M,\theta,\lambda + \triangle\lambda_D(M,\phi)] \cos\theta \, dM \approx \sum_M \sum_m I_l[M,\theta,\lambda + \triangle\lambda_D(m,\phi)] \cos\theta \, \triangle m \qquad (2)$$

This approach allows one to select a surface grid according to the phase coverage and spectral resolution of the observations without compromising the accuracy in the evaluation of equation (1).

3 The Image

Obtaining an image of the surface distribution of temperature (or abundance) on a star is a matter of obtaining temperature (abundance) as a function of M in the calculation of equation (1). An essential part of this inversion process is that an error function is made up which contains the sum of the squared differences between R^*_{calc} and R^*_{obs}, where R^*_{obs} represents the actual observed line profiles of the star at various phases of its rotation. The function is:

$$E = \sum_\phi \sum_\lambda [R^*_{calc}(\lambda,\phi) - R^*_{obs}(\lambda,\phi)]^2 + f(M) \qquad (3)$$

Note that the error function also contains a regularizing component (f) in Maximum Entropy (Shore & Johnson 1980) or Tikhonov (1963) form, which is ignored for now. The process of recovering the surface image is a process of determining the gradient of the response of the error function to changes in the physical mapping parameter at each point M and using the gradient to direct the minimization of the error function. This is referred to as minimization by conjugate gradient and it is well discussed in texts such as *Numerical Recipes* (Press, W.H. et al. 1986).

As a final note, it must be observed that in all cases one of the biggest tasks in programming Surface Imaging is to reduce all redundant calculations to a minimum, especially the trigonometric calculations in the fourfold nested loops of the profile and gradient code.

4 Local Line Profile Calculation

Fundamental to the imaging is that the local line profiles are a reasonable approximation to the actual local line profiles of the star. With Ap stars where the effective temperature does not vary significantly over the surface, we need only consider the changing shape and strength of the line with abundance variations

and for the continuum we need only approximate the limb darkening. In early papers by Goncharskij et al. (see for example Goncharskij et al. 1982) the local line profile was approximated by different modifications of the Minnaert formula (Minnaert 1935). The virtue of using an algebraic expression for the local line profile is that the gradient needed for minimization can be obtained by a direct differentiation of the error function. Inserted in the inversion procedure, analytical formulas for both gradient and local line profile speed up the calculation of equation (1) and the minimization procedure.

The first programs written by Rice and Piskunov followed the lead of Goncharskij et al. (1983) in using the Minnaert formula or Unno (1956) formula in the case of the presence of a strong magnetic field (Piskunov & Khokhlova 1983), but differed from the earlier code because the computers used were virtual memory machines where computational speed could be obtained by tabling all redundant trigonometric calculations associated with the rotating geometry of the star. Aside from any inaccuracy in the Minnaert representation of the local line profile, the approach described above suffers from the defect that it only allows us to obtain the local line profiles. Therefore the abundance distribution is obtained only if many lines are mapped for the same element and then local curves-of-growth are constructed on a point-by-point basis on the star's surface (Rice 1970).

The current version of the Surface Imaging program obtains the local line profile from model atmospheres by a numerical integration of the equation of radiative transfer (4) at varying values of $\cos\theta$ and at varying abundance values for the element being mapped:

$$\cos\theta \frac{dI(M,\theta,\lambda,\tau_\lambda)}{d\tau_\lambda} = I(M,\theta,\lambda,\tau_\lambda) - S(M,\lambda,\tau_\lambda) \tag{4}$$

where: τ_λ is the optical depth, $S(M,\lambda,\tau_\lambda)$ is the source function, and we are looking for $I(M,\theta,\lambda,\tau_\lambda = 0)$, assuming that deep in the atmosphere $I = S$.

A model atmosphere appropriate to the effective temperature of the star being mapped is used as the basis of the calculation. For Ap stars the models by Muthsam (1978) and Kurucz (1979) are being used. For the integration of equation (4) Rice followed the LTE procedures outlined in Gray (1976) including use of the opacity approximations found therein. Piskunov uses a one-way 6th order Runge-Kutta integration procedure starting from a point deep in the atmosphere and going outward. This is a very robust and fast integration scheme in the case of the LTE approximation for equation (4), and it has an extra advantage of easy control of the integration accuracy.

In place of the analytic (Minnaert) expression for the local line profile, model atmosphere based local line profiles are tabulated at intervals of 0.05 in $\cos\theta$, 0.1 dex in abundance and 0.005 Å in wavelength. The step size in temperature in the case of late-type stars is determined by the available set of model atmospheres. The calculated profiles include microturbulence and radial-tangential macroturbulence (however macroturbulence is assumed to be zero for the Ap stars). The local line profile used in the integration of equation (1) is obtained by linear interpolation in the tabulated profiles. The tablulated profiles can be convolved with the instrumental profile before the inversion procedure to save time during evaluation of equation (1). A very small step size over wavelength provides high accuracy of the simple linear interpolation.

The major problem in switching from an analytic expression for the local profile to a tabulated model atmosphere based profile is in computing the gradient sufficiently quickly and precisely. The gradient component for the (p,q) surface element is expressed by:

$$\begin{aligned} Grad_{p,q} &= 2\sum_K\sum_L \left[\frac{dR^*_{calc}}{d\,logA}\right]_{p,q} (R^*_{calc} - R^*_{obs}) \quad \text{for abundance} \\ Grad_{p,q} &= 2\sum_K\sum_L \left[\frac{dR^*_{calc}}{d\,T}\right]_{p,q} (R^*_{calc} - R^*_{obs}) \quad \text{for temperature} \end{aligned} \tag{5}$$

where K represents the phase index and L represents the wavelength index. The expression inside the summation symbols in equations (5) reduces to a simple single calculation without looped summation so

that the calculation of the gradient is reasonably quick. The interesting aspect of the gradient calculation is that the full gradient is calculated with the indices for the area element on the star's surface (p, q) being the outer summation and the order of summation for calculating the error function (E) has the p, q summation inside the K, L summation. That means that the calculation of gradient can be made in exactly the same number of steps as the calculation of the error function.

Surface Imaging of those stars whose profiles vary because of large cool "spots" on their surface requires a computation that is based on a map kept as an array of effective temperatures over the star's surface. In this situation both the local line profile and the continuum intensity varies over the surface. In calculating the stellar profile for a given temperature distribution (the forward calculation) we need a set of model atmospheres at different effective temperatures and with an appropriate log(g). From these atmospheres we can calculate both the continuum intensity (tabulated for both θ and for $T_{\rm eff}$) and the local line profiles (tabulated for θ, $T_{\rm eff}$ and for λ). For each surface element the values of continuum and line intensities must be interpolated for its local temperature before they are used in equation (1). Since published model atmospheres tend to be at temperature steps of the order of 500K, Rice has adopted the technique of fitting a polynomial in $T_{\rm eff}$ to the continuum points at each value of θ and to the normalized line depth at each θ and λ. In the case of temperature spots, the denominator of equation (1) must be re-calculated for all phases at every iteration of the minimization. For the Ap stars, where only the line profiles vary over the stellar surface, the denominator could be calculated at the first iteration and re-used in subsequent iterations.

If the inversion program is implemented on a vector computer, linear interpolation in the tables has another advantage. Because it's easy to include a simple formula for the local line profile as in-line code in the subroutine that calculates equation 1, it is possible to achieve a high level of vectorization and produce a very effective code for this type of machine.

5 Testing

The results of extensive testing of Surface Imaging techniques were published by many authors (see Vogt & Penrod 1982, 1983; Vogt et al. 1987; Rice et al. 1989; Piskunov et al. 1990; Piskunov & Wehlau 1990; Piskunov 1990, 1991; Rice 1991). They cover the dependence of the map on the quality and quantity of data, the star parameters used, and other assumptions and approximations. These tests consist of making a forward calculation of the line profiles that would be "observed" for a test star with a specific pattern of line strength or abundance distributed on the surface. The forward calculation should be made with a very fine grid compared to the grid used for the inversion to recover the image. A bit of realism can be introduced into the test stellar profiles by adding some random noise but in practice, the observing errors that cause the greatest difficulty for the reconstruction are not random and are difficult to simulate. The more realistic errors involve distortion due to flat field errors, major localized pixel errors due to cosmic rays, errors setting the continuum, blends etc. But even without simulated observing errors, tests reveal the fundamental weaknesses and strengths of the inversion technique itself.

In Rice and Wehlau (1989) it is shown that the primary problem in reconstruction is the inherent difficulty in recovering information near the equator and on the hemisphere opposite the visible rotational pole. There is a fundamental confusion in mapping locations at different latitudes near the equator to essentially the same point in wavelength in the line profile and that makes precise recovery of the image impossible and produces smearing of features on the maps near the equator. The elements of the surface that are in the hemisphere opposite the visible pole are seen less often during the star's rotation than elements in the hemisphere of the visible pole and so, depending on the exact inclination angle of the star, these less visible elements are recovered more poorly. Errors due to mistaken (but approximately correct) values of inclination or $V sin(i)$ do not seriously distort the recovered image. Since the local line profiles for Ap stars are fairly wide, the resolution in the observed profiles better than about 60 mÅ or 70 mÅ produces no significant improvement in the resultant maps.

Subsequent testing (Rice, 1991) of a surface abundance mapping program shows that, in the ideal case, the program can recover abundances very accurately along the subsolar line. Near the equator the errors

could be as much as an order of magnitude (although the test case was almost certainly more demanding than a real star would be so the actual errors should be less). In the hemisphere on the opposite side of the equator from the visible pole, the abundance recovery is quite poor.

Tests show also that in the case of temperature mapping the approximation of a fixed local line profile may result in artifacts like a cool polar spot or a cool belt near the edge of the visible part of the surface. This happens if the line choosen for mapping is strongly temperature dependent. Figure 1 shows an example of such distortions in a map obtained in test calculations for the Ca I line 6439 Å used by many authors for mapping late-type stars. Because Ca is practically totally ionized outside the cool spot, fixed profile approximation is not applicable to this line as was pointed out by Vogt and Penrod (1983).

6 Photometric Data

For those stars with solar-like cool surface "spots", it is common to have accompanying significant light variations in photometric bands such as U, B, V, R, and I. These light observations can be used as an additional constraint on the solution for the surface map of the location, size and shape of the spots. Includ photometric data into the inversion procedure also helps to compensate for uncertainty in spectral line parameters. The variation of the light output for each band for which observations are available can be calculated from the continuum intensities appropriate to the band and the error in the predicted light variation compared to the observed variation can be weighted and added to the error function calculated from the profiles. The surface map is obtained by minimizing the total error function with combined profile sum-of-square errors and the weighted photometric sum-of-square errors. Simulations of spots with $T_{\rm eff}$ of 4000K on a star with normal $T_{\rm eff}$ of 5500K indicates that as a rough rule the calculation of the predicted light variation in broad band photometry such as UBV can be accomplished with sufficient accuracy by simply calculating the variation in light that would be observed at the most sensitive wavelength of the band pass. For example, a spot of diameter about 60° located so as to cross the centre of the observed disk, will produce a light variation in V of about a third of a magnitude. When using just the light calculation based on the continuum at 5400 Å the error made is about 4 millimagnitudes for the worst case of the spot at the subsolar point (see Fig. 2).

7 Magnetic Surface Imaging

It is intended that, in the future, observations of stars that exhibit a large Zeeman effect should provide measurement of all Stokes' parameters across the line profiles. In this case a full reconstruction of the magnetic vector over the stellar surface will become possible (Piskunov and Khokhlova, 1984, Piskunov, 1985).

For the Ap stars, current mapping is being done on stars where the Zeeman pattern is small compared to the local line profile so that no consideration of the polarization is needed in imaging. Many other stars show evidence for the much stronger magnetic field which results in Zeeman splitting of the local line profile. Complete extraction of the information on the coupling between the abundance distribution and the field structure becomes possible only if the two are mapped simultaneously, because the distortion of the observed line and polarization profiles results from both magnetic field and abundance spots (Piskunov & Khokhlova 1983, 1984). In this case differential equation (4) is replaced by a system of transfer equations for Stokes' parameters, representing the polarization of light:

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau}\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_0+\eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_0+\eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_0+\eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_0+\eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I-S \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{6}$$

where I, Q, U and V are the Stokes' parameters, and the matrix in the right part depends on the model atmosphere and the vector of magnetic field (for notation see, Landi Degl'Innocenti 1976).

The absence of a unique depth scale for all Stokes' parameters complicates the solution of 6 compared to 4. Different methods for integration of (6) can be found in the literature (see Landi Degl'Innocenti 1976, 1987; Martin & Wickramasinghe 1979; Rees et al. 1989). The adopted procedure should be very effective because in the case of Magnetic Surface Imaging it is not possible to store local profiles in the form of an interpolation table. The number of dimensions of such a table would be too big to achieve a reasonable interpolation accuracy. Thus equation (6) should be solved directly during the inversion. Of course, the source function (in LTE approximation) and the matrix in the right side of 6 can still be pre-tabulated.

In the case of the cool spots on stars such as RS CVn, it is believed that the spots contain a relatively strong magnetic field although the detection of this field is much more difficult because several opposite polarity spots can be present simultanously on the visible hemisphere which would cancel the polarization effect. Still the application of Magnetic Surface Imaging techniques can provide a detection and mapping of the field since for a given spot the Doppler shift and the visibility time during one rotation of the star reflect the latitude and longitude position of the spot. This information is distributed between all Stokes' parameters, so the inversion procedure can tell exactly what level of polarization is due to each surface element. Of course to extract this information a very high quality of observations is needed.

If only two Stokes' parameters are available from the observations (usually I and V) the inversion procedure will require additional constraints. The assumption of the multipole field (Landstreet 1988) or a radial field concentrated in cool spots can be used to get a unique solution.

Now polarimeters giving the I and V Stokes' parameters and designed for use with a Coudé spectrograph are in use by a team of French astronomers led by Semel (Semel 1989; Donati et al. 1990) and at the Crimean observatory (USSR). The Canadians are designing a polarimeter module that will work with a high resolution Coudé spectrograph and will give profiles in all four Stokes' polarization parameters. A similar kind of device will be used with the Cassegrain spectrograph on the Nordic Optical Telescope at La Palma.

The utilization of data in all four Stokes' parameters will allow mapping both the abundance and the magnetic field simultanously. This will require a very substantial expansion of the computer code to make use of the data.

8 Error Estimation

Since the errors of reconstruction that are fundamental to Surface Imaging have been well investigated using the testing mentioned above, here we will only mention the unpredictable and untestable errors caused by mistaken continuum settings, blends, flat field errors etc. The best way to control serious errors from these sources is to map using many lines from distinct observations of separate spectral regions. Conspicuous distortions of some maps compared with the general trends established in most maps should result in rejection of the maps most affected by the serious systematic errors discussed in this section. Comparison of the maps that are consistent with one another will reveal the degree to which the average map approaches the ideal reconstruction illustrated in the tests discussed above.

References

Deutsch A., 1958, in Electromagnetic Phenomena in Cosmological Physics, IAU Symp. **6**, ed. B. Lehnert, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.209

Donati J.-F., Semel M., del Toro Iniestia J.C., 1990, Astron. Astrophys. Lett. **233**, L 17

Fletcher R., Reeves C.M., 1964, Comp. J. **7**, 149

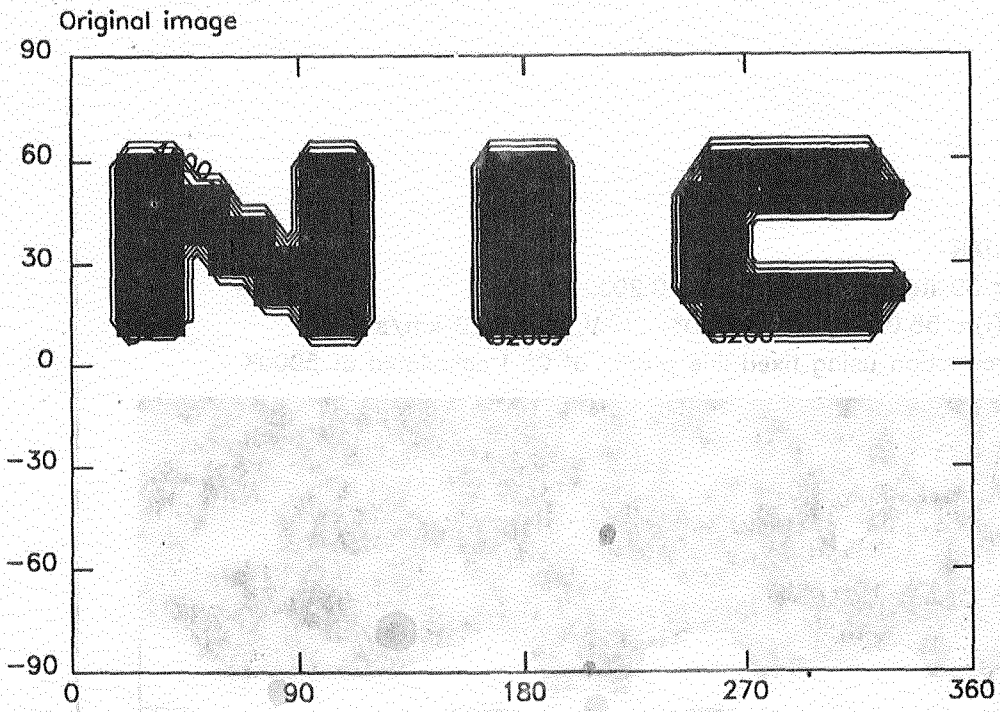
Glagolevskij Yu.V., Piskunov N.E., Khokhlova V.L., 1985, Sov. Astron. Lett. **10**, 187

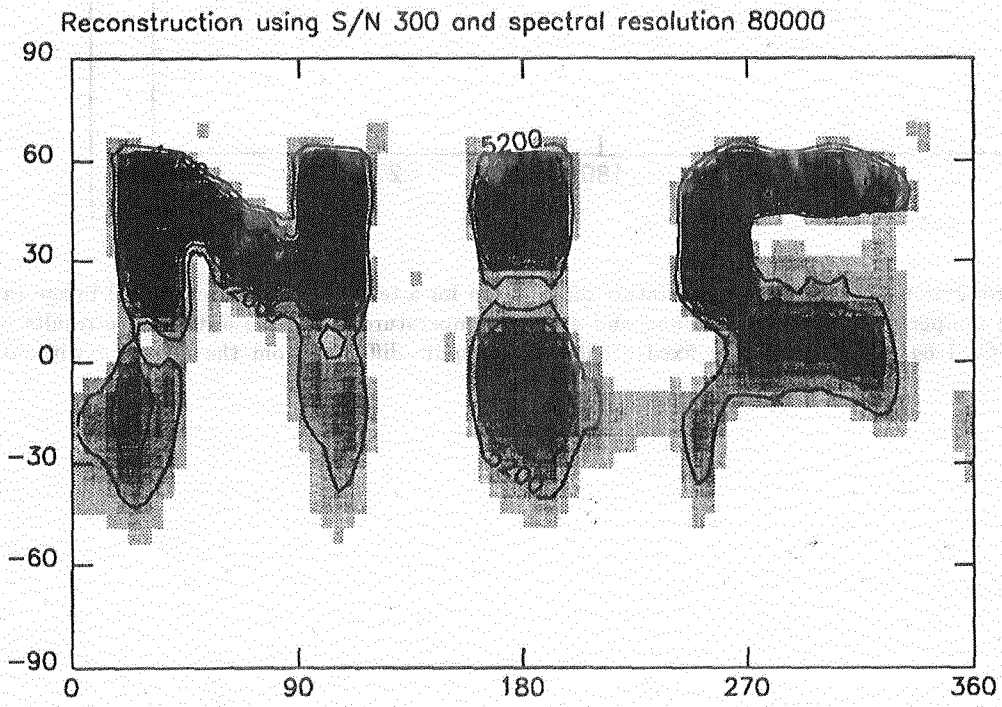
Gray D.F., 1976, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres. New York, John Wiley and Sons

Goncharskij A.V., Stepanov V.V., Khokhlova V.L., Yagola A.G., 1977, Sov. Astron. Lett. **3**, 147

Goncharskij A.V., Stepanov V.V., Khokhlova V.L., Yagola A.G., 1982, Sov. Astron. Lett. **19**, 576

Goncharskij A.V., Ryabchikova T.A., Stepanov V.V., Khokhlova V.L., Yagola A.G., 1983, Sov. Astron. J. **27**, 49
Khokhlova V.L., 1976, Astron. Nachr. **297**, No.5, 203
Kurucz R.L., 1979, Astrophys. J. Suppl. **40**, 1
Landi Degl'Innocenti E., 1976, Astron. Astrophys. Suppl. **25**, 379
Landi Degl'Innocenti E., 1987, in Numerical Radiative Transfer, ed. W.Kalkofen. Cambridge, Cambridge University Press, p.263
Landstreet J.D., 1988, Astrophys. J. **326**, 967
Martin B., Wickramasinghe D.T., 1979, Mon. Not. R. Astr. Soc. **189**, 883
Minnaert M., 1935, Z. Astrophys. **10**, 40
Muthsam H., 1979, Astron.Astrophys. **35**, 107
Piskunov N.E., 1985, Sov. Astron. Lett. **11**, 18
Piskunov N.E., 1990, Mem. S. A. It. **61(3)**, 577
Piskunov N.E., 1991, in The Sun and Cool Stars: activity, magnetism, dynamos, IAU Coll. **130**, eds. D. Moss, G. Rüdiger, I.Tuominen, Springer-Verlag, "Lecture Notes in Physics" series, p.309
Piskunov N.E., Khoklova V.L., 1983, Sov. Astron. Lett. **9**, 346
Piskunov N.E., Khoklova V.L., 1984, Sov. Astron. Lett. **10**, 187
Piskunov N.E., Tuominen I., Vilhu O., 1990, Astron. Astrophys. **230**, 363
Piskunov N.E., Wehlau W.N., 1990, Astron. Astrophys. **233**, 497
Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A. and Vetterling W.T., 1986, Numerical Recipes. Cambridge, Cambridge University Press
Rees D.E., Murphy G.A., Durrant C.J., 1989, Astrophys. J. **339**, 1093
Rice J.B., 1970, Astron. Astrophys. **9**, 189
Rice J.B., 1991, Astron. Astrophys **245**, 561
Rice J.B. and Wehlau W.N., 1989, Astron. Astrophys **208**, 179
Rice J.B., Wehlau W.H., Khokhlova V.L., 1989, Astron. Astrophys **208**, 179
Semel m., 1989, Astron. Astrophys. **225**, 456
Shore J.E., Lohnson R.W., 1980, IEEE Trans. **IT-26**, 26
Tikhonov A.N., 1963, Sov. Math. Dokl. **4**, 1624
Unno W., 1956, Pub. Astr. Soc. Japan **8**, 108
Vogt S.S., Penrod G.D., 1982, in Activity in red-Dwarf Stars, IAU Coll. **71**, eds. P. Byrne, M. Rodonò, Reidel, Dordrecht, p.379
Vogt S.S., Penrod G.D., 1983, Publ. Astron. Soc. Pacific **95**, 565
Vogt S.S., Penrod G.D., Hatzes A.P.,1987, Astrophys. J. **321**, 496


NICSTAR
After 0 iterations Deviation=0.0000%
Vsin(i)= 55.0 km/s i= 60° V_{macro}= 0.0 km/s
Original image
90
60
30
0
−30
−60
−90
0
90
180
270
360


NICSTAR
After 34 iterations Deviation=0.0863%
Vsin(i)= 55.0 km/s i= 60° V_{macro}= 0.0 km/s
Reconstruction using S/N 300 and spectral resolution 80000
90
60
30
0
−30
−60
−90
0
90
180
270
360

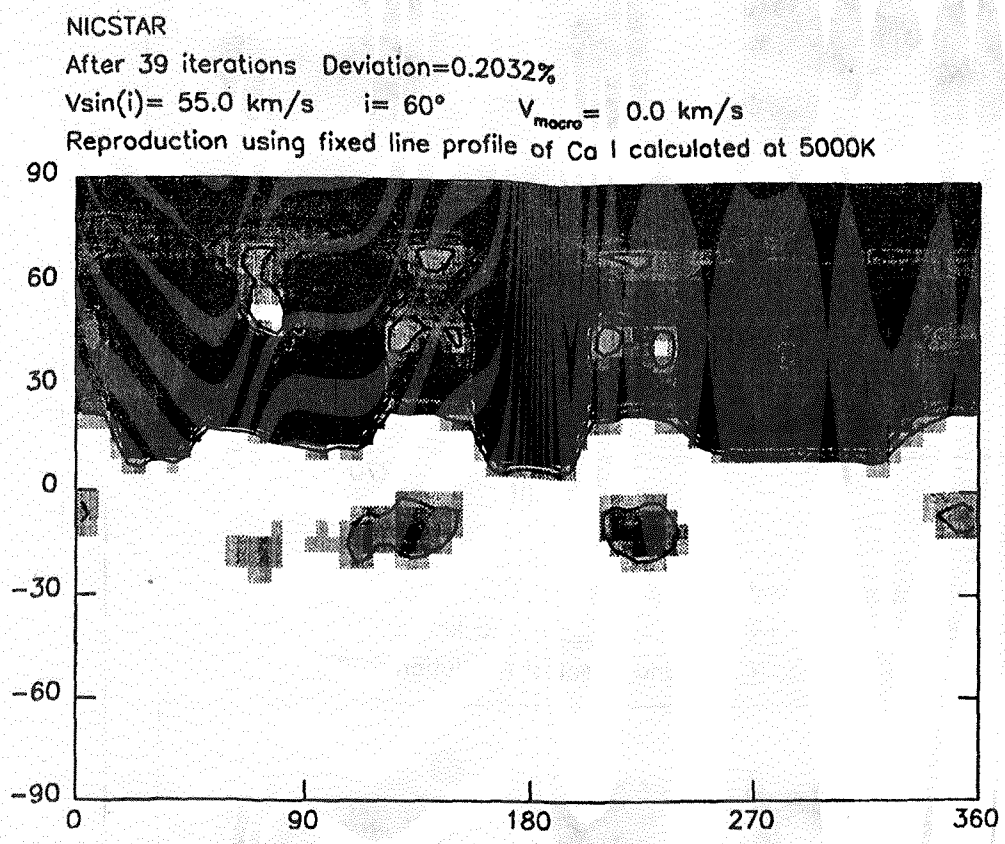


Fig. 1. The reproduction of the surface temperature distribution for a test NIC-star. The original image (a) has 5500 K effective temperature of the background and 4000 K temperature inside the letters. The results of the inversion using Ca I 6439 Å line assming fixed profile (b) are quite different from the inversion without this assumption (c)

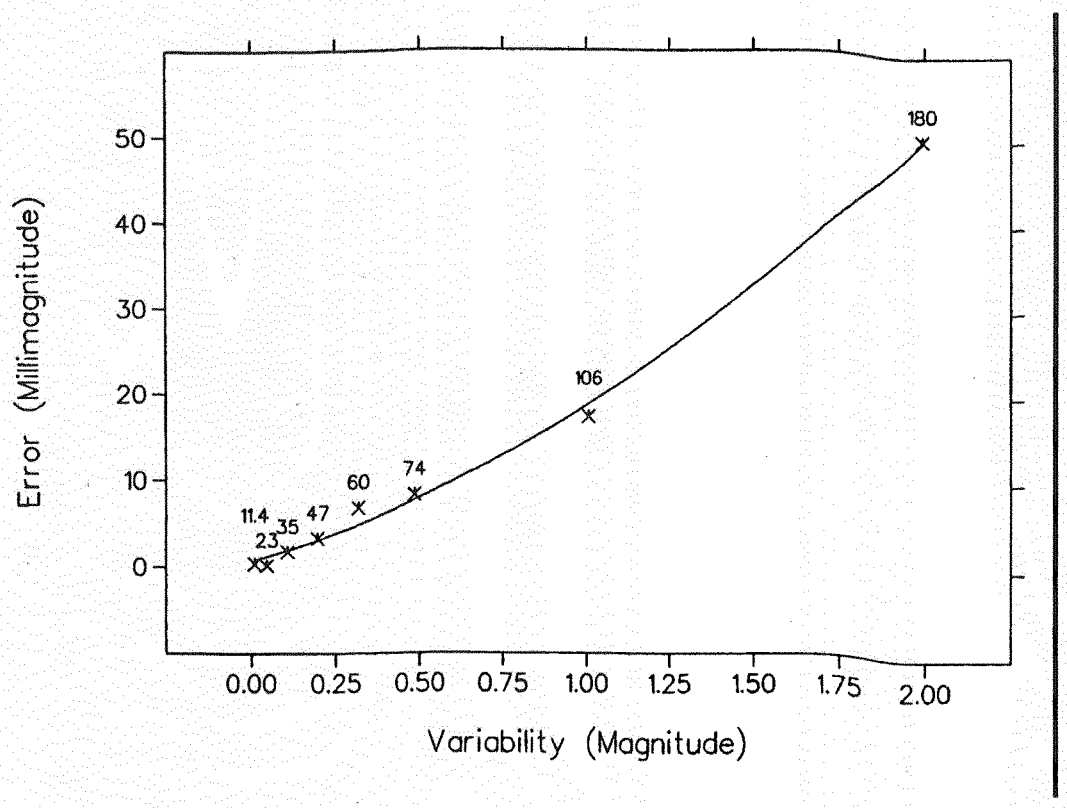


Fig. 2. The error made in using a single wavelength estimate of the V magnitude of a star with 5500 K effective temperature of background and 4000 K temperature of the spot in the center of visible hemisphere. The error is plotted as a function of the amplitude of light variation due to the spot. Crosses show the values of errer for spots of a different diameters. Crosses annotated by spots diameters in degrees.