

**ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ**

**Год основания издания — 1947**

**ТОМ — 96**

**КРЫМ — 2000**

---

УДК 523

В 96 томе "Известий Крымской Астрофизической Обсерватории" представлено 9 оригинальных статей, в которых обсуждаются проблемы астрофизики. Рассмотрены также вопросы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 96th volume of the "Izvestia Krymskoy Astrophisicheskoy Observatorii" presents the 9 original papers discussing the problems of astrophysics. The problems of technique of astrophysical observations and the interpretation of the observational data are also considered.

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

Редакционная коллегия:

Академик НАНУ Н. В. Стешенко (председатель)  
канд. физ.-мат. наук Н. И. Шаховская (ответственный секретарь)  
доктор физ.-мат. наук Р. Е. Гершберг  
доктор физ.-мат. наук С. И. Гопасюк  
доктор физ.-мат. наук Д. Н. Рачковский  
доктор физ.-мат. наук И. С. Саванов  
доктор физ.-мат. наук Б. М. Владимирский

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук А. А. Степанян  
канд. физ.-мат. наук Н. М. Шаховской

Адрес редакции:

98409 Украина, Крым, Бахчисарайский р-н, п. Научный  
Крымская астрофизическая обсерватория  
Тел. (380) 65-54-71161  
FAX (380) 65-54-40704  
E-mail nish@crao.crimea.ua

Оригинал-макет изготовлен в редакции журнала.  
Журнал зарегистрирован Государственным комитетом Украины  
по делам издательств, полиграфии и распространения книги  
7 февраля 1994 г., свидетельство КВ № 424

© "Известия Крымской Астрофизической  
Обсерватории", 2000

УДК 524.337

## Хронология развития симбиотической новой звезды PU Vul

*Р.Е. Гершберг*

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 марта 1997 г.

**Аннотация.** Разнообразные фотометрические, цветовые, спектральные, спектрофотометрические и поляриметрические особенности, наблюдавшиеся на разных стадиях развития симбиотической новой PU Vul в широком диапазоне длин волны, собраны в хронологическом порядке. Приоритет отдан работам с наиболее полным описанием этих особенностей.

THE SYMBIOTIC NOVA PU VUL DEVELOPMENT CHRONOLOGY, by R.E. Gershberg. Various photometrical, colourimetical, spectral, spectrophotometrical and polarimetical features observed at different stages of a development of the symbiotic nova PU Vul within a wide wavelength range from ultraviolet to radio regions are gathered in a chronological order. The priority is given to papers with the most complete descriptions of the features.

**Ключевые слова:** новые звезды, симбиотическая новая PU Vul

В приводимой ниже таблице в хронологическом порядке кратко описаны разнообразные фотометрические, цветовые, спектральные, спектрофотометрические и поляризационные особенности, наблюдавшиеся на разных стадиях развития PU Vul в широком интервале длин волны от ультрафиолета до радиодиапазона. Эта хронологическая таблица не претендует ни на полноту библиографии, которая насчитывает уже более 150 публикаций, ни на перечень первых публикаций с описанием того или иного явления. Приоритет отдан работам, в которых рассматриваемые особенности PU Vul описаны с наибольшей полнотой. Не предпринимались попытки устранить некоторые несоответствия в описаниях, даваемых разными наблюдателями и обусловленные, по-видимому, различиями в аппаратуре и методике, применявшихся на разных обсерваториях. Как правило, для каждого события в таблице приводятся календарные даты и JD. Поскольку в публикациях обычно не приводятся UT наблюдений или доли JD, то при переводе календарных дат в JD и обратно в приведенных данных возможны ошибки на одни сутки.

1898-1956 годы Неправильные колебания блеска в диапазоне  $14^m.5 < V < 16^m.6$  (Лиллер, Лиллер, 1979).

8.07.51  $m_{rg} \sim 16^m$ ,  $m_{pr} \sim 15^m$  (Эшбрук, 1979).

30.08.58 По наблюдениям с объективной призмой в диапазоне 6800-8800 Å спектральный класс PU Vul M4 (Стефенсон, 1979).

14.10.68  $V = 14^m.10 \pm 0^m.15$  (Стефенсон, 1979).

- 2/3.11.77 (JD 2443450)  $m_{pg} \sim 12^m5$  – первое свидетельство возгорания PU Vul после 10 лет пребывания в состоянии, близком к  $B \sim 14^m$  (Лиллер, Лиллер, 1979).
- Апрель 1978 – апрель 1979 Монотонное, близкое к линейному возрастание блеска со скоростью  $0^m0085$  в сутки (Хонда и др., 1979).
- 2.08.78 (JD 2443723) Звезда в полосе  $B$  слабее  $11^m5$  (Ишида и др., 1979).
- 21.08.78 (JD 2443742) М. Хонда обнаружил вспышку PU Vul на уровне  $m \sim 10^m$  (Козаи, 1979б).
- 6.09.78 (JD 2443758) Спектральный тип в красной области M4 (Ишида и др., 1979).
- 26.11.78 (JD 2443839)  $m_{pg} \sim 9^m5$  (Эшбрук, 1979).
- 5.04.79 (JD 2443969) Е.Кувано обнаружил вспышку PU Vul на уровне  $m_{pv} \sim 9^m$  (Козаи, 1979а).
- 11.04.79 (JD 2443975)  $U = 9^m6$ ,  $B = 9^m3$ ,  $V = 9^m1$ ; спектральный класс PU Vul A4 без эмиссии (Ишида и др., 1979).
- 12.04.79 (JD 2443976) По абсорбционным водородным линиям спектральный класс A7 II, по линиям Ca II – F0, по относительным интенсивностям линий металлов, которые в спектре PU Vul несколько ослаблены по сравнению со спектрами стандартных звезд – A 5 II-Ib (Хонда и др., 1979; Ямашита и др., 1982).
- 13–15.04.79 (JD 2443977-9) IJHKLM фотометрия соответствует цветовой температуре 3200 K (Бенсаммар и др., 1980).
- 14.04.79 (JD 2443978) P Cyg профиль линии  $H_\alpha$  со смещением абсорбционного компонента на  $-50$  км/с и профиль линии  $H_\beta$ , характерный для Be звезд: резкая абсорбция на дне широкого – около  $20 \text{ \AA}$  – “блюдца”. Красный дублет Si II в поглощении. (Мохнацки, 1979).
- 16.04.79–16.1.80 (JD 2443980–4255) Колебания блеска с амплитудой  $\Delta V = 0^m15$  и периодом  $78^d1$  около средней величины  $V = 8^m9$  (Хохол и др., 1981); рост обоих показателей цвета ( $B - V$ ) и ( $U - B$ ) на  $0^m3$  (Колотилов, Белякина, 1982).
- 19–20.04.79 (JD 2443983) Резкие абсорбционные линии Бальмеровской серии до  $H_{11}$  (Шмидт, Грин, 1979; Лиллер и др., 1979).
- 22.04.79–1.01.80 (JD 2443986–4240) Ослабление потока в области  $2500 \text{ \AA}$  на  $1^m6$  и в области  $2900 \text{ \AA}$  на  $1^m0$  (Холм, Ву, 1980).
- 28.04.79 (JD 2443992)  $V = 8^m78$  – первый максимум малых колебаний блеска (Махра и др., 1979).
- 2.05–8.07.79 (JD 2443996–4063) A 5–7 Ib. Ослабление металлических линий становится менее заметным. Асимметрия абсорбционного профиля  $H_\alpha$ , возможно, остаточный P Cyg профиль со смещением эмиссии на  $100$  км/с (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444002 (8.05.79) Начало ослабления блеска в области  $3000 \text{ \AA}$  (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2444011 (16.05.79) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F0 Ib (Ииджима, Ортолани, 1984).

- JD 2444088 и 95 (2 и 9.08.79) В ходе патрулирования блеска звезды в течение 1.4 и 1.2 часа не обнаружены изменения блеска в полосе  $V$  более  $0^m02$  (Маргрейв, 1979).
- JD 2444109 (23.08.79) В красной области блеск около  $9^m$  (Муминович, 1979).
- JD 2444111-20 (25.08-3.09.79) В диапазоне длин волн 3900-5000 Å линейчатый абсорбционный спектр PU Vul соответствует F8 Iab.  $\langle v \rangle \sim 28$  км/с (Колотилов, 1983а).
- JD 2444118-157 (1.09-10.10.79) Богатый абсорбционный спектр резких линий большого числа элементов. Относительные интенсивности линий Ca I, Ti II и H $\gamma$  соответствуют спектральному классу F5. В распределении скоростей абсорбционных линий можно выделить линии стационарной оболочки M звезды с  $\langle v \rangle = +30$  км/с и линии расширяющейся оболочки, распределенные в интервале от -40 до 25 км/с (Гриц и др. 1980). Анализ спектрограмм методом кривых роста для  $T_{\text{возб}} = 6300$  К, соответствующей звезде F5 высокой светимости, дал  $lg P_e = 0.10$  и  $v_{\text{турб}} = 5.5$  км/с. Вычисленный для таких параметров химсостав псевдотмосферы PU Vul обнаружил избыток Ti, Y, Zr, Ba и La и дефицит Fe по отношению к солнечной фотосфере. Т.о., по светимости, температуре, электронному давлению и химсоставу PU Vul была неотличима от нормального F сверхгиганта.  $M_V = -6^m3$ ,  $R \sim 100 R_{\odot}$ . (Белякина и др., 1985).
- JD 2444121-209 (4.09-1.12.79) A9 - F0 - A9 I ab. Ослабление металлических линий исчезает через 6 месяцев после его обнаружения в апреле 1979 года.  $\langle v \rangle = +28$  км/с. (Ямашита и др., 1982; Канамицу и др., 1991).
- JD 2444132 (15.09.79) За получасовое патрулирование звезды в полосе  $U$  зарегистрировано изменение блеска на  $0^m06$  (Маргрейв, 1979).
- JD 2444144 (27.09.79) Спектр F5-F6 III (Чхиквадзе, 1981).
- JD 2444145 (28-29.09.79) По эквивалентной ширине  $W(H_{\alpha})$  спектральный класс F 5-8 (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444162-195 (15.10-17.11.79) Характерный для Ве-звезд профиль линии  $H_{\alpha}$ : широкая депрессия с узкой центральной абсорбцией; у  $H_{\beta}$  такой особенности нет (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444163 (16.10.79) Абсорбционные линии соответствуют спектральному классу F 5-8 высокой светимости; эквивалентная ширина линии  $H_{\beta}$  - A6 (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444212 (4.12.79) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F3 Ia (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444226 (18.12.79) Ослабление блеска в области 3000 Å вдвое по сравнению с 8.5.79 (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- Конец февраля 1980 (JD 244290) Начало быстрого ослабления видимого блеска (Накагири и Ямашита, 1980; Колотилов и Белякина, 1982).  $UBVRI$  фотометрия дает распределение энергии, соответствующее покрасневшему F сверхгиганту (Накагири, Ямашита, 1982).
- JD 2444334-360 (4-30.04.80) Максимальные показатели цвета  $(U - B) \sim +0^m8$  и  $(B - V) \sim +1^m1$  (Накагири, Ямашита, 1980; Колотилов, Белякина, 1982).

- JD 2444340 (10.04.80) Полосы TiO соответствуют M2, область 4000 – 4300 ÅÅ – спектру F (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444355 (25.04.80) За год UV континуум ослабел в 5 раз (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2444360–480 (30.04–28.08.80) Последняя фаза ослабления блеска при появлении аномально “голубых” показателей цвета ( $U - B$ ) и ( $B - V$ ), но показатели цвета ( $V - R$ ) и ( $V - I$ ) продолжают возрастать (Накагири, Ямашита, 1980; Колотылов, Белякина, 1982).
- JD 2444374 (14.05.80) На фазе ослабления блеска появилась собственная поляризация PU Vul: 0.4, 1.1, 0.8 и 0.4% в полосах  $U$ ,  $B$ ,  $V$  и  $R$  соответственно. Такая “выпуклая” зависимость  $p_{\lambda}$  напоминает ту, что наблюдается в минимумах блеска звезд RCтВ и отличается от межзвездной поляризации (Белякина и др., 1982, 1985).
- JD 2444387 (27.05.80) На недодержанной спектрограмме виден континуум без заметных эмиссий, хорошо видны линии H и K CaII одинаковой интенсивности (Хрон, Майтцен, 1980).
- JD 2444402–413 (11–22.06.80) Спектральный класс M 5–6 с четкой эмиссией  $H_{\alpha}$  и D Na и слабой эмиссией  $H_{\beta}$ , но без какой-либо заметной эмиссии в зеленой и синей областях (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444416 (24.06.80) Спектральный класс M 3–4 (Инджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444477–80 (25–28.08.80) IUE не обнаружил PU Vul (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2444479 (27.08.80) M3, эмиссия [NII] (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444480–490 (28.08–7.09.80) Минимум блеска PU Vul  $V = 13^m65$  (Колотылов, Белякина, 1982). Абсорбция  $H_{\beta}$  соответствует сверхгиганту F (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444481 (29.08.80) Спектральный класс M 4–5, заподозрено появление эмиссии [OIII] (Инджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444490–670 (7.09.80–6.03.81) Начальная фаза выхода из минимума – медленное возрастание блеска при сохранении аномально “голубых” показателей цвета ( $U - B$ ) и ( $B - V$ ) (Колотылов, Белякина, 1982).
- JD 2444495 (12.09.80) По полосам TiO – M 4–5, но нет характерной для M-звезд сильной линии Ca I  $\lambda 4227$  Å; эта синяя область спектра PU Vul соответствует раннему F спектру. Эмиссия [OIII]. (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444496–511 (13–28.09.80) Эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ , D Na, [NII] и [OIII] (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444496–523 (13.09.–10.10.80) M4 III, уменьшение за 3 месяца эквивалентной ширины  $H_{\alpha}$  вдвое и исчезновение эмиссии  $H_{\beta}$  (Гершберг и др., 1982).
- JD 2444498, 542 (15.09., 30.10.80) Максимальные значения показателей цвета ( $V - R$ ) и ( $V - I$ ) (Накагири, Ямашита, 1982).
- JD 2444528–539 (15–26.10.80) Поток в полосах JHK на  $1^m0-0^m6$  слабее, чем в апреле 1979 года (Белякина и др., 1985).

- JD 2444670-830 (6.03-13.08.81) После небольших локальных максимумов показателей цветов  $B-V$  и  $U-B$  и их последующего небольшого поглубения - конечная фаза выхода из глубокого минимума: более быстрое поярчение при возросших до максимальных значений показателей цветов ( $U-B$ ) и ( $B-V$ ) (Колотилов, Белякина, 1982).
- JD 2444671-721 (7.03-26.04.81) На абсорбционный М спектр накладываются многочисленные интенсивные эмиссионные линии ScII, TiII, YII, LaII, Nd II и лишь несколько линий Fe. Скачки интенсивностей у голов полос TiO соответствуют M1 в начале марта и M 3-4 к концу этого месяца. Однако, молекулярная полоса VO, четко видимая на мартовских и апрельских спектрах, показывает, что спектр не может быть более ранним, чем M 5-6. К концу апреля эмиссионный спектр ослабел, чисто эмиссионные линии D Na превратились в P Cug. (Белякина и др., 1984, 1985).
- JD 2444711 (16.04.81) По наблюдениям на Эйнштейне  $F_X(0.1 - 3.5\text{кэВ}) = 0.15 \times 10^{-11}$  эрг/см<sup>2</sup>с без следов периодичности (Эраклеус и др., 1991аб).
- JD 2444730 и 43 (4 и 17.05.81) Последние следы полос TiO в области  $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ : F2 Ib + M3 и F5 Ib + M2.  $\langle v \rangle = +23$  км/с. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444743-4 (18-19.05.81) A9-F0 II, сложная структура H $\beta$  (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444756-870 (31.05-22.09.81) На последней стадии выхода из глубокого минимума отношения  $\Delta m_\lambda / \Delta m_{5500 \text{ \AA}}$ ; о соответствовали закону межзвездного поглощения при  $\lambda < 7000 \text{ \AA}$  и рэлеевскому рассеянию при  $\lambda > 7000 \text{ \AA}$  (Белякина и др., 1985).
- JD 2444757-66 (1-10.06.81) Следы депрессии в области  $\lambda \lambda 6159-6300 \text{ \AA}$ , связанной с полосами TiO. Эмиссия H $\alpha$  разделена абсорбционной компонентой. (Белякина и др., 1985).
- JD 2444762-3 (6-7.06.81) Абсорбция H $\beta$ , эмиссия H $\alpha$  (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444806-53 (20.07-5.09.81) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F5 Ia.  $\langle v \rangle \sim 20$  кмс. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444818-26 (1-9.08.81) За 2 месяца заметное увеличение эквивалентных ширин абсорбционных линий H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , SrII, SiII, FeII, TiII, эмиссия H $\alpha$  разделена абсорбционной компонентой. Анализ спектров методом кривых роста дал  $lg P_e = -0.18$  и  $v_{турб} = 6.0$  км/с и не обнаружил значимых различий с результатами определения химсостава в апреле 1979 года. (Белякина и др., 1985).
- JD 2444830-900 (13.08-22.10.81) После 500-суточного минимума PU Vul стала на 0<sup>m</sup>4 ярче в полосе V, несколько возросли показатели цвета ( $U-B$ ) и ( $B-V$ ), и были заподозрены периодические колебания блеска с более коротким периодом и с меньшей амплитудой (Колотилов и Белякина, 1982). В дальнейшем эти подозрения не подтвердились (Колотилов, 1983б).
- JD 2444838-921 (21.08-12.11.81) F5 - F8 Ia (Ямашита и др., 1982).
- JD 2444858-97 (10.09-19.10.81) После выхода из минимума блеска поляризация PU Vul в полосах UBVRl составляла 0.1-0.3% (Белякина и др., 1984, 1985).
- JD 2444862-76 (14-28.09.81) UV спектр аналогичен спектру в апреле 1979 года, F8 Ib (Фогель, Нуссбаумер, 1992).

- JD 2444869-98 (21.09-20.10.81) Локальный максимум блеска с  $\Delta V \sim 0^m 1$  (Пургатофер, Шнелл, 1982).
- JD 2444942 (3.12.81) Слабая абсорбционная линия  $H_\alpha$  без следов эмиссии (Ямашита и др., 1982). Чисто абсорбционный спектр со слабыми эмиссионными компонентами по обе стороны от абсорбции  $H_\alpha$  (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2444974 (4.01.82) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F 5-8 Ia.  $\langle v \rangle \sim 27$  км/с. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445069 (8.04.82) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F 5 Ib.  $\langle v \rangle \sim 12$  км/с. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445108-67 (17.05-15.07.82) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F 5 Ia. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445132 (11.06.82) Распределение энергии в спектре *PU Vul* в диапазоне длин волн от 3700 до 6700 Å практически не отличается от распределения в спектре нормального сверхгиганта F 5 Ib. Избыток в ИК области соответствует излучению с чернотельной температурой 2400 К. (Белякина и др., 1985).
- JD 2445150 (29.06.82) Крутой рост степени собственной поляризации в ультрафиолет (Белякина и др., 1990).
- JD 2445158 (7.07.82) Спектральный класс F 8-9 I без пекулярностей (Хрон, Майтцен, 1984; Ямашита и др., 1984).
- JD 2445158-204 (7.07-22.08.82) Рост степени поляризации в *UBVRI* полосах (Белякина и др., 1985).
- JD 2445163 (12-13.07.82) Эмиссия  $H_\alpha$  разделена абсорбционным компонентом. По линиям абсорбционного спектра  $\langle v \rangle = -28$  км/с. (Белякина и др., 1985).
- JD 2445178-91 (28.07-5.08.82) Временное небольшое понижение блеска с  $\Delta U < \Delta B \sim \Delta V \sim 0^m 15$  (Пургатофер и Шнелл, 1983а). Поворот угла плоскости поляризации в *BVRI* полосах (Белякина и др., 1985).
- JD 2445186-7 (4-5.08.82) UV спектр соответствует классу F (Фогель, Нуссбаумер 1992).
- JD 2445198 (15.08.82) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F 8 Ia. (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445216 (3.09.82) F8 Ia или Iab без пекулярностей, как в ноябре 1991 года и в мае 1992 года. В сентябре - декабре 1982 года лучевые скорости в диапазоне от -24 до -55 км/с, что резко отличается от скорости 30 км/с в 1979 и 1981 годы. (Ямашита и др., 1983). Слабый и узкий эмиссионный компонент с красной стороны  $H_\beta$  (Ямашита, Норимото, 1993).
- JD 2445218 (5.09.82)  $\langle v \rangle = -12$  км/с (Колотилов, 1984а)
- JD 2445230-241 (18.09-29.09.82) Временное небольшое ослабление блеска с  $\Delta U < \Delta B \sim \Delta V \sim 0^m 30$  (Пургатофер, Шнелл, 1983а; Ямашита и др., 1983). Появление собственной поляризации до  $p_U \sim 0.8\%$  и с зависимостью  $p_\lambda$ , характерной для межзвездной среды (Белякина и др., 1984, 1985).



- JD 2445241-80 (17.10-6.11.82) Плавное поярчание и поголубение звезды с  $\Delta U \sim 0^m 8$  без заметных изменений в области  $\lambda > 8000 \text{ \AA}$ , сопровождавшееся заметным поворотом угла плоскости поляризации при сохранении степени поляризации (Пургатофер, Шнелл 1983а; Ямашита и др., 1983; Белякина и др., 1985).
- JD 2445270 (27.10.82) "Горбатая" зависимость степени собственной поляризации от длины волны с максимумом в сине-зеленой области (Белякина и др., 1990).
- JD 2445273-4 (30-31.10.82) Эмиссия  $H_\alpha$  (Лю Зонгли и др. 1983). Спектральный класс F 5-6 I-Ia, P Cyg профиль линии  $H_\beta$ . (Хрон, Майтцен, 1983).
- JD 2445277 (3.11.82) Вблизи локального максимума блеска эмиссия FeI, FeII, BaII, CaI, VII, LaII, ScII, сильная эмиссия  $H_\alpha$  сложного профиля и красный дублет SiII в поглощении (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445297-8 (23-24.11.82) Через 2 недели после максимума яркости в полосе U сильное ослабление линий FeI и FeII при сохранении линии CaI  $\lambda 4227 \text{ \AA}$ . Возможно некоторое ослабление H и K CaII, но линии H, TiII, ScII, SrII и BaII оставались без изменений (Ямашита и др., 1983, 1984). Поворот угла плоскости поляризации (Белякина и др., 1985).
- JD 2445299 (25.11.82) Заметное ослабление линий FeI при неизменности FeII, уменьшение ширины K CaII, увеличение глубин линий H, TiII, ScII и CaI  $\lambda 4227 \text{ \AA}$ , появление эмиссионной компоненты  $H_\beta$ , смещенной на +40 км/с.  $\langle v \rangle = -41 \text{ км/с}$ . (Колотилов, 1984а).
- JD 2445315 (11.12.82) По относительным интенсивностям линий CaI, H, FeI и FeII спектральный класс F 0 Ia.  $\langle v \rangle \sim -50 \text{ км/с}$ . (Ииджима, Ортолани, 1984).
- JD 2445322 (18.12.82) Сильная эмиссия  $H_\alpha$  с P Cyg профилем (Ямашита и др., 1983).
- JD 2445338 (3.01.83) Эмиссия  $H_\alpha$  ослабела, ее ширина  $\sim 20 \text{ км/с}$  с протяженным красным крылом.  $H_\beta$  в эмиссии нет. Ширины абсорбций  $H_\alpha$  и  $H_\beta \sim 120 \text{ км/с}$ . (Ямашита и др., 1983).
- JD 2445402-30 (8.03-5.04.83) Эмиссия  $H_\alpha$  очень слаба, но хорошо видна абсорбция (Ямашита и др., 1983; Канамицу, др., 1991).
- JD 2445429-30 (4-5.04.83) При попрежнему очень слабых линиях FeI и FeII начали слабеть линии CaI и BaII (Ямашита и др., 1984; Канамицу и др., 1991).
- JD 2445516-7 (30.06-1.07.83) Во время максимальной светимости в полосе V распределение энергии в диапазоне 3800 - 7000  $\text{\AA}$  соответствует сверхгиганту F0 с заметным избытком в ультрафиолетовой области:  $\Delta(U - B) \sim -0^m 2$ .  $R \sim 88 R_\odot$ . (Белякина и др., 1990).
- JD 2445522-3 (6-7.07.83) Очень слабая эмиссия  $H_\alpha$ , глубокие абсорбционные линии D Na (Белякина и др., 1990).
- JD 2445530-620 (14.07-12.10.83) Подъем блеска в полосе U на  $0^m 5$  при одновременном понижении в полосе V на  $0^m 1$  (Колотилов, 1984б).
- JD 2445532 (16.07.83) Крутой рост степени собственной поляризации в ультрафиолет (Белякина и др., 1990).
- JD 2445542 (26.07.83) Ослабление абсорбции  $H_\beta$  (Ямашита и др. 1984). Поздний F сверхгигант без эмиссий (Пургатофер, Шнелл, 1983б).

- JD 2445550 (3.08.83)  $\langle v \rangle = +4$  км/с. (Колотилов, 1984а).
- JD 2445577-9 (30.08-1.09) Повышение блеска в JHK полосах на  $0^m10-0^m15$  с последующим медленным возвращением в исходное состояние (Белякина и др., 1990).
- JD 2445579-91 (1-13.09.83) Повышение блеска в полосе U на  $0^m3$  с последующим пребыванием в этом состоянии, поворот угла плоскости поляризации в UVRI полосах почти на  $90^\circ$  (Белякина и др., 1990).
- JD 2445579-680 (1.09-11.12.83) Появление, усиление и исчезновение эмиссии  $H_\beta$  при вариации эмиссии  $H_\alpha$  (Лю Зонгли, Хао Ксанглянг, 1983, 1984).
- JD 2445582-6 (4-8.09.83) Поздний F сверхгигант,  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в эмиссии, очень слабая эмиссия [OII] и [OIII] (Пургатофер, Шнелл, 1983б).
- JD 2445585 (7.09.83) "Горбатая" зависимость степени собственной поляризации от длины волны с максимумом в сине-зеленой области (Белякина и др., 1990).
- JD 2445590-931 (12.09.83-18.08.84) Заметное уменьшение показателя цвета ( $U-B$ ) - вплоть до появления отрицательных значений - при малых изменениях показателя цвета ( $B-V$ ), соответствующего слабо покрасневшему F сверхгиганту. Этот избыток ( $U-B$ ) совпадает с периодом ослабления абсорбционных линий (Ямашита и др., 1984; Канамицу и др., 1991).
- JD 2445591 (13.09.83) Сильная эмиссия  $H_\alpha$  с широкими крыльями и эмиссия  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  в поглощении, но частично залита эмиссией (Белякина и др., 1990).
- JD 2445593 (15.09.83) Блеск в полосе K на  $0^m4$  выше, чем в глубоком минимуме 1981 года, и близок, как и в L полосе, к измеренному в апреле 1979 года. В сентябре 1983 г., как и в августе 1982 г., спектр PU Vul в диапазоне 1950-3320 ÅÅ напоминал спектр позднего A или раннего F гиганта или сверхгиганта без эмиссий. За год UV поток примерно удвоился при практически постоянной величине V. Распределение энергии более "красное", чем у нормальных AF звезд. (Фриджюнг и др., 1984).
- JD 2445593-607 (15-29.09.83) Почти полное исчезновение линий FeI и FeII, очень слабые линии CaI и BaII, ослабленные крылья H и K CaII, сильная эмиссия  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  почти отсутствует,  $H_\delta$  в поглощении (Ямашита и др., 1984; Канамицу и др., 1991).
- JD 2445599-604 (21-26.09.83) Появление эмиссионных компонентов у некоторых линий FeII и ScII (Колотилов, 1984а).
- JD 2445600 (22.09.83) UV континуум возрос вдвое по сравнению с уровнем сентября 1981 - августа 1982 без заметного изменения спектрального типа (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2445627 (19.10.83) Сложная структура эмиссии  $H_\alpha$ , сильная эмиссия  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  в поглощении, слабые эмиссионные компоненты линий D Na, эмиссия TiII, ScII, P Cуг профили линий 42 мультиплета FeII, линии других мультиплетов FeII в красной области спектра - в эмиссии, в синей области - в поглощении; красный дублет SiII в поглощении. (Белякина и др., 1990).
- JD 2445635-38 (27-30.10.83) Линии CaI и BaII почти исчезли, начал слабеть SrII, весьма слабы линии D Na и сильна эмиссия  $H_\alpha$ . (Ямашита и др., 1984; Канамицу и др., 1991).

- JD 2445800-5 (9-14.04.84) Распределение энергии в диапазоне 4000-7000 ÅÅ соответствует сверхгиганту А0. Следы полос поглощения TiO в области 7200-7300 ÅÅ, гигант М4-М5 дает 10% потока в этой области.  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  в эмиссии, следы эмиссии  $H_\gamma$ .  $m_{3520\text{Å}} - m_{4500\text{Å}} = 0^m58$ . (Кенион, 1986).
- JD 2445829-45 (8-24.05.84) Полностью исчезли линии D Na, начали слабеть линии TiII и ScII, слабая  $H_\beta$  эмиссия,  $\langle v \rangle \sim -30$  км/с. (Ямашита и др., 1984; Канамицу и др., 1991).
- JD 2445863-4 (11-12.06.84) Методом кривых роста определены параметры квазифотосферы PU Vul:  $T_{\text{возб}} = 8000$  К,  $lgP = 1.1$ ,  $v_{\text{турб}} = 6$  км/с. По сравнению с 1979 и 1981 годами усилился избыток элементов группы железа (кроме самого железа), избыток более тяжелых элементов и дефицит Ca и Sc. Эволюция химсостава от близкого к солнечному к типичному для Am звезд. Монотонный рост лучевой скорости абсорбционных линий Бальмеровской серии от 0 для  $H_\gamma$  до 55 км/с для  $H_{20}$ . (Белякина и др., 1990)
- JD 2445864-97 (12.06-15.07.84) Слабая эмиссия  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , глубокая абсорбция  $H_\gamma$ , исчезновение широких крыльев  $H_\alpha$  и эмиссии в линиях металлов, линии Бальмеровской серии прослеживаются до  $H_{29}$  (Белякина и др., 1990).
- JD 2445867-74 (15-22.06.84) Эмиссия  $H_\alpha$ , FeII, NeI, [OI], [CaII], в поглощении D Na, SiII, NI (Кляйн и др., 1994).
- JD 2445885-91 (3-9.07.84) Основные абсорбционные линии  $H_\gamma - H_{10}$ , H и K CaII, FeII и TiII.  $H_\beta$  заполнена эмиссией и сильная эмиссия  $H_\alpha$  (Лю Зонгли, 1984).
- JD 2445891 (9.07.84) Самое сильное ослабление абсорбционных линий, очень слабые линии TiII и ScII, эмиссия  $H_\beta$  почти исчезла (Ямашита и др., 1984).
- JD 2445924-67 (11.08-23.09.84) Плавный подъем на  $0^m1$  во всех полосах *UBVRI* (Белякина и др., 1990).
- JD 2445926-9 (13-16.08.84) Многие абсорбционные линии хорошо видимы, TiII и SrII восстановились до уровня октября 1983 года, но ScII слаб. Линия CaI слаба и широка. FeII как в апреле 1983 года, определенно присутствуют линии FeI. Сильная эмиссия  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  в абсорбции со слабой P Cug эмиссионной компонентой (Ямашита и др., 1984).
- JD 2445959(16.09.84) Ослабление абсорбционных линий без видимых эмиссий, кроме водорода (Канамицу, 1991).
- JD 2445963 (19.09.84) Крутой рост степени собственной поляризации в ультрафиолет (Белякина и др., 1990).
- JD 2445973 (29.09.84) Эмиссия  $H_\alpha$  практически исчезла,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в поглощении (Белякина и др., 1990).
- JD 2445980-1 (6-7.10.84) Гигант М4-М5 дает 70% излучения в полосе K. CO поглощение на 2.3 мкм. (Кенион, 1986).
- JD 2445984-6 (10-12.10.84) Распределение энергии в диапазоне 4000-7000 ÅÅ соответствует сверхгиганту А0. Следы полос поглощения TiO в области 7200-7300 ÅÅ, М гигант дает 10% потока в этой области.  $H_\alpha$  в эмиссии,  $H_\beta$  в поглощении.  $m_{3520\text{Å}} - m_{4500\text{Å}} = 0^m90$ . (Кенион, 1986).

- JD 2445985 (11.10.84) "Горбатая" зависимость степени собственной поляризации от длины волны с максимумом в сине-зеленой области (Белякина и др., 1990).
- JD 2446017 (12.11.84)  $F_V(4.9\text{Мгц}) < 0.20\text{мЯн}$  (Сиквист, Тейлор, 1990).
- JD 2446169-424 (12.04-24.12.85) Фотометрически самый спокойный сезон (Белякина и др., 1990; Колотилов, 1989).
- JD 2446218-9 (1-2.06.85) Спектр неотличим от полученного в октябре 1984 года,  $m_{3520\text{Å}} - m_{4500\text{Å}} = 1^m02$  (Кенион, 1986).
- JD 2446226 (9.06.85) Инфракрасное излучение такое же, как в октябре 1984 года (Кенион, 1986).
- JD 2446255-60 (8-13.07.85) Слабая эмиссия  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в поглощении. Параметры квазифотосферы:  $T_{\text{возб}} = 8000\text{ К}$ ,  $lgP = 1.2$  и  $v_{\text{турб}} = 6\text{ км/с}$  (Белякина и др., 1990).
- JD 2446301-55 (23.08-16.10.85) Слабая эмиссия  $H_\alpha$ , разделенная абсорбционным компонентом (Белякина и др., 1990).
- JD 2446302 (24.08.85) Ослабление абсорбционных линий без видимых эмиссий, кроме водорода; CaI, CrI, FeI, CrII и BaII в поглощении (Канамицу, 1991).
- JD 2446305-10 (27.08-1.09.85) Уменьшение колор-индекса  $c_1$ , соответствующего Бальмеровскому скачку, на  $0^m2$  за 5 суток. В то же время блеск в полосах  $u$  и  $b$  понизился на  $0^m1$  (Кляйн и др., 1994).
- JD 2446504-780 (13.03-15.12.86) В течение сезона заметные колебания блеска до  $0^m3$ , хорошо коррелированные в  $UBV$  полосах и слабо с  $R$  и  $I$  полосами (Белякина и др., 1990).
- JD 2446518 (28.03.86) "Горбатая" зависимость степени собственной поляризации от длины волны с максимумом в сине-зеленой области (Белякина и др., 1990).
- JD 2446573-81 (22-30.05.86) Исчезновение почти всех абсорбционных линий, кроме H и K CaII,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ ;  $H_\beta$  в эмиссии (Канамицу и др., 1991).
- JD 2446580 (29.05.86) Максимум блеска в  $JHKL$  полосах при минимуме в  $UBVRI$  (Белякина и др., 1990).
- JD 2446588-657 (6.06-15.08.86) Сильная эмиссия  $H_\alpha$ , разделенная абсорбционным компонентом. Узкие эмиссионные линии FeII в красной области спектра. P Cуг профили D Na и ИК триплета CaII. (Белякина и др., 1990).
- JD 2446601 (19.06.86) Крутой рост степени собственной поляризации в ультрафиолет (Белякина и др., 1990).
- JD 2446630 (18.07.86) Исчезновение эмиссии  $H_\beta$  (Канамицу и др., 1991).
- JD 2446639 (27.07.86) По Вильнюсской классификации, A2Ia (Барткевичюс и др., 1992).
- JD 2446643-651 (31.07-8.08.86) Эмиссия  $H_\alpha$ , FeII, [OI], [NII], в поглощении D Na, SiII, NI (Кляйн и др., 1994).

- JD 2446667-756 (24.08-21.11.86) Появление слабых абсорбционных линий TiII и ScII, H $\beta$  в эмиссии (Канамицу и др., 1991).
- JD 2446671-98 (28.08.-24.09.86) Распределение энергии в диапазоне 3800-7000 ÅÅ соответствует сверхгиганту A2 с заметным избытком  $\Delta(U - B) \sim 0^m5$ .  $R \sim 56R_{\odot}$ . (Белякина и др., 1990).
- JD 2446674 (1.09.86) С обеих сторон абсорбций H $\beta$  и H $\gamma$  появились эмиссионные компоненты. Ослабление линий поглощения CaI, CrI, FeI, FeII (Канамицу, 1991).
- JD 2446738 (3.11.86) Спектр сходен с теми, что были получены в 1981-82 годы и классифицируется как F5 Ia. H $\alpha$  и H $\beta$  в эмиссии, H $\gamma$ , H $\delta$ , H $\epsilon$ , H и K CaII, D Na в поглощении (Ииджима, 1989).
- JD 2446759 (24.11.86) "Горбатая" зависимость степени собственной поляризации от длины волны с максимумом в сине-зеленой области (Белякина и др., 1990).
- JD 2446897 (11.04.87) Ослабление всех абсорбционных линий - первый признак начала небулярной фазы за 5 месяцев до вспышки линий железа. H $\alpha$  и H $\beta$  в эмиссии, H $\gamma$ , H $\delta$ , H $\epsilon$ , H и K CaII в поглощении, но у H $\gamma$  слабый эмиссионный компонент (Ииджима, 1989).
- JD 2446931-7134 (15.03-4.12.87) Исчезновение почти всех абсорбционных линий, как в мае 1986 года. H $\beta$  в эмиссии весь год, абсорбция H $\gamma$  исчезла с марта по май и с августа видна в эмиссии, H $\delta$  в поглощении до мая и в эмиссии с августа. H и K CaII в поглощении до октября. С сентября по декабрь рост эмиссии водорода, FeII и [FeII] (Канамицу и др., 1991).
- JD 2446990-7035 (13.07-27.08.87) Эмиссия H $\gamma$  с синей стороны абсорбции исчезла, образовался P Cyg профиль H $\gamma$  и линий FeII. У красных границ абсорбционных линий ScII, TiII и CrII появились эмиссионные компоненты. (Канамицу, 1991).
- JD 2446999 (22.07.87) H $\beta$  и H $\gamma$  в эмиссии, H $\delta$  в поглощении, очень слабый абсорбционный спектр (Майтцен и др., 1987).
- JD 2447000 (23.07.87) Начало систематического уменьшения блеска в полосе V (Колотилов, 1993).
- JD 2447029 (21.08.87) По распределению энергии в диапазоне  $\lambda\lambda 3215 - 8630 \text{ \AA}$  и Бальмеровскому скачку определен спектральный класс горячего компонента: B6 Ia-Iab, T $_{\text{эфф}} = 13500 \text{ K}$  (Гохерманн, 1991).
- JD 2447061 (22.09.87) H $\beta$  и H $\gamma$  в эмиссии, у H $\delta$  профиль P Cyg, других эмиссий нет. Начало быстрого ослабления блеска (Майтцен и др., 1987).
- JD 2447071 (2.10.87) Появление эмиссии FeII и [FeII] (Ямашита, Норимото, 1993).
- JD 2447078 (9.10.87) Эмиссия в Бальмеровской серии до H $\epsilon$ , много эмиссионных линий FeII, слабая эмиссия MgII и SiII, K CaII в поглощении (Майтцен и др., 1987).
- JD 2447097 (28.10.87) UV поток в области  $\lambda > 2000 \text{ \AA}$  возрос вдвое по сравнению с сентябрем 1983 года. Весь IUE спектр соответствует среднему A классу (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2447134 (4.12.87) Широкая эмиссия HeI  $\lambda 4026 \text{ \AA}$  и  $\lambda 4471 \text{ \AA}$  (Ямашита, Норимото, 1993).

- JD 2447160 (30.12.87) Сильная эмиссия водорода, многих мультиплетов FeI, [FeI], HeI, но нет HeII и [OIII] (Ииджима, 1989).
- JD 2447169 (8.01.88) Эмиссия водорода, HeI, [SII], FeII, [FeII], SiII, TiII, CrII, MgII (Ииджима, 1989).
- JD 2447198-201 (6-9.02.88) За несколько дней отношение интенсивностей  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  увеличилось вдвое (Кляйн и др., 1994).
- JD 2447199 (7.02.88) Следы [NII]  $\lambda 5755\text{\AA}$  (Ииджима, 1989).
- JD 2447229-871 (8.03.88-10.12.89) Рост интенсивности эмиссионных линий водорода, FeI и [FeI] (Канамицу и др., 1991).
- JD 2447250 (29.03.88) Бальмеровская серия прослеживается в эмиссии до  $H_{15}$ , эмиссия HeI, FeII, [FeII], CrII, MgII, TiII, SiII, [SII], но нет следов HeII и D Na. Широкие крылья  $H_{\beta}$ : FWZI = 2600 км/с (Ииджима, 1989).
- JD 2447282-3 (30.04-1.05.88) В областях JHK видны многочисленные эмиссионные линии водорода, а также OI, [FeI], и [MgII], полосы поглощения CO и OH, но нет линий гелия, в частности,  $\lambda 10830\text{\AA}$ . Линии  $P_{\alpha}$ ,  $P_{\gamma}$  и OI, полученные с высоким спектральным разрешением, обнаружили сложную 3-компонентную структуру: центральный компонент с  $\langle v \rangle \sim 30$  км/с и 2 смещенных компонента с  $\langle v \rangle \sim -75$  км/с и  $\langle v \rangle \sim 85$  км/с. Блеск в ИК полосах оказался близок к данным 1979 года:  $J = 7^m 1$ ,  $H = 6^m 3$ ,  $K = 5^m 9$  и  $L = 5^m 4$  (Бенсаммар и др., 1991).
- JD 2447287 (5.05.88) Слабые эмиссионные компоненты D Na (Ииджима, 1989).
- JD 2447334 (21.06.88) Усиление эмиссии водорода и FeII, [NII]  $\lambda 5755\text{\AA}$  становится сравнима с близкой эмиссией железа (Ииджима, 1989).
- JD 2447359 (16.07.88) С октября 1987 года излучение в области  $\lambda > 1900\text{\AA}$  ослабело вдвое, а в области  $\lambda < 1900\text{\AA}$  - вдвое возросло (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2447375-465 (1.08.-30.10.88) Появление с синей стороны от абсорбции эмиссионных компонентов  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ , исчезновение абсорбционных линий CaI, CrI, FeI. Ослабление ScII и TiII. Усиление P Cуг FeII, эмиссия FeII и [FeI] становится главной особенностью спектра (Канамицу, 1991).
- JD 2447384-89 (10-15.08.88) Заметное усиление HeI относительно февраля 1988 года (Кляйн и др., 1994).
- JD 2447438 (3.10.88) По сравнению с июлем 1988 года излучение в области  $\lambda > 1900\text{\AA}$  оставалось неизменным и несколько возросло в области  $\lambda < 1900\text{\AA}$ . Спектральный класс A0. Сильная эмиссия в области  $\lambda > 1720\text{\AA}$ . (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2447450 (15.10.88)  $F_{\nu}(5\text{ГГц}) < 1.15$  мЯн,  $H_{\beta}/[\text{OIII}] \gg 45$ ,  $\tau_{\nu}(5\text{GHz}) > 7$ . По оптическим и радионаблюдениям *PU Vul* соответствует симбиотическим звездам типа S. (Айвисон и др., 1991).
- JD 2447625-26 (8-9.04.89) Спектральный класс по IUE спектрам A2 Ia (Фогель, Нуссбаумер, 1992).

- JD 2447664 (17.05.89) По ИК полосам TiO спектр красного гиганта M6.8 (Шилд и др., 1992).
- JD 2447666-8014 (19.05.89-2.05.90) Сильный эмиссионный мультиплет NI  $\lambda\lambda 174345\text{\AA}$ , появление и усиление SiIII]  $\lambda 1892\text{\AA}$  и SiIII]  $\lambda 1909\text{\AA}$  (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2447668-8522 (21.05.89-22.09.91) Усиление эмиссионного дублета SiIV  $\lambda\lambda 1393/1402\text{\AA}$  в три раза и формирование типичного P Cug профиля; аналогичная ситуация с дублетом CIV  $\lambda\lambda 1548/1550\text{\AA}$ , но там поглощение железом усложняет картину. Широкая эмиссия HeII  $\lambda 1640\text{\AA}$  с FWZI = 900 км/с и с наложением 5 глубоких абсорбций, обусловленных FeII в ветре от красного гиганта. На  $v \approx -1$  км/с в дублетах SiIV и AlIII видны узкие абсорбционные околозвездные компоненты (Сайон и др. 1993). Обнаружение флуоресцентных линий FeII  $\lambda\lambda 1869\text{\AA}$ ,  $1889\text{\AA}$  и  $1975\text{\AA}$ , которые возбуждаются линиями Ly $\alpha$ , OVI и CIV (Файбелсон и др., 1991).
- JD 2447690-8880 (12.6.89-13.9.92) По полосам TiO спектр красного гиганта M6. Кроме окиси титана, в поглощении видны D линии натрия и инфракрасный триплет CaII. В диапазоне длин волн  $\lambda\lambda 3210 - 10950\text{\AA}$  отождествлено около 280 эмиссионных линий, более 40% которых – линии FeII и FeIII. У этих линий FWHM около 170 км/с, у линий NIII, NIV, CIV и HeII высокого возбуждения FWHM  $\sim 800$  км/с. Поток в линиях водорода и железа ослабевали от 1989 к 1992 году. В июне 1990 года появились ИК запрещенные линии [AlII] и [SiII]. Согласно анализу небулярного спектра,  $T_e \sim 12000$  К, температура горячего компонента системы от 96 до 235 тысяч К, имеет место повышенное содержание гелия, нижний предел  $n_e \sim 7 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$  в октябре 1991 года и его понижение в 2-3 раза к сентябрю 1992 года. (Андрия и Узьо, 1994).
- JD 2447693 (15.06.89) В ИК области сильная эмиссия OI, FeII, HI, CaII и NI (Андрия и др., 1995).
- JD 2447734 (26.07.89) Сильная эмиссия H $\alpha$  с широкими крыльями и центральной абсорбцией (Канамицу, 1991).
- JD 2447757 (18.08.89) По ИК полосам TiO спектр красного гиганта M5.3 (Шилд и др., 1992).
- JD 2447766 (27.08.89) Появление и последующее усиление эмиссии HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  (Ямашита, Норимото, 1993).
- JD 2447779-80 (9-10.09.89) За полтора месяца профиль H $\alpha$  изменился кардинальным образом: вместо типичного двухвершинного профиля с глубокой абсорбцией и FWZI = 2000 км/с и FWHM = 130 км/с обнаружился очень широкий одиночный профиль с FWZI = 3000 и FWHM = 640 км/с и со слабыми следами прежней структуры в центре. Одновременно полученные профили H $\gamma$  такого изменения не обнаружили (Тамура и др., 1992).
- JD 2447785 (15.09.89) На спектре, полученном через 5 дней после Тамуры и др. (1992), профиль H $\alpha$  имел нормальный двухвершинный вид (Винкель и др., 1993).
- JD 2447794-5 (24-25.09.89) UV спектр практически не менялся с октября 1988 года. На спектрах высокого разрешения многочисленные эмиссионные линии FeII со смещением на 45 км/с. Боллометрическая величина вспыхнувшего компонента такая же, как в апреле 1979 года (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2447804-07 (4-7.10.89)  $F_r(3.6\text{см}) = 0.18$  и  $0.27 (\pm 0.05)$  мЯн (Сиквист и др., 1993).

- JD 2447841-42 (10-11.11.89) Доминирует эмиссия водорода и железа. Кроме того, обнаружены эмиссионные линии [SII], NiII, TiII, HeI, CrII, MgI, NiII, FeIII, HeII, SiII, NeI, NI, OI, MnII, [OI], MgI, NII; в поглощении только межзвездные линии D Na. При гауссовой аппроксимации профили линий HeI и HeII имеют  $\sigma = 207$  км/с. Видна структура профилей Бальмеровских линий, их реальные изменения за несколько дней. У некоторых линий HeI также виден P Cyg профиль со смещением абсорбции на  $-380$  км/с. Различия в смещениях соответствуют стратификации ветра. (Кляйн и др., 1994).
- JD 2448014-8522 (2.05.90-22.09.91) Эмиссия NiII  $\lambda 1752 - 54\text{\AA}$  заменяет NI  $\lambda \lambda 1743 - 45\text{\AA}$ , усиление SiII  $\lambda 1892\text{\AA}$  и CIII  $\lambda 1909\text{\AA}$ . Резонансные линии CIV и SiIV имеют P Cyg профили со смещением абсорбции на  $-550$  км/с. (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2448068 (25.06.90)  $K = 6^m 04$ ,  $J - H = 0^m 85$ ,  $H - K = 0^m 39$ ,  $K - L = 0^m 39$  (Мунари и др., 1992).
- JD 2448083-9 (11-17.07.90) Сильные эмиссионные линии до  $H_{20}-H_{21}$  и эмиссионный Бальмеровский континуум. По сравнению с 1984 годом континуум ослабел в 4 раза, поток в  $H_{\beta}$  вырос в 10 раз. Бальмеровские линии до  $H_{11}-H_{12}$  имеют двойной эмиссионный пик, абсорбционный компонент и широкие эмиссионные крылья, высшие члены серии - одиночный эмиссионный пик и слабые крылья. P Cyg профили линий HeI  $\lambda \lambda 4026$  и  $4471\text{\AA}$  со смещением абсорбции на  $-420$  км/с. Эмиссионные линии, типичные для WR звезд: HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ , бленда NiII  $\lambda \lambda 4334 - 41 - 42\text{\AA}$ , слабая эмиссия NV  $\lambda 4058\text{\AA}$ ; интенсивности этих эмиссий сравнимы с интенсивностью широких крыльев Бальмеровских линий, их профили асимметричны с более протяженными красными крыльями и  $FWZI \sim 1100-1200$  км/с. Нет ранее наблюдавшихся линий TiII, CrII, MgII, есть эмиссии FeII и [FeII], [OIII], [NeIII], [SII] с  $FWHM \sim 100$  км/с. Впервые появилась эмиссия [FeIII], ее  $\langle v \rangle = 23$  км/с. (Томов и др., 1991).
- JD 2448107 (3.08.90) PU Vul патрулировалась около часу на предмет поиска быстрых флуктуаций, но они не были обнаружены (Кляйн и др., 1994).
- JD 2448162-5 (27-30.09.90) ИК наблюдения обнаружили сильные эмиссионные линии  $V_{\gamma}$ ,  $V_{\delta}$ ,  $P_{\gamma}$ ,  $P_{\delta}$  и HeI  $\lambda 2.058$  и  $\lambda 2.113\mu m$ . Хорошо видна абсорбция CO, по которым  $[C/H] = -0.75$ ,  $^{12}C/^{13}C = 10$  и размер гиганта ( $R_*$ )/расстояние(кпс) = 82 (Шилд и др., 1992).
- JD 2448217 (21.11.90) В UV области типичный небулярный спектр с температурой возбуждения около 40000 К и явно ниже 50000 К (Фогель, Нуссбаумер, 1992).
- JD 2448256-8 (30.12.90-1.01.91) По сравнению с июлем 1990 года ослаблена абсорбционная компонента, разделяющая эмиссию Бальмеровских линий на два пика; эмиссия HeI усилилась вдвое, линия [OIII]  $\lambda 4363\text{\AA}$  - в 5 раз, линия [NeIII]  $\lambda 3869\text{\AA}$  - в 10 раз (Томов и др., 1991).
- JD 2448397 (20.05.91)  $F_{\nu}(3.6\text{см}) = 1.05 \pm 0.10$  мЯн (Сиквист и др., 1993).
- JD 2448405 и 8525 (28.05 и 25.09.91) По относительным интенсивностям линий нейтрального гелия  $\lambda 6678\text{\AA}$ ,  $\lambda 5876\text{\AA}$  и  $\lambda 7065\text{\AA}$  оценены параметры излучающей эти линии среды:  $n_e \sim 10^8 \text{см}^{-3}$ ,  $\tau_{\lambda 3889} \sim 6$ ,  $R = 10^{12}$  см (Прога и др., 1994).
- JD 2448555 (25.10.91)  $FWHM$  (HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ ) = 820 км/с (Андрияна, Узьо, 1995). JD 2448774  $\pm 30$  (май-июнь 1992)  $K = 6^m 3$ ,  $H - K = 0^m 33$ ,  $J - H = 0^m 85$ ,  $K - L = 0^m 33$  (Гаррисон, 1993).



- JD 2448858 (23.08.92) Спектр с IUE очень похож на полученный 22 сентября 1991 года (Нуссбаумер, Фогель, 1996).
- JD 2448875 (9.09.92) FWHM (HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ ) = 953 км/с (Андрия, Узьо, 1995).
- JD 2449161 (22.06.93) В области  $\lambda 1830\text{\AA}$  континуум ослабел примерно вдвое, в области  $\lambda < 1500\text{\AA}$  гораздо сильнее (Нуссбаумер, Фогель, 1996).
- JD 2449193 (24.07.93) FWHM (HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ ) = 1200 км/с (Андрия, Узьо, 1995).
- JD 2449309–473 (19.11.93–30.04.94) Видны лишь следы эмиссионных линий HeII  $\lambda 1640\text{\AA}$ , NV  $\lambda 1240\text{\AA}$  и NIV  $\lambda 1718\text{\AA}$  (Нуссбаумер, Фогель, 1996).
- JD 2449312–449 (22.11.93–6.04.94) Во время минимума блеска 1993–94 годов хорошо видны полосы TiO в красной области спектра, плоский небулярный континуум в сине-желтой области и сильная эмиссия [OIII], [NeIII] и HeI; Бальмеровская серия не является доминирующей в эмиссионном спектре, что означает дальнейшее повышение температуры и уменьшение радиуса вспыхнувшего компонента; эмиссия [NeIII]  $\lambda 3869\text{\AA}$  уступает по интенсивности только  $H_{\alpha}$  и вдвое превосходит [OIII]  $\lambda 5007\text{\AA}$  (Колотилов и др., 1995).
- JD 2449445 (2.04.94) Сильная и широкая эмиссия HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$ , наблюдавшаяся в течение 4 лет, практически исчезла, эквивалентная ширина  $H_{\beta}$  выросла в течение года, небулярные линии усилились за это время относительно  $H_{\beta}$  на 15% (Гарнавич, 1994).
- JD 244945810 (15.04.94) Середина широкого минимума с  $\Delta V = 0^m 55$ , имевшего длительность полной фазы 290 суток, а спуск и подъем к этой фазе – по 35 суток; в фазе полного затмения разновременное поглубение  $U - B$  и  $B - V$  с амплитудой  $0^m 1$  (Колотилов и др., 1995).
- JD 2449495 (22.05.94) Быстрый всплеск с  $\Delta V = 0^m 13$ ; по-видимому, подобные события происходили с 1988 года 7 раз примерно через каждые 317 суток (Колотилов и др., 1995).
- JD 2449525 (21.06.94) Значительная часть эмиссионных линий принадлежит [FeII] и [FeIII], в течение двух лет линии [FeII] медленно ослабевают, а линии [AIV] усиливаются (Андрия, Узьо, 1995).
- JD 2449539 (5.07.94) Начало восстановления эмиссионных линий HeII  $\lambda 1640\text{\AA}$ , NV  $\lambda 1240\text{\AA}$  и NIV  $\lambda 1718\text{\AA}$  (Нуссбаумер, Фогель, 1996).
- JD 2449566 (1.08.94) Эмиссии He II  $\lambda 4686\text{\AA}$  в спектре нет (Гарнавич, Трамелл, 1994).
- JD 2449629 (3.10.94) Появление эмиссии He II  $\lambda 4686\text{\AA}$  (Гарнавич и Трамелл 1994). По характеру профилей UV эмиссионные линии разделяются на 3 группы: чисто “ветровые” линии HeII и NV, возникающие в звездном ветре от горячего компонента системы, линии CIV с ветровыми и небулярными компонентами и чисто небулярные линии CIII], SiIII], NIII], NIV], OIII], AIII] и SiIV; линии дублета CIV  $\lambda\lambda 1548/51\text{\AA}$  содержат широкие ветровые компоненты и узкие компоненты типа P Cyg, FWHM широкой компоненты соответствует скорости 1000 км/с; такие же скорости у ионов NV. Отсутствие мультиплета OIII]  $\lambda 1400\text{\AA}$  означает плотность ветра  $lgn_e \geq 12$ . Ширина еще не вполне восстановившейся эмиссии HeII  $\lambda 1640\text{\AA}$  соответствует скорости 460 км/с. Ширины небулярных линий – 60–70 км/с, они возникают в среде с  $lgn_e \geq 7$ . Ветровые линии исчезали во время минимума 1993–94 годов, тогда как небулярные линии мало изменялись в это время. Узкая небулярная линия OIII]  $\lambda 1641\text{\AA}$  и мультиплет NI

$\lambda 1742/5\text{\AA}$  указывают на наличие нейтрального газа в системе и его ударное возбуждение (Нуссбаумер, Фогель, 1996).

JD 2449570 (7.10.94) UV континуум восстановился до уровня, каким он был перед минимумом 1993–94 годов (Нуссбаумер, Фогель, 1996).

JD 2449668 (12.11.94) Эмиссия HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  сильнее и шире – FWHM = 1850 км/с – чем в июле 1990 года; исчезла бленда NIII  $\lambda 4638\text{\AA}$ , появились сильные эмиссии CIII и CIV; FWHM линий HeI и NIII  $\sim 125$  км/с, FeII, [FeIII] и [NII] – 50 км/с; линия [NII]  $\lambda 6584\text{\AA}$  имеет два пика с расщеплением 28 км/с (Колотилов и др., 1995).

JD 2449826 (18.04.95) Систематическое уменьшение отношения интенсивностей линий SIII]  $\lambda 1892$ /CIII]  $\lambda 1909$  соответствует уменьшению плотности среды (Нуссбаумер, Фогель, 1996).

JD 2449886 (17.06.95) На протяжении 4 лет поток в линии HeII  $\lambda 4686\text{\AA}$  возрос в 7 раз, а FWHM от 820 до 1535 км/с (Андрия, Узьо, 1995).

JD 2449953 (23.08.95) Середина неглубокого ( $\Delta V = 0^m 35$ ,  $\Delta B = 0^m 22$ ), но продолжительного – около 150 суток – минимума блеска (Гриц и др., 1996).

## Литература

- Айвисон и др. (Iverson R.J., Bode M.F., Roberts J.A., Meaburn J., Davis R.J., Nelson R.F., Spencer R.E.) // Monthly Notices RAS. 1991. V. 249. P. 374.
- Андрия и Узьо (Andrillat Y. and Houziaux L.) // Monthly Notices RAS. 1994. V. 271. P. 875.
- Андрия и Узьо (Andrillat Y. and Houziaux L.) // IBVS N 4251. 1995.
- Андрия и др. (Andrillat Y., Jaschek C. and Jaschek M.) // Astron.Astrophys.Suppl.Ser. 1995. V. 112. P. 475.
- Барткевичюс и др. (Bartkevicius A., Lazauskaite R., Tautvaisiene G.) // Baltic Astronomy . 1992. V. 1. P. 216.
- Белякина Т.С., Ефимов Ю.С., Павленко Е.П., Шенаврин В.И. // Астрон.журнал. 1982. V. 59. P. 1.
- Белякина и др. (Belyakina T.S., Bondar N.I., Chochol D., Chuvaev K.K., Efimov Yu.S., Gershberg R.E., Grygar J., Hric L., Krasnobabtsev V.I., Petrov P.P., Pirolo V., Savanov I.S., Shakhovskaya N.I., Shakhovskoj N.M. and Shenavrin V.I.) // Astron.Astrophys. 1984. V. 132. P. 12.
- Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е., Ефимов Ю.С., Краснобабцев В.И., Петров П.П., Пи-рола В., Саванов И.С., Чуваев К.К., Шаховская Н.И., Шаховской Н.М., Шенаврин В.И. // Извест.Крымск.Астрофиз.Обсерв. 1985. V. 72. P. 3.
- Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е., Гриц Л., Грыгар И., Ефимов Ю.С., Краснобабцев В.И., Пи-рола В., Поутанен М., Саванов И.С., Туоминен И., Хохол Д., Чуваев К.К., Шаховская Н.И., Шаховской Н.М., Шенаврин В.И., Щербаков А.Г. Изв.Крымск.Астрофиз.Обс. 1990. V. 81. P. 28. (В сокращенном виде опубликовано в Astron.Astrophys. 1989. V. 223. P. 119.)
- Бенсаммар и др. (Bensammar S., Friedjung M. and Assus P.) // Astron.Astrophys. 1980. V. 83. P. 261.
- Бенсаммар и др. (Bensammar S., Friedjung M., Chauville J. and Letourneur N.) // Astron.Astrophys. 1991. V. 245. P. 575.
- Винкель и др. (Winckel H.V., Duerbeck H.W. and Schwarz H.E.) // Astron.Astrophys.Suppl.Ser. 1993. V. 102. P. 401.
- Гарнавич (Garnavich P.) // IAU Circular N 5969. 1994.
- Гарнавич и Траммелл (Garnavich P. and Trammell S.R.) // IAU Circular N 6089. 1994.
- Гаррисон (Harrison T.E.) // Monthly Notices RAS. 1992. V. 259. P. 17.
- Гаррисон и Герц (Harrison T.E. and Gehrz R.D.) // Astron.J. 1991. V. 101. P. 587.

- Гершберг P.Е., Краснобабцев В.И., Петров П.П., Чуваев К.К. // *Астрон.журнал*. 1982. V. 59. P. 6.
- Гохерманн (Goehermann J.) // *Astron.Astrophys.* 1991. V. 250. P. 361.
- Гриц и др. (Hric L., Chochol D. and Grygar J.) // *IBVS N 1835*. 1980.
- Гриц и др. (Hric L., Skopal A., Urban Z., Petrik K., Komzik R., Chochol D., Pribulla T., Niarchos P., Rovithis-Livaniou H., Rovithis P., Kaserkevich V.S., Shpychka I.V., Velic Z., Halevin A.V., Andronov I.L., Oksa G., Krticka J.) // *Contd.Astron.Obs.Skalnate Pleso*. 1996. V. 26. P. 121.
- Ииджима (Iijima T.) // *Astron.Astrophys.* 1989. V. 215. P. 57.
- Ииджима и Ортолани (Iijima T. and Ortolani S.) // *Astron. Astrophys.* 1984. V. 136. P. 1.
- Ишида и др. (Ishida K., Yamashita Y. and Nariai K.) // *IAU Circ. N 3350*. 1979.
- Канамицу (Kanamitsu O.) // *Publ.Astron.Soc.Japan*. 1991. V. 43. P. 225.
- Канамицу и др. (Kanamitsu O., Yamashita Y., Norimoto Y., Watanabe E. and Yutani M.) // *Publ.Astron.Soc.Japan*. 1991. V. 43. P. 523.
- Кенион (Kenyon S.J.) // *Astron.J.* 19986. V. 91. 563.
- Кляйн и др. (Klein A., Bruch A. and Luthardt R.) // *Astron. Astrophys.Suppl.Ser.* 1994. V. 104. P. 99.
- Козаи (Kozai Y.) // *IAU Circ. N 3344*. 1979a.
- Козаи (Kozai Y.) // *IAU Circ. N 3348*. 1979b.
- Колотилов Е.А. // *Астрон.журнал*. 1983a. V. 60. P. 324.
- Колотилов Е.А. // *Письма в Астрон.журнал*. 1983b. V. 9. P. 486.
- Колотилов Е.А. // *Письма в Астрон.журнал*. 1984a. V. 10. P. 284.
- Колотилов Е.А. // *Письма в Астрон.журнал*. 1984b. V. 10. P. 609.
- Колотилов Е.А. // *Письма в Астрон.журнал*. 1989. V. 15. P. 519.
- Колотилов Е.А. // *Переменные звезды*. 1993. V. 23. P. 113.
- Колотилов Е.А. и Белякина Т.С. (1982) - *IBVS N 2097*.
- Колотилов и др. (Kolotilov E.A., Munari U. and Yudin B.F.) // *Monthly Notices RAS*. 1995. V. 275. P. 185.
- Лиллер и др. (Liller W., Schwartz G. and Whitney C.A.) // *IAU Circ. N 3348*. 1979.
- Лиллер и Лиллер (Liller M.H. and Liller W.) // *Astron.J.* 1979. V. 84. P. 1357.
- Лю Зонгли (Liu Zongli) // *IBVS N 2576*. 1984.
- Лю Зонгли и др. (Liu Zongli, Hao Xiangliang and Mei Bao) // *IBVS N 2291*. 1983.
- Лю Зонгли и Хао Ксанглянг (Liu Zongli and Hao Xiangliang) // *IBVS N 2446*. 1983.
- Лю Зонгли и Хао Ксанглянг (Liu Zongli and Hao Xiangliang) // *IBVS N 2466*. 1984.
- Майтцен и др. (Maitzen H.M., Schnell A. and Hron J.) // *IAU Circ. N 4474*. 1987.
- Маргрейв (Margrave T.E.) // *IAU Circ. N 3421*. 1979.
- Махра и др. (Mahra H.S., Joshi S.C., Srivastava J.B. and Dhir S.L.) // *IBVS N 1683*. 1979.
- Мохнацки (Mochnecki S.) // *IAU Circ. N 3350*. 1979.
- Муминович (Muminovic M.) // *IAU Circ. N 3403*. 1979.
- Мунари и др. (Munari U., Yudin B.F., Taranova O.G., Massone G., Marang F., Roberts G., Winkler H. and Whitelock P.A.) // *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.* 1992. V. 93. P. 383.
- Накагири и Ямашита (Nakagiri M. and Yamashita Y.) // *Tokyo Astron.Bull. Second Ser.* 1980. N 263. P. 2993.
- Накагири и Ямашита (Nakagiri M. and Yamashita Y.) // *Annals Tokyo Astron.Obs. Second Ser.* 1982. V. 19. P. 8.
- Нуссбаумер и Фогель (Nussbaumer H. and Vogel M.) // *Astron.Astrophys.* 1996. V. 307. P. 70.
- Прога и др. (Proga D., Mikolajewska J. and Kenyon S.J.) // *Monthly Notices RAS*. 1994. V. 268. P. 213.
- Пургатофер и Шнелл (Purgathofer A. and Schnell A.) // *IBVS N 2071*. 1982.
- Пургатофер и Шнелл (Purgathofer A. and Schnell A.) // *IBVS N 2264*. 1983a.
- Пургатофер и Шнелл (Purgathofer A. and Schnell A.) // *IAU Circ. N 3859*. 1983b.
- Сайон и др. (Sion E.M., Shore S.N., Ready C.J. and Scheible M.P.) // *Astron.J.* 1993. V. 106. P. 2118.
- Сиквист и Тейлор (Seaquist E.R. and Taylor A.R.) // *Astrophys.J.* 1990. V. 349. P. 313.
- Сиквист и др. (Seaquist E.R., Krogulec M. and Taylor A.R.) // *Astrophys.J.* 1993. V. 410. P. 260.
- Стефенсон (Stephenson C.B.) // *IAU Circ. N 3356*. 1979.

- Тамура и др. (Tamura S., Kanamitsu O. and Yamashita Y.) // *Publ.Astron.Soc.Japan.* 1992. V. 44. P. 543.
- Томов и др. (Tomov T., Zamanov R., Iliev L., Mikolajewski M. and Georgiev L.) // *Monthly Notices RAS.* 1991. V. 252. P. 31.
- Файбелман и др. (Feibelman W.A., Bruhweiler F.C., Johansson S.) // *Astrophys.J.* 1991. V. 373. P. 649.
- Фогель и Нуссбаумер (Vogel M. and Nussbaumer H.) // *Astron.Astrophys.* 1992. V. 259. P. 525.
- Фриджюнг и др. (Friedjung M., Ferrari-Toniolo M., Persi P., Altamore A., Cassatella A. and Viotti R.) // in: J.M. Mead, R.D.Chapman and Y.Kondo (eds) "The future of ultraviolet astronomy based on six years of IUE research" NASA CP-2349. NASA. Washington. 1984. P. 305.
- Холм и Ву (Holm A.V. and Wu C.-C.) // *IAU Circ. N 3471.* 1980.
- Хонда и др. (Honda M., Ishida K., Noguchi T., Norimoto Y., Nakagiri M., Soyano T. and Yamashita Y.) // *Tokyo Astron.Bull. Second Ser.* 1979. N 262 P. 2983.
- Хохол и др. (Chochol D., Hric L. and Papousek J.) // *IBVS N 2059.* 1981.
- Хохол и др. (Chochol D., Tamura S., Kanamitsu O., Pribulla T., Tajitsu A.) // 1996, in: A.Evans and J.H.Wood (eds) "Cataclysmic variables and related objects". *Proc.158 IAU Coll. June 26-30, 1995.* Keele, UK. Kluwer Acad.Publ. P. 343.
- Хрон и Майтцен (Hron L. and Maitzen H.M.) // *IAU Circ. N 3487.* 1980.
- Хрон и Майтцен (Hron J. and Maitzen H.M.) // *IBVS N 2273.* 1983.
- Чхиквадзе Я.Н. // *Астрон.цирк.* 1981. N 1150, P. 7.
- Шилд и др. (Schild H., Boyle S.J. and Schmid H.M.) // *Monthly Notices RAS.* 1992. V. 258. P. 95.
- Шмидт и Грин (Schmidt M. and Green R.) // *IAU Circ. N 3350.* 1979.
- Эраклеус и др. (Eracleous M., Patterson J., Halpern J.) // *Astrophys.J.* 1991a. V. 370. P. 330.
- Эраклеус и др. (Eracleous M., Halpern J., Patterson J.) // *Astrophys.J.* 1991b. V. 382. P. 290.
- Эшбрук (Ashbrook J.) // *Sky and telescope.* 1979. V. 58. N1, P. 11.
- Ямашита и Норимото (Yamashita Y. and Norimito Y.) // *Publ. Nat.Astron.Obs.Japan.* 1993. V. 3. P. 93.
- Ямашита и др. (Yamashita Y., Maehara H. and Norimito Y.) // *Publ.Astron.Soc. Japan.* 1982. V. 34. P. 269.
- Ямашита и др. (Yamashita Y., Norimito Y. and Yoo K.H.) // *Publ.Astron.Soc. Japan.* 1983. V. 35. P. 521.
- Ямашита и др. (Yamashita Y., Norimoto Y. and Watanabe E.) // *Частное сообщение.* 1984.

УДК 524.337

## Исследование пекулярного объекта Кувано-Хонда (PU Vul). III

Т.С. Белякина<sup>1</sup>, В.И. Бурнашев<sup>1</sup>, Р.Е. Гершберг<sup>1</sup>, Ю.С. Ефимов<sup>1,2</sup>, Н.М. Шаховской<sup>1,2</sup>,  
В.И. Шенаврин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, п. Научный

<sup>2</sup> Крымское отделение Института Исаака Ньютона, Чили

<sup>3</sup> Крымская лаборатория ГАИШ, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 1997 г.

**Аннотация.** Приводится полная сводка крымских *UBVR IJHKLM* фотометрических, абсолютных спектрофотометрических и поляриметрических наблюдений симбиотической новой PU Vul в 1987 – 1996 годы, когда система переходила из фазы сверхгиганта в небулярную фазу. Результаты семнадцатилетнего летнего изучения PU Vul в Крыму рассматриваются в контексте драматической истории изучения этой системы.

THE STUDY OF THE KUWANO-HONDA'S PECULIAR OBJECT (PU VUL). III, by T.S. Belyakina, V.I. Burnashev, R.E. Gershberg, Yu.S. Efimov, N.M. Shakhovskoy, V.I. Shenavrin. The complete crimean data on the *UBVR IJHKLM* photometrical, absolute spectrophotometrical and polarimetrical observations of the symbiotic nova PU Vul are presented for 1987-1996 years when the system was in transition from the phase of a supergiant to the nebular phase. Results of 17 year studies of PU Vul in Crimea are considered as a part of dramatic history of investigations of this object.

**Ключевые слова:** симбиотические звезды: PU Vul, *UBVR IJHKLM* фотометрия, поляриметрия, спектрофотометрия.

### 1 Введение

Вспыхнувший в 1978 году пекулярный объект Кувано-Хонда – PU Vul – был открыт весной 1979 года (Козаи, 1979) и с августа того же года систематически изучается в Крымской астрофизической обсерватории. Наши первые исследования (Белякина и др., 1982а, 1982б; Гершберг и др., 1982) позволили установить двойственность этого объекта и отождествить один из компонентов двойной системы с нормальным М гигантом, оценить расстояние и межзвездное поглощение до этого объекта. В статье Белякиной и др. (1985) были подробно изложены наши фотометрические, спектрофотометрические, спектральные и поляризационные наблюдения, проведенные в 1981 – 1982 году. На основании проведенного анализа этих данных был сделан вывод о том, что эта переменная является симбиотической новой звездой типа RT Ser. Было найдено, что вспыхнувший горячий компонент системы PU Vul практически не отличим от нормального сверхгиганта класса F, уточнены параметры М-гиганта ( $T_e=2400\text{K}$ , M6.5), межзвездного поглощения  $A_V = 1.2$  и расстояния до системы ( $r=5.3$  кпс), и дана интерпретация глубокого минимума блеска PU Vul в 1980 году в

рамках образования околозвездной пылевой оболочки с изменяющимися со временем физическими свойствами пылинок, определена скорость расширения пылевой оболочки (48 км/сек).

Последующие крымские наблюдения PU Vul в 1983 – 1986 годы, включавшие, наряду с наземными наблюдениями, спектрофотометрические измерения в ультрафиолете с борта астрофизической станции Астрон, были изложены в статье Беякиной и др. (1990). В эти годы на фоне неправильных колебаний блеска с амплитудой до  $\Delta U \approx 0^m2 - 0^m3$  происходило систематическое ослабление блеска системы и уменьшение ее показателей цвета.

Спектральные наблюдения показали, что после 1981 года в системе PU Vul происходили заметные изменения химического состава внешних слоев вспыхнувшего компонента звезды, его приближения к составу фотосфер Am-звезд. Спектр вспыхнувшего компонента сместился вдоль ветви сверхгигантов от спектрального класса F до раннего A. В 1982 году было достигнуто состояние максимального размера квазифотосферы вспыхнувшего компонента – около  $100 R_{\odot}$  – и ее минимальной температуры – 6300К. Затем началось медленное сжатие этого компонента с повышением поверхностной температуры, то есть возвращение в исходное состояние горячего карлика до вспышки. Одновременно начала формироваться сбрасываемая оболочка и были получены свидетельства неравномерности этого процесса и/или возможного отклонения его от сферической симметрии. У холодного гиганта заметных изменений не обнаружено.

В течение 1983 – 1986 годов наблюдался систематический поворот плоскости линейной поляризации, позволивший оценить величину орбитального периода около 8 лет. По другим независимым оценкам орбитальный период составляет 8.8 лет (Хохол, Грыгар, 1987) или 13.4 года (Хохол и др., 1996).

Анализ поляризационных наблюдений привел к выводу о том, что к 1986 году пылевая оболочка уже почти полностью рассеялась и в системе не происходит новых эпизодов формирования пыли.

Сопоставление наших наблюдений с расчетами эволюции аккрецирующих белых карликов (Ибен, 1982) подтвердили наш вывод о том, что PU Vul – это двойная система, вспышка которой в 1978 году была обусловлена переходом аккрецирующего компонента в непродолжительную фазу “мимикрии под сверхгигант”.

Хронология исследований этого объекта изложена Гершбергом (см. настоящий том).

В данной работе излагаются результаты наблюдений PU Vul в Крыму в 1987 – 1996 годы, когда начался и проходил процесс сброса оболочки вспыхнувшего компонента, то есть, когда эта симбиотическая новая переходила из фазы сверхгиганта в небулярную фазу.

## 2 Широкополосная фотометрия и колориметрия

### 2.1 Изменения блеска

Измерения блеска PU Vul проводились на 1.25 м телескопе АЗТ-11 с помощью *UBVRI* фотометра-поляриметра Хельсинкского университета (Пиирола, 1984). Стандартизация наблюдений выполнялась по схеме, описанной Беякиной и др. (1985). Средние ошибки всех определений *UBVRI* величин не превышали  $0^m02 - 0^m03$ . Полученные результаты фотометрических измерений и проводившихся одновременно измерений линейной поляризации излучения PU Vul в 1987 – 1996г. в полосах *UBVRI* приведены в Таблице 1. В столбцах таблицы указаны: календарная дата наблюдения; юлианская дата наблюдения JD – 2440000; число наблюдений N; обозначение полосы F; звездная величина mag; степень наблюдаемой линейной поляризации p(%) и среднеквадратичная ошибка ее определения  $\sigma_p$ ; позиционный угол плоскости поляризации  $\theta$  в экваториальной системе координат и ошибка ее определения  $\sigma_{\theta}$ , вычисленная по формуле  $\sigma_{\theta} = 28.65 \cdot \sigma_p / p$ .

Результаты фотометрических измерений звезды в инфракрасной области в полосах *JHKLM*, выполненные В.И. Шенавриным в Крымской лаборатории ГАИШ, приведены в Таблице 2.

Общее представление о фотометрическом поведении PU Vul за все время наших наблюдений дают рис.1 и рис.2.

После 1986 года происходил медленный спад блеска PU Vul в оптическом диапазоне с наложенными на него флуктуациями с амплитудой около  $0^m3$ , присутствовавшими во всех полосах

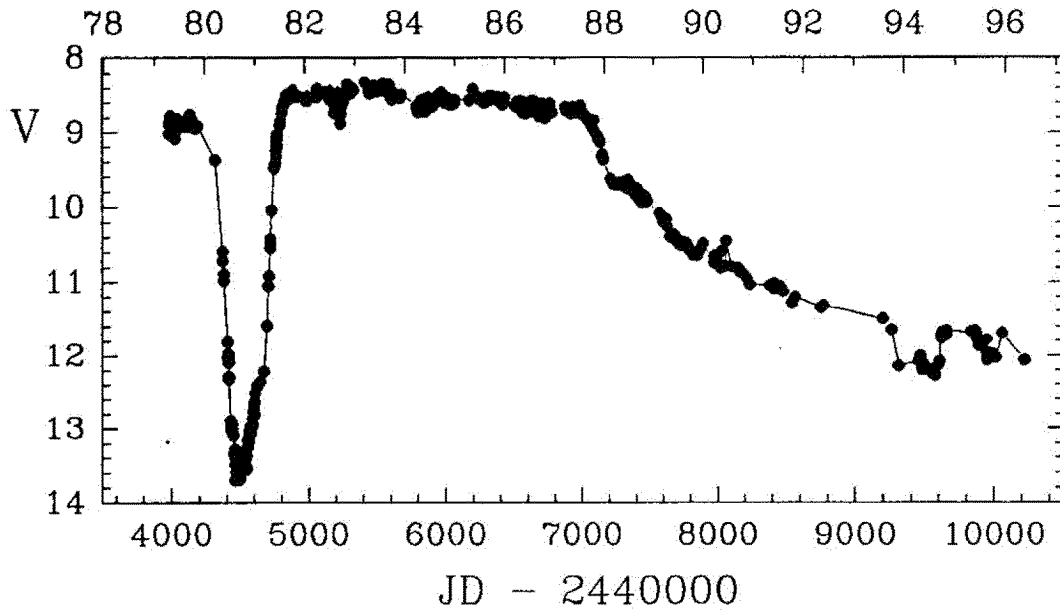


Рис. 1. Кривая блеска PU Vul в полосе V по наблюдениям в КрАО с 1978 по 1996г. По оси нижней абсцисс отложено время в юлианских днях JD - 2440000. Время в годах указано на верхней оси абсцисс

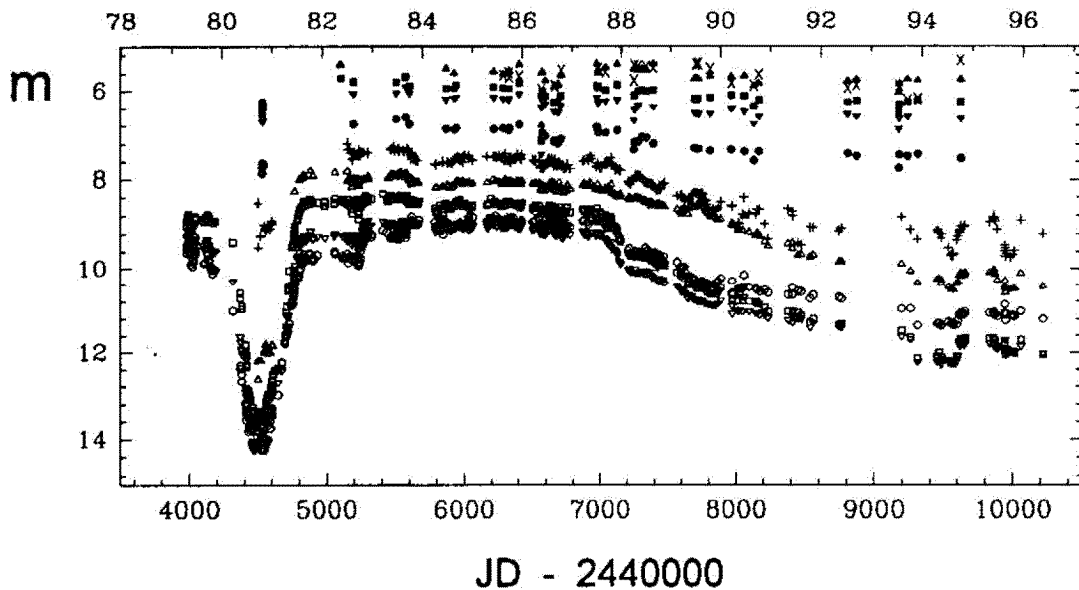


Рис. 2. Кривые блеска PU Vul в полосах *UBVRIJHKL* по крымским наблюдениям в 1978 - 1996 гг. Наблюдения в разных полосах показаны разными значками: открытые кружки - *U*, открытые треугольнички с вершиной вниз - *B*, открытые квадраты - *V*, открытые треугольнички с вершиной вверх - *R*, прямые кресточки - *I*, заполненные кружки - *J*, заполненные треугольнички с вершиной вниз - *H*, заполненные квадраты - *K*, заполненные треугольнички с вершиной вверх - *L*, косые кресточки - *M*

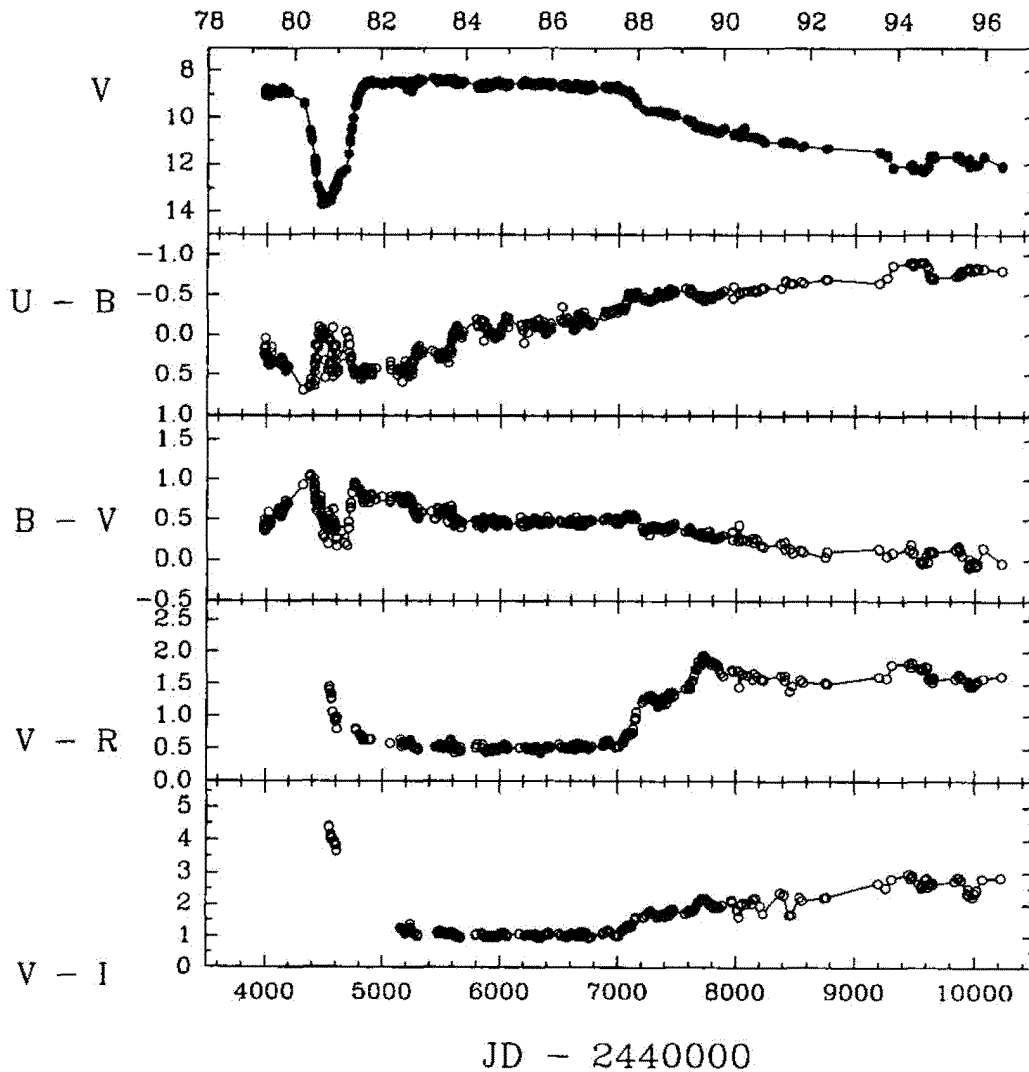


Рис. 3. Показатели цвета  $U - B$ ,  $B - V$ ,  $V - R$  и  $V - I$  PU Vul в 1978 - 1996 гг. На верхнем графике для сравнения показана кривая блеска PU Vul в полосе  $V$  в это время. По нижней оси абсцисс отложено время в юлианских днях  $JD - 2440000$ . По верхней оси показано время в годах

от ультрафиолетовой области спектра до инфракрасной. В середине 1987 года началось быстрое падение блеска: за 40 дней блеск в полосах  $UBV$  упал примерно на одну звездную величину, после которого темп падения блеска резко снизился, составив в последующие три года примерно  $0^m5/год$ . Далее происходило постепенное замедление темпа падения блеска звезды, продолжавшееся до конца наших наблюдений в 1996 году.

Ослабление блеска происходило и в полосах  $R$  и  $I$ , но здесь его темп был заметно меньшим. В 1988 году на фоне такого общего ослабления блеска в полосах  $R$  и  $I$  обнаружилось некоторое поярчание. Как и в предыдущие годы, на общий спад блеска накладывались кратковременные флуктуации, амплитуда которых была максимальной в полосе  $I$ . В ноябре 1993 года произошло резкое падение блеска на  $0^m5$  в полосах  $B$  и  $V$  и с несколько меньшей амплитудой - около  $0^m3$  - в полосах  $U$  и  $R$ . Уменьшение блеска заметно также и в полосе  $I$ . Наиболее низкий уровень яркости



PU Vul – около  $12^m$  в полосах  $B$  и  $V$  – был достигнут в 1994 году и продержался около одного года. Все это – эффекты затмения 1993 – 94 годов (Колотиллов и др., 1995; Нуссбаумер, Фогель, 1996). В ноябре 1994 года начался выход звезды из этого минимума.

В полосах  $JHKLM$  ослабление блеска за семь лет наблюдений было заметно меньшим, он снизился примерно только на  $0^m5$ .

## 2.2 Изменения цвета

Ослабление блеска PU Vul сопровождалось значительными изменениями цвета. На рис.3 показаны изменения показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$ ,  $V-R$  и  $V-I$  со временем за все время наших наблюдений с 1979 по 1996 год.

Во время быстрого падения блеска звезды в середине 1987 показатель цвета  $U-B$  уменьшился на  $0^m3$ . Наиболее резкие изменения в это время испытал показатель цвета  $V-R$ . За два последующих года он вырос от  $0^m6$  в 1987 году до  $2^m0$  в середине 1989 года, после чего он оставался на уровне  $1^m50 - 1^m75$ . В дальнейшем показатель цвета  $U-B$  уменьшался довольно медленно, тогда как показатель цвета  $B-V$  в 1987 – 1996 годах постепенно снизился от  $0^m6$  в 1987 году практически до нуля в 1996 году. Показатель цвета  $V-I$  в это время вырос от  $1^m2$  до  $2^m8$ .

Изменения цветовых характеристик PU Vul с изменениями блеска в полосе  $V$  показаны на рис. 4 для показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$ ,  $V-R$ ,  $V-I$ , и на рис. 5 для показателей цвета  $V-J$ ,  $V-H$ ,  $V-K$ ,  $V-L$ ,  $V-M$ .

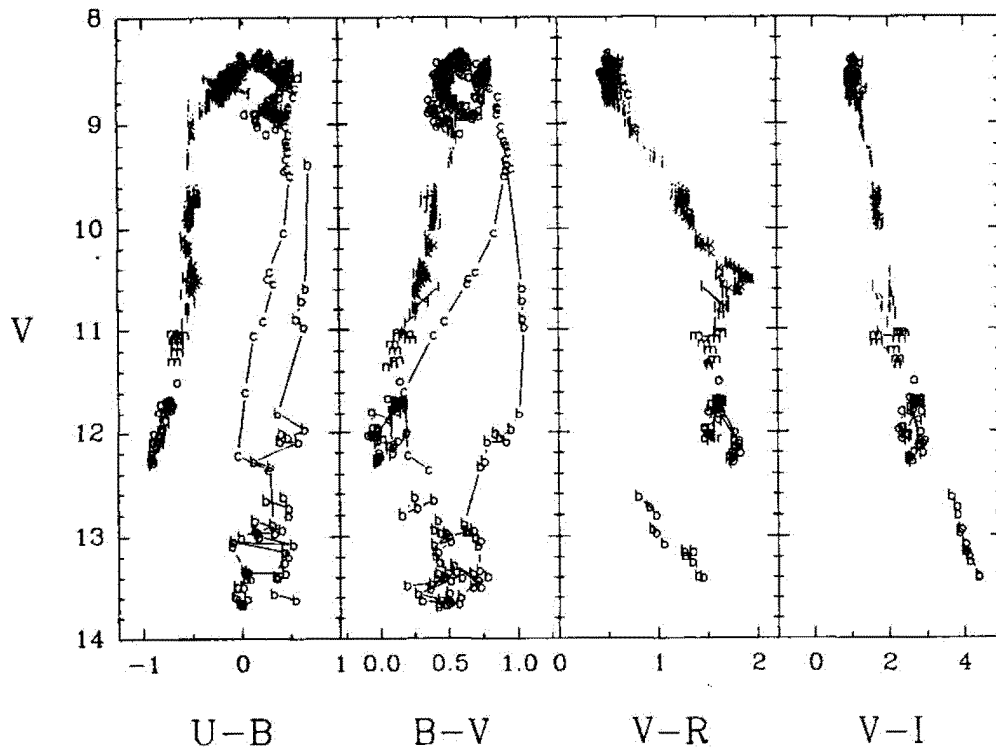


Рис. 4. Диаграммы цвет-величина ( $V, U-B$ ), ( $V, B-V$ ), ( $V, V-R$ ), ( $V, V-I$ ) для PU Vul в 1978 – 1996 гг. Различными знаками обозначены результаты наблюдений в разные годы: a – 1978, b – 1979, c – 1980, d – 1981, e – 1982, f – 1983, g – 1984, h – 1985, i – 1986, j – 1987, k – 1988, l – 1989, m – 1990, n – 1991, o – 1992, p – 1993, q – 1994, r – 1995

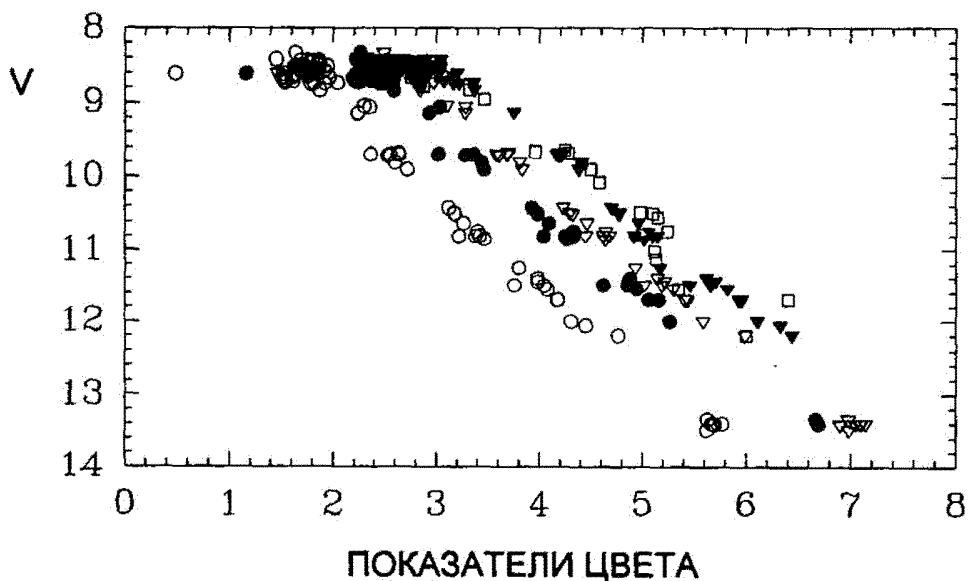


Рис. 5. Диаграммы цвет-величина  $(V, V - J)$ ,  $(V, V - H)$ ,  $(V, V - K)$ ,  $(V, V - L)$ ,  $(V, V - M)$  для PU Vul в 1980 - 1996 гг. Различными символами обозначены цвета: открытые кружки -  $V - J$ , заполненные кружки -  $V - H$ , открытые треугольники -  $V - K$ , заполненные треугольники -  $V - L$ , открытые квадраты -  $V - M$

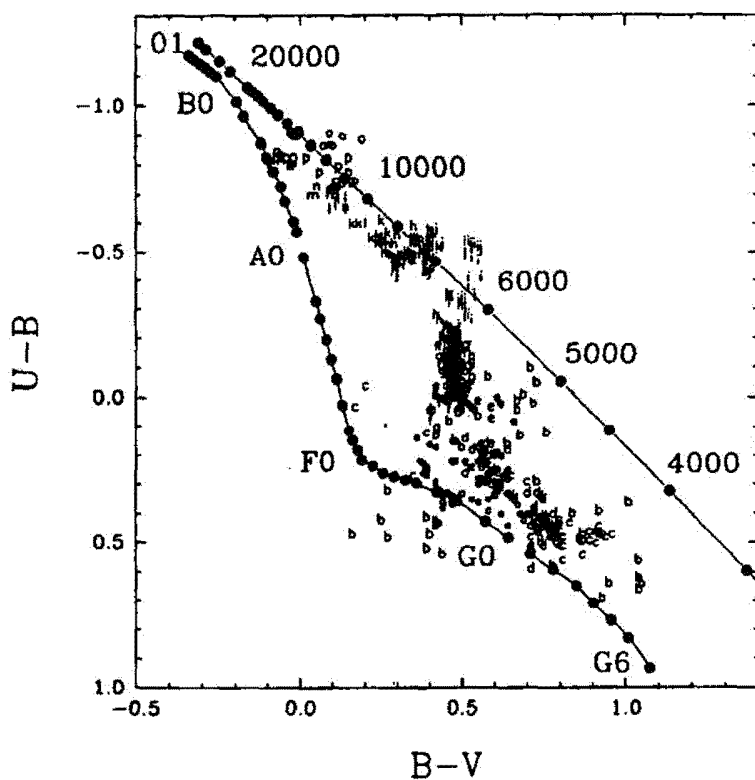


Рис. 6. Дрейф PU Vul по двухцветной диаграмме  $U - B$ ,  $B - V$  в 1978 - 1996 гг. На рисунке показаны также линия нормальных сверхгигантов типа Ia с указанием спектральных классов и линия черного тела с указанием температур. Обозначения результатов наблюдений в разные годы такие же, как и на рис. 4

На рис. 4 видно, что плавный рост показателя цвета  $V - R$  с ослаблением блеска системы в 1986 – 1988 годы резко сменился на его уменьшение при  $V \sim 10^m 5$ , тогда как изменение показателя цвета  $V - I$  происходило без каких-либо особенностей. Описанные особенности цветового поведения PU Vul во время ослабления ее блеска в 1987 – 1996 годы заметно отличаются как от их плавного хода в предыдущее время, обусловленного эволюцией фотосферы вспыхнувшего компонента – см.рис.6, так и от вариации цветов, связанных с пылевой оболочкой, когда характерное покраснение звезды через некоторое время сменилось ее поголубением.

Зафиксированные изменения показателей цветов PU Vul связаны с началом небулярной фазы развития звезды, когда в ее спектре появились сильные линии излучения водорода и железа. Аналогичные выводы были получены Канамицу и др. (1991).

Таблица 1. Фотометрия и линейная поляризация PU Vul в 1987–1997 гг.

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
19.03.87	6874.60	12	U	8.91				
			B	9.15				
			V	8.66				
			R	8.12				
			I	7.59				
28.03.87	6883.59	5	U	8.91	1.11	0.36	162.9	8.9
			B	9.21	1.66	0.07	160.2	1.2
			V	8.70	1.26	0.04	162.7	1.0
			R	8.14	0.65	0.05	165.7	2.3
			I	7.58	0.43	0.08	158.8	5.3
29.03.87	6884.58	4	U	8.89	1.08	0.09	161.0	2.5
			B	9.18	1.48	0.06	160.2	1.2
			V	8.67	1.12	0.06	161.9	1.5
			R	8.07	0.64	0.03	166.6	1.4
			I	7.59	0.42	0.05	169.6	3.7
23.04.87	6909.54	8	U	8.93				
			B	9.21				
			V	8.70				
			R	8.12				
			I	7.56				
28.04.87	6914.53	6	U	8.99	0.81	0.12	142.9	4.0
			B	9.27	0.73	0.12	152.5	4.7
			V	8.75	0.56	0.09	150.2	4.6
			R	8.13	0.33	0.08	167.6	6.8
			I	7.57	0.30	0.06	169.2	5.8
29.04.87	6915.54	5	U	9.00	0.64	0.08	141.1	3.7
			B	9.26	0.64	0.08	142.5	3.5
			V	8.73	0.50	0.09	143.7	5.0
			R	8.15	0.36	0.12	142.9	9.1
			I	7.54	0.12	0.12	161.8	22.4
15.05.87	6931.49	8	U	8.90	1.04	0.08	152.8	2.2
			B	9.17	1.12	0.05	158.1	1.2
			V	8.66	0.93	0.09	158.0	2.6
			R	8.06	0.46	0.03	166.4	2.1
			I	7.48	0.24	0.04	168.4	4.3

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
21.05.87	6937.51	5	U	8.87	0.91	0.09	155.1	2.9
			B	9.18	1.11	0.05	160.0	1.4
			V	8.68	0.86	0.10	160.6	3.3
			R	8.10	0.63	0.04	166.6	2.0
			I	7.53	0.48	0.05	170.7	2.9
24.06.87	6971.49	2	U	8.92	0.56	0.20	9.3	9.8
			B	9.24	0.53	0.12	14.8	6.1
			V	8.74	0.43	0.12	10.4	8.0
			R	8.21	0.21	0.04	16.2	5.9
			I	7.70	0.15	0.06	8.9	10.9
29.06.87 clouds	6976.40	9	U		0.74	0.15	0.8	5.8
			B		1.28	0.09	4.2	2.0
			V		0.95	0.10	6.8	3.1
			R		0.67	0.04	6.3	1.6
			I		0.51	0.03	4.5	1.7
30.06.87	6977.41	6	U	8.88	0.75	0.06	176.5	2.4
			B	9.20	1.14	0.05	1.7	1.4
			V	8.74	0.90	0.05	2.9	1.7
			R	8.22	0.68	0.04	2.0	1.5
			I	7.73	0.53	0.04	178.0	2.1
05.07.87	6982.42	8	U	8.89	1.09	0.05	8.2	1.4
			B	9.16	1.54	0.03	10.3	0.6
			V	8.64	1.13	0.06	5.8	1.5
			R	8.10	0.65	0.03	178.6	1.3
			I	7.63	0.50	0.03	175.4	1.7
20.07.87	6997.42	2	U	8.92	1.28	0.05	32.7	1.2
			B	9.24	1.69	0.16	31.3	2.7
			V	8.74	1.32	0.13	41.4	2.8
			R	8.20	1.02	0.11	26.0	3.2
			I	7.72	0.96	0.05	39.0	1.4
24.07.87	7001.43	5	U	8.87	1.35	0.21	15.5	4.3
			B	9.21	1.56	0.08	20.2	1.4
			V	8.74	1.57	0.05	21.8	1.0
			R	8.20	1.05	0.03	16.6	0.7
			I	7.73	0.81	0.10	16.5	3.4
27.07.87	7004.41	8	U	8.86	1.42	0.14	22.1	2.8
			B	9.19	1.88	0.08	24.6	1.2
			V	8.73	1.61	0.09	24.0	1.5
			R	8.19	1.12	0.07	22.0	1.7
			I	7.71	1.00	0.08	20.9	2.2
03.08.87	7011.41	4	U		1.00	0.09	29.4	2.6
			B		1.71	0.08	35.4	1.3
			V		1.44	0.06	30.9	1.2
			R		0.85	0.03	25.4	0.9
			I		0.86	0.04	23.3	1.3

Дата	JD-2440000	N	F'	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
04.08.87	7012.40	4	U	8.88	1.13	0.06	29.6	1.5
			B	9.22	1.79	0.04	33.9	0.6
			V	8.77	1.39	0.05	31.9	1.1
			R	8.24	0.96	0.02	29.4	0.6
			I	7.75	0.90	0.03	27.2	1.1
05.08.87	7013.35	8	U	8.88	1.12	0.04	33.0	1.0
			B	9.22	1.68	0.04	35.5	0.6
			V	8.76	1.37	0.04	31.2	0.8
			R	8.23	0.98	0.02	26.9	0.6
			I	7.74	0.91	0.02	24.4	0.5
10.08.87 clouds	7018.36	8	U	8.86	0.66	0.07	43.9	3.0
			B	9.22	1.30	0.05	50.3	1.1
			V	8.76	1.25	0.05	47.3	1.2
			R	8.20	0.91	0.04	39.1	1.2
			I	7.71	0.85	0.06	37.8	1.9
24.08.87	7032.40	8	U	8.98	0.58	0.07	47.5	3.5
			B	9.31	0.77	0.04	50.4	1.5
			V	8.82	0.75	0.05	48.4	1.9
			R	8.23	0.49	0.03	40.7	1.8
			I	7.65	0.50	0.03	42.8	1.8
30.08.87	7038.39	8	U	9.00	0.49	0.06	33.9	3.8
			B	9.31	0.83	0.04	39.3	1.5
			V	8.82	0.62	0.06	49.5	2.9
			R	8.24	0.45	0.04	48.3	2.4
			I	7.64	0.35	0.03	42.9	2.3
31.08.87	7039.29	8	U	8.99	0.52	0.06	43.5	3.4
			B	9.30	0.77	0.04	44.1	1.4
			V	8.81	0.58	0.04	45.1	2.2
			R	8.23	0.35	0.03	49.9	2.5
			I	7.64	0.32	0.03	48.2	2.8
02.09.87	7041.40	8	U	8.98	0.52	0.07	34.7	4.0
			B	9.31	0.84	0.04	34.7	1.5
			V	8.80	0.68	0.04	40.7	1.9
			R	8.19	0.48	0.04	47.4	2.3
			I	7.61	0.47	0.05	43.5	3.3
04.09.87	7043.43	8	U	9.03	0.56	0.05	33.0	2.7
			B	9.34	0.82	0.03	39.0	1.2
			V	8.83	0.76	0.03	38.6	1.3
			R	8.22	0.46	0.03	40.4	1.7
			I	7.62	0.45	0.04	40.4	2.4
08.09.87	7047.35	8	U	9.00	0.74	0.08	45.4	3.1
			B	9.34	1.08	0.04	51.5	1.1
			V	8.84	0.96	0.06	45.7	1.8
			R	8.25	0.52	0.03	41.5	1.4
			I	7.64	0.52	0.03	34.4	1.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
13.09.87	7052.38	8	U	9.06	0.64	0.08	44.1	3.4
			B	9.40	0.85	0.04	50.3	1.5
			V	8.86	0.56	0.04	46.3	2.0
			R	8.24	0.53	0.03	43.4	1.6
			I	7.69	0.42	0.02	40.8	1.4
15.09.87	7054.34	6	U	9.04	0.66	0.11	40.3	4.7
			B	9.39	0.87	0.03	47.1	1.1
			V	8.85	0.88	0.05	44.9	1.7
			R	8.22	0.45	0.04	38.0	2.2
			I	7.61	0.37	0.03	40.4	2.6
18.09.87	7057.30	8	U	9.02	0.85	0.06	43.9	2.0
			B	9.40	1.19	0.03	49.3	0.8
			V	8.88	1.13	0.05	44.3	1.2
			R	8.21	0.72	0.04	42.8	1.5
			I	7.61	0.58	0.03	41.4	1.3
24.09.87	7063.33	8	U	8.97	0.60	0.09	47.1	4.2
			B	9.38	0.67	0.06	61.7	2.3
			V	8.86	0.71	0.06	58.8	2.6
			R	8.18	0.63	0.05	48.2	2.2
			I	7.62	0.60	0.05	46.7	2.6
26.09.87 clouds	7065.27	12	U		0.66	0.08	34.4	3.2
			B		0.55	0.03	34.9	1.8
			V		0.57	0.05	41.0	2.7
			R		0.57	0.03	48.2	1.4
			I		0.58	0.03	43.2	1.6
03.10.87	7072.33	8	U	9.05	0.53	0.06	179.2	3.4
			B	9.46	0.63	0.03	174.1	1.4
			V	8.90	0.31	0.06	178.7	5.2
			R	8.21	0.33	0.02	25.7	1.7
			I	7.60	0.24	0.03	27.7	3.2
13.10.87	7082.26	8	U	9.01	0.75	0.05	174.6	2.0
			B	9.49	1.22	0.04	170.2	0.9
			V	8.96	1.18	0.04	175.0	1.0
			R	8.22	0.60	0.03	4.5	1.4
			I	7.63	0.58	0.02	7.7	1.2
16.10.87	7085.21	8	U	8.86	0.72	0.04	179.0	1.5
			B	9.38	1.01	0.06	172.6	1.6
			V	8.83	1.06	0.05	177.4	1.4
			R	8.10	0.56	0.03	2.1	1.8
			I	7.52	0.49	0.04	4.5	2.4
18.10.87	7087.23	5	U	8.98	0.71	0.09	177.2	3.4
			B	9.51	1.08	0.06	168.2	1.6
			V	8.97	1.07	0.05	169.4	1.4
			R	8.25	0.55	0.03	0.2	1.5
			I	7.67	0.51	0.05	7.6	2.6

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
22.10.87	7091.23	9	U	9.05	0.54	0.06	0.1	2.9
			B	9.55	0.79	0.04	174.4	1.3
			V	8.99	0.69	0.06	173.5	2.3
			R	8.30	0.49	0.03	178.8	1.7
			I	7.68	0.50	0.04	179.6	2.4
25.10.87 clouds	7094.25	4	U		0.63	0.14	5.5	6.3
			B		1.27	0.10	176.5	2.2
			V		1.51	0.20	175.1	3.8
			R		0.49	0.04	177.8	2.6
11.11.87	7111.25	12	I		0.45	0.12	18.6	7.3
			U	9.04	0.33	0.04	178.6	3.5
			B	9.55	0.21	0.04	153.4	5.6
			V	9.04	0.30	0.04	164.4	4.0
			R	8.31	0.36	0.02	169.6	1.8
16.11.87	7116.24	8	I	7.77	0.29	0.04	168.9	3.7
			U	9.11	1.19	0.09	7.6	2.2
			B	9.63	1.67	0.04	3.5	0.8
			V	9.10	1.26	0.08	4.7	1.9
			R	8.36	0.83	0.04	9.8	1.4
21.11.87	7121.21	6	I	7.78	0.57	0.06	6.0	2.9
			U	9.10	0.96	0.10	179.0	3.0
			B	9.59	1.48	0.04	179.6	0.8
			V	9.08	1.34	0.07	178.2	1.4
			R	8.33	0.76	0.03	2.5	1.0
24.11.87	7124.18	8	I	7.75	0.68	0.04	6.2	1.5
			U	9.10	0.92	0.06	2.9	2.0
			B	9.61	1.28	0.03	0.2	0.6
			V	9.08	1.00	0.07	0.3	2.0
			R	8.35	0.75	0.02	1.8	1.0
27.11.87	7127.21	8	I	7.75	0.53	0.03	3.1	1.9
			U	9.18	0.76	0.08	176.7	2.8
			B	9.65	0.90	0.04	177.0	1.4
			V	9.10	0.76	0.08	2.9	2.8
			R	8.37	0.59	0.06	6.6	3.0
29.11.87	7129.20	8	I	7.74	0.35	0.06	13.7	4.6
			U	9.18	0.90	0.05	4.8	1.6
			B	9.70	0.95	0.04	6.4	1.3
			V	9.14	0.86	0.07	5.8	2.2
			R	8.33	0.64	0.04	8.7	1.7
08.12.87 clouds	7138.20	5	I	7.76	0.52	0.03	9.9	1.7
			U		0.66	0.16	179.4	6.7
			B		1.04	0.14	9.1	3.8
			V		0.92	0.18	3.9	5.6
			R		0.78	0.07	7.1	2.5
			I		0.57	0.05	3.4	2.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
13.12.87	7143.17	8	U	9.33	0.97	0.06	15.4	1.9
			B	9.86	0.98	0.06	17.0	1.9
			V	9.33	0.90	0.07	9.2	2.2
			R	8.39	0.75	0.05	8.0	2.0
			I	7.78	0.59	0.05	9.7	2.4
18.12.87	7148.15	6	U	9.34	0.77	0.14	9.7	4.9
			B	9.87	0.77	0.07	4.6	2.7
			V	9.34	0.91	0.08	1.9	2.5
			R	8.37	0.80	0.04	5.5	1.6
			I	7.78	0.64	0.05	8.8	2.2
19.12.87	7149.16	8	U	9.28	0.74	0.15	11.6	5.8
			B	9.82	0.85	0.05	12.2	1.6
			V	9.30	0.93	0.06	5.9	1.9
			R	8.32	0.76	0.04	7.4	1.6
			I	7.78	0.63	0.04	8.2	1.8
24.12.87 clouds	7154.17	4	U		0.79	0.11	5.4	3.9
			B		0.75	0.12	9.0	4.5
			V		0.94	0.14	6.1	4.2
			R		0.75	0.07	10.0	2.8
			I		0.64	0.07	10.1	3.2
26.12.87	7156.18	4	U	9.35	0.85	0.10	15.2	3.3
			B	9.89	0.75	0.06	17.4	2.5
			V	9.38	0.88	0.06	7.5	1.9
			R	8.32	0.69	0.04	12.7	1.6
			I	7.80	0.56	0.05	12.2	2.6
07.01.88	7168.18	5	U	9.31	0.13	0.22	11.8	29.4
			B	10.00	0.41	0.12	13.3	8.3
			V	9.58	0.20	0.10	11.7	13.8
			R	8.47	0.40	0.07	24.3	5.0
			I	8.01	0.45	0.07	24.2	4.5
16.02.88	7208.63	2	U	9.58	0.94	0.15	170.8	4.5
			B	10.03	0.58	0.02	175.4	1.0
			V	9.63	0.56	0.26	32.8	12.6
			R	8.41	0.36	0.06	178.5	4.5
			I	8.05	0.24	0.06	22.6	7.5
24.02.88	7216.62	1	U	9.52	0.28	0.21	21.1	18.6
			B	10.00	0.07	0.17	51.9	33.9
			V	9.65	0.22	0.21	26.6	21.8
			R	8.39	0.29	0.08	15.3	7.8
			I	8.07	0.22	0.12	46.7	13.9
05.03.88	7226.61	2	U	9.64				
			B	10.08				
			V	9.70				
			R	8.45				
			I	8.11				



Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
21.03.88	7242.59	8	U	9.63	0.34	0.10	50.0	7.9
			B	10.08	0.20	0.07	155.8	9.8
			V	9.70	0.12	0.07	18.0	15.4
			R	8.42	0.26	0.03	0.8	3.5
			I	8.04	0.24	0.02	5.8	2.4
24.03.88	7245.58	4	U		0.28	0.22	143.9	19.3
			B		0.40	0.22	178.4	14.2
			V		0.13	0.20	175.1	28.2
			R		0.36	0.11	15.6	8.4
			I		0.37	0.08	34.8	6.4
07.04.88	7259.56	5	U	9.65	0.32	0.07	0.9	6.4
			B	10.09	0.34	0.04	179.7	3.7
			V	9.71	0.32	0.08	177.8	7.1
			R	8.41	0.31	0.04	8.3	3.4
			I	7.96	0.31	0.05	13.6	4.0
12.04.88	7264.55	2	U	9.59	0.73	0.04	32.3	1.6
			B	10.01	0.22	0.08	172.4	9.8
			V	9.71	0.50	0.14	15.9	7.9
			R	8.39	0.22	0.01	19.8	1.3
			I	7.94	0.25	0.07	1.1	7.9
16.04.88	7268.53	12	U	9.65	0.17	0.06	21.7	10.0
			B	10.08	0.10	0.06	160.4	14.6
			V	9.68	0.08	0.07	29.3	20.1
			R	8.38	0.20	0.02	10.4	3.6
			I	7.93	0.19	0.04	18.5	5.5
18.04.88	7270.54	16	U	9.63				
			B	10.09				
			V	9.68				
			R	8.39				
			I	7.90				
30.04.88	7282.51	12	U	9.66				
			B	10.10				
			V	9.71				
			R	8.41				
			I	7.94				
03.05.88	7285.47	6	U	9.66	0.42	0.09	23.0	6.0
			B	10.11	0.34	0.08	23.8	6.2
			V	9.70	0.38	0.08	23.2	5.6
			R	8.38	0.27	0.03	16.2	3.0
			I	7.90	0.36	0.05	16.6	3.9
18.05.88	7300.51	12	U	9.60				
			B	10.08				
			V	9.66				
			R	8.41				
			I	7.92				

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
19.05.88	7301.47	6	U	9.64	0.63	0.13	27.8	6.0
			B	10.09	0.23	0.07	19.7	8.6
			V	9.68	0.14	0.12	22.3	20.7
			R	8.44	0.34	0.03	22.5	2.9
			I	7.95	0.33	0.04	18.2	3.4
			U		0.38	0.12	177.1	9.0
03.06.88 clouds	7316.50	8	B		0.10	0.06	146.4	14.6
			V		0.26	0.11	160.6	12.0
			R		0.19	0.05	1.6	7.1
			I		0.29	0.04	3.5	4.4
04.06.88 clouds	7317.49	4	U		0.26	0.11	166.8	11.9
			B		0.20	0.07	164.1	10.0
			V		0.27	0.18	151.2	17.0
			R					
07.06.88	7320.46	12	U	9.60				
			B	10.09				
			V	9.68				
			R	8.45				
			I	7.98				
13.06.88	7326.44	12	U	9.65				
			B	10.14				
			V	9.75				
			R	8.49				
			I	8.05				
22.06.88	7335.41	5	U	9.50	0.61	0.15	9.6	7.1
			B	10.05	0.44	0.08	7.2	5.4
			V	9.65	0.45	0.11	0.5	7.0
			R	8.46	0.31	0.04	9.2	3.3
			I	8.06	0.31	0.06	17.9	5.6
25.06.88	7338.41	12	U	9.52				
			B	10.05				
			V	9.64				
			R	8.49				
			I	8.06				
26.06.88	7339.42	8	U	9.59	0.32	0.07	179.5	5.8
			B	10.10	0.18	0.06	151.7	9.4
			V	9.69	0.15	0.06	160.5	10.0
			R	8.49	0.30	0.04	8.6	3.7
			I	8.08	0.26	0.04	7.0	4.7
04.07.88	7347.39	8	U	9.59	0.33	0.16	54.5	13.2
			B	10.12	0.02	0.07	162.1	38.7
			V	9.72	0.05	0.11	20.0	33.2
			R	8.51	0.25	0.04	4.1	4.8
			I	8.08	0.22	0.06	13.6	8.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
10.07.88	7353.46	12	U	9.56				
			B	10.08				
			V	9.70				
			R	8.51				
			I	8.09				
19.07.88	7362.46	3	U	9.63				
			B	10.14				
			V	9.74				
			R	.00				
27.07.88	7370.46	3	I	.00				
			U	9.67				
			B	10.15				
			V	9.76				
05.08.88	7379.31	3	R	8.50				
			I	8.08				
			U	9.66				
			B	10.17				
09.08.88	7383.33	8	V	9.78				
			R	8.58				
			I	8.11				
			U	9.69	0.56	0.11	178.6	5.5
			B	10.17	0.35	0.05	176.8	4.3
11.08.88	7385.36	8	V	9.79	0.30	0.06	5.3	5.2
			R	8.52	0.26	0.04	6.3	4.8
			I	8.12	0.35	0.04	5.7	3.6
			U	9.75	0.48	0.14	159.8	8.0
			B	10.23	0.44	0.08	160.9	5.2
12.08.88	7386.34	7	V	9.83	0.47	0.08	165.7	5.0
			R	8.54	0.31	0.03	7.5	3.2
			I	8.11	0.30	0.05	6.8	4.6
			U	9.70	0.42	0.14	0.1	9.4
			B	10.20	0.48	0.06	167.2	3.7
17.08.88	7391.30	5	V	9.81	0.40	0.09	177.5	6.2
			R	8.51	0.34	0.04	7.0	3.0
			I	8.11	0.30	0.05	12.2	4.4
			U	9.68				
			B	10.21				
21.08.88	7395.30	5	V	9.82				
			R	8.52				
			I	8.13				
			U	9.66	0.39	0.07	166.5	5.0
			B	10.20	0.50	0.12	124.0	6.7
			V	9.80	0.32	0.13	132.3	10.9
			R	8.56	0.12	0.03	159.7	8.1
			I	8.15	0.08	0.07	136.2	20.7

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
01.09.88	7406.29	4	U	9.61	0.38	0.06	142.2	4.3
			B	10.10	0.74	0.10	124.0	3.9
			V	9.76	0.58	0.10	128.0	4.8
			R	8.57	0.20	0.03	149.7	3.7
			I	8.16	0.19	0.04	148.0	6.1
11.09.88	7416.28	2	U	9.75				
			B	10.28				
			V	9.88				
			R	8.56				
			I	8.20				
16.09.88	7421.28	3	U	9.76				
			B	10.27				
			V	9.90				
			R	8.56				
			I	8.22				
17.09.88	7422.30	8	U	9.78	0.52	0.10	5.5	5.4
			B	10.27	0.31	0.07	144.4	6.6
			V	9.89	0.09	0.06	138.4	18.2
			R	8.56	0.27	0.05	179.8	4.9
			I	8.23	0.14	0.04	12.8	8.7
28.09.88	7433.28	3	U	9.71				
			B	10.26				
			V	9.85				
			R	8.58				
			I	8.22				
29.09.88	7434.27	8	U	9.68	0.51	0.07	151.3	4.0
			B	10.26	0.47	0.06	138.9	3.6
			V	9.84	0.42	0.06	153.5	4.3
			R	8.54	0.20	0.03	170.6	4.05
			I	8.20	0.28	0.05	173.8	4.7
30.09.88	7435.25	8	U	9.68	0.53	0.06	151.0	3.5
			B	10.23	0.51	0.05	134.3	3.0
			V	9.83	0.43	0.06	147.7	4.1
			R	8.56	0.34	0.04	177.3	3.0
			I	8.20	0.30	0.03	177.7	2.6
01.10.88	7436.27	3	U	9.74				
			B	10.30				
			V	9.90				
			R	8.54				
			I	8.20				
02.10.88	7437.24	8	U	9.73	0.11	0.06	53.5	14.7
			B	10.27	0.22	0.05	125.7	6.8
			V	9.88	0.22	0.09	104.2	11.2
			R	8.53	0.09	0.02	178.9	7.4
			I	8.20	0.12	0.03	178.8	7.5

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
12.10.88	7447.26	8	U	9.79	0.51	0.07	3.5	4.0
			B	10.31	0.24	0.06	165.1	7.4
			V	9.94	0.19	0.08	163.9	10.8
			R	8.57	0.22	0.03	177.1	3.9
			I	8.22	0.25	0.05	176.7	5.2
15.10.88	7450.25	3	U	9.76				
			B	10.29				
			V	9.91				
			R	8.56				
			I	8.20				
23.10.88	7458.22	12	U	9.81	0.50	0.12	169.7	6.7
			B	10.33	0.31	0.06	140.6	5.5
			V	9.94	0.22	0.09	164.0	10.6
			R	8.57	0.19	0.04	175.2	6.5
			I	8.13	0.13	0.03	22.8	6.7
02.11.88	7468.19	4	U	9.72				
			B	10.28				
			V	9.87				
			R	8.57				
			I	8.10				
11.11.88	7477.21	12	U	9.84	0.36	0.08	15.3	6.6
			B	10.37	0.30	0.07	10.3	7.0
			V	9.93	0.29	0.09	16.9	8.9
			R	8.60	0.34	0.05	9.9	4.2
			I	8.08	0.43	0.06	8.3	3.8
10.02.89	7568.64	3	U	9.84	0.17	0.16	169.3	22.0
			B	10.43	0.42	0.19	131.6	12.3
			V	10.08	0.76	0.30	141.3	11.0
			R	8.66	0.59	0.17	174.3	8.2
			I	8.37	0.64	0.29	160.8	12.0
09.03.89	7595.60	4	U	9.95	0.69	0.16	108.4	6.8
			B	10.50	0.87	0.07	120.7	2.4
			V	10.14	1.04	0.13	122.4	3.7
			R	8.71	0.30	0.16	136.5	13.7
			I	8.37	0.63	0.10	147.8	4.4
13.03.89	7599.60	12	U	10.01				
			B	10.56				
			V	10.19				
			R	8.72				
			I	8.38				
15.03.89	7601.56	8	U	9.98	0.27	0.18	179.9	16.4
			B	10.51	0.33	0.10	154.7	8.8
			V	10.16	0.07	0.13	174.4	31.0
			R	8.67	0.31	0.08	3.4	7.4
			I	8.35	0.30	0.06	9.5	5.7

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
21.03.89	7607.56	12	U	9.98				
			B	10.56				
			V	10.16				
			R	8.75				
			I	8.41				
04.04.89	7621.56	8	U	9.96	0.54	0.16	115.9	8.4
			B	10.51	0.81	0.06	120.0	2.0
			V	10.16	0.87	0.10	122.6	3.2
			R	8.62	0.16	0.03	136.1	4.9
			I	8.40	0.18	0.05	133.0	8.6
08.04.89	7625.53	12	U	10.07				
			B	10.60				
			V	10.24				
			R	8.69				
			I	8.46				
28.04.89	7645.52	8	U	10.22	0.21	0.12	140.9	14.9
			B	10.72	0.33	0.07	172.2	5.9
			V	10.39	0.35	0.12	174.3	9.8
			R	8.76	0.18	0.08	157.3	11.7
			I	8.59	0.18	0.06	157.4	9.3
11.05.89	7658.50	3	U	10.19				
			B	10.68				
			V	10.37				
			R	8.64				
			I	8.49				
15.05.89	7662.50	8	U	10.18	0.46	0.14	27.8	8.2
			B	10.66	0.55	0.09	17.6	4.4
			V	10.35	0.31	0.12	21.4	10.4
			R	8.63	0.28	0.04	18.9	4.0
			I	8.46	0.23	0.04	33.1	4.9
01.06.89	7679.49	8	U	10.25				
			B	10.72				
			V	10.42				
			R	8.57				
			I	8.36				
03.06.89	7681.47	8	U	10.19	0.21	0.07	145.9	9.5
			B	10.68	0.27	0.09	177.1	9.5
			V	10.36	0.34	0.10	1.7	7.9
			R	8.60	0.26	0.04	9.6	4.3
			I	8.34	0.20	0.05	15.8	6.9
11.06.89 fog	7689.44	12	U		0.14	0.08	19.0	16.0
			B		0.48	0.07	8.0	4.6
			V		0.74	0.10	19.7	8.9
			R		0.29	0.04	9.8	3.7
			I		0.29	0.03	8.3	3.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
12.06.89	7690.44	8	U	10.28	0.15	0.18	131.7	24.4
			B	10.75	0.21	0.09	37.0	11.7
			V	10.42	0.44	0.11	9.3	7.0
			R	8.62	0.32	0.03	9.1	2.6
			I	8.31	0.26	0.04	34.0	4.6
26.06.89	7704.46	8	U	10.28	0.44	0.12	18.1	7.8
			B	10.75	0.80	0.08	15.2	2.8
			V	10.42	0.55	0.09	11.0	4.5
			R	8.62	0.27	0.04	18.8	4.0
			I	8.30	0.29	0.03	16.2	3.3
04.07.89	7712.48	5	U	10.32				
			B	10.78				
			V	10.49				
			R	8.58				
			I	8.31				
10.07.89	7718.46	3	U	10.32				
			B	10.78				
			V	10.48				
			R	8.56				
			I	8.32				
13.07.89	7721.49	6	U	10.33	0.21	0.16	34.9	18.7
			B	10.78	0.33	0.09	4.7	7.3
			V	10.49	0.21	0.18	5.4	20.4
			R	8.55	0.26	0.04	23.4	4.6
			I	8.32	0.33	0.06	13.1	5.5
18.07.89	7726.47	3	U	10.32				
			B	10.79				
			V	10.49				
			R	8.56				
			I	8.34				
21.07.89	7729.40	12	U	10.36	0.45	0.10	12.5	6.4
			B	10.79	0.39	0.05	14.8	4.0
			V	10.50	0.60	0.11	18.5	5.2
			R	8.59	0.27	0.04	10.0	4.2
			I	8.35	0.39	0.05	18.2	3.5
24.07.89	7732.46	3	U	10.33				
			B	10.80				
			V	10.51				
			R	8.57				
			I	8.35				
02.08.89	7741.32	3	U	10.33				
			B	10.81				
			V	10.51				
			R	8.59				
			I	8.34				

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
05.08.89	7744.48	3	U	10.32				
			B	10.80				
			V	10.50				
			R	8.58				
			I	8.32				
14.08.89	7753.32	4	U	10.30				
			B	10.76				
			V	10.47				
			R	8.59				
			I	8.30				
18.08.89	7757.32	4	U	10.32				
			B	10.81				
			V	10.46				
			R	8.59				
			I	8.33				
03.09.89	7773.27	3	U	10.36				
			B	10.85				
			V	10.49				
			R	8.65				
			I	8.45				
13.09.89	7783.36	12	U	10.39	0.57	0.16	8.0	7.8
			B	10.84	0.48	0.10	16.1	5.6
			V	10.53	0.52	0.15	14.6	8.1
			R	8.68	0.26	0.04	6.4	4.8
			I	8.47	0.12	0.06	11.7	14.2
19.09.89	7789.33	12	U	10.36	0.35	0.12	11.9	9.2
			B	10.84	0.42	0.07	14.6	4.7
			V	10.55	0.41	0.12	176.7	8.1
			R	8.74	0.27	0.03	3.0	3.0
			I	8.55	0.21	0.05	10.7	6.6
27.09.89	7797.30	3	U	10.37				
			B	10.86				
			V	10.58				
			R	8.73				
			I	8.61				
14.10.89	7814.26	3	U	10.38				
			B	10.88				
			V	10.62				
			R	8.79				
			I	8.71				
25.10.89	7825.22	3	U	10.38				
			B	10.88				
			V	10.62				
			R	8.81				
			I	8.71				



Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
30.10.89	7830.24	8	U	10.39	0.49	0.14	5.1	7.7
			B	10.89	0.17	0.10	18.0	14.6
			V	10.63	0.35	0.13	4.5	10.6
			R	8.82	0.28	0.02	16.8	2.5
			I	8.66	0.22	0.05	15.0	6.8
05.11.89	7836.19	8	U	10.39	0.34	0.11	29.1	9.3
			B	10.89	0.46	0.06	18.6	3.9
			V	10.62	0.61	0.10	14.3	4.4
			R	8.81	0.35	0.03	19.1	2.5
			I	8.71	0.32	0.06	19.9	5.0
20.11.89	7851.18	8	U	10.40	0.46	0.09	17.6	5.6
			B	10.90	0.39	0.06	16.7	4.8
			V	10.63	0.41	0.13	20.3	9.0
			R	8.83	0.29	0.04	14.8	4.3
			I	8.68	0.28	0.04	12.0	4.3
30.11.89	7861.20	8	U	10.33	0.26	0.17	39.6	16.9
			B	10.86	0.25	0.10	13.7	10.7
			V	10.59	0.15	0.14	21.8	21.8
			R	8.86	0.31	0.07	12.0	6.6
			I	8.68	0.21	0.09	2.8	12.2
11.12.89	7872.18	3	U	10.31				
			B	10.84				
			V	10.55				
			R	8.89				
			I	8.64				
27.12.89	7888.27	7	U		0.78	0.23	155.4	8.2
			B		0.56	0.19	155.9	9.2
			V		0.14	0.15	22.0	24.1
			R		0.04	0.08	166.5	32.8
			I		0.20	0.09	172.2	12.9
31.12.89	7892.18	8	U	10.22	0.16	0.15	134.1	20.9
			B	10.78	0.31	0.10	170.0	8.8
			V	10.48	0.25	0.20	133.2	19.5
			R	8.87	0.16	0.09	131.3	14.8
			I	8.50	0.16	0.09	129.8	13.7
21.03.90	7972.61	1	U	10.61	0.35	0.38	170.3	23.6
			B	11.09	0.43	0.27	177.5	16.2
			V	10.74	0.21	0.36	65.4	30.0
			R	9.01	0.19	0.12	19.9	16.5
			I	8.60	0.32	0.16	42.5	13.3
22.03.90	7973.60	4	U	10.29	0.34	0.37	89.1	23.8
			B	10.90	0.40	0.15	155.2	9.1
			V	10.65	0.21	0.25	149.3	25.3
			R	8.95	0.22	0.07	21.7	7.3
			I	8.57	0.20	0.11	30.3	14.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
06.05.90	8018.55	12	U	10.48	0.08	0.15	143.3	31.4
			B	11.02	0.12	0.09	157.2	19.2
			V	10.78	0.27	0.11	123.7	10.9
			R	9.08	0.22	0.03	4.1	4.1
			I	8.95	0.06	0.06	43.1	14.0
09.05.90	8021.56	8	U	10.51	0.22	0.13	174.3	14.6
			B	11.04	0.19	0.09	3.6	12.4
			V	10.80	0.24	0.18	176.0	18.4
			R	9.09	0.32	0.04	174.8	3.6
15.05.90	8027.55	32	I	8.98	0.29	0.06	1.8	7.6
			U	10.49				
			B	11.01				
			V	10.58				
			R	9.13				
09.06.90	8052.54	4	I	8.98				
			U	10.50	0.19	0.17	85.8	15.7
			B	11.04	0.24	0.15	159.4	8.6
			V	10.78	0.33	0.26	28.6	19.3
			R	9.12	0.26	0.06	15.2	5.3
16.06.90	8059.53	6	I	8.77	0.23	0.09	6.8	5.2
			U	10.16	0.27	0.16	134.2	15.4
			B	10.70	0.25	0.10	134.9	10.5
			V	10.45	0.53	0.15	144.0	4.9
			R	8.79	0.18	0.07	11.3	10.4
23.07.90	8096.49	15	I	8.40	0.12	0.10	5.2	19.4
			U	10.47	0.31	0.13	18.5	11.1
			B	11.03	0.26	0.08	12.0	8.6
			V	10.79	0.34	0.10	9.2	8.0
			R	9.16	0.23	0.03	15.6	3.1
11.09.90	8146.43	4	I	8.74	0.14	0.04	15.7	6.9
			U	10.50	0.29	0.14	160.7	13.1
			B	11.07	0.13	0.10	171.4	19.1
			V	10.80	0.51	0.12	10.6	6.3
			R	9.22	0.14	0.03	160.5	6.9
21.09.90	8156.36	8	I	8.76	0.50	0.06	12.1	3.5
			U	10.52	0.13	0.09	176.1	16.7
			B	11.07	0.20	0.07	12.1	10.0
			V	10.85	0.48	0.11	1.2	4.8
			R	9.18	0.26	0.05	10.5	5.3
08.10.90	8173.24	8	I	8.67	0.35	0.05	16.6	4.3
			U	10.57	0.04	0.10	125.1	34.8
			B	11.12	0.25	0.09	8.0	10.4
			V	10.86	0.37	0.11	24.3	8.2
			R	9.24	0.24	0.04	18.1	5.4
			I	8.67	0.31	0.05	29.7	4.1

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
16.11.90	8212.22	16	U	10.52	0.10	0.11	30.7	23.6
			B	11.12	0.08	0.08	172.1	22.5
			V	10.94	0.35	0.14	7.9	10.7
			R	9.36	0.17	0.05	9.0	8.0
			I	8.98	0.33	0.05	23.7	4.3
07.12.90	8233.16	8	U	10.59	0.38	0.12	151.4	8.7
			B	11.19	0.26	0.09	156.3	7.7
			V	11.03	0.22	0.18	160.1	20.0
			R	9.46	0.17	0.06	9.0	9.9
			I	9.31	0.33	0.08	17.7	6.6
02.05.91	8379.50	15	U	10.64	0.28	0.16	145.5	14.4
			B	11.24	0.25	0.10	164.2	9.3
			V	11.04	0.08	0.20	132.8	34.3
			R	9.41	0.21	0.05	9.1	6.1
			I	8.66	0.14	0.05	54.1	10.3
03.06.91	8411.49	12	U	10.47	0.27	0.17	158.2	15.6
			B	11.16	0.26	0.12	165.0	12.0
			V	11.02	0.24	0.17	157.4	17.3
			R	9.39	0.14	0.04	9.0	8.5
			I	8.71	0.33	0.05	26.9	3.3
06.06.91	8414.51	8	U	10.64				
			B	11.31				
			V	11.09				
			R	9.52				
			I	8.80				
17.07.91	8455.41	8	U	10.55				
			B	11.20				
			V	11.06				
			R	9.67				
			I	9.40				
07.08.91	8476.49	12	U	10.57	0.20	0.10	142.8	14.0
			B	11.22	0.16	0.08	119.8	13.2
			V	11.13	0.20	0.12	146.5	16.1
			R	9.66	0.19	0.06	177.5	8.4
			I	9.45	0.16	0.08	168.3	12.6
12.10.91	8542.20	1	U	10.73	0.40	0.30	168.1	18.3
			B	11.41	0.40	0.29	21.5	17.7
			V	11.29	0.71	0.44	22.5	15.8
			R	9.72	0.55	0.14	11.4	7.4
			I	9.05	0.43	0.19	13.5	11.7
03.11.91	8564.19	5	U	10.65	0.49	0.12	133.4	7.0
			B	11.31	0.24	0.09	163.0	10.1
			V	11.20	0.35	0.12	131.7	7.3
			R	9.67	0.26	0.05	11.5	5.3
			I	9.06	0.17	0.06	11.0	10.4

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
09.05.92	8752.47	1	U	10.69	1.16	0.58	44.4	13.3
			B	11.39	0.96	0.54	138.4	14.6
			V	11.35	1.70	0.77	51.4	12.2
			R	9.83	0.29	0.26	28.4	21.1
			I	9.13	0.66	0.30	7.8	12.2
25.05.92	8768.45	1	U	10.72	0.59	0.46	17.5	19.2
			B	11.42	0.59	0.47	0.4	19.2
			V	11.32	0.49	0.67	70.7	27.0
			R	9.82	0.48	0.25	1.8	13.9
			I	9.08	0.30	0.29	174.5	22.4
06.08.92 clouds	8841.43	12	U		0.26	0.14	173.2	14.5
			B		0.18	0.11	164.8	15.7
			V		0.09	0.24	97.3	34.8
			R		0.23	0.05	8.7	4.9
			I		0.21	0.05	22.1	5.8
31.07.93	9200.41	12	U	10.97	0.05	0.17	153.1	36.8
			B	11.63	0.28	0.10	2.2	10.2
			V	11.49	0.32	0.17	27.6	14.0
			R	9.88	0.36	0.05	8.5	3.8
			I	8.82	0.32	0.05	5.5	4.2
03.10.93	9264.20	12	U	10.97	0.41	0.10	21.4	7.2
			B	11.70	0.35	0.12	15.3	9.6
			V	11.65	0.53	0.17	17.6	8.9
			R	10.05	0.50	0.05	18.2	3.1
			I	9.11	0.40	0.07	20.3	4.8
23.11.93	9315.16	16	U	11.36	0.25	0.14	158.6	14.5
			B	12.23	0.34	0.13	7.4	10.2
			V	12.14	0.25	0.24	163.8	22.0
			R	10.34	0.34	0.07	10.7	6.0
			I	9.32	0.28	0.09	19.0	9.2
14.04.94	9457.54	6	U	11.32				
			B	12.22				
			V	12.08				
			R	10.26				
			I	9.12				
26.04.94	9469.49	12	U	11.30	1.05	0.42	177.7	11.0
			B	12.19	1.25	0.56	4.8	12.0
			V	12.00	0.81	0.86	167.4	23.4
			R	10.23	0.36	0.15	28.8	11.2
			I	9.16	0.41	0.10	18.0	7.1
11.05.94	9484.52	8	U	11.38	0.51	0.24	159.8	12.6
			B	12.29	0.44	0.14	9.1	9.1
			V	12.20	1.08	0.37	24.8	9.3
			R	10.36	0.32	0.12	11.1	10.1
			I	9.29	0.15	0.06	11.7	10.6

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
16.05.94	9489.51	21	U	11.34				
			B	12.21				
			V	12.11				
			R	10.29				
			I	9.20				
05.07.94	9539.51	2	U	11.27	0.56	0.34	169.2	15.7
			B	12.18	0.34	0.28	171.6	19.7
			V	12.19	0.84	0.13	35.4	4.3
			R	10.44	0.38	0.07	176.1	4.9
			I	9.52	0.47	0.12	14.9	7.2
24.07.94	9558.49	12	U	11.31	0.41	0.19	16.0	12.5
			B	12.22	0.20	0.17	9.2	20.4
			V	12.25	0.67	0.33	4.8	13.2
			R	10.50	0.17	0.07	11.2	10.8
			I	9.68	0.15	0.07	148.9	12.8
27.07.94	9561.48	16	U	11.30	0.17	0.15	51.9	20.8
			B	12.22	0.55	0.14	6.7	6.9
			V	12.23	0.42	0.26	165.9	16.1
			R	10.51	0.35	0.07	7.3	5.4
			I	9.70	0.19	0.07	14.9	9.5
31.07.94	9565.42	8	U	11.31	0.42	0.11	176.6	7.2
			B	12.23	0.52	0.17	160.7	8.9
			V	12.23	0.22	0.38	162.5	29.8
			R	10.49	0.29	0.11	174.0	10.4
			I	9.70	0.35	0.12	0.2	9.8
02.08.94	9567.42	12	U	11.34	0.48	0.18	6.8	10.2
			B	12.24	0.22	0.15	11.6	16.9
			V	12.25	0.38	0.23	151.9	15.7
			R	10.50	0.24	0.06	16.7	7.6
			I	9.69	0.15	0.08	151.1	13.2
04.08.94	9569.40	16	U	11.30	0.38	0.12	159.4	8.6
			B	12.21	0.30	0.12	28.5	10.5
			V	12.24	0.40	0.14	166.6	10.0
			R	10.50	0.30	0.06	12.9	5.1
			I	9.68	0.18	0.06	7.1	9.7
07.08.94	9572.43	8	U	11.33	0.11	0.14	15.3	25.7
			B	12.24	0.30	0.17	3.2	14.7
			V	12.24	0.04	0.25	158.7	40.3
			R	10.49	0.19	0.08	24.2	10.9
			I	9.66	0.25	0.09	178.2	10.4
09.08.94	9574.30	20	U	11.36	0.22	0.16	18.2	18.1
			B	12.26	0.22	0.10	155.0	12.1
			V	12.28	0.14	0.23	16.8	29.6
			R	10.53	0.21	0.05	9.6	7.1
			I	9.65	0.25	0.06	178.7	6.7

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
03.09.94	9599.28	24	U	11.34	0.12	0.09	12.9	17.5
			B	12.21	0.37	0.07	8.8	5.3
			V	12.13	0.19	0.16	37.1	19.4
			R	10.35	0.10	0.04	171.1	10.1
			I	9.33	0.18	0.05	179.5	8.3
10.09.94	9606.30	20	U	11.23	0.32	0.11	4.8	9.9
			B	12.06	0.37	0.08	8.4	5.8
			V	12.08	0.20	0.14	174.4	16.9
			R	10.32	0.31	0.04	4.2	4.1
			I	9.25	0.25	0.04	4.9	5.0
21.09.94	9617.27	8	U	11.10	0.34	0.13	163.9	10.6
			B	11.84	0.52	0.14	4.6	7.3
			V	11.74	0.27	0.13	170.3	12.5
			R	10.16	0.21	0.06	179.8	8.6
			I	9.17	0.26	0.08	5.9	8.3
27.09.94	9623.28	16	U	11.13	0.31	0.13	167.0	11.3
			B	11.86	0.19	0.08	174.1	11.7
			V	11.76	0.11	0.17	5.7	27.7
			R	10.15	0.21	0.04	7.7	5.7
			I	9.12	0.23	0.03	177.5	4.1
30.09.94	9626.24	17	U	11.07	0.29	0.12	13.1	11.4
			B	11.79	0.21	0.09	21.4	11.7
			V	11.68	0.07	0.22	166.7	36.4
			R	10.10	0.22	0.04	24.2	5.5
			I	9.04	0.20	0.04	9.2	5.9
02.10.94	9628.21	9	U	11.11	0.22	0.12	14.1	14.0
			B	11.83	0.34	0.17	4.1	13.0
			V	11.72	0.28	0.25	177.8	20.7
			R	10.12	0.32	0.08	10.8	7.0
			I	9.04	0.18	0.07	20.2	10.3
07.10.94	9633.24	14	U	11.08	0.49	0.12	9.7	6.9
			B	11.81	0.21	0.08	169.6	11.0
			V	11.69	0.48	0.17	163.7	9.7
			R	10.11	0.20	0.06	0.5	8.0
			I	9.03	0.31	0.06	21.5	5.5
22.10.94	9648.26	24	U	11.11	0.25	0.08	4.8	9.3
			B	11.82	0.16	0.07	173.4	11.9
			V	11.71	0.28	0.11	173.8	10.6
			R	10.18	0.20	0.04	8.1	6.0
			I	9.05	0.23	0.04	9.1	5.2
29.10.94	9655.18	12	U	11.09	0.26	0.08	146.3	8.7
			B	11.82	0.29	0.11	149.5	10.2
			V	11.72	0.25	0.15	148.3	15.2
			R	10.11	0.30	0.05	8.0	5.1
			I	9.03	0.25	0.05	20.8	6.1

Дата	JD-2440000	N	F	mag	p	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
01.11.94	9658.18	8	U	11.03	0.14	0.11	93.7	19.5
			B	11.76	0.17	0.14	29.0	19.6
			V	11.66	0.32	0.11	4.5	9.6
			R	10.08	0.41	0.06	7.1	4.2
			I	9.02	0.33	0.09	5.7	7.4
24.12.94	9711.16	6	U	11.03	0.21	0.20	14.9	21.4
			B	11.87	0.15	0.12	147.8	18.8
			V	11.82	0.42	0.35	138.4	20.1
			R	10.24	0.15	0.06	24.8	11.2
			I	9.23	0.32	0.08	19.7	6.8
30.04.95	9838.56	4	U	11.06				
			B	11.80				
			V	11.67				
			R	10.08				
			I	8.94				
25.05.95	9863.50	12	U	11.07	0.60	0.14	169.5	6.4
			B	11.82	0.32	0.12	10.6	10.4
			V	11.66	0.74	0.16	157.8	6.2
			R	10.04	0.28	0.05	178.4	5.3
			I	8.82	0.24	0.06	177.1	7.6
28.05.95	9866.49	12	U	11.10	0.25	0.14	170.9	15.0
			B	11.85	0.36	0.14	159.7	10.8
			V	11.68	0.30	0.18	167.2	15.8
			R	10.06	0.22	0.04	15.3	5.2
			I	8.83	0.24	0.06	29.4	6.5
29.05.95	9867.49	8	U	11.05	0.52	0.16	128.0	8.5
			B	11.82	0.28	0.12	160.5	11.2
			V	11.67	0.27	0.11	20.9	11.0
			R	10.02	0.18	0.04	20.9	6.8
			I	8.82	0.28	0.07	15.4	6.9
04.06.95	9873.47	12	U	11.08	0.32	0.14	163.9	11.6
			B	11.84	0.28	0.09	171.3	8.9
			V	11.71	0.25	0.15	128.1	15.5
			R	10.09	0.30	0.06	7.1	5.1
			I	8.86	0.33	0.04	7.3	3.6
08.06.95	9877.49	8	U	11.09	0.28	0.19	26.5	16.8
			B	11.89	0.41	0.14	172.3	9.7
			V	11.78	0.68	0.31	27.6	12.1
			R	10.13	0.36	0.06	10.2	4.8
			I	8.92	0.32	0.07	21.0	6.5
24.06.95	9893.47	16	U	11.15	0.37	0.13	19.1	9.3
			B	11.93	0.27	0.09	162.9	9.7
			V	11.87	0.38	0.20	26.6	13.8
			R	10.27	0.26	0.05	22.7	5.8
			I	9.10	0.37	0.06	9.3	4.5

Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
01.07.95	9900.47	21	U		2.85	0.17	72.6	1.7
			B		1.44	0.10	68.8	1.9
			V		0.32	0.28	113.7	20.7
			R		0.21	0.07	50.6	9.8
			I		0.21	0.07	42.7	8.8
17.08.95	9947.30	18	U	10.87	0.50	0.13	171.2	7.2
			B	11.71	0.18	0.11	8.6	15.7
			V	11.78	0.81	0.20	31.9	6.8
			R	10.28	0.23	0.04	8.4	5.4
			I	9.45	0.24	0.07	18.9	8.0
18.08.95	9948.28	4	U	11.07	0.22	0.23	23.3	23.3
			B	11.90	0.66	0.10	47.1	4.4
			V	11.95	0.62	0.48	66.2	19.1
			R	10.42	0.25	0.24	38.2	22.0
			I	9.59	0.41	0.23	31.2	14.9
21.08.95	9951.37	12	U	11.25	0.51	0.15	149.4	8.2
			B	12.07	0.52	0.16	9.3	8.5
			V	12.06	0.40	0.33	27.4	19.9
			R	10.59	0.16	0.11	12.3	17.8
			I	9.70	0.20	0.12	10.7	15.9
22.08.95	9952.39	12	U	11.11	0.07	0.16	41.1	33.1
			B	11.93	0.05	0.15	122.4	36.6
			V	12.02	0.50	0.26	64.4	13.8
			R	10.48	0.14	0.12	52.0	20.9
			I	9.52	0.13	0.13	41.0	22.5
28.08.95	9958.31	18	U	11.11	0.16	0.10	14.3	16.3
			B	11.92	0.29	0.10	177.1	9.4
			V	11.95	0.45	0.11	172.3	7.1
			R	10.49	0.33	0.06	13.4	4.8
			I	9.64	0.18	0.06	4.7	9.2
27.09.95	9988.18	8	U	11.14	0.22	0.12	165.2	13.7
			B	11.95	0.34	0.10	167.5	7.8
			V	11.97	0.27	0.20	86.7	18.1
			R	10.51	0.13	0.08	6.8	15.2
			I	9.73	0.20	0.09	8.4	11.8
14.10.95	10005.22	16	U	11.12	0.32	0.09	171.1	7.9
			B	11.96	0.15	0.08	13.2	14.0
			V	12.02	0.70	0.13	13.2	5.3
			R	10.52	0.30	0.05	13.2	4.5
			I	9.67	0.19	0.08	177.6	11.1
15.10.95	10006.22	20	U	11.12	0.37	0.08	8.9	6.1
			B	11.96	0.36	0.07	1.9	5.8
			V	12.02	0.34	0.17	162.8	13.2
			R	10.50	0.24	0.05	6.7	5.9
			I	9.67	0.18	0.07	174.7	9.8



Дата	JD-2440000	N	F	mag	$\rho$	$\sigma_\rho$	$\theta$	$\sigma_\theta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
22.10.95	10013.23	12	U		0.55	0.28	1.7	13.4
			B		0.22	0.26	45.0	24.9
			V		0.59	0.40	36.7	16.9
			R		0.25	0.10	12.2	11.5
			I		0.52	0.15	31.6	8.3
27.10.95	10018.19	8	U	11.15	0.49	0.14	175.4	8.2
			B	11.99	0.55	0.15	23.0	7.4
			V	12.03	0.49	0.20	157.5	11.3
			R	10.49	0.21	0.08	3.2	10.7
			I	9.58	0.28	0.08	171.3	8.4
10.11.95	10032.17	2	U		1.62	0.40	15.6	6.9
			B		1.72	0.53	21.3	8.5
			V		1.36	1.01	96.5	18.2
			R		0.81	0.07	159.1	2.6
			I		0.49	0.19	11.5	10.6
12.12.95	10064.18	16	U	11.02	0.30	0.11	11.6	10.5
			B	11.85	0.36	0.09	175.2	6.9
			V	11.70	0.25	0.15	20.0	15.4
			R	10.11	0.39	0.06	13.7	4.5
			I	8.89	0.32	0.09	25.9	7.6
18.05.96	10222.42	8	U	11.20	0.59	0.26	17.5	12.0
			B	12.02	0.43	0.13	5.1	8.2
			V	12.06	0.09	0.26	50.5	35.1
			R	10.44	0.26	0.09	24.8	9.9
			I	9.20	0.19	0.08	24.6	11.2

Таблица 2. JHKLM-фотометрия PUVul в 1986–1997 годы

Дата	JD-2440000	J	H	K	L	M
21.09.86	6694.20	7.17	6.49	6.26	5.84	
11.10.86	6715.20	7.10	6.34	6.12	5.64	5.55
04.07.87	6981.30	6.82	6.16	5.89	5.38	–
05.07.87	6982.42	6.89	6.21	5.89	5.48	–
12.07.87	6988.50	6.96	6.29	5.89	5.52	5.50
13.07.87	6989.40	6.92	6.25	5.94	5.58	–
05.09.87	7044.40	6.96	6.24	5.99	5.46	5.59
29.11.87	7129.20	6.90	6.21	5.86	5.39	–
03.04.88	7254.60	7.34	6.68	6.12	5.49	5.78
07.04.88	7259.56	7.18	6.43	6.10	5.50	5.45
03.05.88	7284.60	7.15	6.34	6.01	5.51	5.47
02.06.88	7314.50	7.05	–	5.99	5.49	–
02.07.88	7344.50	7.06	–	6.01	5.53	5.48
22.08.88	7396.30	7.20	6.36	5.99	5.39	5.49
01.10.88	7436.27	7.18	6.44	6.07	5.52	5.56
21.06.89	7698.50	7.30	6.49	6.19	5.72	–
03.07.89	7710.60	7.32	6.51	6.20	5.71	5.42
21.07.89	7728.50	7.32	6.52	6.18	5.73	5.40
21.07.89	7729.40	7.32	6.52	6.18	5.73	5.40
14.10.89	7814.26	7.36	6.53	6.16	5.66	5.52
15.10.89	7815.20	7.36	6.53	6.16	5.66	5.52
21.03.90	7971.50	7.34	6.41	6.10	5.68	5.84
09.05.90	8021.56	7.42	6.55	6.18	5.70	–
21.06.90	8064.40	7.38	6.47	6.12	5.65	–
31.08.90	8134.50	7.58	6.76	6.35	5.88	5.90
05.10.90	8170.30	7.38	6.58	6.21	5.83	6.04
26.09.91	8526.30	7.45	–	6.32	6.08	–
11.07.92	8814.50	7.42	6.52	6.25	5.78	5.96
12.09.92	8878.30	7.47	6.58	6.23	5.74	5.89
13.07.93	9181.50	7.74	6.88	6.48	6.04	–
18.07.93	9186.50	7.45	6.64	6.31	5.84	5.92
15.09.93	9246.30	7.47	6.60	6.25	5.73	6.23
28.11.93	9320.20	7.44	–	6.21	5.76	6.20
03.10.94	9629.23	7.53	6.64	6.26	5.74	5.33
15.10.94	9641.24	7.52	6.54	6.29	5.77	
08.10.95	9999.21	7.69	6.73	6.41	5.89	
27.04.96	10200.58	7.61			5.73	
31.06.96	10265.48	7.60			5.88	
06.09.97	10698.36	7.66	6.64	6.37	6.14	
$\langle \sigma \rangle$		0.03	0.03	0.03	0.05	0.20

Таблица 3. Распределение энергии в спектре PU Vul:  $\lg E(\lambda)$ , эрг · сек<sup>-1</sup> · см<sup>-2</sup> · см<sup>-1</sup>  
 I – 27.08–02.09.79г. (5наблюдений) II – 19.08.84г. (1 наблюдение)  
 III – 15–16.08.90г. (3 наблюдения) IV – 17.09.93г. (2 наблюдения)

$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV
3200	-	-4.183	-	-	3670	-	-4.009	-	-	4140	-3.917	-3.721	-4.687	-5.322
3210	-	-4.211	-	-	3680	-4.252	-3.946	-	-	4150	-	-3.720	-4.728	-5.209
3220	-	-4.244	-	-	3690	-	-3.886	-	-	4160	-3.910	-3.728	-4.821	-5.262
3230	-	-4.241	-	-	3700	-4.212	-3.853	-4.947	-	4170	-	-3.733	-5.028	-5.079
3240	-	-4.231	-	-	3710	-	-3.829	-4.790	-	4180	-3.915	-3.737	-4.868	-5.224
3250	-	-4.219	-	-	3720	-4.161	-3.819	-4.747	-	4190	-	-3.729	-4.745	-5.399
3260	-	-4.249	-	-	3730	-	-3.794	-4.573	-	4200	-3.923	-3.720	-4.677	-5.159
3270	-	-4.235	-	-	3740	-4.117	-3.804	-4.753	-	4210	-	-3.723	-4.875	-5.302
3280	-	-4.209	-	-	3750	-	-3.827	-4.616	-	4220	-3.920	-3.726	-4.873	-5.273
3290	-	-4.207	-	-	3760	-4.089	-3.836	-4.569	-	4230	-	-3.734	-4.672	-5.327
3300	-4.440	-4.216	-	-	3770	-	-3.844	-4.491	-	4240	-3.917	-3.738	-4.626	-5.128
3310	-	-4.210	-	-	3780	-4.073	-3.790	-4.487	-	4250	-	-3.730	-4.670	-5.188
3320	-4.444	-4.252	-	-	3790	-	-3.769	-4.658	-	4260	-3.927	-3.727	-4.670	-5.451
3330	-	-4.257	-	-	3800	-4.051	-3.761	-4.757	-5.422	4270	-	-3.732	-4.636	-5.386
3340	-4.460	-4.247	-	-	3810	-	-3.765	-4.818	-5.659	4280	-3.948	-3.745	-4.660	-5.338
3350	-	-4.252	-	-	3820	-4.019	-3.781	-4.726	-5.158	4290	-	-3.767	-4.658	-5.316
3360	-4.459	-4.244	-	-	3830	-	-3.780	-4.539	-5.090	4300	-3.964	-3.775	-4.717	-5.460
3370	-	-4.240	-	-	3840	-3.993	-3.776	-4.540	-5.080	4310	-	-3.767	-4.773	-5.140
3380	-4.449	-4.248	-	-	3850	-	-3.769	-4.635	-5.115	4320	-3.964	-3.770	-4.705	-4.907
3390	-	-4.220	-	-	3860	-3.974	-3.738	-4.649	-4.456	4330	-	-3.775	-4.346	-4.665
3400	-4.477	-4.206	-	-	3870	-	-3.738	-4.838	-4.103	4340	-3.954	-3.764	-4.214	-4.381
3410	-	-4.202	-	-	3880	-3.970	-3.746	-4.961	-4.147	4350	-	-3.751	-4.262	-4.310
3420	-4.421	-4.185	-	-	3890	-	-3.751	-4.700	-4.496	4360	-3.945	-3.745	-4.429	-4.410
3430	-	-4.199	-	-	3900	-3.998	-3.765	-4.762	-5.034	4370	-	-3.745	-4.582	-4.517
3440	-4.405	-4.202	-	-	3910	-	-3.767	-4.849	-5.161	4380	-3.943	-3.767	-4.649	-4.834
3450	-	-4.200	-	-	3920	-4.037	-3.784	-4.775	-5.321	4390	-	-3.769	-4.759	-5.274
3460	-4.442	-4.183	-	-	3930	-	-3.792	-5.068	-5.311	4400	-3.949	-3.777	-4.758	-5.248
3470	-	-4.178	-	-	3940	-4.046	-3.790	-4.903	-5.749	4410	-	-3.769	-4.812	-5.332
3480	-4.482	-4.186	-	-	3950	-	-3.798	-4.723	-4.918	4420	-3.943	-3.766	-4.758	-5.261
3490	-	-4.186	-	-	3960	-4.018	-3.786	-4.536	-4.743	4430	-	-3.759	-4.726	-5.419
3500	-4.418	-4.180	-	-	3970	-	-3.783	-4.574	-4.454	4440	-3.935	-3.750	-4.697	-5.387
3510	-	-4.155	-	-	3980	-3.970	-3.779	-4.552	-4.684	4450	-	-3.753	-4.659	-5.216
3520	-4.402	-4.141	-	-	3990	-	-3.757	-4.616	-4.923	4460	-3.927	-3.753	-4.534	-4.979
3530	-	-4.147	-	-	4000	-3.941	-3.743	-4.795	-5.233	4470	-	-3.755	-4.455	-4.839
3540	-4.394	-4.150	-	-	4010	-	-3.740	-4.783	-5.340	4480	-3.920	-3.749	-4.518	-4.902
3550	-	-4.140	-	-	4020	-3.923	-3.734	-4.928	-5.166	4490	-	-3.746	-4.639	-5.071
3560	-4.387	-4.150	-	-	4030	-	-3.740	-4.971	-4.905	4500	-3.909	-3.747	-4.720	-5.236
3570	-	-4.151	-	-	4040	-3.905	-3.742	-4.726	-5.200	4510	-	-3.758	-4.674	-5.219
3580	-4.386	-4.139	-	-	4050	-	-3.732	-4.703	-5.086	4520	-3.916	-3.760	-4.643	-5.104
3590	-	-4.145	-	-	4060	-3.898	-3.733	-4.985	-5.070	4530	-	-3.762	-4.701	-5.182
3600	-4.407	-4.141	-	-	4070	-	-3.725	-5.013	-5.051	4540	-3.924	-3.777	-4.736	-5.189
3610	-	-4.134	-	-	4080	-3.906	-3.724	-4.832	-5.109	4550	-	-3.776	-4.802	-5.176
3620	-4.407	-4.113	-	-	4090	-	-3.729	-4.531	-5.018	4560	-3.927	-3.769	-4.768	-5.248
3630	-	-4.108	-	-	4100	-3.928	-3.733	-4.478	-4.460	4570	-	-3.765	-4.703	-5.292
3640	-4.361	-4.111	-	-	4110	-	-3.729	-4.559	-4.607	4580	-3.925	-3.762	-4.712	-5.238
3650	-	-4.084	-	-	4120	-3.930	-3.731	-4.625	-4.763	4590	-	-3.760	-4.782	-5.140
3660	-4.303	-4.055	-	-	4130	-	-3.724	-4.648	-5.090	4600	-3.922	-3.764	-4.846	-5.222

$\lambda(\text{\AA})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{\AA})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{\AA})$	I	II	III	IV
4610	-	-3.768	-4.698	-5.091	5100	-3.948	-3.797	-4.872	-5.240	5590	-	-3.811	-4.741	-5.109
4620	-3.914	-3.763	-4.607	-4.952	5110	-	-3.799	-4.829	-5.347	5600	-3.959	-3.809	-4.762	-5.202
4630	-	-3.758	-4.574	-4.870	5120	-3.952	-3.802	-4.792	-5.181	5610	-	-3.820	-4.784	-5.303
4640	-3.910	-3.753	-4.485	-4.965	5130	-	-3.795	-4.760	-5.207	5620	-3.959	-3.824	-4.783	-5.291
4650	-	-3.741	-4.486	-5.009	5140	-3.951	-3.802	-4.747	-5.194	5630	-	-3.820	-4.789	-5.343
4660	-3.908	-3.747	-4.618	-4.935	5150	-	-3.807	-4.745	-5.173	5640	-3.976	-3.821	-4.831	-5.344
4670	-	-3.751	-4.651	-4.878	5160	-3.956	-3.800	-4.711	-5.120	5650	-	-3.829	-4.873	-5.213
4680	-3.909	-3.755	-4.666	-4.781	5170	-	-3.799	-4.642	-5.119	5660	-3.982	-3.828	-4.874	-5.224
4690	-	-3.747	-4.665	-4.821	5180	-3.966	-3.801	-4.635	-5.508	5670	-	-3.827	-4.834	-5.159
4700	-3.910	-3.749	-4.724	-4.975	5190	-	-3.805	-4.699	-5.317	5680	-3.975	-3.834	-4.831	-5.276
4710	-	-3.749	-4.728	-5.094	5200	-3.967	-3.805	-4.761	-5.245	5690	-	-3.837	-4.815	-5.205
4720	-3.910	-3.749	-4.723	-5.146	5210	-	-3.811	-4.763	-5.199	5700	-3.974	-3.838	-4.815	-5.166
4730	-	-3.761	-4.771	-5.223	5220	-3.971	-3.801	-4.772	-5.281	5710	-	-3.834	-4.802	-5.250
4740	-3.907	-3.762	-4.801	-5.284	5230	-	-3.805	-4.792	-5.117	5720	-3.984	-3.829	-4.789	-5.120
4750	-	-3.771	-4.747	-5.272	5240	-3.972	-3.808	-4.814	-5.153	5730	-	-3.834	-4.723	-5.355
4760	-3.906	-3.768	-4.754	-5.218	5250	-	-3.798	-4.801	-5.195	5740	-3.984	-3.837	-4.470	-5.147
4770	-	-3.766	-4.784	-5.287	5260	-3.972	-3.803	-4.710	-5.214	5750	-	-3.835	-4.291	-4.901
4780	-3.912	-3.779	-4.857	-5.275	5270	-	-3.803	-4.621	-5.091	5760	-3.983	-3.842	-4.305	-4.897
4790	-	-3.784	-4.805	-5.270	5280	-3.971	-3.802	-4.637	-5.096	5770	-	-3.844	-4.440	-5.085
4800	-3.925	-3.776	-4.802	-5.373	5290	-	-3.808	-4.672	-5.171	5780	-3.983	-3.839	-4.624	-5.093
4810	-	-3.775	-4.847	-5.327	5300	-3.968	-3.807	-4.686	-5.190	5790	-	-3.842	-4.796	-5.056
4820	-3.929	-3.781	-4.956	-5.356	5310	-	-3.805	-4.671	-5.236	5800	-3.980	-3.840	-4.839	-5.004
4830	-	-3.786	-4.643	-5.144	5320	-3.967	-3.807	-4.687	-5.242	5810	-	-3.834	-4.839	-5.020
4840	-3.946	-3.788	-4.395	-4.735	5330	-	-3.810	-4.715	-5.196	5820	-3.994	-3.830	-4.865	-5.072
4850	-	-3.807	-4.144	-4.249	5340	-3.964	-3.812	-4.782	-5.364	5830	-	-3.844	-4.852	-5.176
4860	-3.959	-3.803	-4.051	-4.117	5350	-	-3.808	-4.748	-5.272	5840	-3.992	-3.850	-4.828	-5.178
4870	-	-3.804	-4.128	-4.451	5360	-3.961	-3.803	-4.774	-5.149	5850	-	-3.847	-4.735	-5.112
4880	-3.959	-3.804	-4.366	-4.856	5370	-	-3.803	-4.841	-5.167	5860	-3.995	-3.844	-4.558	-4.780
4890	-	-3.798	-4.544	-5.026	5380	-3.960	-3.808	-4.885	-5.206	5870	-	-3.852	-4.428	-4.391
4900	-3.951	-3.800	-4.666	-5.098	5390	-	-3.809	-4.864	-5.167	5880	-4.005	-3.846	-4.338	-4.397
4910	-	-3.794	-4.676	-4.957	5400	-3.957	-3.808	-4.842	-5.153	5890	-	-3.846	-4.385	-4.789
4920	-3.940	-3.791	-4.652	-5.008	5410	-	-3.810	-4.801	-5.082	5900	-4.012	-3.859	-4.567	-5.078
4930	-	-3.796	-4.666	-5.088	5420	-3.963	-3.808	-4.763	-5.097	5910	-	-3.860	-4.830	-5.391
4940	-3.935	-3.792	-4.711	-4.853	5430	-	-3.807	-4.727	-5.141	5920	-4.005	-3.854	-4.945	-5.246
4950	-	-3.789	-4.770	-4.663	5440	-3.961	-3.820	-4.737	-5.141	5930	-	-3.861	-4.929	-5.201
4960	-3.936	-3.783	-4.852	-4.645	5450	-	-3.817	-4.788	-5.128	5940	-4.006	-3.856	-4.923	-5.309
4970	-	-3.777	-4.828	-4.890	5460	-3.959	-3.814	-4.805	-5.258	5950	-	-3.866	-4.899	-5.299
4980	-3.940	-3.784	-4.871	-5.055	5470	-	-3.806	-4.771	-5.098	5960	-4.010	-3.854	-4.894	-5.185
4990	-	-3.788	-4.795	-4.760	5480	-3.961	-3.808	-4.747	-5.159	5970	-	-3.850	-4.841	-5.216
5000	-3.947	-3.797	-4.574	-4.308	5490	-	-3.814	-4.771	-5.151	5980	-4.014	-3.861	-4.782	-5.243
5010	-	-3.784	-4.453	-4.239	5500	-3.965	-3.813	-4.778	-5.155	5990	-	-3.868	-4.787	-5.388
5020	-3.952	-3.796	-4.473	-4.502	5510	-	-3.821	-4.776	-5.193	6000	-4.014	-3.869	-4.817	-5.253
5030	-	-3.797	-4.586	-4.912	5520	-3.965	-3.827	-4.782	-5.238	6010	-	-3.862	-4.837	-5.305
5040	-3.952	-3.796	-4.656	-4.910	5530	-	-3.828	-4.738	-5.202	6020	-4.017	-3.871	-4.855	-5.324
5050	-	-3.796	-4.680	-5.060	5540	-3.960	-3.820	-4.760	-5.245	6030	-	-3.874	-4.812	-5.375
5060	-3.946	-3.788	-4.706	-5.057	5550	-	-3.822	-4.709	-5.228	6040	-4.021	-3.865	-4.829	-5.400
5070	-	-3.794	-4.774	-5.237	5560	-3.956	-3.823	-4.701	-5.081	6050	-	-3.856	-4.817	-5.253
5080	-3.940	-3.791	-4.906	-5.245	5570	-	-3.809	-4.673	-5.094	6060	-4.022	-3.868	-4.803	-5.366
5090	-	-3.791	-4.952	-5.264	5580	-3.956	-3.808	-4.667	-5.064	6070	-	-3.866	-4.814	-5.246

$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV
6080	-4.020	-3.865	-4.893	-5.317	6570	-	-3.853	-2.993	-3.506	7060	-4.132	-4.000	-4.409	-4.346
6090	-	-3.882	-4.882	-5.468	6580	-4.089	-3.862	-3.259	-4.117	7070	-	-4.007	-4.396	-4.467
6100	-4.023	-3.877	-4.791	-5.270	6590	-	-3.921	-3.723	-4.633	7080	-4.132	-3.994	-4.489	-5.198
6110	-	-3.871	-4.838	-5.128	6600	-4.077	-3.942	-4.126	-4.998	7090	-	-3.971	-4.646	-5.338
6120	-4.031	-3.873	-4.899	-5.339	6610	-	-3.922	-4.455	-5.152	7100	-4.136	-3.970	-4.781	-5.222
6130	-	-3.885	-5.087	-5.292	6620	-4.080	-3.929	-4.640	-5.107	7110	-	-3.980	-4.819	-4.857
6140	-4.041	-3.879	-5.142	-5.254	6630	-	-3.924	-4.687	-5.233	7120	-4.143	-3.980	-4.821	-4.929
6150	-	-3.878	-4.964	-5.265	6640	-4.078	-3.921	-4.723	-5.288	7130	-	-3.999	-4.828	-4.909
6160	-4.047	-3.884	-4.842	-5.171	6650	-	-3.930	-4.778	-5.292	7140	-4.137	-4.006	-4.830	-4.944
6170	-	-3.889	-4.807	-5.333	6660	-4.081	-3.926	-4.719	-5.047	7150	-	-3.964	-4.828	-5.169
6180	-4.047	-3.887	-4.867	-5.412	6670	-	-3.916	-4.639	-4.911	7160	-4.133	-3.955	-4.869	-5.170
6190	-	-3.891	-4.964	-5.459	6680	-4.085	-3.930	-4.597	-4.862	7170	-	-3.961	-4.902	-5.107
6200	-4.041	-3.899	-4.998	-5.313	6690	-	-3.933	-4.676	-5.024	7180	-4.138	-3.991	-4.905	-5.080
6210	-	-3.898	-4.919	-5.333	6700	-4.081	-3.923	-4.810	-5.121	7190	-	-3.983	-4.893	-5.109
6220	-4.049	-3.907	-4.850	-5.238	6710	-	-3.927	-4.814	-5.187	7200	-4.156	-3.991	-4.899	-5.204
6230	-	-3.915	-4.825	-5.358	6720	-4.091	-3.945	-4.827	-5.090	7210	-	-	-4.888	-5.285
6240	-4.054	-3.903	-4.800	-5.254	6730	-	-3.923	-4.873	-5.429	7220	-4.138	-	-4.881	-5.379
6250	-	-3.888	-4.773	-5.238	6740	-4.092	-3.911	-4.905	-5.438	7230	-	-	-4.857	-5.094
6260	-4.055	-3.884	-4.786	-5.391	6750	-	-3.930	-4.935	-5.465	7240	-4.132	-	-4.846	-5.038
6270	-	-3.888	-4.827	-5.237	6760	-4.091	-3.952	-4.972	-5.359	7250	-	-	-4.825	-5.053
6280	-4.053	-3.897	-4.820	-5.185	6770	-	-3.957	-5.065	-5.317	7260	-4.130	-	-4.779	-5.049
6290	-	-3.903	-4.798	-5.124	6780	-4.090	-3.944	-5.030	-5.268	7270	-	-	-4.719	-4.942
6300	-4.047	-3.900	-4.768	-5.055	6790	-	-3.941	-4.953	-5.310	7280	-4.129	-	-4.653	-4.943
6310	-	-3.895	-4.747	-5.072	6800	-4.086	-3.948	-4.953	-5.358	7290	-	-	-4.640	-4.989
6320	-4.045	-3.900	-4.730	-5.069	6810	-	-3.951	-4.983	-5.099	7300	-4.134	-	-4.669	-5.201
6330	-	-3.904	-4.739	-5.242	6820	-4.093	-3.966	-4.926	-5.231	7310	-	-	-4.672	-4.993
6340	-4.051	-3.896	-4.755	-5.155	6830	-	-3.953	-4.828	-5.185	7320	-4.121	-	-4.552	-4.889
6350	-	-3.902	-4.749	-5.120	6840	-4.086	-3.935	-4.816	-5.062	7330	-	-	-4.530	-4.969
6360	-4.053	-3.917	-4.774	-4.897	6850	-	-3.965	-4.831	-5.314	7340	-4.132	-	-4.581	-5.358
6370	-	-3.914	-4.777	-5.098	6860	-4.080	-3.956	-4.851	-5.308	7350	-	-	-4.663	-5.001
6380	-4.051	-3.923	-4.713	-5.233	6870	-	-3.913	-4.885	-5.092	7360	-4.142	-	-4.712	-4.922
6390	-	-3.928	-4.749	-5.161	6880	-4.081	-3.957	-4.960	-5.290	7370	-	-	-4.632	-4.898
6400	-4.049	-3.918	-4.833	-5.168	6890	-	-3.982	-4.829	-5.130	7380	-4.140	-	-4.635	-4.834
6410	-	-3.911	-4.859	-5.176	6900	-4.089	-3.965	-4.775	-5.355	7390	-	-	-4.712	-4.925
6420	-4.070	-3.908	-4.853	-5.282	6910	-	-3.976	-4.766	-5.437	7400	-4.127	-	-4.817	-4.959
6430	-	-3.910	-4.855	-5.232	6920	-4.100	-3.978	-4.781	-5.325	7410	-	-	-4.799	-4.889
6440	-4.076	-3.915	-4.788	-5.183	6930	-	-3.979	-4.823	-5.472	7420	-4.139	-	-4.768	-4.862
6450	-	-3.916	-4.767	-5.072	6940	-4.101	-3.966	-4.880	-5.150	7430	-	-	-4.717	-4.837
6460	-4.080	-3.913	-4.853	-5.126	6950	-	-3.953	-4.800	-5.169	7440	-4.152	-	-4.669	-4.785
6470	-	-3.909	-4.841	-5.132	6960	-4.104	-3.960	-4.812	-4.967	7450	-	-	-4.622	-4.855
6480	-4.086	-3.927	-4.820	-5.169	6970	-	-3.958	-4.891	-5.206	7460	-4.154	-	-4.593	-4.816
6490	-	-3.922	-4.818	-5.109	6980	-4.113	-3.970	-4.839	-5.288	7470	-	-	-4.607	-4.706
6500	-4.093	-3.911	-4.780	-5.068	6990	-	-3.966	-4.723	-4.992	7480	-4.144	-	-4.611	-4.767
6510	-	-3.935	-4.704	-5.108	7000	-4.124	-3.951	-4.721	-5.037	7490	-	-	-4.561	-4.799
6520	-4.085	-3.914	-4.559	-5.067	7010	-	-3.969	-4.834	-5.233	7500	-4.132	-	-4.555	-4.751
6530	-	-3.920	-4.347	-4.908	7020	-4.124	-3.974	-4.836	-5.205	7510	-	-	-4.553	-4.713
6540	-4.086	-3.905	-3.966	-4.502	7030	-	-3.975	-4.766	-5.109	7520	-4.144	-	-4.556	-4.767
6550	-	-3.852	-3.405	-3.814	7040	-4.130	-3.990	-4.660	-4.952	7530	-	-	-4.601	-4.851
6560	-4.089	-3.853	-3.005	-3.382	7050	-	-3.991	-4.520	-4.711	7540	-4.139	-	-4.681	-4.783

$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV	$\lambda(\text{Å})$	I	II	III	IV
7550	-	-	-4.728	-4.789	7680	-4.186	-	-4.701	-5.171	7800	-	-	-4.713	-4.887
7560	-4.135	-	-4.698	-4.723	7690	-	-	-4.648	-5.003	7810	-	-	-4.664	-5.115
7570	-	-	-4.582	-4.808	7700	-4.186	-	-4.662	-5.137	7820	-	-	-4.686	-5.096
7580	-4.137	-	-4.507	-5.089	7710	-	-	-4.711	-5.240	7830	-	-	-4.739	-5.152
7590	-	-	-4.562	-5.540	7720	-4.187	-	-4.730	-4.956	7840	-	-	-4.775	-5.004
7600	-4.136	-	-4.585	-5.546	7730	-	-	-4.789	-4.927	7850	-	-	-4.782	-5.055
7610	-	-	-4.720	-5.526	7740	-	-	-4.861	-5.203	7860	-	-	-4.656	-4.954
7620	-4.162	-	-4.888	-5.507	7750	-	-	-4.855	-4.961	7870	-	-	-4.592	-5.336
7630	-	-	-4.713	-5.094	7760	-	-	-4.694	-5.058	7880	-	-	-4.742	-4.868
7640	-4.174	-	-4.636	-4.944	7770	-	-	-4.688	-5.165	7890	-	-	-4.924	-5.319
7650	-	-	-4.674	-4.955	7780	-	-	-4.728	-5.176	7900	-	-	-4.723	-5.494
7660	-4.181	-	-4.736	-5.240	7790	-	-	-4.732	-5.384	7910	-	-	-4.728	-4.957
7670	-	-	-4.795	-5.207										

### 3 Абсолютная спектрофотометрия

Абсолютные спектрофотометрические наблюдения PU Vul были проведены 16.08 и 15.09.90 и 17-18.09.93 с помощью установленного на телескопе РК-800 сканирующего спектрофотометра (Бурнашев и др., 1996). Охваченный наблюдениями спектральный интервал – 3700–7900 Å, спектральное разрешение – около 30 Å. Абсолютный стандарт –  $\alpha$  Лас, среднее распределение энергии которого, найденное Бурнашевым и Гузием (1993), было преобразовано к системе абсолютной калибровки Хейеса (1985).

Полученные результаты приведены в Таблице 3 в виде  $I_g E(\lambda)$  с шагом 10 Å, где значения монохроматической освещенности  $E(\lambda)$  выражены в эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}$ .

Таблица 4. Абсолютные потоки в эмиссионных линиях  $E(\lambda)$  ( $10^{12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}$ )

Линия	16.8–15.9.90	17–18.9.93
H $\alpha$	335	101
H $\beta$	30 (59)	18
H $\gamma$	17 (20)	18
H $\delta$	7 (12)	7
He I $\lambda$ 4471	8 (5.7)	3
He I $\lambda$ 5876	14	10
He I $\lambda$ 6678	6	3.4
He I $\lambda$ 7065	14	9
He II $\lambda$ 4686	-	5
[OI] $\lambda$ 5577	4	1.5
[OI] $\lambda$ 6300	-	2
[NII] $\lambda$ 5755	15	2.3
[OIII] $\lambda$ 4959	-	6
[OIII] $\lambda$ 5007	-	16

Далее, были обработаны и приведены к той же системе абсолютной калибровки наблюдения 1979 года до минимума 1980 года в спектральном интервале 3500–7700 Å с разрешением около 50 Å.

Наконец, одно из наблюдений, выполненных Н.И. Бондарь 19 августа 1983 г. (Белякина и др., 1990), в спектральном интервале 3200–7200 Å с разрешением около 40 Å, совпало по времени с проводимыми нами на том же телескопе исследованиями вторичных спектрофотометрических стандартов, что позволило применить использованную нами методику и для этих данных: они также были заново переобработаны и приведены к используемой нами системе абсолютной калибровки.

На рис.7 показаны средние спектроэнергетические кривые, относящиеся к характерным мо-

ментам в развитии вспышки PU Vul: фазе максимума перед вторичным минимумом (август-сентябрь 1979 г.), максимуму блеска (август 1983 г.), началу переходной стадии (август-сентябрь 1990 г.) и фазе последующего развития небулярного спектра (сентябрь 1993 г.).

В Таблице 4 даны абсолютные потоки в эмиссионных линиях, относящиеся к периодам 16.8–15.9.90 и 17–18.9.93. В скобках приведены оценки этих же величин из статьи Томова и др. (1991), полученные 17.08.90. Обращает на себя внимание почти двукратное расхождение в значении потока H $\beta$ . В спектре, полученном в сентябре 1993 г., в строке "H $\gamma$ " приведен измеренный поток от бленды H $\gamma$ + [OIII]  $\lambda$ 4363 Å.

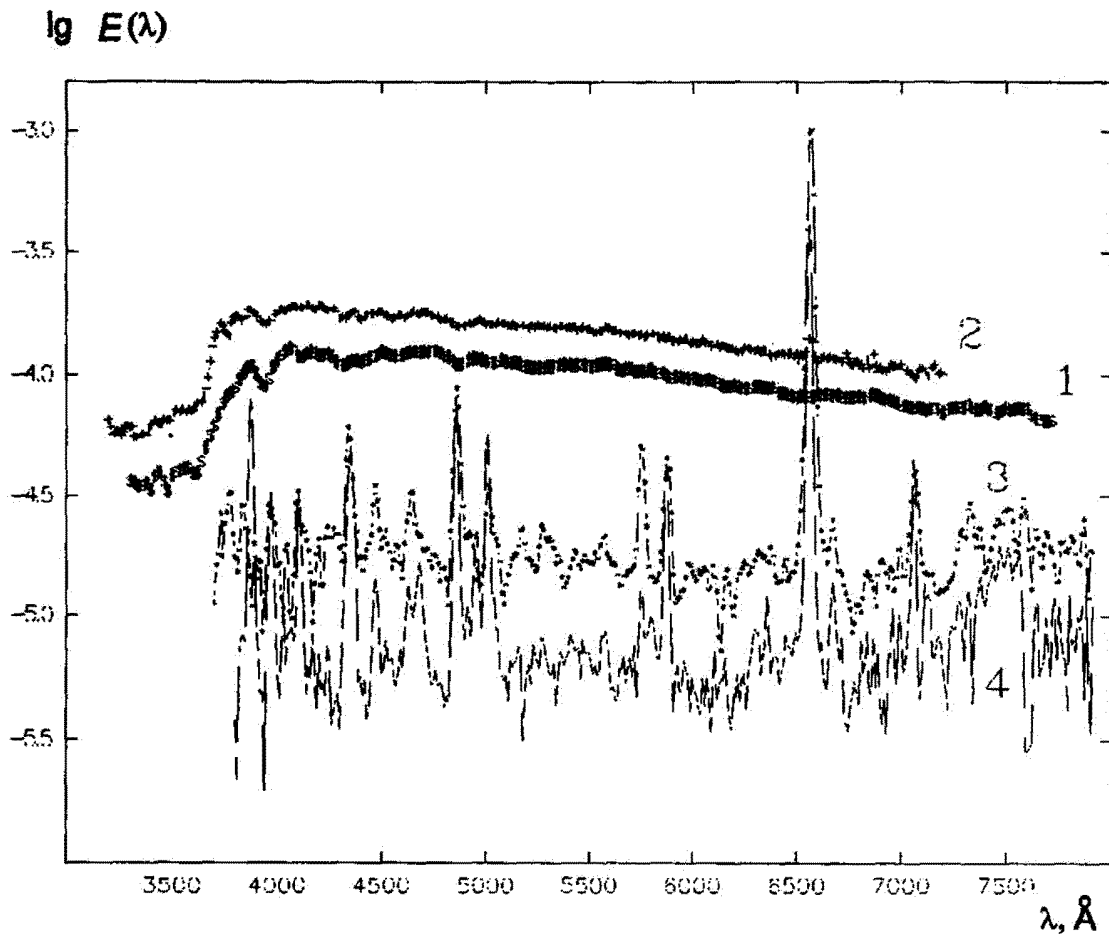


Рис. 7. Распределение энергии в спектре PU Vul. 1 – 27.8-2.9.79, 2 – 19.8.83, 3 – 16.8-15.9.90, 4 – 17-18.9.93

#### 4 Поляризационные исследования

Поляризационные наблюдения PU Vul в рассматриваемый период проводились по той же схеме и с той же аппаратурой, которая использовалась в наших предыдущих работах (Белякина и др., 1985, 1990). Все измерения были исправлены за вклад межзвездной поляризации с параметрами  $p_{max} = 0.3\%$ ,  $\lambda_{max} = 0.56$  мкм,  $\theta = 17^\circ 6'$ , оцененными по методике, описанной в работе Белякиной и др. (1990). Полученные таким образом параметры собственной поляризации излучения PU Vul с 1987 по 1997 год показаны на приводимых ниже рисунках.

Ход степени поляризации в полосах *UBVRI* со временем показан на рис.8, построенном аналогично рис.12 в статье Белякиной и др. (1990). В нижней части рисунка показан ход блеска звезды в полосе *U* и показателя цвета *V - I*. На графиках видно, что степень поляризации в целом уменьшалась от уровня 1.0–1.5% в 1987 году до практически нулевого уровня в 1990 году, и в дальнейшем оставалась на этом уровне. Падение степени поляризации происходило немонотонно, в некоторые периоды 1988 и 1989 годов она почти исчезала. Характер изменений степени поляризации во всех полосах, в общем, одинаков.

Об изменениях позиционного угла плоскости поляризации судить трудно, так как из-за малых величин собственной поляризации позиционные углы определяются с большой ошибкой. Можно лишь констатировать, что в 1987 – 1988 годах, когда степень поляризации была достаточно высокой,

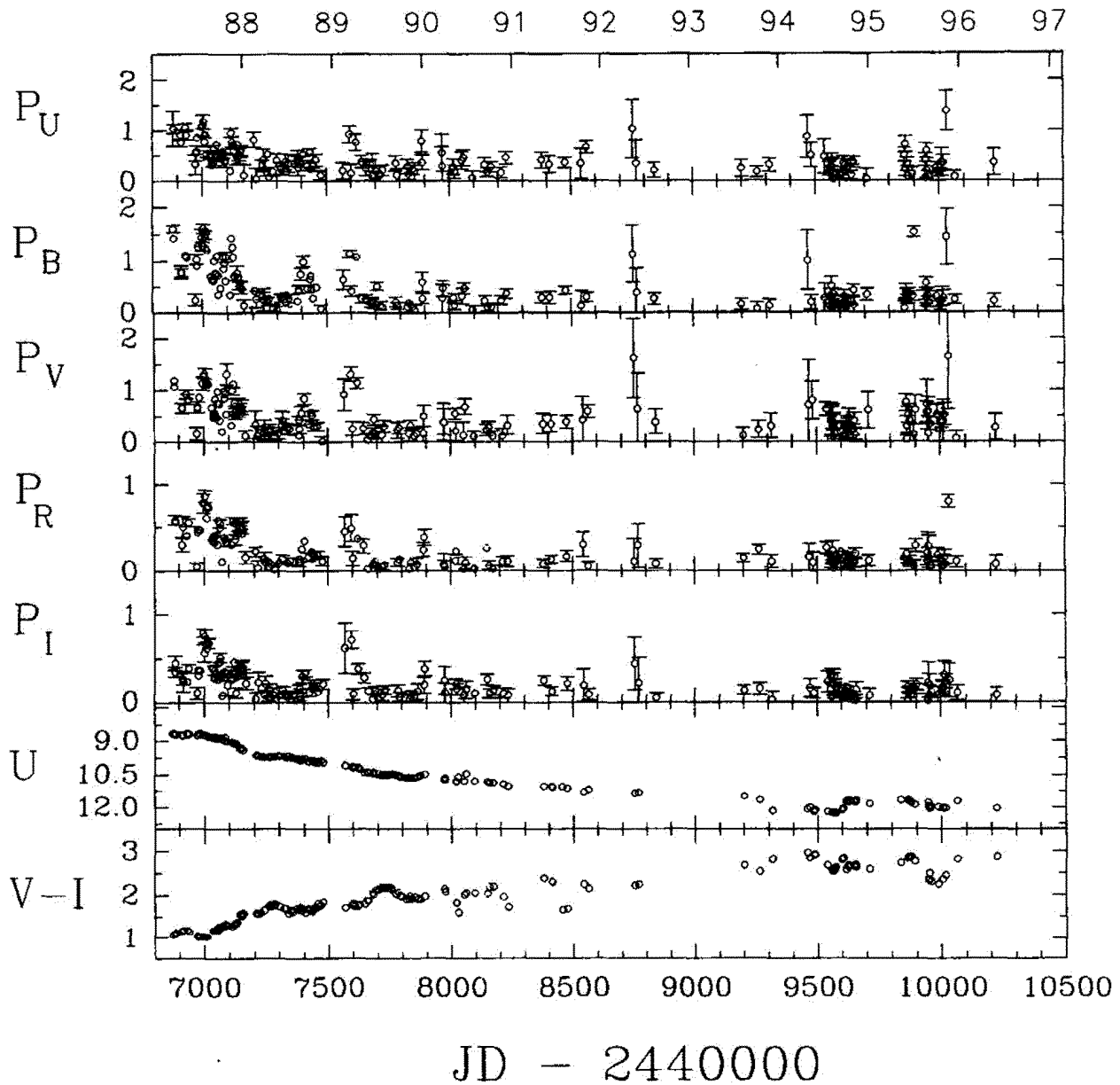


Рис. 8. Степень собственной поляризации  $P_U$ ,  $P_B$ ,  $P_V$ ,  $P_R$ ,  $P_I$  в полосах  $UBVRI$  в интервале 1987 - 1996гг. Для сравнения на двух нижних графиках показан блеск в полосе  $U$  и показатель цвета  $V - I$ . Время выражено в  $JD - 2440000$ . Размеры черточек у символов характеризуют удвоенную среднеквадратичную ошибку определения степени поляризации



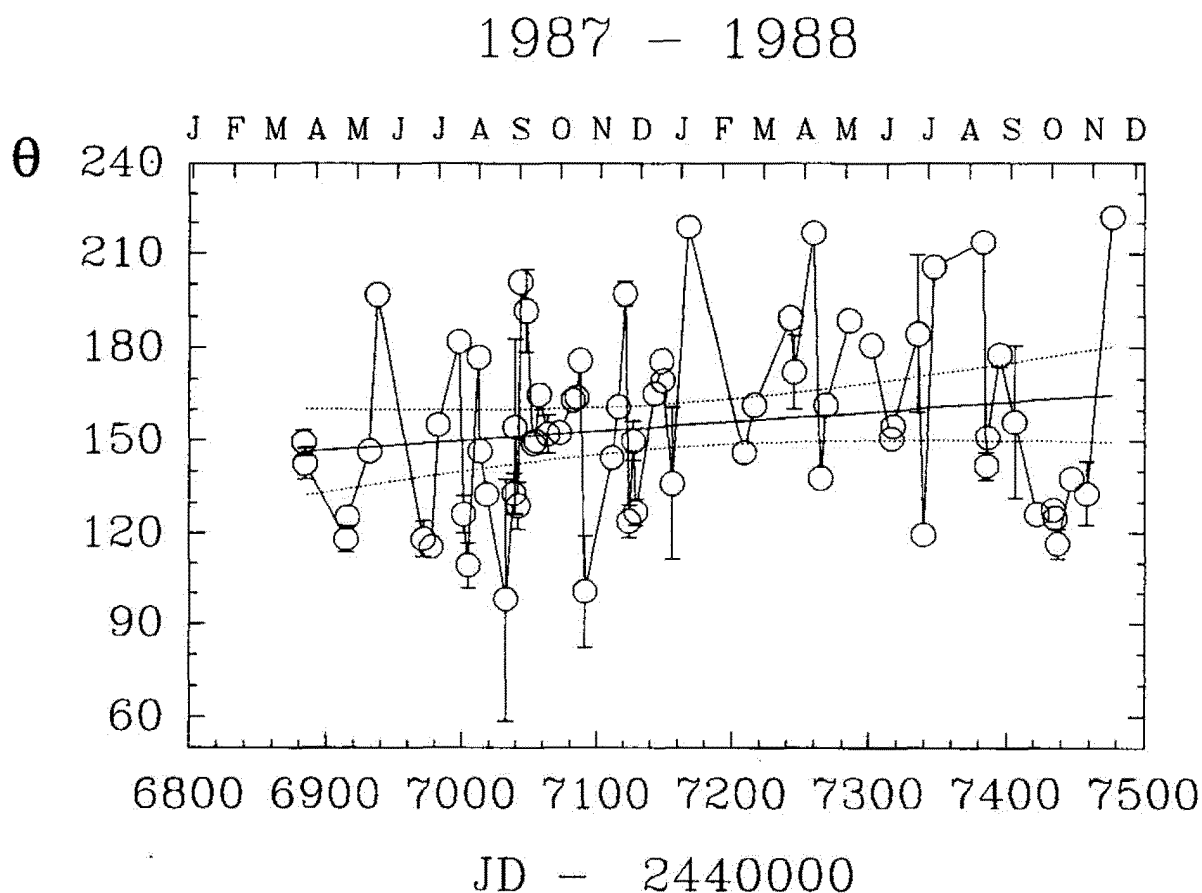


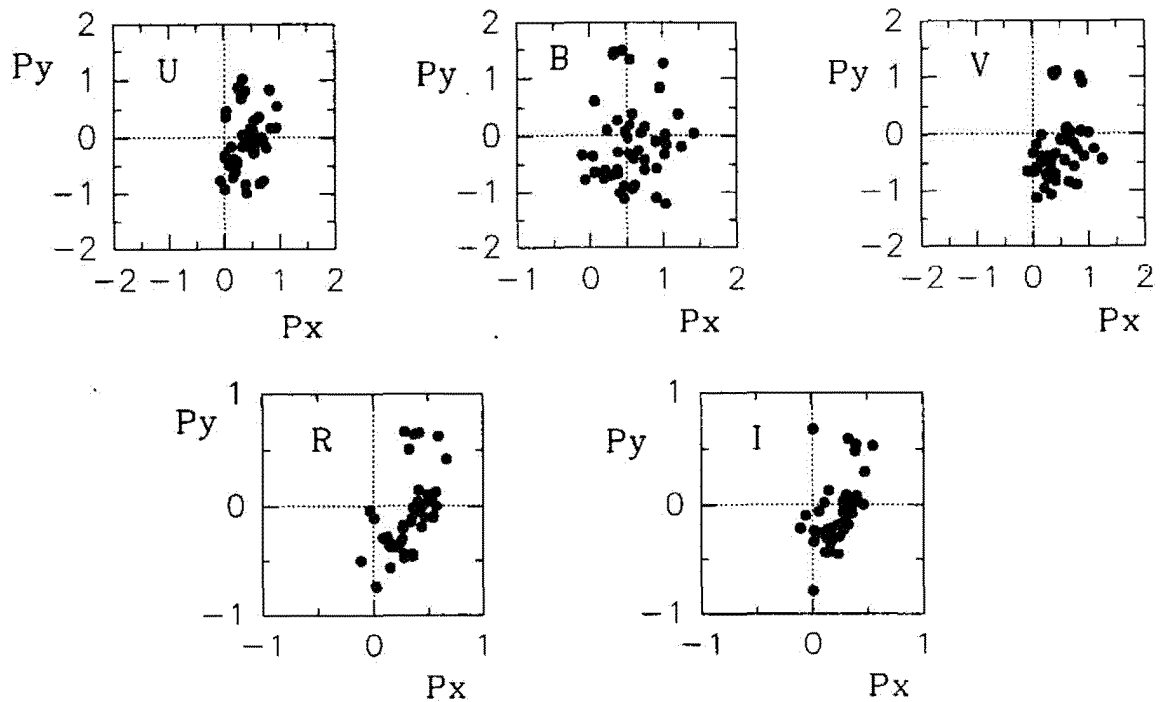
Рис. 9. Positionный угол плоскости собственной поляризации PU Vul в 1987 – 1988 гг. в полосе *B*. По нижней оси абсцисс отложено время в юлианских днях JD – 2440000, по верхней оси абсцисс показано время в календарных месяцах. Длина черточек у символов соответствует ошибке определения величин positionных углов. Сплошной линией показан ход positionного угла со временем. Пунктирными линиями показаны 95% уровни значимости

плоскость поляризации медленно поворачивалась со временем и колебалась с размахом около  $100^\circ$  относительно ее среднего положения около  $155^\circ$  (Рис.9).

В расположении точек на диаграммах параметров Стокса  $P_x, P_y$  для 1987 года, когда степень поляризации была наибольшей, в полосах *UBV* не видно какого-либо преимущественного направления (Рис.10).

Это указывает на отсутствие регулярных геометрических или иных факторов, которые могли бы быть связаны с устойчивой асимметрией в распространении оптического излучения в системе PU Vul. Однако центр тяжести системы точек на диаграммах смещен относительно начала координат. Это указывает на наличие небольшой постоянной в 1987 году компоненты степени поляризации около 0.2%, что может быть связано с неточностью учета межзвездной поляризации, либо может указывать на небольшую асимметрию в физических или геометрических условиях в области возникновения излучения. Такими факторами могут быть как общая асимметрия распределения вещества в окрестностях звезды, так и появление и исчезновение в этой области отдельных сгустков вещества.

Как сам факт наличия поляризации в 1987 – 1988 годах, так и нерегулярный характер ее изменений со временем естественно связать с неоднородностями в остатках пылевой околозвездной

Рис. 10. Параметры Стокса  $P_x$  и  $P_y$  в полосах  $UBVR I$  по наблюдениям 1987 года

оболочки, образовавшейся в 1980 году. Уменьшение поляризации и ее практическое исчезновение в последующее время можно объяснить вкладом неполяризованного излучения газовой оболочки, появившейся в конце 1987 года и вызвавшей отмеченные выше резкие изменения цветовых характеристик звезды.

Дополнительные аргументы в пользу существования пылевой компоненты в околозвездной оболочке PU Vul в 1987 году можно получить из рассмотрения волновых зависимостей степени поляризации. Такие графики для всех дат в 1987 году, когда измерялась поляризация, показаны на рис. 11a – 11d, и для 1989 года – на рис. 11e. Цифры возле кривых соответствуют юлианским датам наших наблюдений минус 2440000 (пустые кружки). Вычисленные по формулам Шаховского и Ефимова (1976) среднеквадратичные ошибки наблюдений показаны вертикальными черточками, если они превышают размеры символов.

Графики показывают, что в большинстве случаев максимум степени поляризации приходится на коротковолновую часть спектра, чаще всего на полосу  $B$ . Такой тип волновых зависимостей степени поляризации характерен для рассеяния излучения на мелкой пыли или для среды с магнитным полем. Так как пока нет никаких свидетельств о присутствии сколько-нибудь заметного магнитного поля в системе PU Vul, то разумно допустить, что наблюдавшаяся поляризация возникла на пылинках околозвездной оболочки. Если механизм рассеяния на пыли в околозвездной среде такой же, как в межзвездной среде, то можно попытаться представить наблюдавшиеся зависимости формулой Серковского (1975), описывающим волновую зависимость межзвездной поляризации. Такое представление для всех рассматриваемых дат показано на рис. 11a – 11d пунктирными линиями, проведенными через заполненные кружки. Видно, что в 20 случаях из 49 расчетные кривые удовлетворительно представляют наблюдаемые зависимости.

Определенные таким образом параметры  $P_{max}$  и  $\lambda_{max}$  в 1987 – 1988 годы представлены на рис. 12. Рисунок показывает, что степень поляризации в это время постоянно снижалась от 1.5% весной 1987 г. до 0.5% весной 1988 г., а длина волны максимума поляризации со временем смещалась из коротковолновой в визуальную область спектра.

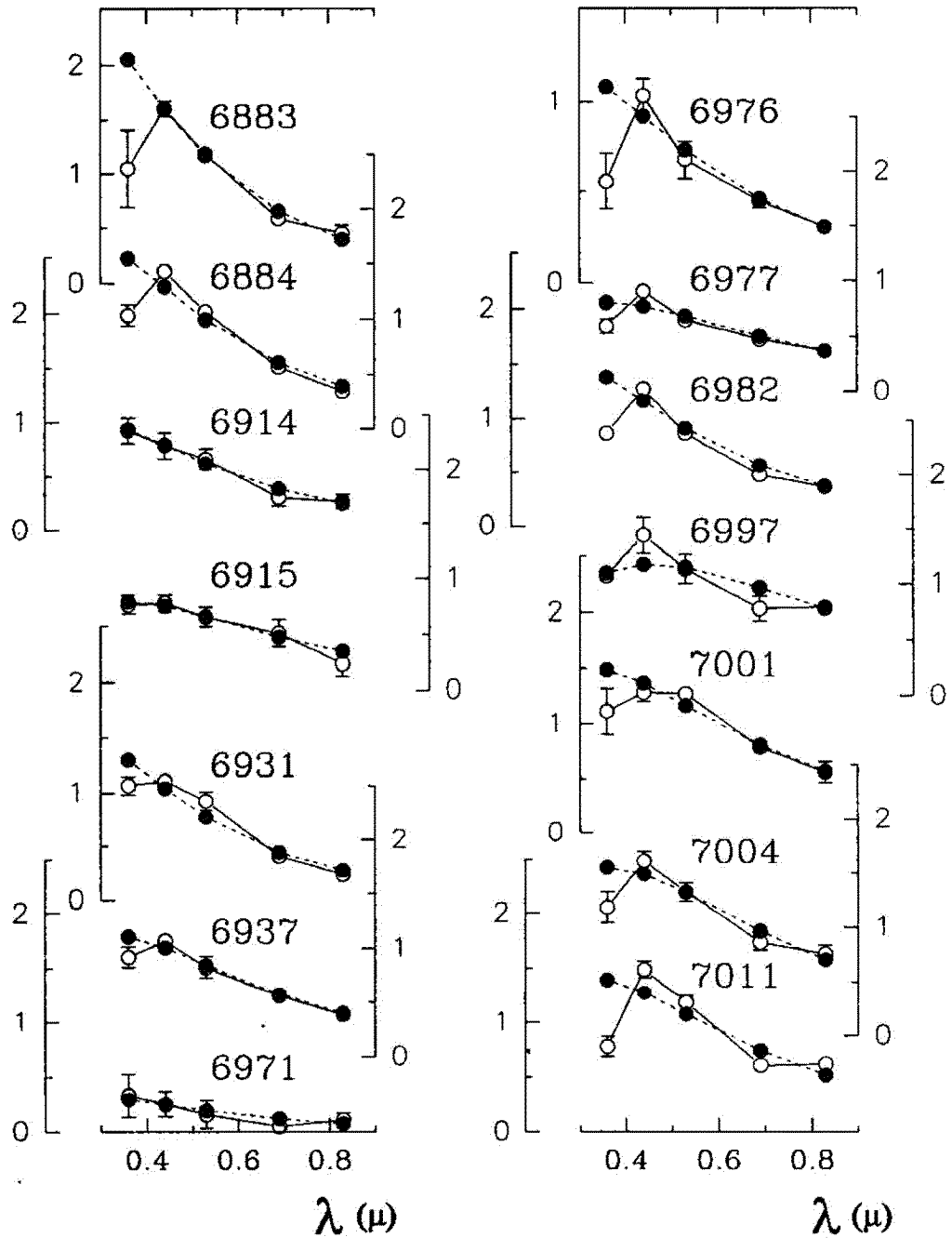


Рис.11а. Сравнение наблюдаемых волновых зависимостей степени собственной поляризации (открытые кружки) со стандартной волновой зависимостью межзвездной поляризации, вычисленной по формуле Серковского (1975) (заполненные кружки) для наблюдений в 1987г. По оси абсцисс отложены длины волны в мкм, а по осям ординат – величины собственной поляризации PU Vul в соответствующую юлианскую дату. Цифрами у кривых обозначены юлианские даты наблюдений JD-2440000

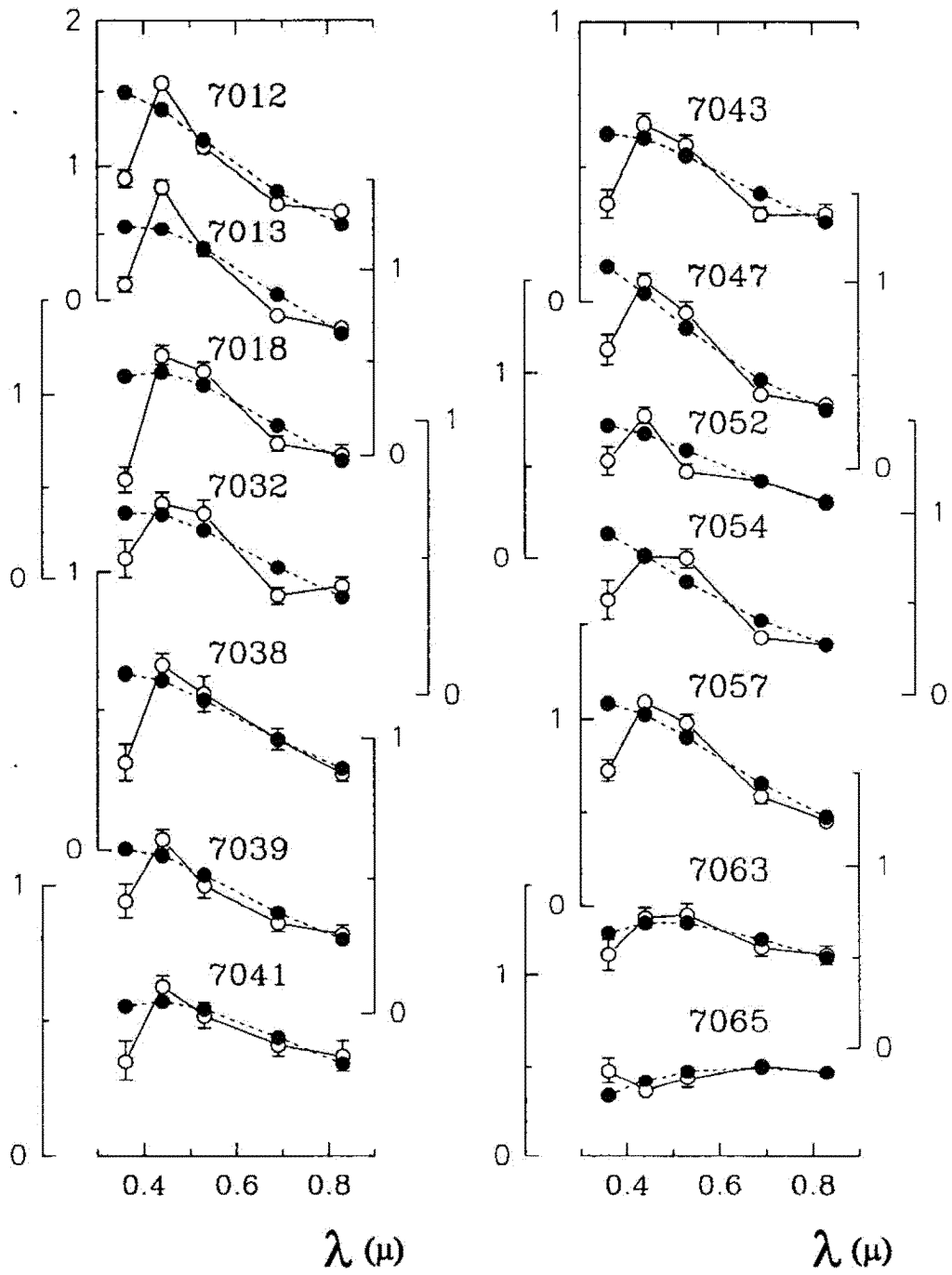


Рис.11b. То же, что и на рисунке 11.а

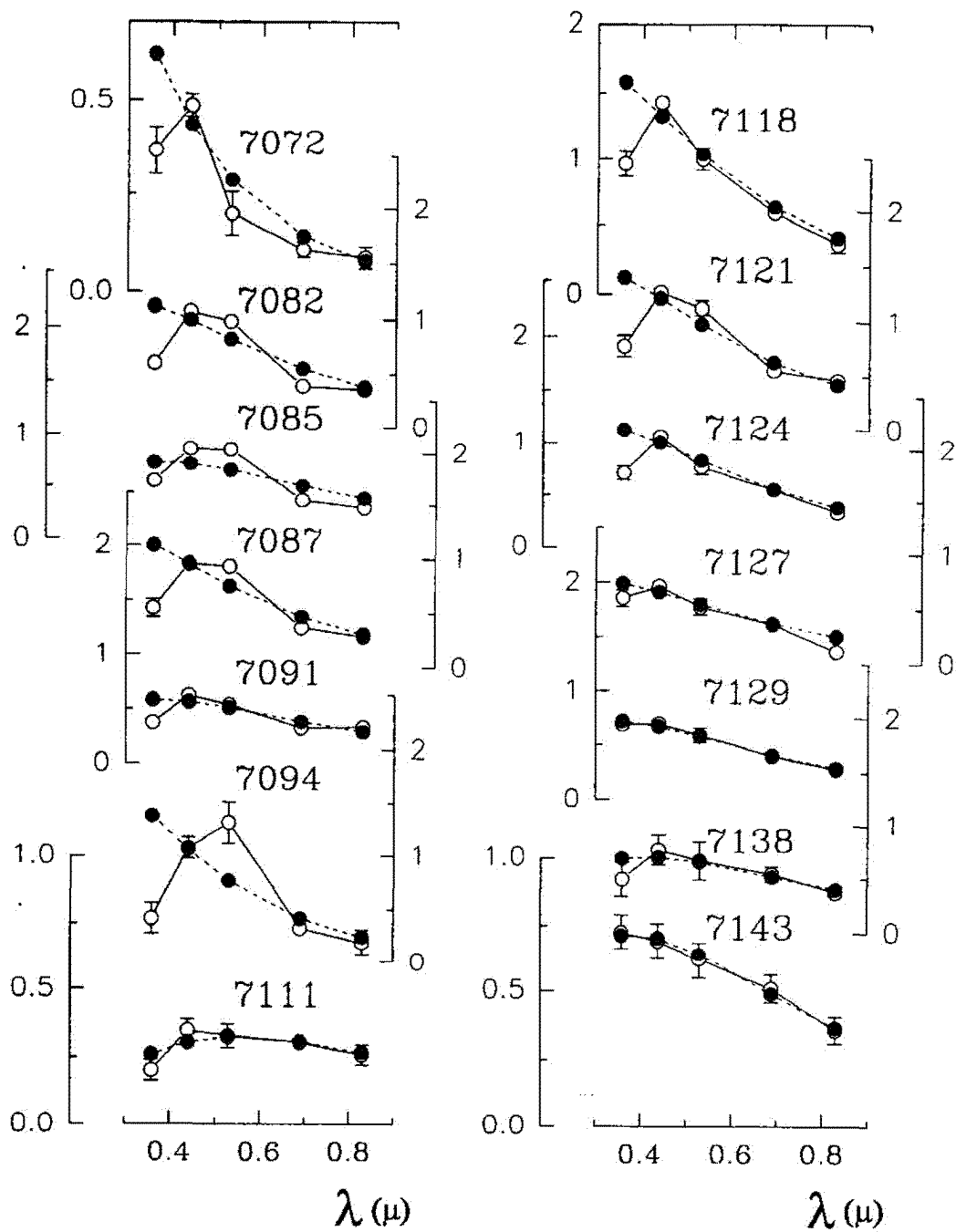


Рис.11с. То же, что и на рисунке 11.а

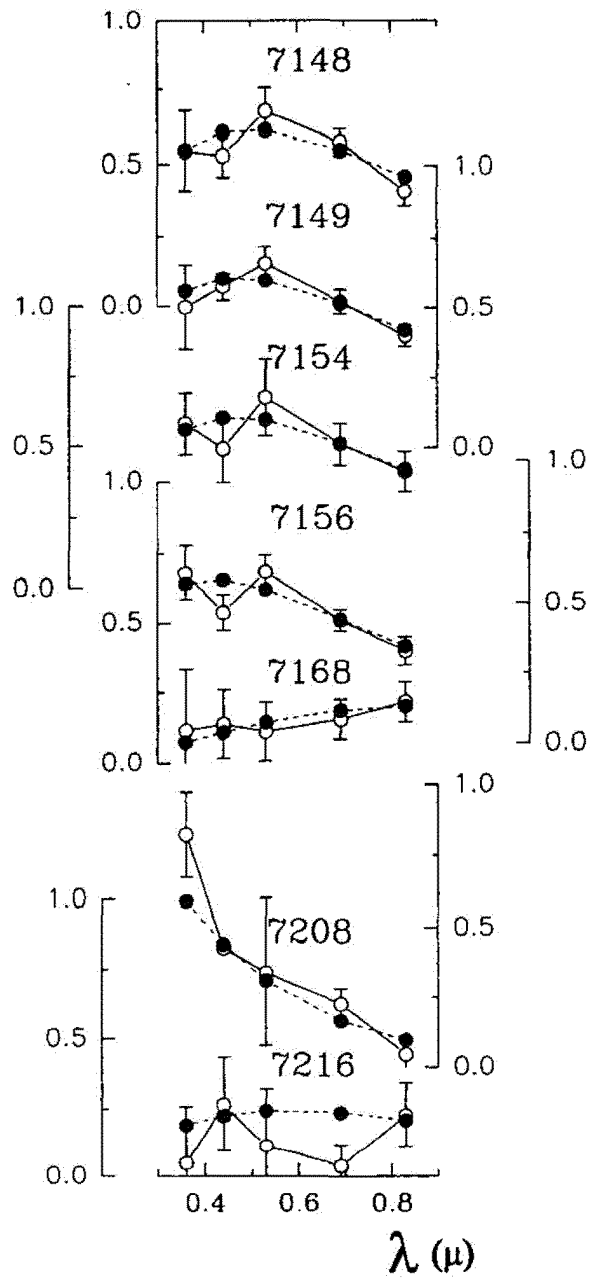


Рис.11d. То же, что и на рисунке 11.а

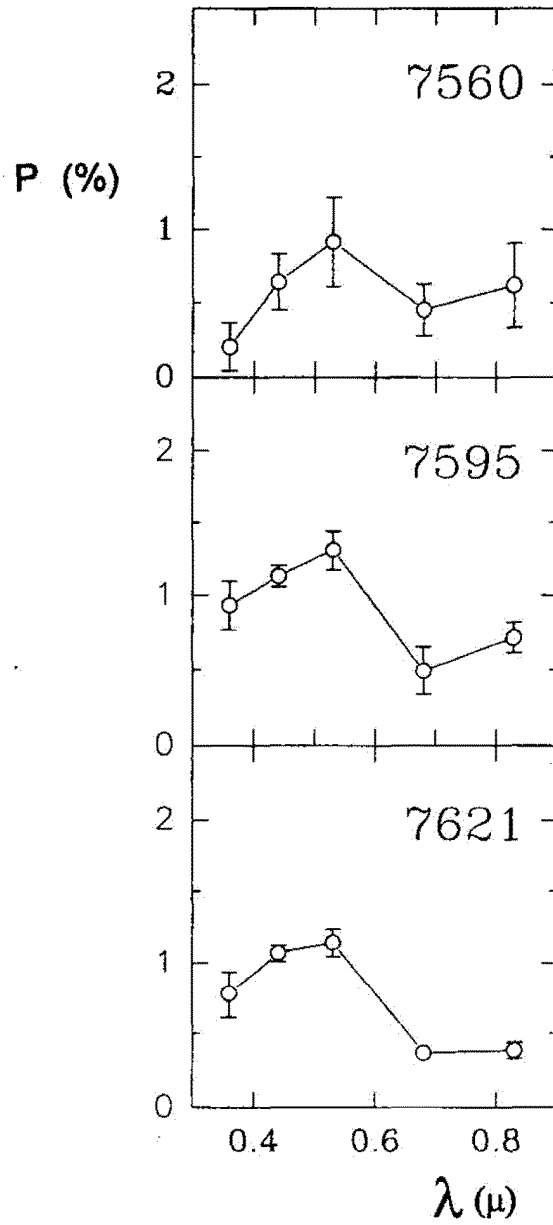


Рис.11е. Волновые зависимости собственной поляризации PU Vul для наблюдений в 1989г. Обозначения те же, что и на рисунке 11.а

1987 – 1988

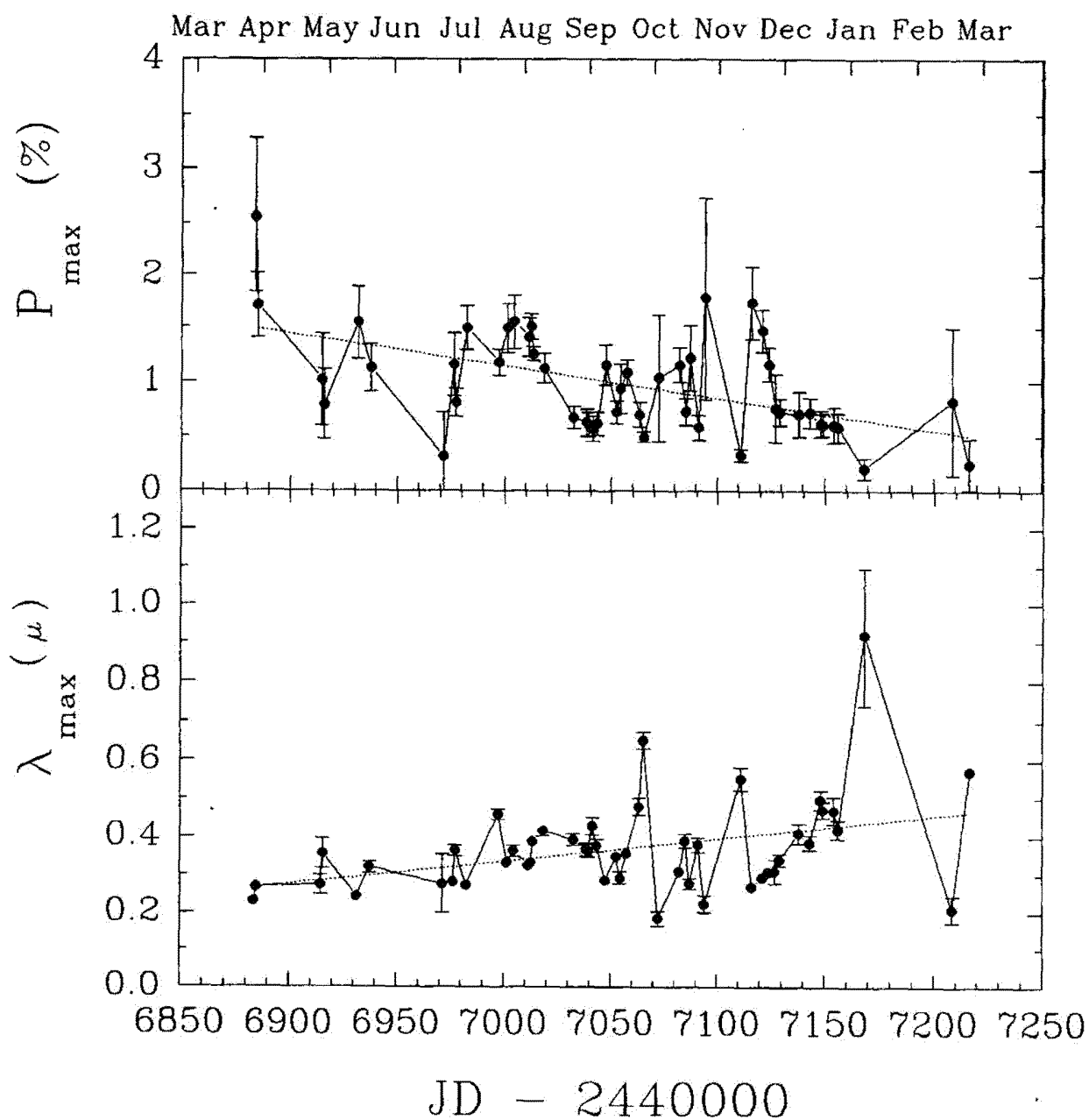


Рис. 12.  $P_{\max}$ (%) и  $\lambda_{\max}$ ( $\mu$ ) в 1987 – 1988гг. Пунктиром показан линейный тренд этих параметров. Размеры черточек у символов характеризуют удвоенную среднеквадратичную ошибку определения степени собственной поляризации и длины волны максимума степени поляризации



Сопоставление величин максимальной поляризации и соответствующей ей длины волны (рис.13) показывает, что при уменьшении степени поляризации ее максимум сдвигался в длинноволновую область спектра. Это указывает на увеличение размеров частиц со временем. С ростом размеров частиц уменьшается селективность рассеяния. Это должно приводить к изменению цветовых характеристик излучения, прошедшего через пылевую среду. Как было показано Ефимовым (1988аб), эти характеристики сложным образом меняются с изменением размеров частиц.

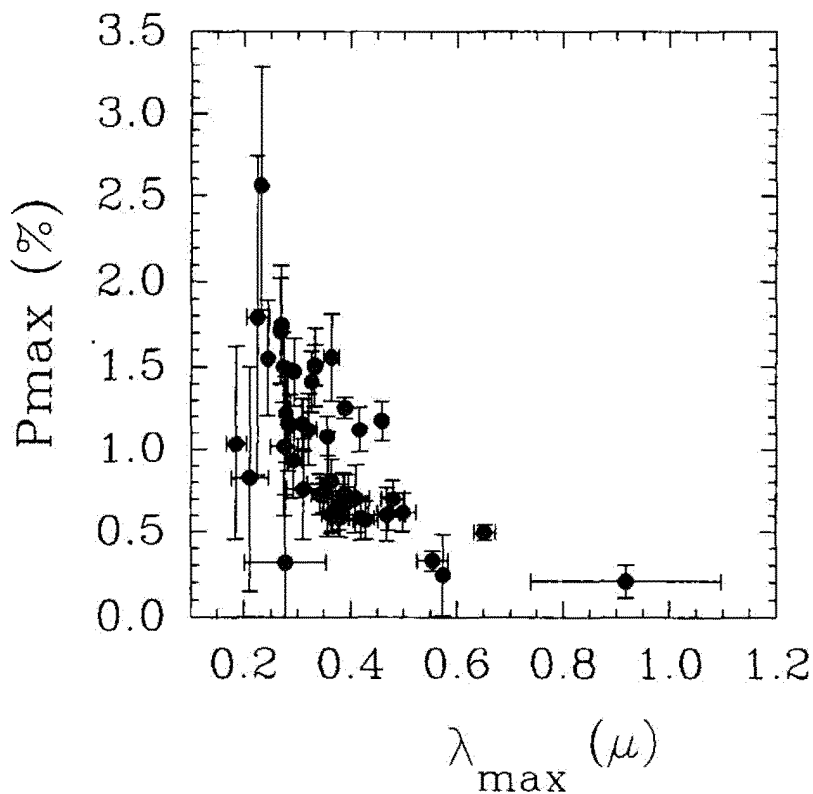


Рис. 13. Сопоставление максимальной степени собственной поляризации  $P_{max}$ (%) и ее положения на шкале длин волн  $\lambda_{max}$ ( $\mu$ ) для PU Vul в 1987 – 1988гг. Длина черточек при символах соответствует удвоенной среднеквадратичной ошибке определения соответствующей величины

## 5 Обсуждение

В наших предыдущих статьях было подробно рассмотрено поведение PU Vul на протяжении восьмилетнего интервала времени, охватывающего стадию ее спокойного состояния после вспышки (максимум блеска) в 1979 – 1980 г.г., стадию глубокого минимума блеска 1980 года, и стадию выхода звезды из минимума в 1981 году с последующим медленным возвращением в исходное состояние, продолжающимся и в настоящее время.

Важнейшими выводами из полученных данных является выяснение эволюционного статуса PU Vul и интерпретация глубокого минимума блеска 1980 года в рамках нестационарной околозвездной пылевой оболочки.

Ниже мы вкратце напомним основные полученные нами ранее результаты и дополним их некоторыми новыми соображениями, основанными на новых данных, полученных после опубликования нашей предыдущей статьи (Белякина и др., 1990).

### 5.1 Эволюционный статус

Обсуждение полученных данных позволило нам отнести пекулярный объект Кувано-Хонда к аномально медленным звездам типа RT Ser – сравнительно редкому типу в семействе новых и родственных им звезд. Как известно, физическая общность объектов этого обширного семейства нестационарных звезд состоит в том, что все такие объекты являются проэволюционировавшими двойными системами, где в результате перетекания вещества на компактный компонент на его поверхности возникает нестационарный термоядерный процесс. Характер такого процесса, его временные и энергетические параметры определяются, главным образом, темпом аккреции и массой аккрецирующего компонента, но наблюдаемая картина вспышки существенным образом зависит также от светимости звезды-донора, расстояния между компонентами системы, магнитных свойств аккрецирующей звезды. Заметное число перечисленных параметров и определяет существенное разнообразие вспышек новых и родственных им звезд. Эти общие рассуждения, связанные с попытками понять систему PU Vul, получили неожиданно быстрое и весьма конкретное подтверждение в работе Ибена (1982), посвященной расчету аккреции на горячий белый карлик.

Согласно расчетам Ибена, при аккреции вещества на белый карлик с массой, близкой к массе Солнца, с темпом аккреции  $10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , в системе должен установиться квазипериодический режим: белый карлик в течение довольно длительного времени – от нескольких столетий до многих тысячелетий – накапливает аккрецируемое вещество на поверхности, затем в этом веществе происходит термоядерная вспышка водорода, которая на время в  $10^3 - 10^5$  раз более короткое, чем продолжительность накопления вещества, превращает белый карлик в звезду-сверхгигант.

Как показало сравнение наших наблюдений с вычислениями Ибена, совпадают не только величины  $T_{\text{эфф}}$  и  $M_V$  в максимуме блеска PU Vul с соответствующими величинами теоретической модели, но и скорость выхода системы в это состояние: в полном соответствии с расчетами, PU Vul затратила около года на прохождение последних  $5^m$  в шкале  $M_V$  для достижения максимума 1979 года.

Таким образом, полное соответствие теоретической модели Ибена наблюдаемым свойствам PU Vul не оставляет сомнений в правильности нашего определения эволюционного статуса этого объекта: мы, действительно, имеем дело с аномально медленной новой, которая в максимуме блеска проходила стадию мимикрии под сверхгигант.

Количественное сопоставление наблюдений и теории позволило заключить, что масса вспыхнувшего компонента PU Vul не превосходит  $1.1 M_{\odot}$ , а темп аккреции не превышает  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ . Заметим, что, во-первых, в последние годы чисто феноменологический термин “очень медленные новые” вытесняется астрофизически более определенным термином “симбиотические новые” (Виотти, 1988) и, во-вторых, гидродинамические расчеты аккреции на белый карлик, выполненные Ливио и др. (1989), подтвердили основные результаты Ибена (1982), полученные в рамках квазистатического приближения.

### 5.2 Сопоставление моделей пылевой оболочки и затмения

Довольно плавное развитие PU Vul после ее вспышки было нарушено глубоким ослаблением блеска системы в 1980 году почти на  $5^m$  в полосе V, которое продолжалось около 500 дней. Было предложено несколько интерпретаций этого минимума:

- 1) формирование вокруг вспыхнувшего компонента плотной пылевой оболочки с последующим ее рассеянием (Белякина и др., 1982б, 1984, 1985); Ямашита и др., 1982; Фридьюнг и др., 1984; Меньшиков и др., 1985; Канамицу, 1991);
- 2) затмение вспыхнувшего компонента M гигантом (Белякина и др., 1982б; Кенион, 1986; Фогель и Нуссбаумер, 1992; Колотилов и др., 1995);

3) образование обращающего слоя молекул TiO во внешней атмосфере вспыхнувшего компонента, действующего как нейтральный фильтр (Ямашита и др, 1982);

4) сжатие протяженной оболочки, образовавшейся вокруг вспыхнувшего белого карлика (Ииджима, 1989).

В дальнейшем получили развитие лишь два первых объяснения.

Серьезные аргументы в пользу пылевой модели как основной причины глубокого минимума блеска PU Vul в 1980 году приведены в статьях Белякиной и др. (1982б, 1985) и Ефимова (1988а, 1988б).

Схема нестационарной пылевой оболочки независимо от Белякиной и др. (1982б, 1984) была предложена Ямашитой и др. (1982) и поддержана Фридьюнгом и др. (1984) и Меньшиковым и др. (1985). Однако немонотонный ход показателей цвета системы, в частности, их резкое поглубление в минимуме блеска, обнаруженное Белякиной и др. (1982а) и Колотиловым и Белякиной (1982) и противоречащее стандартным представлениям о покраснении звезды при ослаблении ее блеска межзвездной пылью, послужил основанием для критики пылевой модели (Кенион, 1986). Эти возражения повторялись в ряде последующих работ по PU Vul (Ииджима, 1989; Фогель и Нуссбаумер, 1992; Сайон, 1993). Однако, как показал Ефимов (1988а), наблюдаемые вариации цвета PU Vul вблизи ее глубокого минимума не противоречат пылевой модели, а являются решающим аргументом в пользу такой модели. Только вместо стандартной межзвездной пыли необходимо рассмотреть процесс формирования пылинок, их рост в околозвездной среде. Поскольку при возникновении условий для формирования пылинок этот процесс идет быстро, то каждому моменту времени соответствует характерный размер пылинок. В таком случае моменты минимумов блеска звезды сперва должны иметь место на более коротких длинах волн, затем – на более длинных. В результате рост размера пылинок должен приводить к тому, что вблизи минимума блеска звезды вариации ее показателя цвета будут описываться знакопеременной функцией времени. Иными словами, ослабленная формирующейся пылью звезда в некоторые моменты, близкие к минимуму блеска, может быть даже голубее, чем она была до появления пылевой структуры.

Количественные расчеты на основе этих качественных соображений позволили Ефимову (1988а) успешно представить наблюдавшийся ход величины  $B - V$  вблизи минимума блеска PU Vul и определить кинематику роста пылинок. В полном согласии с идеологией модели, на диаграмме цвет-величина начальный участок трека системы, соответствующий началу конденсации пылинок, описывается соотношением, справедливым для рэлеевского рассеяния  $A_\lambda \sim \lambda^{-4}$ , а конечный участок трека, соответствующий рассеянию пылевой оболочки, описывается типичным для межзвездной среды соотношением  $A_\lambda \sim \lambda^{-1}$ . Эта концепция была успешно применена Ефимовым (1988б) к анализу наблюдений минимумов R CrB, обусловленность которых образующимися и диссипирующими пылевыми оболочками является общепризнанной. К сожалению, эти фундаментальные результаты Ефимова оказались вне поля зрения большинства исследователей PU Vul.

Второе возражение против пылевой модели 500-дневного минимума блеска PU Vul состояло в том, что в ходе этого эпизода блеск звезды в ИК диапазоне менялся очень мало, тогда как при вспышках новых звезд, сопровождаемых формированием пылевых оболочек, происходит весьма заметный рост такого излучения (Кенион, 1986). В этой критике не учитывалось, однако, то существенное обстоятельство, что ИК избыток появляется в новых и родственных им системах, где звезда-донор имеет низкую светимость, тогда как в PU Vul звезда-донор – как и в симбиотических звездах – холодный гигант. Количественные оценки (Белякина и др., 1985) показали, что в таком случае суммарное ИК излучение системы в значительной степени определяется постоянным излучением звезды-гиганта и наблюдаемые малые вариации ИК блеска не противоречат пылевой модели. Более того, эти малые вариации могут быть обусловлены разными причинами и быть разных знаков: собственное излучение пыли и/или отражение от нее излучения холодного гиганта может повысить ИК светимость системы, тогда как виньетирование гиганта пылью может понизить ИК светимость системы.

Наконец, обсуждавшиеся трудности пылевой модели, связанные со слишком ранним появлением полос окиси титана при вхождении в минимум 1980–81 годов, снимаются нашей уверенной оценкой спектрального класса M 6.5 (Белякина и др., 1985) вместо M 4, полученной в более ран-

них исследованиях; такая более поздняя спектральная классификация М гиганта в системе PU Vul была подтверждена наблюдениями Шилда и др. (1992).

Для объяснения особенностей поведения собственной линейной поляризации излучения PU Vul со временем в 1983 – 1986 г.г., после выхода звезды из глубокого минимума 1980 – 1981 г.г., в нашей предыдущей статье (Белякина и др., 1990) были рассмотрены три модели: модель пылевой оболочки, модель рассеяния излучения на свободных электронах в магнитном поле звезды и модель пятнистой атмосферы. Проведенный в анализ не позволил в рамках простейших приближений отдать предпочтение какой-либо одной из рассмотренных моделей.

Вскоре после того, как модель пылевой оболочки достигла уровня наглядной и убедительной схемы в работе Канамицу (1991), а активная защита этой модели перешла в решительное отрицание модели затмения (Гершберг, 1995), в системе PU Vul произошли события, которые определенно указали на затмение М-гигантом вспыхнувшего компонента в 1993 – 1994 годы. Действительно, на временном интервале, сравнимом по длительности с минимумом 1980 – 1981 годов, имело место четкое понижение блеска, в красной области спектра наблюдались полосы TiO, а в ультрафиолете произошло временное исчезновение линий высокого возбуждения HeII, [NV] и [NIV], которые образуются в непосредственной близости от вспыхнувшего компонента при сохранении линий, возникающих в более далеких областях сброшенной оболочки (Колотилов и др., 1995; Нуссбаумер и Фогель, 1996).

В пользу модели затмения, предложенной в работе Белякиной и др. (1982б), говорит и удачное представление кривой блеска PU Vul в 1980 году, включая минимум блеска, моделью затмения F звезды большим по размеру М гигантом с добавлением свечения небольшой эмиссионной туманности, излучение которой могло бы объяснить и присутствие в минимуме линий  $H_{\alpha}$ , [NII] и [OIII] (Фогель и Нуссбаумер, 1992). Однако эта модель никак не объясняет цветовых вариаций, наблюдавшихся в ходе минимума блеска 1980 года.

Новые наблюдения в значительной степени устранили возражения против модели затмения как крайне маловероятного события: во-первых, упомянутые наблюдения в ультрафиолете дали прямые свидетельства малости наклона плоскости орбиты системы к лучу зрения и, во-вторых, был найден орбитальный период PU Vul (Хохол, Грыгар, 1987; Белякина и др., 1990; Хохол и др., 1996); в третьих, при полной длительности ослабления блеска в 1980 – 1981 годы в 500 суток, составляющей более 10% орбитального периода, не приходится говорить о маловероятном точном совпадении вспышки с фазой соединения компонентов.

Эти наблюдательные факты заставляют отказаться от рассмотрения моделей пылевой оболочки и затмения как альтернативных, взаимно исключающих схем и перейти к их синтезу, к чему Кенион (1986) склонялся еще 12 лет назад.

## 6 Заключение

Данная статья продолжает серию наших публикаций, посвященных комплексному изучению пекулярной симбиотической Новой PU Vul (Белякина и др., 1982аб, 1984, 1985, 1990; Гершберг и др., 1982; Гершберг, 1995; Ефимов, 1988а; Колотилов и Белякина, 1982). Основные результаты исследований этой звезды, проводившихся в Крымской астрофизической обсерватории в течение 17 лет, могут быть суммированы следующим образом:

1. Определен эволюционный статус звезды. PU Vul относится к аномально медленным новым звездам типа RT Ser. Звезда является двойной системой, состоящей из холодного М-гиганта и горячего компонента – аккрецирующего белого карлика.
2. Уточнены параметры М-гиганта ( $T_e=2400\text{K}$ ,  $M_{6.5}$ ), межзвездного поглощения  $A_V = 1^m.2$  и расстояния до системы ( $r=5.3$  кпс).
3. Найдено, что вспыхнувший горячий компонент системы PU Vul был практически не отличим от нормального сверхгиганта класса F. Масса этого компонента не более  $1.1M_{\odot}$ , а темп аккреции не превышал  $10^{-8}M_{\odot}/\text{год}$ .

4. Глубокий минимум блеска 1980 года вызван образованием нестационарной околозвездной пылевой оболочки с изменяющимися со временем размерами частиц (феномен R CrB). Скорость расширения пылевой оболочки составляла примерно 48 км/сек.

**Благодарности.** Авторы благодарны Шаховской Н.И. и Миникулову Н.Х. за предоставление полученных ими наблюдательных данных.

## Литература

- Белякина Т.С., Ефимов Ю.С., Павленко Е.П., Шенаврин В.И. // *Астрон. журнал.* 1982а. Т. 59. С. 1.  
 Белякина Т.С., Гершберг Р.Е., Ефимов Ю.С., Краснобабцев В.И., Павленко Е.П., Петров П.П., Чуваев К.К., Шенаврин В.И. // *Астрон. журнал.* 1982б. Т. 59. С. 302.  
 Белякина и др. (Belyakina T.S., Bondar N.I., Chochol D., Chuvaev K.K., Efimov Yu.S., Gershberg R.E., Grygar J., Hric L., Krasnobabtsev V.I., Petrov P.P., Piirola V., Savanov I.S., Shakhovskaya N.I., Shakhovskoj N.M. and Shenavrin V.I.) // *Astron. Astrophys.* 1984. V. 132. L 12.  
 Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е., Ефимов Ю.С., Краснобабцев В.И., Петров П.П., Пирирола В., Саванов И.С., Чуваев К.К., Шаховская Н.И., Шаховской Н.М., Шенаврин В.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 72. С. 3.  
 Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е., Гриц Л., Грыгар И., Ефимов Ю.С., Краснобабцев В.И., Пирирола В., Поутанен М., Саванов И.С., Туоминен И., Хохол Д., Чуваев К.К., Шаховская Н.И., Шаховской Н.М., Шенаврин В.И., Щербаков А.Г. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1990. Т. 81. С. 28. (В сокращенном виде опубликовано в *Astron. Astrophys.*, 1989, V.223. P.119-135.)  
 Бурнашев В.И., Букач А.Б., Гузий С.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1996. Т. 93. С. 157.  
 Бурнашев В.И., Гузий С.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1993. Т. 87. С. 97.  
 Виотти (Viotti R.) // *The symbiotic phenomenon./Eds Mikolajewska J., Friedjung M., Kenion S.J. Viotti R. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1988. P. 269.*  
 Гершберг Р.Е., Краснобабцев В.И., Петров П.П., Чуваев К.К. // *Астрон. журн.* 1982, Т. 59. С. 6.  
 Гершберг (Gershberg R.E.) // *Flares and Flashes. Lecture Notes in Physics./ Eds Greiner J., Duerbeck H.W., Gershberg R.E. Springer, Berlin, 1995. V. 454. P. 245.*  
 Гершберг Р.Е. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1999. Т. 000. С. 000.  
 Ефимов Ю.С. // *Астрон. журн.* 1988а. Т. 65. С. 807.  
 Ефимов Ю.С. // *Астрон. журн.* 1988б. Т. 65. С. 979.  
 Ибен (Iben I.) // *Astrophys. J.* 1982. V. 259. P. 244.  
 Ииджима (Iijima T.) // *Astron. Astrophys.* 1989 V. 215. P. 57.  
 Канамицу (Kanamitsu O.) // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1991. V. 43. P. 225.  
 Канамицу и др. (Kanamitsu O., Yamashita Y., Norimoto Y., Watanabe E., Yutani M.) // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1991. V. 43. P. 523.  
 Кенион (Kenyon S.J.) // *Astron. J.* 1986. V. 91. P. 563.  
 Козаи (Kozai Y.) // *IAU Circ.* 1979. N3344.  
 Колотилов Е.А., Белякина Т.С. // *IBVS.* 1982. N2097.  
 Колотилов и др. (Kolotilov E.A., Munari U., Yudin B.F.) // *MNRAS.* 1995. V. 275. P. 185.  
 Ливьо и др. (Livio M., Prialnik D., Regev O.) // *Astrophys. J.* 1989. V. 341. P. 299.  
 Меньщиков А.Б., Тутуков А.В., Шустов Б.М., Эргма Э.В. // *Письма в Астрон. журн.* 1985. Т. 11. С. 529.  
 Нуссбаумер, Фогель (Nussbaumer H., Vogel M.) // *Astron. Astrophys.*, 1996, V. 307. P. 470.  
 Пирирола (Piirola V.) // *Observ. and Astrophys. Lab. Univ. Helsinki.* 1984. Rept. N 6, P. 151.  
 Сайон (Sion E.M.) // *Astron. J.*, 1993. V. 106. P. 298.  
 Серковский и др. (Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L.) // *Astrophys. J.* 1975. V. 196. P. 261.  
 Томов и др. (Tomov T., Zamanov R., Iliev I., Mikolajewski M., Georgiev L.) // *MNRAS.* 1991. V. 252. P. 31.  
 Фогель, Нуссбаумер (Vogel M., Nussbaumer H.) // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 259. P. 525.

- Фриджюнг и др. (Friedjung M., Ferrari-Toniolo M., Persi P., Altamore A., Cassatella A., Viotti R.)// The future of ultraviolet astronomy based on six years of IUE research / Eds J.M. Mead J.M., Chapman R.D., Kondo Y. 1984. NASA CP-2349. NASA, Washington, P. 305.
- Хейес (Hayes D.S.)// Calibration of Stellar Quantities. IAU Symp. No 111/ Eds Hayes D.S., Pasinetti E.L., Davis P.A.C. Dordrecht: Reidel Publ. Company, 1985. P. 225.
- Хохол, Грыгар (Chochol D., Grygar J.)// Astrophys. Space Sci. 1987. V. 131. P. 487.
- Хохол и др. (Chochol D., Tamura S., Kanamitsu O., Pribulla T., Tajitsu A.)// Cataclysmic variables and related objects. Eds Evans A., Wood J.H. Dordrecht, Kluwer Publ. Comp. 1996. P. 343.
- Шаховской Н.М., Ефимов Ю.С.// Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1976. Т. 54. С. 99.
- Шилд и др. (Schild H., Boyle S.J., Schmid H.M.)// MNRAS. 1992. V. 258. P. 95.
- Ямашита и др. (Yamashita Y., Maehara H., Norimoto Y.)// Publ. Astron. Soc. Japan. 1982. V. 34. P. 269.
-

УДК 524.37; 524.54; 524.7

**Количественный анализ ультрафиолетовых, оптических и инфракрасных эмиссионных спектров небесных тел с целью определения физических параметров и химического состава излучающего диффузного вещества и межзвездного поглощения до него**

*В.В. Головатый<sup>1</sup>, Р.Е. Гершберг<sup>2</sup>, Ю.Ф. Мальков<sup>2</sup>, В.И. Проник<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Львовский государственный университет имени Ивана Франко

<sup>2</sup> Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, Научный

Поступила в редакцию 1 ноября 1999 г.

**Аннотация.** Составлена сводка атомных констант и формул, необходимых для расчетов ожидаемых интенсивностей эмиссионных линий в спектрах космических тел в небулярной фазе по их известному химическому составу и физическому состоянию и для решения обратной задачи определения физического состояния и химического состава излучающих тел по их наблюдаемым эмиссионным спектрам. Собранные данные позволяют исследовать эмиссионные спектры в широком диапазоне длин волн от ультрафиолета до далекой инфракрасной области. Приводится список пар линий, истинные относительные интенсивности которых определяются только атомными константами и поэтому их наблюдаемые отношения интенсивностей могут быть использованы для оценок межзвездного поглощения.

THE QUANTITATIVE ANALYSIS OF ULTRAVIOLET, OPTICAL AND INFRARED EMISSION SPECTRA OF CELESTIAL BODIES AIMED TO DETERMINE PHYSICAL PARAMETERS AND CHEMICAL ABUNDANCES OF RADIATING DIFFUSE MATTER AND INTERSTELLAR ABSORPTION TO IT, by V.V. Golovaty, R.E. Gershberg, Yu.F. Mal'kov and V.I. Pronik. A set of atomic constants and formulae necessary for calculations expected intensities of emission lines in spectra of cosmic bodies in the nebular state is given. They allow to predict an emission spectrum corresponding to given chemical abundances and physical conditions and to solve the inverse problem of finding physical conditions and chemical abundances from emission spectra observed. The data gathered permit to investigate emission spectra within a wide wavelength range from UV up to far IR regions. A list of pairs of lines whose intrinsic relative intensities are dependent only on atomic constants is given; these pairs of lines can be used to define an interstellar absorption.

## 1 Введение

Анализ эмиссионных спектров небесных тел – это одна из первых областей астрофизики, которая достигла существенных успехов еще в 30-е годы. После решения в рамках квантовых представлений загадки “небулия” – отождествления самых ярких в спектрах туманностей зеленых линий со свечением дважды ионизованного кислорода в условиях недостижимой на Земле низкой

плотности и довольно высокой температуры, сравнительно быстро были развиты удобные методы количественного анализа излучения таких объектов. К 60-ым годам эта область представляла собой уже практически законченный раздел астрофизики, и в работах Боярчука и др. (1968, 1969) были опубликованы обширные таблицы и графики для проведения диагностики по оптическим эмиссионным спектрам планетарных и диффузных туманностей, остатков вспышек сверхновых, газовых структур нормальных и активных внегалактических систем, оболочек нестационарных звезд различных типов. Усовершенствование указанных результатов могло происходить лишь за счет уточнения входящих в расчеты атомных констант различных элементов. Однако в связи с началом космических исследований ситуация существенно изменилась: в дополнение к сравнительно узкому оптическому окну эмиссионные спектры небесных тел стали доступны в широком диапазоне длин волн от далекого ультрафиолета до инфракрасной области. Это открыло новые возможности для изучения эмиссионных спектров небесных тел.

В настоящее время число сравнительно интенсивных эмиссионных линий, зарегистрированных в спектрах небесных тел, составляет несколько сотен – см. табл. 1. Задача нашего исследования – провести в рамках единого квантово-механического подхода существующих астрофизических методов систематический анализ этого обширного списка линий, выделить из него те линии и сочетания линий, которые могут быть эффективно использованы для количественного анализа излучающего вещества. Кроме того, мы отобрали те пары линий, наблюдаемые отношения интенсивностей которых могут дать сведения о величине межзвездного поглощения до такого вещества.

Современная всеволновая астрофизика изучает эмиссионные спектры космических тел, возникающих в крайне разнообразных условиях: от молекулярных облаков с температурой в несколько градусов Кельвина до межоблачной ионизованной среды с корональной температурой в миллионы градусов, от хромосфер и оболочек звезд с характерной плотностью в  $10^{12} - 10^{14}$  частиц в кубическом сантиметре до межгалактической среды с плотностью в тысячные и десятитысячные доли частицы на кубический сантиметр. Те эмиссионные спектры, которые будут рассматриваться далее, возникают в более узких диапазонах физических условий: при электронных плотностях от  $10^1$  до  $10^{12}$   $\text{см}^{-3}$  и при температурах от 5000 K до 25000 K. В дальнейшем вещество, находящееся в этих условиях, будем называть “небулярный газ” (НГ). Как следует из последнего столбца табл. 1, в спектрах небесных объектов в эмиссии наблюдаются рекомбинационные линии *H, He, C, N, O*, запрещенные и интеркомбинационные линии *C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar*. Основными параметрами, характеризующими физическое состояние НГ, являются электронная концентрация  $n_e$ , температура  $T_e$ , относительные ионные концентрации  $n(X^{+m})/n(H^+)$  и химический состав газа  $n(X)/n(H)$ . Значения параметров  $n_e$ ,  $T_e$  и  $n(X)/n(H)$ , определяемые из наблюдений по эмиссионным линиям, зависят от принятого механизма возбуждения свечения НГ – фотоионизации горячими звездами, ударными волнами, звездным ветром, синхротронным ионизирующим излучением, а химический состав НГ определяется процессами химической эволюции звездного вещества в галактиках: дозвездным содержанием гелия и его обогащения тяжелыми элементами в ходе термоядерных процессов внутри звезд.

Решение нашей задачи упрощается в связи с появлением компиляции атомных данных и вероятностей различных процессов и переходов (Головатый и др., 1997), в которой приведены соответствующие данные, опубликованные до 1995 года. Но вероятности спонтанных переходов  $A$  и значения эффективного параметра удара  $\gamma(T_e)$  в работе Головатого и др. (1997) приведены лишь те, которые имелись к 1983 г. Здесь мы исправляем этот пробел, приводя соответствующие данные, появившиеся в 1983–1995 годах.

## 2 Определение $n_e$ и $T_e$

Существует несколько способов определения  $n_e$  и  $T_e$  в НГ, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Наибольшее признание в настоящее время получил так называемый метод “пересечения кривых” равных отношений интенсивностей эмиссионных запрещенных, рекомбинационных и интеркомбинационных линий одного и того же иона  $X^{+m}$ . Объемные коэффициенты излучения в таких линиях могут быть легко рассчитаны, если известны соответствующие атомные



данные и вероятности процессов, приводящих к их образованию. Заметим, что свечение интеркомбинационных линий (таких как  $\lambda 1908$  CIII],  $\lambda 1487$  NIV] и т.п.) возбуждается как электронным ударом, так и при диэлектронных рекомбинациях. Хотя возбуждение этих линий электронным ударом обычно более эффективно, однако за происхождение диэлектронной и ударной составляющих излучения в них ответственны различные стадии ионизации (например, для линии  $\lambda 1908$  CIII] – соответственно  $C^{3+}$  и  $C^{2+}$ ). Поэтому относительная роль диэлектронного и ударного механизмов возбуждения таких линий зависит не только от  $n_e$  и  $T_e$ , но и от распределения в НГ соответствующего химического элемента по стадиям ионизации, что усложняет их применение для диагностики. Кроме того, нужно быть осторожным при использовании для анализа спектров некоторых УФ линий, образующихся при переходах на основной уровень, то есть резонансных линий, так как их малая оптическая толщина требует доказательства. Но большинство эмиссионных линий, особенно запрещенных, наблюдаемых в НГ, являются прозрачными для небулярных условий, и это сильно упрощает их применение для определения  $n_e$ ,  $T_e$  и  $n(X^{+m})/n(H^+)$ .

Список основных эмиссионных линий, наблюдаемых в НГ в диапазоне от  $\lambda 911 \text{ \AA}$  до 30 микрон, приведен в табл. 1, в которой указаны соответствующие длины волн, типы переходов между уровнями и механизмы возбуждения их свечения. В ней приведены только те линии, которые сравнительно уверенно наблюдаются в спектре перечисленных во Введении объектов. Значения вероятностей спонтанных переходов  $A$  и параметры для расчета эффективного сечения ударного возбуждения  $\gamma(T_e)$ , опубликованные в 1983 – 1995 годы, приведены в табл. 2, в которой указаны типы электронных конфигураций и гротриановские схемы нижних уровней. Для приближенного определения длин волн тех линий, которые в табл. 2 отсутствуют, в диаграммах Гротриана справа приведены значения энергии уровней в обратных сантиметрах. Звездочкой в табл. 2 отмечены значения атомных констант, которые мы считаем предпочтительными для проведения расчетов. Переходы  $^4P - ^2P$  для ионов [CII], [NIII], [OIV], [SiII] и [SIV], переходы  $^3P - ^1S$  для ионов NIV и переходы вниз с уровня  $^5S_2$  в [CI], [NII], [OIII] и [NeV] являются интеркомбинационными. Эти таблицы являются исходной базой для решения задачи количественного анализа эмиссионных спектров излучающего газа с целью определения  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $n(X^{+m})/n(H^+)$  и  $n(X)/n(H)$ , а также для выбора пар линий, образующихся с одного и того же верхнего уровня с целью определения величины межзвездного поглощения до излучающего источника.

Рекомбинационные линии образуются после захвата ионом свободного электрона на один из возбужденных энергетических уровней. С этого уровня электрон совершает последовательные каскадные переходы на более низкие уровни, и каждый раз излучается линия, соответствующая данному переходу. При расчетах такого спектра предполагается, что для каждого энергетического уровня справедливо условие статистического равновесия, то есть число электронов, попадающих за единицу времени на уровень  $i$ , равно числу электронов, покидающих этот уровень. Энергия, излученная в рекомбинационной линии с длиной волны  $\lambda_{ij}$  иона  $X^{+m}$  при переходе с верхнего уровня  $i$  на более низкий уровень  $j$ , запишется в виде:

$$\mathcal{E}^{rec}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n_i A_{ij} hc / \lambda_{ij} \quad \text{эрг/см}^3\text{с}, \quad (1)$$

где  $n_i$  – населенность уровня  $i$ ,  $A_{ij}$  – вероятность спонтанного перехода,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света.

Поскольку в стационарных условиях число опустошений уровня  $i$  равно числу заселений этого уровня, то объемный коэффициент излучения удобнее подсчитывать через число эффективных рекомбинаций на этот уровень по формуле:

$$\mathcal{E}^{rec}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n(X^{+m+1}) n_e \alpha_{\text{эф}}(\lambda_{ij}, X^{+m}) hc / \lambda_{ij} \quad \text{эрг/см}^3\text{с}, \quad (2)$$

где  $\alpha_{\text{эф}}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = \alpha_{\text{эф}}^{\text{rad}} + \alpha_{\text{эф}}^{\text{di}}$  – эффективный коэффициент рекомбинации (радиативной и диэлектронной) в данной линии, зависящий от  $n_e$  и  $T_e$  (см. табл. 5 в работе Головатого и др. (1997)). Подробные расчеты эффективных коэффициентов рекомбинации  $\alpha_{\text{эф}}^{\text{rad}}$  в различных линиях водорода, нейтрального и ионизованного гелия для обширного набора значений  $n_e$  и  $T_e$  были проведены в работах Броклерхерста (1971, 1972), Хаммера и Стори (1987), а в линиях различных ионов C, N, O

– в работе Никитина и др. (1988). Эти расчеты показали, что зависимость  $\alpha_{\text{эф}}^{\text{rad}}$  от  $n_e$  весьма слаба и в большинстве случаев ею можно пренебречь. При диэлектронной рекомбинации захват свободного электрона, первоначально совершаемый без излучения, переводит ион за счет кинетической энергии этого электрона в дважды возбужденное состояние более низкой стадии ионизации. Затем следуют стабилизирующие каскадные переходы возбужденных электронов на уровни с меньшей энергией. При каждом из таких переходов излучаются кванты соответствующих линий. Объемный коэффициент излучения в таких линиях рассчитывается по формуле (2). Эффективные коэффициенты диэлектронной рекомбинации в различных линиях ионов  $C$ ,  $N$ ,  $O$  приведены в работах Нуссбаумера и Стори (1984, 1986), Стори (1981) и собраны Головатым и др. (1997). Мы аппроксимировали их выражением:

$$\alpha_{\text{эф}}^{\text{di}}(t_e) = at_e^b \quad \text{см}^3/\text{с}, \quad (3)$$

где  $t_e = T_e/10000\text{K}$ . Значения  $a$  и  $b$  для линий, используемых в наших расчетах, получены аппроксимацией данных из названных работ (см. табл. 20 в работе Головатого и др. (1997)).

В случае линий, возбуждаемых столкновениями, можно пренебречь всеми высоколежащими уровнями и рассматривать уравнения статистического равновесия только для небольшого числа наиболее низких уровней (обычно для 5). Возможные варианты расположения низколежащих уровней можно разбить на четыре группы:

- а) пятиуровневая структура в конфигурациях  $np^2$  (изоэлектронная последовательность  $CI$ ),  $np^3$  (изоэлектронная последовательность  $NI$ ) и  $np^4$  (изоэлектронная последовательность  $OI$ ), при переходах в которой возникают запрещенные линии, так как все возбужденные уровни – метастабильны. Среди этих линий принято выделять небулярные  $N$ , авроральные  $A$  и трансавроральные  $TA$ ;
- б) двухуровневая тонкая структура основного уровня в конфигурациях  $np^1$  (изоэлектронная последовательность  $CI$ ) и  $np^5$  (изоэлектронная последовательность  $NeII$ ). При переходах в этой структуре излучаются запрещенные линии, лежащие в ИК-диапазоне;
- в) довольно высоко лежащий терм, имеющий тонкую структуру ( $3P^0$  и  $4P$  в конфигурациях  $ns^2$  и  $np^1$ ) либо не имеющий ее ( $^6S$  в конфигурации  $np^2$ ). При переходах с такого терма вниз излучаются интеркомбинационные линии, лежащие в УФ-диапазоне;
- г) конфигурация  $ns^1$  (изоэлектронная последовательность  $CIV$ ), возбужденный терм в которой также лежит довольно высоко и расщеплен на два подуровня. Переход с этого терма разрешенный и сопровождается излучением ультрафиолетового резонансного дублета.

Энергия, излученная в таких линиях при переходе с верхнего уровня  $k$  на нижний  $j$ , также описывается выражением (1). Для ее вычисления необходимо знать населенности уровней, при переходах с которых возникают линии. Относительные населенности уровней можно рассчитать, используя для каждого из них условие статистического равновесия для столкновительных и спонтанных переходов на данный уровень и с него. Рекомбинациями на уровни при этом можно пренебречь, поскольку столкновительные процессы происходят обычно на несколько порядков чаще, чем рекомбинации.

Условие статистического равновесия для уровня  $j$  выражается уравнением:

$$\sum_{i=1}^{j-1} n_i b_{ij} + \sum_{k=j+1}^N n_k (A_{kj} + a_{kj}) = n_j \left[ \sum_{i=1}^{j-1} (A_{ji} + a_{ji}) + \sum_{k=j+1}^N b_{jk} \right], \quad (4)$$

где  $n_i$ ,  $n_j$ ,  $n_k$  – относительные населенности соответствующих уровней;  $N$  – число учитываемых уровней;  $A$  – вероятности спонтанных переходов;  $b$  – вероятности возбуждения столкновительных переходов за единицу времени в расчете на один атом,  $a$  – вероятность деактивации. Левая часть этого уравнения описывает процессы, увеличивающие населенность уровня, а правая часть – процессы, уменьшающие ее. Кроме (4) можно также записать очевидное условие:

$$\sum_{k=1}^N n_k = 1. \quad (5)$$

Вероятности столкновительных переходов и деактивации запишутся так:

$$\begin{aligned} b_{ij} &= n_e q_{ij} & c^{-1}, \\ a_{ji} &= n_e q_{ji} & c^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициент ударного возбуждения (т.е. перехода  $i \rightarrow j$ )

$$q_{ij}(\lambda_{ij}, T_e) = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{g_i \cdot T_e^{1/2}} \gamma_{ij}(T_e) \exp\left[-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right] \quad \text{см}^3/\text{с}, \quad (7)$$

который связан с коэффициентом ударной деактивации  $q_{ji}$  выражением

$$q_{ij} = q_{ji} \frac{g_i}{g_j} \exp\left[-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right]. \quad (8)$$

Аналогично запишутся выражения  $b_{jk}$  и  $a_{kj}$ . В этих уравнениях  $\gamma_{ij}(T_e) = \int_0^\infty \Omega_{ij} \exp\left[\frac{E_i}{kT_e}\right] d\left[\frac{E_i}{kT_e}\right]$  - эффективный параметр удара, усредненный по максвелловскому распределению скоростей электронов;  $g$  - статистический вес уровня (для случая LS-связи  $g = 2J + 1$ , где  $J$  - полный момент уровня);  $\Omega$  - безразмерный параметр удара;  $\Delta E_{ij}$  - энергия перехода  $i \rightarrow j$ ;  $E_i$  - начальная энергия налетающих электронов;  $k$  - постоянная Больцмана.

Система, состоящая из  $N - 1$  уравнений вида (4) для всех уровней  $i = 2, 3, \dots, N$  и дополненная уравнением (5), является системой  $N$  линейных уравнений с  $N$  неизвестными  $n_1, n_2, \dots, n_N$ . Решение этой системы дает относительные населенности уровней, которые, как видно из формул, являются функциями  $n_e$  и  $T_e$ .

В случае двухуровневой структуры система уравнений (4) и (5) существенно упрощается и дает возможность непосредственно записать выражение для относительной населенности верхнего уровня:

$$n_2 = \frac{b_{12}}{A_{21} + a_{21} + b_{12}}. \quad (9)$$

Такое же приближение применяют при расчетах интенсивностей ультрафиолетовых интеркомбинационных и резонансных линий, то есть рассчитывают суммарную интенсивность соответствующего мультиплета. Поскольку в этом случае  $a_{21} \ll A_{21}$  и  $b_{12} \ll A_{21}$ , то выражение (9) примет очень простой вид:

$$n_2 = 8.63 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T_e^{1/2}} \frac{\gamma_{21}(T_e)}{g_1 A_{21}} \exp\left[-\frac{\Delta E_{21}}{kT_e}\right]. \quad (10)$$

После расчета относительных населенностей всех учитываемых уровней иона  $X^{+m}$  можно легко вычислить объемный коэффициент излучения в линии, возникающей при переходе между какими-либо двумя уровнями  $i \rightarrow j$  ( $i > j$ ):

$$\mathcal{E}^{col}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n(X^{+m}) n_i(X^{+m}) A_{ij} hc / \lambda_{ij} \quad \text{эрг/см}^3\text{с}, \quad (11)$$

где индекс "col" указывает на столкновительное возбуждение линии.

Зависимость  $\gamma(T_e)$  представляется в виде:

$$\gamma_{ij}(T_e) = \kappa t_e^n \quad (12)$$

Если величины  $\gamma(T_e)$  приведены для переходов между термами, то при определении их значений для переходов между уровнями мы использовали следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \gamma(^3P_j - ^1D_2) &= \frac{2j+1}{9} \gamma(^3P - ^1D), \\ \gamma(^3P_j - ^1S_0) &= \frac{2j+1}{9} \gamma(^3P - ^1S), \end{aligned}$$

в соответствии со статистическими весами уровней. Значения  $A_{i,j}$ ,  $\kappa$  и  $\eta$  приведены для линий каждого иона в табл. 2. В этих же таблицах даны ссылки на соответствующие библиографические источники. Мы пренебрегли различиями в длинах волн на уровне 5 и 6 знака, которые даются разными авторами, так как они совершенно не существенны для рассматриваемой нами диагностики излучающей газовой среды. В тех случаях, когда различие в  $\lambda$  большое, приводятся несколько значений с указанием источников.

Список пар линий, рекомендованных для определения  $n_e$  и  $T_e$ , приведен в табл. 3. Длины волн УФ и оптических линий даны в ангстремах, а ИК линий – в микронах. Последние отмечены соответствующим индексом. Нужно иметь в виду, что некоторые УФ линии могут возбуждаться как столкновениями, так и при рекомбинациях. Разделить соответствующие составляющие часто бывает невозможно. Поэтому при определении  $n_e$  и  $T_e$  мы рекомендуем отдавать предпочтение оптическим и ИК линиям.

### 3 Определение ионных концентраций $n(X^{+m})/n(H^+)$

Интенсивности эмиссионных линий обычно определяются по отношению к интенсивности линии  $H_\beta$ . В большинстве случаев определяется также абсолютный поток в линии  $H_\beta$ . Для определения ионных концентраций наблюдаемый спектр должен быть исправлен за межзвездное поглощение. Найденные таким образом интенсивности эмиссионных линий являются интегральными, и интегрирование проводится по всему объему излучающего газа. Отношение интенсивностей оптически тонких эмиссионных линий, очевидно, равно отношению их объемных коэффициентов излучения, то есть:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H_\beta)} = \frac{\mathcal{E}(\lambda, T_e)}{\mathcal{E}(H_\beta)} \quad (13)$$

Относительная концентрация ионов  $n(X^{+m})/n(H^+)$  может быть найдена по рекомбинационным линиям из уравнений типа (2):

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{\lambda(X^{+m})}{4861} \cdot \frac{\alpha_{\text{эф}}(H^+)}{\alpha_{\text{эф}}(X^{+m})} \cdot \frac{I(\lambda, X^{+m})}{I(H_\beta)}, \quad (14)$$

где длины волн  $\lambda$  должны быть выражены в ангстремах. Значение эффективных коэффициентов рекомбинации для  $H$ ,  $He$  и  $C$  приведены в работах Головатого и др. (1997), Броклерхерста (1971, 1972), Хаммера и Стори (1987), Никитина и др. (1988). Имеются удобные аналитические аппроксимационные выражения для определения содержания ионов  $n(He^+)/n(H^+)$  и  $n(He^{++})/n(H^+)$  по относительным интенсивностям линий  $HeI/H_\beta$  и  $HeII/H_\beta$  (Броклерхерст, 1971, 1972):

$$\frac{n(He^+)}{n(H^+)} = \begin{cases} (1.73 + 0.37t_e - 0.06t_e^2)I(\lambda 4471 HeI)/I(H_\beta); \\ (0.493 + 0.305t_e - 0.059t_e^2)I(\lambda 5876 HeI)/I(H_\beta); \\ (5.64 + 2.13t_e - 0.35t_e^2)I(\lambda 6678 HeI)/I(H_\beta); \\ (31.3 - 18.0t_e + 4.38t_e^2)I(\lambda 7065)/I(H_\beta). \end{cases}$$

$$\frac{n(He^{++})}{n(H^+)} = (0.0653 + 0.0238t_e - 0.0052t_e^2) I(\lambda 4686 HeII)/I(H_\beta). \quad (15)$$

Эти выражения справедливы для чисто рекомбинационных линий. Однако линии  $HeI$  могут возбуждаться и соударениями с электронами. Влияние ударных эффектов исследовано в работе Кингдона и Ферланда (1995), в которой приведены отношения ударных и рекомбинационных компонент  $C/R$  для линий  $HeI$ :

$$\begin{aligned}
\frac{C}{R}(\lambda 4471 \text{HeI}) &= \left[ 6.95 t_e^{0.15} e^{-4.545/t_e} + 0.22 t_e^{-0.55} e^{-4.884/t_e} + 0.98 t_e^{-0.45} e^{-4.901/t_e} \right] / D; \\
\frac{C}{R}(\lambda 5876 \text{HeI}) &= \left[ 6.78 t_e^{0.07} e^{-3.776/t_e} + 1.67 t_e^{-0.15} e^{-4.545/t_e} + 0.60 t_e^{-0.34} e^{-4.901/t_e} \right] / D; \\
\frac{C}{R}(\lambda 6678 \text{HeI}) &= \left[ 3.15 t_e^{-0.54} e^{-3.776/t_e} + 0.51 t_e^{-0.51} e^{-4.545/t_e} + 0.20 t_e^{-0.66} e^{-4.901/t_e} \right] / D; \\
\frac{C}{R}(\lambda 7065 \text{HeI}) &= \left[ 38.09 t_e^{-1.09} e^{-3.364/t_e} + 2.80 t_e^{-1.06} e^{-3.699/t_e} \right] / D,
\end{aligned} \quad (16)$$

где

$$D = 1 + 3130 t_e^{-0.50} n_e^{-1}.$$

В результате наблюдений мы получаем суммарную ( $C + R$ ) интенсивность линий  $\text{HeI}$ , поэтому имея  $C/R$ -отношения, наблюдаемые отношения интенсивностей легко разделить.

Аналогичным образом из выражений типа (11) и (1) можно определить относительные концентрации ионов по запрещенным и интеркомбинационным линиям:

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{n_e \alpha_{\text{эф}}(H\beta)}{n_i(X^{+m}) A_{ij}} \cdot \frac{\lambda_{ij}}{4861} \cdot \frac{I(\lambda_{ij}, X^{+m})}{I(H\beta)} \quad (17)$$

Для этого необходимо сначала решить систему уравнений стационарности (4) с целью определения относительной населенности уровня  $n_i$  иона  $X^{+m}$ .

#### 4 Определение химического состава излучающего газа $n(X)/n(H)$

Основную трудность при определении химического состава излучающего газа представляет учет атомов и ионов, линии которых в спектре НГ не наблюдаются. Для учета ненаблюдаемых стадий ионизации обычно используют так называемые ионизационно-коррекционные факторы ( $icf$ ), основанные на близости потенциалов ионизации. Например, содержание азота определяется с помощью следующего соотношения:  $N/H = (N^+/H^+) \cdot icf$ , где  $icf = N/N^+$  (здесь и в дальнейшем мы переходим от обозначения содержания химического элемента  $n(X)$  к  $X$ ). В таких соотношениях, однако, не учитывается различие в эффективных сечениях фотоионизации атомов и ионов разных химических элементов, а также механизмы образования разных спектральных линий. В работе Головатого и др. (1993) был предложен новый метод учета ненаблюдаемых стадий ионизации, основанный на расчете фотоионизационных моделей свечения планетарных туманностей. Следует отметить, что этот метод может быть применен только к тем объектам, свечение НГ в которых возбуждается жестким УФ излучением горячих звезд или нетепловых источников со степенным характером ионизирующего излучения.

Основой для разработки метода учета ненаблюдаемых стадий ионизации послужила сетка фотоионизационных моделей свечения планетарных туманностей вдоль их эволюционных треков (Головатый и др., 1993). Вычисленный эмиссионный линейчатый спектр моделей свечения туманностей с заданным химсоставом считался "наблюдаемым" и анализировался описанной выше методикой, то есть определялись  $n_e, T_e, X^{+m}/(H^+)$  и  $X/H$ .

Эти параметры определялись в 4 зонах свечения газа – см. табл. 3. Считалось, что в зоне 1 светятся атомы  $C^0, N^0, O^0$ , в зоне 2 – ионы  $C^+, N^+, O^+, S^+, S^{++}$  и т.п., в зоне 3 –  $He^+, C^{++}, C^{3+}, O^+, Ne^{++}, Ar^{++}, Ar^{3+}$  и т.п., в зоне 4 –  $He^{++}, N^{4+}, O^{3+}, Ne^{3+}, Ne^{4+}, Ar^{4+}$  и т.п. Затем рассматривались зависимости между  $\log[(X^{+m}/H^+)/(X/H)]$  и  $\log(X^{+m+1}/X^{+m})$ , где  $X^{+m}/H^+$  – относительное содержание ионов элемента  $X$  стадии ионизации  $m$ ,  $X/H$  – химический состав и  $X^{+m+1}/X^{+m}$  – одно из отношений  $He^{++}/He^+, O^{++}/O^+, Ne^{++}/Ne^+, S^{++}/S^+, S^{3+}/S^{2+}$  или  $Ar^{3+}/Ar^{2+}$  (эти отношения также находились в результате анализа линейного спектра моделей туманности).

Зависимости типа  $\log[(X^{+m}/H^+)/(X/H)] - \log(X^{+m+1}/X^{+m})$  были аппроксимированы для разных интервалов  $X^{+m+1}/X^{+m}$  линейными или параболическими выражениями и использовались для определения химического состава НГ:

$$\begin{aligned} \log[(X^{+m}/H^+)/(X/H)] &= f(x); \\ x &= \log(X^{+m+1}/X^{+m}), \end{aligned} \quad (18)$$

откуда  $\log(X/H) = \log(X^{+m}/H^+) - f(x)$ , где значения функций  $f(x)$  приведены в работе Ситона (1979).

## 5 Межзвездное поглощение

Наблюдаемые относительные интенсивности линий, используемые для определения  $n_e$  и  $T_e$  и химического состава, должны быть исправлены за межзвездное поглощение. Последнее можно найти, используя наблюдаемые интенсивности линий, имеющих общий верхний уровень. Если пара эмиссионных линий имеет один общий верхний уровень, то отношение их интенсивностей зависит лишь от длины волны  $\lambda$  и от вероятностей соответствующих спонтанных переходов. Если к тому же линии сильно отличаются по длине волны, то они могут быть использованы для определения постоянной межзвездного поглощения  $c(H_\beta)$ . Исправленное за межзвездное поглощение отношение интенсивностей линии  $I(\lambda)/I(H_\beta)$  связано с соответствующим наблюдаемым отношением  $F(\lambda)/F(H_\beta)$  следующим выражением:

$$\log \left[ \frac{I(\lambda_1)/I(H_\beta)}{I(\lambda_2)/I(H_\beta)} \right]_{\text{испр.}} - \log \left[ \frac{F(\lambda_1)/F(H_\beta)}{F(\lambda_2)/F(H_\beta)} \right]_{\text{набл.}} = c(H_\beta) \cdot [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (19)$$

где  $f(\lambda)$  – нормированная к  $H_\beta$  функция покраснения, известная из закона межзвездного поглощения. Для определения этой функции обычно используют закон поглощения, опубликованный в работе Ситона (1979). Для оптического и особенно для ИК диапазонов, в которых  $f(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ , можно использовать закон межзвездного поглощения Уитфорда (1958), который с точностью до 5% представляется выражением:

$$f(\lambda) = 3.15854 \cdot 10^{-1.02109 \cdot \lambda} - 1, \quad (20)$$

где  $\lambda$  выражено в микронах. Наилучшее представление этого закона в ИК оптическом и УФ диапазонах дают полиномы Карделли и др. (1989), а в оптическом диапазоне – полиномы О’Доннелла (1994). Различные методы оценки межзвездного поглощения в широком спектральном диапазоне для разных направлений на небе детально рассмотрены в обзоре Бурнашева (1999).

Из уравнения (19) следует:

$$\log \frac{I(\lambda_1)/I(\lambda_2)}{F(\lambda_1)/F(\lambda_2)} = c(H_\beta) \cdot [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (21)$$

откуда

$$c(H_\beta) = \log \frac{[I(\lambda_1)/I(\lambda_2)]}{[F(\lambda_1)/F(\lambda_2)]} / [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)], \quad (22)$$

а теоретическое отношение

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = \frac{n_i A(\lambda_1) h c / \lambda_1}{n_i A(\lambda_2) h c / \lambda_2} = \frac{A(\lambda_1) \lambda_2}{A(\lambda_2) \lambda_1}, \quad (23)$$

где  $n_i$  – населенность уровня  $i$ ,  $A$  – вероятности спонтанных переходов для соответствующих линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Для определения  $c(H_\beta)$  в основном использовались теоретические отношения  $I(\lambda_1)/I(\lambda_2)$ , соответствующие переходам между нижними уровнями атомов  $X^{+m}$  (см. табл. 2). Однако в случае СИ

для этой цели удобно использовать также переходы между верхними уровнями этого иона, соответствующие линии которых  $\lambda 1760.5(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s 2p^2 D_{5/2,3/2})$ ,  $\lambda 2838(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s 2p^2 S_{1/2})$  и  $\lambda 6581(2s^2 3p^2 P_{1/2,3/2}^0 - 2s^2 3s^2 S_{1/2})$  часто наблюдаются в спектре излучающего газа. Теоретические отношения интенсивностей линий атомов и ионов различных химических элементов приведены в табл. 4. В этой таблице приведены только те отношения интенсивностей линий, вычисленные значения которых не превышают четыре порядка.

Собранные выше атомные константы и формулы позволяют решать прямую задачу анализа космических тел в небулярной фазе – выполнить по заданному содержанию химических элементов и физическим условиям расчет ожидаемого эмиссионного спектра – и обратную задачу определения физических условий и химического состава излучающего тела по его эмиссионному спектру. Примеры таких расчетов будут приведены при описании программы DIAGNOST, которая готовится для установки на серверах Львовской астрономической и Крымской астрофизической обсерваторий.

Мы глубоко благодарны Е.И. Жигалкиной, М.Б. Владимирской, Н.Н. Петровой и М.Н. Ловкой за помощь в подготовке рукописи к печати.

## Литература

- Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Годовников Н.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1968. Т. 38. С. 208.
- Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Годовников Н.В., Проник В.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1969. Т. 39. С. 147.
- Броклерхерст (Brocklerhurst M.) // M.N.R.A.S. 1971. V. 153. P. 471.
- Броклерхерст (Brocklerhurst M.) // M.N.R.A.S. 1972. V. 157. P. 211
- Бурнашев В.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1999. Т. 95. С. 91.
- Головатый и др. (Golovaty V.V., Sapar A.A., Feklistova T., Kholtygin A.F.) // Astr. Astrophys. Trans. 1997. V. 12. P. 85.
- Головатый В.В., Дмитерно В.И., Мальков Ю.Ф., Рокач О.В. // Астрон. Ж. 1993. Т. 70. в. 4. С. 691.
- Кингдон и Ферланд (Kingdon J., Ferland G.J.) // Astrophys. J. 1995. V. 442. P. 714.
- Кардели и др. (Cardelli G.A., Clayton G.C., Mathis J.S.) // Astrophys. J. 1989. V. 435. P. 245.
- Никитин А.А., Рудзикас З.Б., Сапар А.А., Феклистова Т.Х., Холтыгин А.Ф. Спектры планетарных туманностей. – Таллинн: Валгус, 1988.
- Нуссбаумер и Стори (Nussbaumer H., Storey P.J.) // Astr. and Astrophys. Suppl. Ser. 1984. V. 56. P. 293.
- Нуссбаумер и Стори (Nussbaumer H., Storey P.J.) // Astr. and Astrophys. Suppl. Ser. 1986. V. 64. P. 545.
- О’Доннел (O’Donnel J.S.) // Astrophys. J. 1994. V. 422. P. 158.
- Стори (Storey P.J.) // M.N.R.A.S. 1981. V. 195. P. 27.
- Ситон (Seaton H.) // M.N.R.A.S. 1979. V. 187. P. 73.
- Уитфорд (Whitford A.E.) // Astron. J. 1958. V. 63. N 5. P. 201.
- Хаммер и Стори (Hummer D.G., Storey P.J.) // M.N.R.A.S. 1987. V. 224. P. 801.

Таблица 1. Список линий, наблюдаемых в спектрах газовых туманностей

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
919.78	Ar II	$3p^5 \ ^2P_{3/2} - 3p^6 \ ^2S_{1/2}$	C
932.05	Ar II	$3p^5 \ ^2P_{1/2} - 3p^6 \ ^2S_{1/2}$	C
933.38	S VI	$3s \ ^2S_{1/2} - 3p \ ^2P_{3/2}$	C
972.11	He II	2-8	R
972.54	HI-L $\gamma$	$1s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{3/2}$	R
977.03	C III	$2s^2 \ ^1S_0 - 2p \ ^1P_1$	C,Au
989.79	N III	$2p \ ^2P_{1/2} - 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	C
991.51	N III	$2p \ ^2P_{3/2} - 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	C
992.36	He II	2-7	R
998.43	Ar VI	$3p \ ^2P_{1/2} - 3p^2 \ ^4P_{3/2}$	C
1000.16	Ar VI	$3p \ ^2P_{1/2} - 3p^2 \ ^4P_{1/2}$	C
1012.67	Ar VI	$3p \ ^2P_{3/2} - 3p^2 \ ^4P_{3/2}$	C
1020	Ne VI	$2p \ ^2P_{3/2} - 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	C
1022.6	Ar VI	$3p \ ^2P_{3/2} - 3p^2 \ ^4P_{1/2}$	C
1025.27	He II	2-6	R
1025.72	HI-L $\beta$	$1s \ ^2S_{1/2} - 3p \ ^2P_{1/2}$	R
1031.91	O VI	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}$	C,Au
1037.02	C II	$2p \ ^2P_{3/2} - 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	C
1037.61	O VI	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{1/2}$	C,Au
1072.99	S IV	$3p \ ^2P_{3/2} - 3p^2 \ ^2D_{5/2}$	C
1084.58	N II	$2p^2 \ ^3P_1 - 2p^3 \ ^3D_2$	C
1084.94	He II	2-5	R
1085.70	N II	$2p^2 \ ^3P_2 - 2p^3 \ ^3D_3$	C
1175.71	C III	$2p \ ^3P_2 - 2p^2 \ ^3P_2$	C,D
1176.37	C III	$2p \ ^3P_2 - 2p^2 \ ^3P_1$	C,D,Au
1194.50	Si II	$3p \ ^2P_{3/2} - 3p^2 \ ^2P_{3/2}$	C
1198.6	S V	$3s^2 \ ^1S_0 - 3p \ ^3P_1$	C
1201.97	S III	$3p^2 \ ^3P_2 - 3p^3 \ ^3D_3$	C
1206.51	Si III	$3s^2 \ ^1S_0 - 3p \ ^1P_1$	C
1215.09	He II	2-4	R
1215.17	He II	2-4	R
1215.67	HI-L $\alpha$	$1s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}$	R
1218.34	O V]	$2s^2 \ ^1S_0 - 2p \ ^3P_1$	C,Au
1238.82	N V	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}$	C,Au
1242.80	N V	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{1/2}$	C,Au
1247.38	C III	$2p \ ^1P_1 - 2p^2 \ ^1S_0$	C,D
1256.52	C III	$3s \ ^3S_1 - 4p \ ^3P_2$	C,D
1259.52	S II	$3p^3 \ ^4S_{3/2} - 3p^4 \ ^4P_{5/2}$	C
1264.74	SiII	$3p \ ^2P_{3/2} - 3d \ ^2D_{5/2}$	C
1302.17	OI	$2p^4 \ ^3P_2 - 3s \ ^3S_1$	C
1304.37	SiII	$3p \ ^2P_{1/2} - 3p^2 \ ^2S_{1/2}$	C
1304.86	OI	$2p^4 \ ^3P_1 - 3s \ ^3S_1$	C
1306.03	OI	$2p^4 \ ^3P_0 - 3s \ ^3S_1$	C
1309.28	SiII	$3p \ ^2P_{3/2} - 3p^2 \ ^2S_{1/2}$	C
1335.71	CII	$2p \ ^2P_{3/2} - 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	C,D
1343.51	OIV	$2p^2 \ ^2P_{3/2} - 2p^3 \ ^2D_{5/2}$	C
1371.29	OV	$2p \ ^1P_1 - 2p^2 \ ^1D_2$	C,D
1393.78	SiIV	$3s \ ^1S_{1/2} - 3p \ ^2P_{3/2}$	C
1397.20	OIV]	$2p \ ^2P_{1/2} - 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	C
1399.77	OIV]	$2p \ ^2P_{1/2} - 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	C
1401.16	OIV]	$2p \ ^2P_{3/2} - 2p^2 \ ^4P_{5/2}$	C



$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
2242.61	[F II]	$2p^4\ ^3P_1 - 2p^4\ ^1S_0$	C
2252.69	He II-P <sub>C</sub>	3-10	R
2280.0	[Ca V]	$3p^4\ ^3P_2 - 3p^4\ ^1S_0$	C
2296.87	C III	$2p\ ^1P_1 - 2p^2\ ^1D_2$	C,D
2306.19	He II-P <sub>e</sub>	3-9	R
2321.08	[O III]	$2p^2\ ^3P_1 - 2p^2\ ^1S_0$	C
2325.40	C II]	$2p^2\ ^3P_{3/2} - 2p^2\ ^4P_{5/2}$	C
2328.12	C II]	$2p^2\ ^3P_{3/2} - 2p^2\ ^4P_{1/2}$	C
2331.55	[O III]	$2p^2\ ^3P_2 - 2p^2\ ^1S_0$	C
2334.40	Si II]	$3p^2\ ^3P_{1/2} - 3p^2\ ^4P_{1/2}$	C
2334.61	Si II]	$3p^2\ ^3P_{3/2} - 3p^2\ ^4P_{5/2}$	C
2350.17	Si II]	$3p^2\ ^3P_{3/2} - 3p^2\ ^4P_{1/2}$	C
2366.8	[K VI]	$3p^2\ ^3P_1 - 3p^2\ ^1S_0$	C
2385.40	He II-P <sub>s</sub>	3-8	R
2399.2	Fe II	$4s^6\ D_{5/2} - z^6\ F_{5/2}$	C
2412.4	[Ca V]	$3p^4\ ^3P_1 - 3p^4\ ^1S_0$	C
2416.5	[Mg V]	$2p^4\ ^1D_2 - 2p^4\ ^1S_0$	C
2421.8	[Ne IV]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2D_{3/2}$	C,Au
2436.2	Fe II	$a^4\ G_{11/2} - y^4\ H_{11/2}$	C
2438.6	[Ne IV]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2D_{5/2}$	C
2441.6	[Mg VII]	$2p^2\ ^1D_2 - 2p^2\ ^3F_0$	C
2444.5	Fe II	$b^4\ P_{5/2} - y^4\ D_{7/2}$	C
2458.8	Fe II	$a^4\ G_{9/2} - y^4\ H_{11/2}$	C
2465.2	Fe II	$b^4\ P_{1/2} - y^4\ D_{3/2}$	C
2470.32	[O II]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
2470.41	[O II]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{3/2}$	C
2471.7	[K VI]	$3p^2\ ^3P_2 - 3p^2\ ^1S_0$	C
2479.2	Fe II	$c^2\ D_{5/2} - w^2\ D_{3/2}$	C
2481.0	Fe II	$b^2\ H_{11/2} - y^4\ H_{11/2}$	C
2482.3	Fe II	$c^2\ D_{3/2} - w^2\ D_{3/2}$	C
2484.2	Fe II	$b^2\ H_{11/2} - y^4\ H_{13/2}$	C
2492.3	Fe II	$b^2\ H_{9/2} - y^4\ H_{11/2}$	C
2494.5	[K V]	$3p^3\ ^4S_{3/2} - 3p^3\ ^2P_{3/2}$	C
2506.4	Fe II	$c^4\ F_{9/2} - z^4\ G_{9/2}$	C
2506.8	Fe II	$c^4\ F_{7/2} - y^6\ F_{9/2}$	C
2508.3	Fe II	$c^4\ F_{7/2} - w^4\ G_{9/2}$	C
2511.20	He II-P <sub>γ</sub>	3-7	R
2512.0	[Mg VII]	$2p^2\ ^3P_1 - 2p^2\ ^1D_2$	C
2514.5	[K V]	$3p^3\ ^4S_{3/2} - 3p^3\ ^2P_{1/2}$	C
2519.4	Fe II	$b^2\ P_{1/2} - x^4\ P_{3/2}$	C
2548.2	Fe II	$b^4\ F_{5/2} - y^6\ P_{7/2}$	C
2562.5	Fe II	$a^4\ D_{7/2} - x^4\ P_{5/2}$	C
2582.6	Fe II	$a^4\ D_{3/2} - x^4\ P_{3/2}$	C
2585.9	Fe II	$a^6\ D_{9/2} - x^6\ D_{7/2}$	C
2591.5	Fe II	$a^4\ D_{5/2} - x^4\ P_{5/2}$	C
2593.5	[K IV]	$3p^4\ ^3P_2 - 3p^4\ ^1S_0$	C
2593.60	Ne III	$3s\ ^5S_2 - 3p\ ^5P_2$	R
2595.68	Ne III	$3s\ ^5S_2 - 3p\ ^5P_1$	R
2598.4	Fe II	$a^6\ D_{7/2} - z^6\ D_{5/2}$	C
2599.4	Fe II	$a^6\ D_{9/2} - a^6\ D_{7/2}$	C

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
1402.77	Si IV	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{3/2}$	C
1404.81	O IV]	$2p^2 P_{3/2} - 2p^2 P_{3/2}$	C
1407.39	O IV]	$2p^2 P_{3/2} - 2p^2 P_{1/2}$	C
1483.3	N IV]	$2s^2 S_0 - 2p^3 P_2$	C
1486.50	N IV]	$2s^2 S_0 - 2p^3 P_1$	C
1503.7	[Na IV]	$2p^4 P_2 - 2p^4 S_0$	C
1529.1	[Na IV]	$2p^4 P_1 - 2p^4 S_0$	C
1548.20	C IV	$2s^2 S_{1/2} - 2p^2 P_{3/2}$	C
1550.77	C IV	$2s^2 S_{1/2} - 2p^2 P_{1/2}$	C
1574.9	[Ne V]	$2p^2 P_1 - 2p^2 S_0$	C
1592.7	[Ne V]	$2p^2 P_2 - 2p^2 S_0$	C
1608.8	[Ne IV]	$2p^3 P_3/2 - 2p^3 P_3/2$	C
1609.0	[Ne IV]	$2p^3 P_3/2 - 2p^3 P_1/2$	C
1620.05	C III	$3p^3 P_1 - 4d^3 D_2$	R, D
1640.33	He II	2-3	R
1640.47	He II	2-3	R
1640.49	He II	2-3	R
1641.3	O I]	$2p^4 D_2 - 3s^3 S_1$	C
1661.17	O III]	$2p^2 P_1 - 2p^3 S_2$	C, Au
1666.52	O III]	$2p^2 P_2 - 2p^3 S_2$	C, Au
1711.30	Si II	$3p^2 D_{5/2} - 5f^2 F_{7/2}$	R
1718.55	N IV	$2p^1 P_1 - 2p^2 D_2$	C, D
1746.82	N III]	$2p^2 P_{1/2} - 2p^2 P_{3/2}$	C
1748.61	N III]	$2p^2 P_{1/2} - 2p^2 P_{1/2}$	C
1749.67	N III]	$2p^2 P_{3/2} - 2p^2 P_{3/2}$	C
1751.22	N III]	$2p^2 P_{3/2} - 2p^2 P_{3/2}$	C
1753.99	N III]	$2p^2 P_{3/2} - 2p^2 P_{1/2}$	C
1760.40	C II	$2p^2 D_{3/2} - 3p^2 P_{3/2}$	R
1793.8	[Ne III]	$2p^4 P_2 - 2p^4 S_0$	C
1808.01	Si II	$3p^2 P_{1/2} - 3p^2 D_{3/2}$	C
1814.7	[Ne III]	$2p^4 P_1 - 2p^4 S_0$	C
1816.93	Si II	$3p^2 P_{3/2} - 3p^2 D_{5/2}$	C
1817.45	Si II	$3p^2 P_{3/2} - 3p^2 D_{3/2}$	C
1854.72	Al III	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{3/2}$	C
1862.79	Al III	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	C
1867.4	[F IV]	$2p^2 P_0 - 2p^2 S_0$	C
1875.5	[F IV]	$2p^2 P_1 - 2p^2 S_0$	C
1883	Si III]	$3s^2 S_0 - 3p^3 P_2$	C
1889.3	[F IV]	$2p^2 P_2 - 2p^2 S_0$	C
1892.03	Si III]	$3s^2 S_0 - 3p^3 P_1$	C
1906.68	C III]	$2s^2 S_0 - 2p^3 P_2$	C, Au, Ph
1908.73	C III]	$2s^2 S_0 - 2p^3 P_1$	C, Au, Ph
1922.93	C III	$3p^3 D_3 - 4f^3 F_4$	R, D
1939.6	[F III]	$2p^3 P_3/2 - 2p^3 P_3/2$	C
1939.6	[F III]	$2p^3 P_3/2 - 2p^3 P_1/2$	C
2009.57	C III	$3p^3 P_1 - 4s^3 S_1$	R
2010.09	C III	$3p^3 P_2 - 4s^3 S_1$	R
2112.0	[Ca VII]	$3p^2 P_1 - 3p^2 S_0$	C
2139.01	N II]	$2p^2 P_1 - 2p^3 S_2$	C
2225.61	[F II]	$2p^4 P_2 - 2p^4 S_0$	C
2226.0	[Ca VII]	$3p^2 P_2 - 3p^2 S_0$	C

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
2604.0	Fe II	$c^2 F_{7/2} - v^2 G_{7/2}$	C
2605.0	Fe II	$c^2 F_{5/2} - v^2 G_{7/2}$	C
2606.5	Fe II	$b^2 D_{5/2} - z^2 D_{5/2}$	C
2607.1	Fe II	$a^6 D_{5/2} - z^6 D_{3/2}$	C
2611.9	Fe II	$a^6 D_{7/2} - z^6 D_{7/2}$	C
2613.8	Fe II	$a^6 D_{3/2} - z^6 D_{1/2}$	C
2617.6	Fe II	$a^6 D_{5/2} - z^6 D_{5/2}$	C
2620.4	Fe II	$a^6 D_{3/2} - z^6 D_{3/2}$	C
2625.6	Fe II	$a^6 D_{7/2} - z^6 D_{9/2}$	C
2628.3	Fe II	$a^6 D_{1/2} - z^6 D_{3/2}$	C
2631.0	Fe II	$a^6 D_{3/2} - z^6 D_{5/2}$	C
2631.3	Fe II	$a^6 D_{5/2} - z^6 D_{7/2}$	C
2663.27	He I	$2s^3 S_1 - 11p^3 P_{0-2}$	R
2669.16	Al II	$3s^2 1 S_0 - 3p^3 P_1$	C
2690.82	[Ar V]	$3p^2 3 P_1 - 3p^2 1 S_0$	C
2696.12	He I	$2s^3 S_1 - 9p^3 P_{0-2}$	R
2709.4	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^4 F_{3/2}$	C
2711.2	[K IV]	$3p^4 3 P_1 - 3p^4 1 S_0$	C
2711.8	Fe II	$a^4 G_{11/2} - z^2 I_{13/2}$	C
2712.4	Fe II	$a^4 G_{9/2} - z^2 I_{11/2}$	C
2714.4	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^4 D_{5/2}$	C
2716.7	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^4 F_{7/2}$	C
2723.19	He I	$2s^3 S_1 - 8p^3 P_{0-2}$	R
2724.9	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^4 F_{5/2}$	C
2727.5	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^4 D_{3/2}$	C
2730.7	Fe II	$a^4 D_{3/2} - z^4 F_{3/2}$	C
2732.4	Fe II	$a^4 F_{9/2} - z^6 D_{9/2}$	C
2733.30	He II-P <sub>B</sub>	3-6	R
2739.5	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^4 D_{7/2}$	C
2741.7	Fe II	$z^2 F_{5/2} - e^2 F_{5/2}$	C
2743.2	Fe II	$a^4 D_{1/2} - z^4 F_{3/2}$	C
2746.5	Fe II	$a^4 D_{3/2} - z^4 F_{5/2}$	C
2747.0	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^4 D_{5/2}$	C
2749.2	Fe II	$a^4 D_{3/2} - z^4 D_{3/2}$	C
2749.3	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^4 F_{7/2}$	C
2749.5	Fe II	$a^4 D_{1/2} - z^4 D_{1/2}$	C
2754.9	Fe II	$z^6 F_{7/2} - e^6 D_{5/2}$	C
2755.1	Fe II	$z^6 F_{7/2} - e^6 D_{3/2}$	C
2755.7	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^4 F_{9/2}$	C
2763.80	He I	$2s^3 S_1 - 7p^3 P_{0-2}$	R
2767.5	Fe II	$b^2 H_{11/2} - z^2 I_{13/2}$	C
2767.5	Fe II	$z^6 F_{9/2} - e^6 D_{7/2}$	C
2768.9	Fe II	$a^4 D_{3/2} - z^4 D_{5/2}$	C
2771.2	Fe II	$b^2 G_{9/2} - y^4 H_{11/2}$	C
2776.9	Fe II	$z^6 F_{7/2} - e^6 D_{7/2}$	C
2783.2	[Mg V]	$2p^4 3 P_2 - 2p^4 1 D_2$	C
2785.2	Fe II	$z^6 F_{11/2} - e^6 D_{9/2}$	C
2785.76	[Ar V]	$3p^2 3 P_2 - 3p^2 1 S_0$	C
2790.6	Fe II	$b^2 G_{7/2} - y^4 H_{9/2}$	C
2790.78	Mg II	$3p^2 P_{1/2} - 3d^2 D_{3/2}$	C,R

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
2795.53	Mg II	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{3/2}$	C
2797.99	Mg II	$3p^2 P_{3/2} - 3d^2 D_{5/2}$	C,R
2802.70	Mg II	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	C
2803.3	[Na IV]	$2p^4^1 D_2 - 2p^4^1 S_0$	C
2818.68	O III	$3p^3 D_2 - 3d^3 P_2$	B,R
2829.08	He I	$2s^3 S_1 - 6p^3 P_{0-2}$	R
2836.34	O III	$3p^3 D_3 - 3d^3 P_2$	B,R
2839.5	Fe II	$z^4 F_{9/2} - e^4 D_{7/2}$	C
2845.5	Fe II	$z^4 D_{3/2} - e^4 D_{3/2}$	C
2848.1	Fe II	$z^4 D_{5/2} - e^4 D_{5/2}$	C
2848.3	Fe II	$z^4 F_{5/2} - e^4 D_{3/2}$	C
2851.7	Fe II	$z^4 F_{3/2} - e^4 D_{1/2}$	C
2853.68	[Ar IV]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{3/2}$	C
2856.4	Fe II	$z^6 P_{5/2} - e^6 D_{7/2}$	C
2856.9	Fe II	$z^4 D_{7/2} - e^4 D_{7/2}$	C
2865.5	Fe II	$z^4 F_{3/2} - e^4 D_{3/2}$	C
2868.18	[Ar IV]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{1/2}$	C
2886.2	Fe II	$b^2 H_{11/2} - z^4 G_{9/2}$	C
2888.1	Fe II	$b^2 P_{3/2} - y^4 P_{5/2}$	C
2916.2	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^6 F_{7/2}$	C
2922.0	Fe II	$b^4 D_{7/2} - z^4 G_{9/2}$	C
2926.6	Fe II	$a^4 D_{7/2} - z^6 F_{9/2}$	C
2928.7	[Mg V]	$2p^4^3 P_1 - 2p^4^1 D_2$	C
2930.0	[F III]	$2p^3^4 S_{3/2} - 2p^3^2 D_{3/2}$	C
2933.1	[F III]	$2p^3^4 S_{3/2} - 2p^3^2 D_{5/2}$	C
2944.1	Fe II	$a^4 P_{3/2} - z^4 P_{1/2}$	C
2945.11	He I	$2s^3 S_1 - 5p^3 P_{0-2}$	R
2945.3	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^6 F_{5/2}$	C
2953.8	Fe II	$a^4 D_{5/2} - z^6 F_{7/2}$	C
2958.36	[O I]	$2p^4^3 P_2 - 2p^4^1 S_0$	C
2964.6	Fe II	$a^4 P_{1/2} - z^4 P_{1/2}$	C
2965.0	Fe II	$a^4 P_{3/2} - z^4 P_{3/2}$	C
2970.5	Fe II	$a^4 D_{3/2} - z^6 F_{5/2}$	C
2972.29	[O I]	$2p^4^3 P_1 - 2p^4^1 S_0$	C
2972.56	N III	$3p^{1/2} P_{1/2} - 3d^{1/2} P_{1/2}$	R,D
2973.4	[Ne V]	$2p^2^1 D_2 - 2p^2^1 S_0$	C
2978.83	N III	$3p^{1/2} P_{1/2} - 3d^{1/2} P_{3/2}$	R,D
2979.1	Fe II	$b^2 F_{7/2} - z^2 H_{9/2}$	C
2979.3	Fe II	$a^4 D_{1/2} - z^6 F_{3/2}$	C
2984.8	Fe II	$a^4 P_{5/2} - z^4 P_{3/2}$	C
3002.7	Fe II	$a^4 P_{3/2} - z^4 P_{5/2}$	C
3005.22	[Ar III]	$3p^4^3 P_2 - 3p^4^1 S_0$	C
3023.45	O III	$3s^3 P_1 - 3p^3 P_2$	B,R
3024.57	O III	$3s^3 P_0 - 3p^3 P_1$	B,R
3047.13	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 P_2$	B,R
3059.30	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 P_1$	B,R
3062.83	[N II]	$2p^2^3 P_1 - 2p^2^1 S_0$	C
3070.55	[N II]	$2p^2^3 P_2 - 2p^2^1 S_0$	C
3109.16	[Ar III]	$3p^4^3 P_1 - 3p^4^1 S_0$	C
3118.61	[Cl IV]	$3p^2^3 P_1 - 3p^2^1 S_0$	C

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
3121.71	O III	$3p^3 S_1 - 3d^3 F_1$	B,R
3132.86	O III	$3p^3 S_1 - 3d^3 P_2$	B,R
3183.1	Fe II	$a^4 P_{3/2} - z^4 P_{5/2}$	C
3187.74	He I	$2s^3 S_1 - 4p^3 P_{0-2}$	R
3196.1	Fe II	$a^4 P_{5/2} - z^4 F_{7/2}$	C
3203.10	HeII-P <sub>o</sub>	3-5	R
3203.60	[Cl IV]	$3p^2^3 P_2 - 3p^2^1 S_0$	C
3241.67	[Na IV]	$2p^4^3 P_2 - 2p^4^1 D_2$	C
3260.98	O III	$3p^3 D_2 - 3d^3 F_3$	R,D
3265.43	O III	$3p^3 D_3 - 3d^3 F_4$	R,D
3299.36	O III	$3s^3 P_0 - 3p^3 S_1$	B,R
3300.0	[Ne V]	$2p^2^3 P_0 - 2p^2^1 D_2$	C
3306.63	N III	$4p^2 P_{3/2} - 5d^2 D_{5/2}$	R
3312.30	O III	$3s^3 P_1 - 3p^3 S_1$	B,R,D,Ch
3319.00	[Fe III]	$a^5 D_2 - a^3 D_3$	C
3334.84	[Fe III]	$a^5 D_2 - a^3 D_2$	C
3334.84	Ne II	$3s^4 P_{5/2} - 3p^4 D_{7/2}$	R
3340.74	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 S_1$	B,R,D,Ch
3340.81	[Fe III]	$a^5 D_1 - a^3 D_3$	C
3342.55	[Ne III]	$2p^4^1 D_2 - 2p^4^1 S_0$	C
3342.85	[Cl III]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{3/2}$	C
3345.86	[Ne V]	$2p^2^3 P_1 - 2p^2^1 D_2$	C
3349.12	O IV	$3s^2 P_{3/2} - 3p^2 D_{5/2}$	R
3350.68	O III	$3s^5 P_2 - 3p^5 P_1$	R,D
3350.99	O III	$3s^5 P_3 - 3p^5 P_3$	R,D
3353.21	[Cl III]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{1/2}$	C
3355.05	Ne II	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 D_{5/2}$	R
3355.05	[Fe III]	$a^5 D_1 - a^3 D_1$	C
3362.20	[Na IV]	$2p^4^3 P_1 - 2p^4^1 D_2$	C
3381.24	O IV	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 P_{5/2}$	R
3382.69	O III	$3p^5 P_2 - 3d^5 D_3$	R,D
3385.50	O IV	$3s^4 P_{5/2} - 3p^4 D_{7/2}$	R
3396.67	O IV	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 D_{3/2}$	R
3403.54	O IV	$3p^2 P_{1/2} - 3d^2 D_{3/2}$	R
3404.82	Ne II	$3p^2 D_{3/2} - 3d^2 D_{5/2}$	R
3405.74	O III	$3p^3 P_0 - 3d^3 P_1$	B,R
3407.38	O II	$3p^2 D_{5/2} - 4s^2 D_{5/2}$	R
3407.38	O II	$3p^2 D_{5/2} - 4s^2 D_{3/2}$	R
3407.96	O III	$3p^3 P_1 - 3d^3 P_0$	R
3409.60	O IV	$3s^4 P_{5/2} - 3p^4 D_{5/2}$	R
3411.69	O IV	$3p^2 P_{3/2} - 3d^2 D_{5/2}$	R
3415.18	O III	$3p^3 P_1 - 3d^3 P_1$	B,R
3416.2	[Na IV]	$2p^4^3 P_0 - 2p^4^1 D_2$	C
3425.97	[Ne V]	$2p^2^3 P_2 - 2p^2^1 D_2$	C
3428.67	O III	$3p^3 P_1 - 3d^3 P_2$	B,R
3430.60	O III	$3p^3 P_2 - 3d^3 P_1$	B,R
3433.9	O VI	$6fgFG - 7ghGH$	R
3444.10	O III	$3p^3 P_2 - 3d^3 P_2$	B,R
3447.59	He I	$2s^1 S_0 - 6p^1 P_1$	R
3450.40	O III	$3p^5 D_1 - 3d^5 F_1$	R,D
3455.20	O III	$3p^5 D_2 - 3d^5 F_2$	R,D

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
3466.50	[N I]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{3/2}$	C
3466.54	[N I]	$2p^3\ ^4S_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
3471.81	He I	$2p^3\ P - 16d^3\ D$	R
3478.71	N IV	$3s\ ^3S_1 - 3p\ ^3P_2$	R,D
3478.96	He I	$2p^3\ P - 15d^3\ D$	R
3485.5	[Mg VI]	$2p^3\ ^2D_{5/2} - 2p^3\ ^2P_{3/2}$	C
3487.72	He I	$2p^3\ P - 14d^3\ D$	R
3488.1	[Mg VI]	$2p^3\ ^2D_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{3/2}$	C
3498.64	He I	$2p^3\ P - 13d^3\ D$	R
3500.4	[Mg VI]	$2p^3\ ^2D_{5/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
3503.0	[Mg VI]	$2p^3\ ^2D_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
3512.51	He I	$2p^3\ P - 12d^3\ D$	R
3530.49	He I	$2p^3\ P - 11d^3\ D$	R
3532.2	[F IV]	$2p^2\ ^1D_2 - 2p^2\ ^1S_0$	C
3554.34	Ne II	$3p^2\ D_{5/2} - 3d^4\ D_{7/2}$	R
3554.41	He I	$2p^3\ P - 10d^3\ D$	R
3568.53	Ne II	$3s^2\ D_{5/2} - 3p^2\ F_{7/2}$	R
3583.0	[C III]	$3p^4\ ^3P_2 - 3p^4\ ^1S_0$	C
3586.0	[Fe VI]	$3d^2\ (a^3F_3 - a^1G_4)$	C
3587.27	He I	$2p^3\ P - 9d^3\ D$	R
3609.62	C III	$4p\ ^3P_2 - 5d\ ^3D_3$	R
3613.64	He I	$2s\ ^1S_0 - 5p\ ^1P_1$	R
3634.23	He I	$2p^3\ P_{1,2} - 8d^3\ D_{1-3}$	R
3634.37	He I	$2p^3\ P_0 - 8d^3\ D_1$	R
3657.68	H <sub>35</sub>	2-35	R
3658.56	H <sub>34</sub>	2-34	R
3659.46	H <sub>33</sub>	2-33	R
3660.34	H <sub>32</sub>	2-32	R
3661.28	H <sub>31</sub>	2-31	R
3662.25	H <sub>30</sub>	2-30	R
3662.50	[Fe VI]	$3d^3\ (a^4F_{7/2} - a^2D_{5/2})$	C
3663.35	H <sub>29</sub>	2-29	R
3664.67	H <sub>28</sub>	2-28	R
3666.15	H <sub>27</sub>	2-27	R
3667.66	H <sub>26</sub>	2-26	R
3669.46	H <sub>25</sub>	2-25	R
3671.48	H <sub>24</sub>	2-24	R
3673.76	H <sub>23</sub>	2-23	R
3675.0	[C III]	$3p^4\ ^3P_1 - 3p^4\ ^1S_0$	C
3676.36	H <sub>22</sub>	2-22	R
3679.35	H <sub>21</sub>	2-21	R
3682.81	H <sub>20</sub>	2-20	R
3686.83	H <sub>19</sub>	2-19	R
3688.0	[Ca VII]	$3p^2\ ^1D_2 - 3p^2\ ^1S_0$	C
3690.07	He II	4-36	R
3691.55	H <sub>18</sub>	2-18	R
3694.21	Ne II	$3s\ ^4P_{5/2} - 3p\ ^4P_{5/2}$	R
3697.15	H <sub>17</sub>	2-17	R
3698.07	Ne II	$3d\ ^4P_{3/2} - 5p\ ^4D_{1/2}$	R
3698.72	He II	4-33	R
3701.77	Ne II	$3p^2\ P_{3/2} - 3d^4\ P_{5/2}$	R
3703.85	H <sub>16</sub>	2-16	R

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
3705.00	He I	$2p^3 P_{1,2} - 7d^3 D_{1-3}$	R
3705.15	He I	$2p^3 P_0 - 7d^3 D_1$	R
3707.24	O III	$3p^3 P_1 - 3d^3 D_2$	R
3709.52	O III	$3s^5 P_1 - 3p^5 D_0$	R,D
3709.52	Ne II	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 P_{1/2}$	R
3711.97	H <sub>22</sub>	2-15	R
3715.08	O III	$3p^3 P_2 - 3d^3 D_3$	B,R
3715.15	He II	4-29	R
3715.46	Ne II	$4p^2 D_{5/2} - 7s^2 P_{3/2}$	R
3720.72	Ne II	$3d^2 F_{5/2} - 5p^2 D_{5/2}$	R
3721.88	[S III]	$3p^2 P_1 - 3p^2 S_0$	C
3721.94	H <sub>14</sub>	2-14	R
3726.19	[O II]	$2p^3 S_{3/2} - 2p^3 D_{3/2}$	C,Ph
3729.11	[O II]	$2p^3 S_{3/2} - 2p^3 D_{5/2}$	C,Ph
3731.60	O III	$3p^3 P_2 - 3d^3 D_1$	B,R
3732.34	Ne II	$3p^2 P_{3/2} - 3d^4 F_{3/2}$	R
3732.82	He II	4-26	R
3732.86	He I	$2p^3 P_{1,2} - 7s^3 S_1$	R
3733.01	He I	$2p^3 P_0 - 7s^3 S_1$	R
3734.37	H <sub>13</sub>	$2p^2 P - 13d^2 D$	R
3736.85	O IV	$3p^4 D_{7/2} - 3d^4 F_{9/2}$	R,D
3740.22	He II	4-25	R
3740.30	[Fe VI]	$3d^4 F_{9/2} - 3d^2 H_{9/2}$	C
3745.91	N III	$3s^4 P_{1/2} - 3p^4 S_{3/2}$	R,D
3747.86	Ne II	$3d^2 P_{1/2} - 5p^2 S_{1/2}$	R
3748.60	He II	4-24	R
3750.15	H <sub>12</sub>	$2p^2 P - 12d^2 D$	R
3754.67	O III	$3s^3 P_1 - 3p^3 D_2$	B,R,Ch
3757.21	O III	$3s^3 P_0 - 3p^3 D_1$	B,R,Ch
3758.14	He II	4-23	R
3759.0	[Fe VII]	$3d^2(a^3 F_4 - a^1 G_4)$	C
3759.87	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 D_3$	B,R,Ch
3768.07	He II	4-22	R
3768.78	He I	$2p^1 P_1 - 13d^1 D_2$	R
3770.63	H <sub>11</sub>	$2p^2 P - 11d^2 D$	R
3773.98	[Fe VI]	$3d^4 F_{3/2} - 3d^2 P_{1/2}$	C
3774.00	O III	$3s^3 P_1 - 3p^3 D_1$	B,R,Ch
3777.07	[Fe V]	$3d^5 D_0 - 3d^3 P_2$	C
3777.07	Ne II	$3s^4 P_{1/2} - 3p^4 P_{3/2}$	R
3781.62	F II	$3s^3 D_2 - 3p^1 F_3$	R,D
3781.68	He II	4-21	R
3783.47	[Fe V]	$3d^5 D_2 - 3d^3 F_3$	C
3784.86	He I	$2d^1 P_1 - 12d^1 D_2$	R
3791.26	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 D_2$	B,R,Ch
3795.23	[Fe V]	$3d^5 D_2 - 3d^3 F_2$	C
3796.3	Si III	$4p^3 P_1 - 4d^3 D_2$	R
3796.33	He II	4-20	R
3796.7	[S III]	$3p^2 P_2 - 3p^2 S_0$	C
3797.90	H <sub>10</sub>	$2p^2 P - 10d^2 D$	R
3805.74	He I	$2p^1 P_1 - 11d^1 D_2$	R
3810.80	O III	$3s^3 P_2 - 3p^3 D_1$	B,R,Ch

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
3813.49	He II	4-19	R
3814.56	F II	$3p^3 P_1 - 3d^3 S_1$	R,D
3819.61	He I	$2p^3 P_{1,2} - 6d^3 D_{1-3}$	R
3819.76	He I	$2p^3 P_0 - 6d^3 D_1$	R
3829.75	Ne II	$3p^2 P_{3/2} - 3d^2 D_{5/2}$	R
3829.79	N II	$3p^3 P_1 - 4s^3 P_2$	R
3833.55	He I	$2p^1 P_1 - 10d^1 D_2$	R
3833.78	He II	2-10	R
3833.80	He II	4-18	R
3835.38	H <sub>9</sub>	$2p^2 P - 9d^2 D$	R
3839.27	[Fe V]	$3d^4 (a^5 D_3 - a^3 F_3)$	C
3842.82	O II	$3p^4 D_{1/2} - 3d^4 D_{3/2}$	R
3851.20	[Fe V]	$3d^5 D_3 - 3d^3 F_2$	C
3853.66	Si II	$3p^2 D_{3/2} - 4p^2 P_{3/2}$	R
3856.02	Si II	$3p^2 D_{5/2} - 4p^2 P_{3/2}$	R
3857.81	Ne II	$3p^2 P_{1/2} - 4d^2 D_{3/2}$	R,D
3858.07	He II	4-17	R
3862.59	Si II	$3p^2 D_{3/2} - 4p^2 P_{1/2}$	R
3867.48	He I	$2p^3 P_{2,1} - 6s^3 S_1$	R
3867.63	He I	$2p^3 P_0 - 6s^3 S_1$	R
3868.76	[Ne III]	$2p^4 P_2 - 2p^4 D_2$	C
3871.79	He I	$2p^1 P_1 - 9d^1 D_2$	R
3875.50	O II]	$3p^4 D_{7/2} - 3d^2 F_{5/2}$	R
3883.82	C III	$4d^3 D_1 - 5f^3 F_2$	R,D
3885.94	C III	$4d^3 D_2 - 5f^3 F_3$	R
3887.44	He II	4-16	R
3887.57	N I	$3s^2 P_{1/2} - 5p^2 D_{3/2}$	R
3888.65	He I	$2s^3 S_1 - 3p^3 P_{0-2}$	R
3889.05	H <sub>8</sub>	2-8	R
3891.28	[Fe V]	$5D_4 - 3F_4$	C
3895.22	[Fe V]	$5D_3 - 3P_2$	C
3918.98	C II	$3p^2 P_{1/2} - 4s^2 S_{1/2}$	R,NF
3920.69	C II	$3p^2 P_{3/2} - 4s^2 S_{1/2}$	R,NF
3923.48	He II	4-15	R
3924.47	Si III	$4f^1 F_3 - 5g^1 G_4$	R
3926.53	He I	$2p^1 P_1 - 8d^1 D_2$	R
3954.37	O II	$3s^2 P_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	R
3956.74	O IV	$3s^4 P_{3/2} - 3d^4 P_{3/2}$	R,D
3960.7	[F IV]	$2p^2 P_0 - 2p^2 D_2$	C
3961.59	O III	$3p^1 D_2 - 3d^1 F_3$	R
3964.73	He I	$2s^1 S_0 - 4p^1 P_1$	R
3967.47	[Ne III]	$2p^4 P_1 - 2p^4 D_2$	C
3968.43	He II	4-14	R
3970.07	H <sub>7</sub>	$2p^2 P - 7d^2 D$	R
3996.3	[Ca V]	$3p^4 D_2 - 3p^4 S_0$	C
3997.4	[F IV]	$2p^2 P_1 - 2p^2 D_2$	C
4003.58	N III	$4d^2 D_{5/2} - 5f^2 F_{7/2}$	R,D
4007.91	[Fe III]	$a^5 D_4 - a^3 G_4$	C
4009.27	He I	$2p^1 P_1 - 7d^1 D_2$	R
4011.60	[Na V]	$2p^3 D_{5/2} - 2p^3 P_{3/2}$	C
4012.7	[Ne III]	$2p^4 P_0 - 2p^4 D_2$	C



$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
4025.60	He II	4-13	R
4026.13	He I	$2p^3 P_{1,2} - 5d^3 D_{1-3}$	R
4026.36	He I	$2p^3 P_0 - 5d^3 D_1$	R
4033.18	O II	$3d^4 F_{3/2} - 4f^4 F_{3/2}$	R
4035.09	O II	$3d^4 F_{5/2} - 4f^2 F_{3/2}$	R
4046.5	[Fe III]	$3d^6 (a^5 D_3 - a^3 G_3)$	C
4047.80	O II	$3d^4 F_{7/2} - 4f^4 F_{7/2}$	R
4056.06	C III	$4d^1 D_2 - 5f^1 F_3$	R,D
4057.76	N IV	$3p^1 P_1 - 3d^1 D_2$	R
4060.2	[F IV]	$2p^2^3 P_2 - 2p^2^1 D_2$	C
4068.7	[S II]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{3/2}$	C
4068.91	C III	$4f^3 F_3 - 5g^3 G_4$	R,D
4069.64	O II	$3p^4 D_{1/2} - 3d^4 F_{3/2}$	R
4069.90	O II	$3p^4 D_{3/2} - 3d^4 F_{3/2}$	R
4070.26	C III	$4f^3 F_4 - 5g^3 G_5$	R
4071.3	[Fe V]	$^5 D_2 - ^3 P_1$	C
4072.16	O II	$3p^4 D_{5/2} - 3d^4 F_{7/2}$	R
4073.90	O III	$3s^1^3 P_1 - 3p^1^3 D_2$	R,D
4076.20	[S II]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 P_{1/2}$	C
4077.78	C II	$3d^4 D_{7/2} - 4f^1^2 F_{7/2}$	R
4078.86	O II	$3p^4 D_{3/2} - 3d^4 F_{3/2}$	R
4081.10	O III	$3s^1^3 P_2 - 3p^1^3 D_3$	R
4085.12	O II	$3p^4 D_{5/2} - 3d^4 F_{5/2}$	R
4087.16	O II	$3d^4 F_{3/2} - 4f^4 G_{5/2}$	R
4089.29	O II	$3d^4 F_{9/2} - 4f^4 G_{11/2}$	R
4092.80	O II	$3p^4 D_{7/2} - 3d^4 F_{7/2}$	R
4097.0	[K VI]	$3p^2^1 D_2 - 3p^2^1 S_0$	C
4097.33	N III	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{3/2}$	R
4100.04	He II	4-12	R
4101.74	H $\delta$	$2p^2 P - 6d^2 D$	R
4102.94	Si I]	$3p^2^1 S_0 - 4s^3 P_1$	C
4103.43	N III	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	R
4107.07	O II	$3d^4 F_{5/2} - 4f^4 D_{7/2}$	R
4115.83	Si IV	$4s^2 S_{1/2} - 4p^2 P_{1/2}$	R
4119.22	O II	$3p^4 F_{3/2} - 3d^4 D_{7/2}$	R
4120.82	He I	$2p^3 P_{1,2} - 5s^3 S_1$	R
4120.55	O II	$3p^4 P_{5/2} - 3d^4 D_{3/2}$	R
4120.99	He I	$2p^3 P_{2-0} - 5s^3 S_1$	R
4121.84	C III	$4p^1 P_1 - 5d^1 D_2$	R
4122.46	[K V]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 D_{5/2}$	C
4128.75	[Fe III]	$3d^6 (a^5 D_1 - a^3 G_3)$	C
4143.76	He I	$2p^1 P_1 - 6d^1 D_2$	R
4146.06	O II	$3p^6 P_{7/2} - 3d^6 D_{7/2}$	R
4152.51	C III	$3p^1^3 D_1 - 5f^3 F_2$	R,D
4156.45	O II	$3p^4 P_{5/2} - 3d^4 P_{3/2}$	R
4156.49	C III	$3p^1^3 D_2 - 5f^3 F_3$	R,D
4157.5	[F II]	$2p^4^1 D_2 - 2p^4^1 S_0$	C
4162.86	C III	$3p^1^3 D_3 - 5f^3 F_4$	R,D
4163.05	[K V]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 D_{3/2}$	C
4163.30	[K V]	$3p^3^4 S_{3/2} - 3p^3^2 D_{3/2}$	C
4168.97	He I	$2p^1 P_1 - 6s^1 S_0$	R

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
4180.59	[Fe V]	${}^5D_1 - {}^3F_0$	C
4185.46	O II	$3p'{}^2F_{5/2} - 3d'{}^2G_{7/2}$	R
4186.90	C III	$4f'{}^1F_3 - 5g'{}^1G_4$	R,D
4189.79	O II	$3p'{}^2F_{7/2} - 3d'{}^2G_{9/2}$	R,D
4195.76	N III	$3s'{}^2P_{1/2} - 3p'{}^2D_{3/2}$	R,D
4199.83	He II	4-11	R
4227.19	[Fe V]	$\alpha^5D_4 - \alpha^3H_4$	C
4229.27	[Fe V]	$\alpha^5D_2 - \alpha^3F_0$	C
4244.0	[Fe II]	$\alpha^4F_{9/2} - \alpha^4G_{11/2}$	C
4247.31	C III	$3p'{}^1P_1 - 5p'{}^1P_1$	R
4253.74	O II	$3d'{}^2G_{9/2} - 4f'{}^2H_{9,11/2}$	R,D
4253.98	O II	$3d'{}^2G_{7/2} - 4f'{}^2H_{9/2}$	R,D
4267.00	C II	$3d^2D_{3/2} - 4f^2F_{5/2}$	R
4267.26	C II	$3d^2D_{5/2} - 4f^2F_{7/2}$	R
4275.52	O II	$3d^4D_{7/2} - 4f^4F_{9/2}$	R
4276.71	O II	$3d^4P_{3/2} - 4f^4D_{1/2}$	R
4276.71	O II	$3d^4D_{5/2} - 4f^4F_{7/2}$	R
4276.71	O II]	$3d^4D_{5/2} - 4f^2F_{5/2}$	R
4287.0	[Fe II]	$\alpha^6D_{9/2} - \alpha^6S_{5/2}$	C
4295.24	O II	$3d^4P_{3/2} - 4f^4D_{5/2}$	R
4303.83	O II	$3d^4P_{5/2} - 4f^4D_{7/2}$	R
4325.56	C III	$3s'{}^1P_1 - 3p'{}^1D_2$	R,D
4338.67	He II	4-10	R
4340.47	H $_{\gamma}$	$2p^2P - 5d^2D$	R
4349.43	O II	$3s^4P_{5/2} - 3p^4P_{5/2}$	R
4359.0	[Fe II]	$\alpha^6D_{7/2} - \alpha^6S_{5/2}$	C
4363.21	[O III]	$2p^2{}^1D_2 - 2p^2{}^1S_0$	C
4366.84	O II	$3s^4P_{5/2} - 3p^4P_{3/2}$	R
4368.25	O I	$3s^3S_1 - 4p^3P_{3-0}$	R
4379.11	N III	$4f^2F - 5g^2G$	R
4387.93	He I	$2p^1P_1 - 5d^1D_2$	R
4414.91	O II	$3s^2P_{3/2} - 3p^2D_{5/2}$	R
4416.98	O II	$3s^2P_{1/2} - 3p^2D_{3/2}$	R
4437.55	He I	$2p^1P_1 - 5s^1S_0$	R
4447.99	O II	$3p^2F_{7/2} - 3d^2F_{7/2}$	R
4452.73	O II	$3s^2P_{3/2} - 3p^2D_{3/2}$	R
4471.48	He I	$2p^3P_{1,2} - 4d^3D_{1-3}$	R
4471.68	He I	$2p^3P_0 - 4d^3D_1$	R
4481.13	Mg II	$3d^2D_{5/2} - 4f^2F_{7/2}$	R
4491.25	O II	$3d^2P_{3/2} - 4f^2D_{5/2}$	R
4506.9	[S I]	$3p^4{}^3P_2 - 3p^4{}^1S_0$	C
4510.94	[K IV]	$3p^4{}^1D_2 - 3p^4{}^1S_0$	C
4514.86	N III	$3s'{}^4P_{5/2} - 3p'{}^4D_{7/2}$	R,D
4516.77	C III	$4p^3P_2 - 5s^3S_1$	R
4518.15	N III	$3s'{}^4P_{1/2} - 3p'{}^4D_{1/2}$	R,D
4523.58	N III	$3s'{}^4P_{3/2} - 3p'{}^4D_{3/2}$	R,D
4534.58	N III	$3s'{}^4P_{5/2} - 3p'{}^4D_{5/2}$	R,D
4541.59	He II	4-9	R
4544.85	N III	$4p^2P_{3/2} - 5s^2S_{1/2}$	R
4552.00	Si III	$4s^3S_1 - 4p^3P_2$	R

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
4562.60	Mg I]	$3s^2 1S_0 - 3p^3 P_2$	C
4568.50	O IV	$5f^2 F - 6d^2 D$	R
4571.10	Mg I]	$3s^2 1S_0 - 3p^3 P_1$	C
4571.0	[Ca VII]	$3p^2 3P_0 - 3p^2 1D_2$	C
4589.0	[S I]	$3p^4 3P_1 - 3p^4 1S_0$	C
4590.97	O II	$3s^1 2D_{5/2} - 3p^1 2F_{7/2}$	R
4596.17	O II	$3s^1 2D_{3/2} - 3p^1 2F_{5/2}$	R
4603.73	N V	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{3/2}$	R
4606.6	[Fe III]	$a^5 D_4 - a^3 F_3$	C
4618.40	C II	$3d^1 2F_{5/2} - 4f^1 2G_{7/2}$	R
4619.98	N V	$3s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	R
4620.10	C II	$3d^2 2F - 4f^1 2G$	R
4621.39	N II	$3s^3 P_1 - 3p^3 P_0$	R
4621.57	[C I]	$2p^2 3P_1 - 2p^2 1S_0$	C
4624.93	[Ar V]	$3p^2 1D_2 - 3p^2 1S_0$	C
4627.35	[C I]	$2p^2 3P_2 - 2p^2 1S_0$	C
4631.89	O IV	$5g^2 G - 6h^2 H$	R
4634.14	N III	$3p^2 P_{1/2} - 3d^2 D_{3/2}$	R,D
4640.64	N III	$3p^2 P_{3/2} - 3d^2 D_{5/2}$	R,D
4641.85	N III	$3p^2 P_{3/2} - 3d^2 D_{3/2}$	R,D
4647.42	C III	$3s^3 S_1 - 3p^3 P_2$	R,D
4649.14	O II	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 D_{7/2}$	R
4650.25	C III	$3s^3 S_1 - 3p^3 P_1$	R,D
4651.47	C III	$3s^3 S_1 - 3p^3 P_0$	R,D
4658.0	[Fe III]	$a^5 D - a^3 F$	C
4658.30	C IV	$5g^2 G - 6h^2 H$	R
4661.63	O II	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 D_{3/2}$	R
4663.64	C III	$3s^1 3P_1 - 3p^1 3P_0$	R,D
4665.61	C IV	$5f^2 F - 6d^2 D$	R
4665.86	C III	$3s^1 3P_2 - 3p^1 3P_2$	R,D
4669.20	[P II]	$3p^2 3P_1 - 3p^2 1S_0$	C
4673.75	O II	$3s^4 P_{3/2} - 3p^4 D_{1/2}$	R
4676.23	O II	$3s^4 P_{5/2} - 3p^4 D_{5/2}$	R
4678.14	N II	$3d^1 P_1 - 4f^1 D_2$	R
4685.71	He II	3-4	R
4701.3	[Fe III]	$a^5 D_3 - a^3 F_3$	C
4711.15	[Ar IV]	$3p^3 4S_{3/2} - 3p^3 2D_{5/2}$	C
4713.14	He I	$2p^3 P_{1,2} - 4s^3 S_1$	R
4713.38	He I	$2p^3 P_0 - 4s^3 S_1$	R
4714.3	[Ne IV]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{3/2}$	C,Au
4715.7	[Ne IV]	$2p^3 2D_{5/2} - 2p^3 2P_{1/2}$	C,Au
4724.3	[Ne IV]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{3/2}$	C,Au
4725.7	[Ne IV]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{1/2}$	C,Au
4733.0	[Fe III]	$a^5 D_2 - a^3 F_2$	C
4736.6	[P II]	$3p^2 3P_2 - 3p^2 1S_0$	C
4740.18	[Ar IV]	$3p^3 4S_{3/2} - 3p^3 2D_{3/2}$	C
4754.90	[Fe III]	$5D_3 - 3F_4$	C
4789.45	[F II]	$2p^4 3P_2 - 2p^4 1D_2$	C
4859.32	He II	4-8	R
4861.29	H $\beta$	$2p^2 P - 4d^2 D$	R
4868.99	[F II]	$2p^4 3P_1 - 2p^4 1D_2$	C

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
4893.42	[Fe VII]	${}^3F_2 - {}^3P_1$	C
4904.80	N III	$4d^2 D_{5/2} - 5p^2 P_{3/2}$	R
4904.56	[F II]	$2p^4 {}^3P_0 - 2p^4 {}^1D_2$	C
4906.60	O II	$3p^4 S_{3/2} - 3d^4 P_{3/2}$	R
4921.93	He I	$2p^1 P_1 - 4d^1 D_2$	R
4930.27	O V	$6h^{3,1} H - 7i^{3,1} I$	R
4931.78	[O III]	$2p^2 {}^3P_0 - 2p^2 {}^1D_2$	C
4938.6	[Ca VII]	$3p^2 {}^3P_1 - 3p^2 {}^1D_2$	C
4944.6	[Fe VII]	${}^3F_3 - {}^3P_2$	C
4959.52	[O III]	$2p^2 {}^3P_1 - 2p^2 {}^1D_2$	C, Au
4972.47	[Fe VI]	${}^4F_{5/2} - {}^2G_{7/2}$	C
4988.8	[Fe VII]	${}^a {}^3F_2 - {}^a {}^3P_0$	C
5007.57	[O III]	$2p^2 {}^3P_2 - 2p^2 {}^1D_2$	C, Au
5015.67	He I	$2s^1 S_0 - 3p^1 P_1$	R
5032.07	C II	$2p^3 {}^2P_{3/2} - 3p^1 {}^2D_{5/2}$	R, D
5041.0	[Fe IV]	$3d^5 {}^4G - 3d^5 {}^4F$	C
5041.03	Si II	$4p^2 P_{1/2} - 4d^2 D_{3/2}$	R
5047.74	He I	$2p^1 P_1 - 4s^1 S_0$	R
5055.98	Si II	$4p^2 P_{3/2} - 4d^2 D_{5/2}$	R
5114.07	O V	$3s^1 S_0 - 3p^1 P_1$	R
5145.75	[Fe VI]	${}^4F_{7/2} - {}^2G_{7/2}$	C
5151.0	[Fe III]	${}^a {}^5D_4 - {}^a {}^3P_2$	C
5158.9	[Fe VII]	${}^3F_3 - {}^3P_1$	C
5176.04	[Fe VI]	${}^4F_{9/2} - {}^2G_{9/2}$	C
5191.8	[Ar III]	$3p^4 {}^1D_2 - 3p^4 {}^1S_0$	C
5197.90	[N I]	$2p^3 {}^4S_{3/2} - 2p^3 {}^2D_{3/2}$	C
5200.26	[N I]	$2p^3 {}^4S_{3/2} - 2p^3 {}^2D_{5/2}$	C
5269.2	[K VI]	$3p^2 {}^3P_0 - 3p^2 {}^1D_2$	C
5270.3	[Fe III]	${}^a {}^5D_3 - {}^a {}^3P_2$	C
5277.8	[Fe VII]	${}^3F_4 - {}^3P_2$	C
5309.2	[Ca V]	$3p^4 {}^3D_2 - 3p^4 {}^1D_2$	C
5323.3	[C IIIV]	$3p^2 {}^1D_2 - 3p^2 {}^1S_0$	C
5335.18	[Fe VI]	${}^4F_{3/2} - {}^4P_{1/2}$	C
5411.52	He II	4-7	R
5424.22	[Fe VI]	${}^4F_{5/2} - {}^4P_{3/2}$	C
5426.64	[Fe VI]	${}^4F_{7/2} - {}^4P_{5/2}$	C
5484.84	[Fe VI]	${}^4F_{5/2} - {}^4P_{1/2}$	C
5517.72	[Cl III]	$3p^3 {}^4S_{3/2} - 3p^3 {}^2D_{5/2}$	C
5537.89	[Cl III]	$3p^3 {}^4S_{3/2} - 3p^3 {}^2D_{3/2}$	C
5577.34	[O I]	$2p^4 {}^1D_2 - 2p^4 {}^1S_0$	C
5592.37	O III	$3s^1 P_1 - 3p^1 P_1$	C, Ch
5603.2	[K VI]	$3p^2 {}^3P_1 - 3p^2 {}^1D_2$	C
5614.7	[Ca VII]	$3p^2 {}^3P_2 - 3p^2 {}^1D_2$	C
5631.07	[Fe VI]	${}^4F_{7/2} - {}^4P_{3/2}$	C
5666.63	N II	$3s^3 P_1 - 3p^3 D_2$	R
5676.95	[Fe VI]	${}^4F_{9/2} - {}^4P_{5/2}$	C
5679.56	N II	$3s^3 P_2 - 3p^3 D_3$	R
5695.92	C III	$3p^1 P_1 - 3d^1 D_2$	R
5696.4	[Fe I]	$4s^2 {}^5D_4 - 4s^2 {}^5P_3$	C
5721.1	[Fe VII]	${}^3F_2 - {}^1D_2$	C

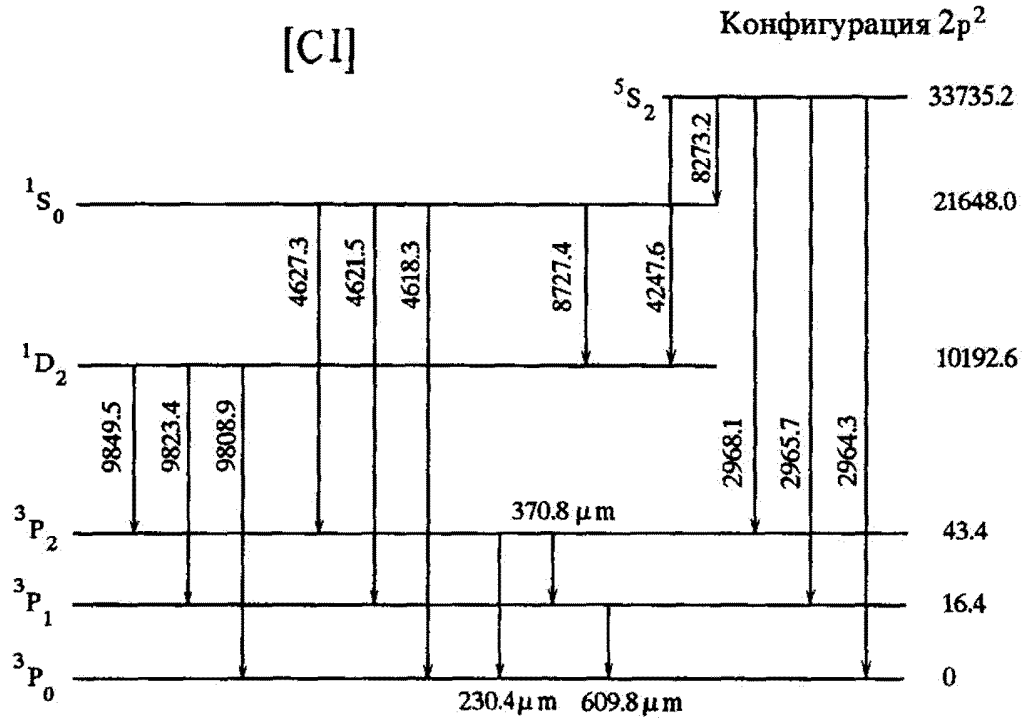
$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
5721.2	[F III]	$2p^3\ ^2D_{5/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
5733.0	[F III]	$2p^3\ ^2D_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{1/2}$	C
5733.0	[F III]	$2p^3\ ^2D_{3/2} - 2p^3\ ^2P_{3/2}$	C
5754.59	[N II]	$2p^2\ ^1D_2 - 2p^2\ ^1S_0$	C
5776.4	[Mn VI]	$3d^2\ ^3F_3 - 3d^2\ ^3P_1$	C
5784.94	He II	5-40	R
5789.72	He II	5-39	R
5794.88	He II	5-38	R
5800.48	He II	5-37	R
5801.33	C IV	$3s^2\ S_{1/2} - 3p^2\ P_{3/2}$	NF,R,Ch
5806.56	He II	5-36	R
5811.98	C IV	$3s^2\ S_{1/2} - 3p^2\ P_{1/2}$	NF,R,Ch
5813.19	He II	5-35	R
5820.43	He II	5-34	R
5828.36	He II	5-33	R
5837.06	He II	5-32	R
5846.65	He II	5-31	R
5857.26	He II	5-30	R
5863.0	[Mn V]	$3d^3\ ^4F_{7/2} - 3d^3\ ^2G_{7/2}$	C
5867.82	Si II	$4s^4\ P_{3/2} - 4p^4\ P_{3/2}$	R
5869.02	He II	5-29	R
5875.62	He I	$2p^3\ P_{1/2} - 3d^3\ D_{1-3}$	R
5875.97	He I	$2p^3\ P_0 - 3d^3\ D_1$	R
5882.12	He II	5-28	R
5889.77	C II	$3d^2\ ^2D_{5/2} - 4p^2\ P_{3/2}$	R
5891.0	[Mn V]	$3d^3\ ^4F_{9/2} - 3d^3\ ^2G_{9/2}$	C
5894.0	[Mn VI]	$3d^2\ ^3F - 3d^2\ ^3P$	C
5896.78	He II	5-27	R
5913.24	He II	5-26	R
5931.83	He II	5-25	R
5952.93	He II	5-24	R
5977.02	He II	5-23	R
6004.72	He II	5-22	R
6036.78	He II	5-21	R
6074.19	He II	5-20	R
6086.9	[Ca V]	$3p^4\ ^3P_1 - 3p^4\ ^1D_2$	C
6086.9	[Fe VII]	$^3F_3 - ^1D_2$	C
6101.8	[K IV]	$3p^4\ ^3P_2 - 3p^4\ ^1D_2$	C
6118.26	He II	5-19	R
6133.42	[Ar V]	$3p^2\ ^3P_0 - 3p^2\ ^1D_2$	C
6152.9	[C III]	$3p^4\ ^1D_2 - 3p^4\ ^1S_0$	C
6166.2	[Mn V]	$3d^3\ ^4F_{7/2} - 3d^3\ ^4P_{3/2}$	C
6170.69	He II	5-18	R
6218.6	[Mn V]	$3d^3\ ^4F_{5/2} - 3d^3\ ^4P_{3/2}$	C
6221.0	[Mn V]	$3d^3\ ^4F_{5/2} - 3d^3\ ^4P_{1/2}$	C
6223.0	[K V]	$3p^3\ ^2D_{3/2} - 3p^3\ ^2P_{3/2}$	C
6228.4	[K VI]	$3p^2\ ^3P_2 - 3p^2\ ^1D_2$	C
6233.82	He II	5-17	R
6300.30	[O I]	$2p^4\ ^3P_2 - 2p^4\ ^1D_2$	C
6310.85	He II	5-16	R
6312.1	[S III]	$3p^2\ ^1D_2 - 3p^2\ ^1S_0$	C,Ch

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
6317.0	[K V]	$3p^3 \ ^2D_{5/2} - 3p^3 \ ^2P_{3/2}$	C
6347.10	Si II	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{3/2}$	R,D
6349.0	[K V]	$3p^3 \ ^2D_{3/2} - 3p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
6363.77	[O I]	$2p^4 \ ^3P_1 - 2p^4 \ ^1D_2$	C
6371.36	Si II	$4s \ ^2S_{1/2} - 4p \ ^2P_{1/2}$	R,D
6391.74	[O I]	$2p^4 \ ^3P_0 - 2p^4 \ ^1D_2$	C
6393.62	[Mn V]	$3d^3 \ ^4F_{9/2} - 3d^3 \ ^4P_{5/2}$	C
6406.38	He II	5-15	R
6428.2	[Ca V]	$3p^4 \ ^3P_0 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
6434.72	[Ar V]	$3p^2 \ ^3P_1 - 3p^2 \ ^1D_2$	C
6447.0	[K V]	$3p^3 \ ^2D_{5/2} - 3p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
6518.3	[Mn VI]	$3d^2 \ ^3F - 3d^2 \ ^1D$	C
6527.10	He II	5-14	R
6527.23	[N II]	$2p^2 \ ^3P_0 - 2p^2 \ ^1D_2$	C
6548.05	[N II]	$2p^2 \ ^3P_1 - 2p^2 \ ^1D_2$	C
6560.10	He II	4-6	R
6562.85	H $\alpha$	$2p \ ^2P - 3d \ ^2D$	R
6583.45	[N II]	$2p^2 \ ^3P_2 - 2p^2 \ ^1D_2$	C
6598.76	[Fe VII]	$3d^2 \ (^3F_4 - ^1D_2)$	C
6678.15	He I	$2p \ ^1P_1 - 3d \ ^1D_2$	R
6683.90	He II	5-13	R
6716.4	[S II]	$3p^3 \ ^4S_{3/2} - 3p^3 \ ^2D_{5/2}$	C
6730.8	[S II]	$3p^3 \ ^4S_{3/2} - 3p^3 \ ^2D_{3/2}$	C
6795.8	[K IV]	$3p^4 \ ^3P_1 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
6890.90	He II	5-12	R
7005.58	[Ar V]	$3p^2 \ ^3P_2 - 3p^2 \ ^1D_2$	C
7065.19	He I	$2p^3 \ P_{1,2} - 3s^3 \ S_1$	R
7065.71	He I	$2p^3 \ P_0 - 3s^3 \ S_1$	R
7110.4	[K IV]	$3p^4 \ ^3P_0 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
7136.15	[Ar III]	$3p^4 \ ^3P_2 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
7170.70	[Ar IV]	$3p^3 \ ^2D_{3/2} - 3p^3 \ ^2P_{3/2}$	C
7177.52	He II	5-11	R
7231.32	C II	$3p \ ^2P_{1/2} - 3d \ ^2D_{3/2}$	R
7236.42	C II	$3p \ ^2P_{3/2} - 3d \ ^2D_{5/2}$	R
7238.14	[Ar IV]	$3p^3 \ ^2D_{5/2} - 3p^3 \ ^2P_{3/2}$	C
7261.43	[Cl IV]	$3p^2 \ ^3P_0 - 3p^2 \ ^1D_2$	C
7262.96	[Ar IV]	$3p^3 \ ^2D_{3/2} - 3p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
7281.35	He I	$2p \ ^3P_1 - 3s \ ^1S_0$	R
7318.63	[O II]	$2p^3 \ ^2D_{5/2} - 2p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
7319.43	[O II]	$2p^3 \ ^2D_{5/2} - 2p^3 \ ^2P_{3/2}$	C
7329.90	[O II]	$2p^3 \ ^2D_{3/2} - 2p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
7330.70	[O II]	$2p^3 \ ^2D_{3/2} - 2p^3 \ ^2P_{3/2}$	C
7332.15	[Ar IV]	$3p^3 \ ^2D_{5/2} - 3p^3 \ ^2P_{1/2}$	C
7530.83	[Cl IV]	$3p^2 \ ^3P_1 - 3p^2 \ ^1D_2$	C
7592.75	He II	5-10	R
7724.7	[S I]	$3p^4 \ ^1D_2 - 3p^4 \ ^1S_0$	C
7751.43	[Ar III]	$3p^4 \ ^3P_1 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
7876.00	[P II]	$3p^2 \ ^1D_2 - 3p^2 \ ^1S_0$	C
8036.76	[Ar III]	$3p^4 \ ^3P_0 - 3p^4 \ ^1D_2$	C
8046.27	[Cl IV]	$3p^2 \ ^3P_2 - 3p^2 \ ^1D_2$	C
8196.48	C III	$5g \ ^1,3G - 6h \ ^1,3H$	R

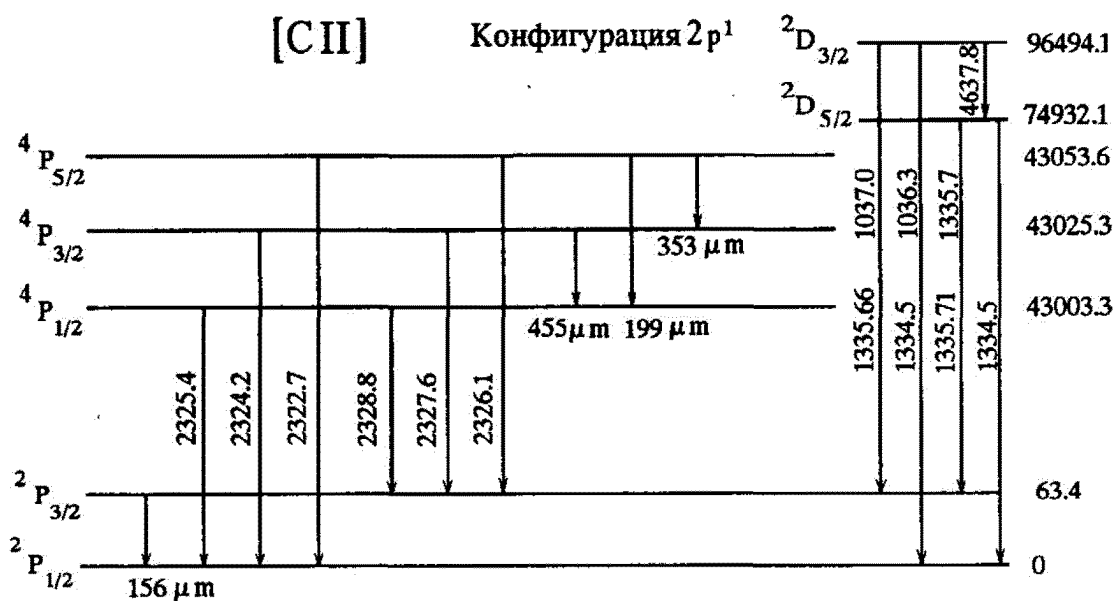
$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
8236.78	He II	5-9	R
8347.6	[Fe I]	$4s^2 5D_4 - 4s^3 F_4$	C
8433.94	[Cl III]	$3p^3 2D_{3/2} - 3p^3 2P_{3/2}$	C
8481.16	[Cl III]	$3p^3 2D_{5/2} - 3p^3 2P_{3/2}$	C
8500.20	[Cl III]	$3p^3 2D_{3/2} - 3p^3 2P_{1/2}$	C
8502.48	H I(P <sub>16</sub> )	$3d^2 D - 16f^2 F$	R
8545.38	H I(P <sub>22</sub> )	$3d^2 D - 15f^2 F$	R
8548.17	[Cl III]	$3p^3 2D_{5/2} - 3p^3 2P_{1/2}$	C
8579.5	[C III]	$3p^4 3P_2 - 3p^4 1D_2$	C
8598.39	H I(P <sub>14</sub> )	$3d^2 D - 14f^2 F$	R
8663.65	C III	$5f^3 F_3 - 6g^3 G_4$	R
8665.02	H I(P <sub>13</sub> )	$3d^2 D - 13f^2 F$	R
8727.13	[C I]	$2p^2 1D_2 - 2p^2 1S_0$	C
8750.47	H I(P <sub>12</sub> )	$3d^2 D - 12f^2 F$	R
8831.5	[S III]	$3p^2 3P_0 - 3p^2 1D_2$	C
8862.78	H I(P <sub>11</sub> )	$3d^2 D - 11f^2 F$	R
9014.91	H I(P <sub>10</sub> )	$3d^2 D - 10f^2 F$	R
9069.4	[S III]	$3p^2 3P_1 - 3p^2 1D_2$	C, Ch
9125.8	[C III]	$3p^4 3P_1 - 3p^4 1D_2$	C
9229.02	H I(P <sub>9</sub> )	$3d^2 D - 9f^2 F$	R
9344.94	He II	5-8	R
9381.8	[C III]	$3p^4 3P_0 - 3p^4 1D_2$	C
9412.0	N III	$4s^2 S_{1/2} - 4p^2 P_{3/2}$	R
9532.1	[S III]	$3p^2 3P_2 - 3p^2 1D_2$	C
9545.97	H I(P <sub>8</sub> )	$3d^2 D - 8f^2 F$	R
9715.11	C III	$3p^3 P - 3d^3 D$	R
9808.32	[C I]	$2p^2 3P_0 - 2p^2 1D_2$	C
9824.13	[C I]	$2p^2 3P_1 - 2p^2 1D_2$	C
9850.26	[C I]	$2p^2 3P_2 - 2p^2 1D_2$	C
10049.37	HI-P <sub>6</sub>	$3d^2 D - 7f^2 F$	R
10123.61	He II	4-5	R
10287.1	[S II]	$3p^3 2D_{3/2} - 3p^3 2P_{3/2}$	C
10320.6	[S II]	$3p^3 2D_{5/2} - 3p^3 2P_{3/2}$	C
10338.8	[S II]	$3p^3 2D_{3/2} - 3p^3 2P_{1/2}$	C
10371.27	Si I	$4s^3 P_1 - 4p^3 S_1$	R
10372.6	[S II]	$3p^3 2D_{5/2} - 3p^3 2P_{1/2}$	C
10397.74	[N I]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{3/2}$	C
10398.16	[N I]	$2p^3 2D_{5/2} - 2p^3 2P_{1/2}$	C
10407.17	[N I]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{3/2}$	C
10407.59	[N I]	$2p^3 2D_{3/2} - 2p^3 2P_{1/2}$	C
10603.43	Si I	$4s^3 P_1 - 4p^3 P_2$	R
10627.65	Si I	$4p^1 P_1 - 4d^3 P_2$	R
10689.72	Si I	$4p^3 D_1 - 4d^3 F_2$	R
10691.25	C I	$3s^3 P_2 - 3p^3 D_3$	R
10819.8	[S I]	$3p^4 3P_2 - 3p^4 1D_2$	C
10829.09	He I	$2s^3 S_1 - 2p^3 P_0$	R
10830.25	He I	$2s^3 S_1 - 2p^3 P_1$	R
10830.34	He I	$2s^3 S_1 - 2p^3 P_2$	R
10938.10	HI-P <sub>7</sub>	$3d^2 D - 6f^2 F$	R
10994.0	[Si I]	$3p^2 1D_2 - 3p^2 1S_0$	C
11305.8	[S I]	$3p^4 3P_1 - 3p^4 1D_2$	C
11540.1	[S I]	$3p^4 3P_0 - 3p^4 1D_2$	C

$\lambda$ (Å)	Ион	Переход	Механизм возбуждения
11626.42	He II	5-7	R
12818.08	HI-P $\rho$	$3d^2D - 5f^2F$	R
18636.78	He II	5-6	R
18751.02	HI-P $\alpha$	$3d^2D - 4f^2F$	R
20581.30	He I	$2s^1S_0 - 2p^1P_1$	R
4.49 $\mu$ m	[Mg IV]	$2p^5^2P_{3/2} - 2p^5^2P_{1/2}$	C
5.34	[Fe II]	$^6D_{9/2} - ^4F_{9/2}$	C
5.61	[Mg V]	$2p^4^3P_2 - 2p^4^3P_1$	C
6.62	[Ni II]	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	C
6.98	[Ar II]	$3p^5^2P_{1/2} - 3p^5^2P_{3/2}$	C
7.90	[Ar V]	$3p^2^3P_2 - 3p^2^3P_1$	C
8.99	[Ar III]	$3p^4^3P_1 - 3p^4^3P_2$	C
10.52	[S IV]	$3p^2P_{3/2} - 3p^2P_{1/2}$	C
11.76	[Cl IV]	$3p^2^3P_1 - 3p^2^3P_2$	C
12.8	[Ne II]	$2p^5^2P_{1/2} - 2p^5^2P_{3/2}$	C
13.10	[Ar V]	$3p^2^3P_1 - 3p^2^3P_0$	C
13.5	[Mg V]	$2p^4^3P_1 - 2p^4^3P_0$	C
14.3	[Ne V]	$2p^2^3P_2 - 2p^2^3P_1$	C
15.6	[Ne III]	$2p^4^3P_1 - 2p^4^3P_2$	C
18.7	[S III]	$3p^2^3P_2 - 3p^2^3P_1$	C
20.30	[Cl IV]	$3p^2^3P_0 - 3p^2^3P_1$	C
21.83	[Ar III]	$3p^4^3P_0 - 3p^4^3P_1$	C
22.9	[Fe III]	$^5D_3 - ^5D_4$	C
24.3	[Ne V]	$2p^2^3P_1 - 2p^2^3P_0$	C
25.91	[O IV]	$2p^2P_{3/2} - 2p^2P_{1/2}$	C
25.98	[Fe II]	$4s(^6D_{7/2} - ^6D_{9/2})$	C
32.59	[O III]	$2p^2^3P_0 - 2p^2^3P_2$	C
33.0	[Fe III]	$^5D_3 - ^5D_2$	C
33.5	[S III]	$3p^2^3P_1 - 3p^2^3P_0$	C
34.81	[Si II]	$3p^2P_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$	C
35.3	[Fe II]	$3d^64s(^6D_{5/2} - ^6D_{7/2})$	C
36.1	[Ne III]	$2p^4^3P_0 - 2p^4^3P_1$	C
36.33	[Fe V]	$^5D_1 - ^5D_2$	C
51.69	[O III]	$2p^2^3P_2 - 2p^2^3P_1$	C
57.3	[N III]	$2p^3P_{3/2} - 2p^3P_{1/2}$	C
63.17	[O I]	$2p^4^3P_1 - 2p^4^3P_2$	C
70.35	[Fe V]	$^5D_0 - ^5D_1$	C
88.16	[O III]	$2p^2^3P_1 - 2p^2^3P_0$	C
121.8	[N II]	$2p^2^3P_1 - 2p^2^3P_2$	C
145.48	[O I]	$2p^4^3P_0 - 2p^4^3P_1$	C
157.6	[C II]	$2p^2P_{3/2} - 2p^2P_{1/2}$	C
205.3	[N II]	$2p^2^3P_0 - 2p^2^3P_1$	C
370.3	[C I]	$2p^2^3P_1 - 2p^2^3P_2$	C
609.6	[C I]	$2p^2^3P_0 - 2p^2^3P_1$	C



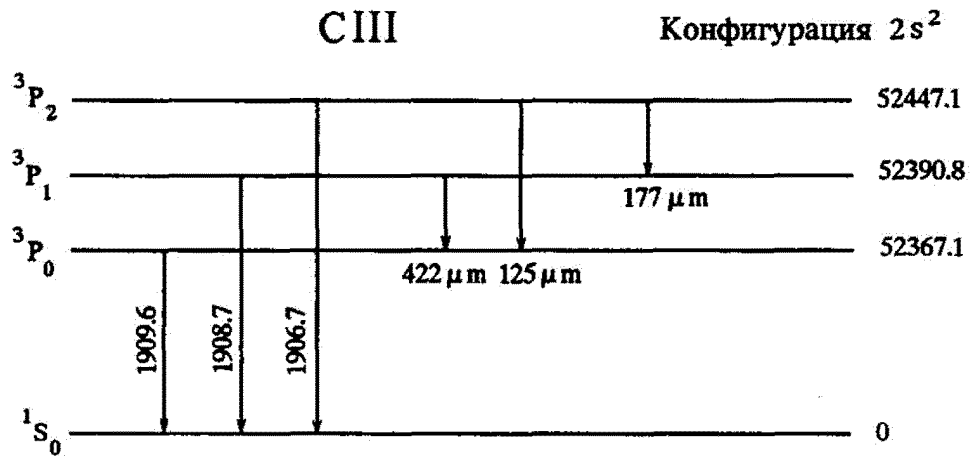


Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	A (s <sup>-1</sup> )		$\kappa/\eta$	
		M 83 *	KS 86	M 83 *	
2-1 $^3P_1 - ^3P_0$	610 $\mu\text{m}$	7.9(-8)	7.95(-8)	1.0:	/ 0
3-1 $^3P_2 - ^3P_0$	230 $\mu\text{m}$	1.7(-14)		0.5:	/ 0
4-1 $^1D_2 - ^3P_0$	9808.9	7.8(-8)		0.12	/ 0.94
5-1 $^1S_0 - ^3P_0$	4618.3			0.026	/ 0.84
6-1 $^5S_2 - ^3P_0$	2964.3			0.075	/ 0.5
3-2 $^3P_2 - ^3P_1$	371 $\mu\text{m}$	2.7(-7)	2.65(-7)	1.5:	/ 0
4-2 $^1D_2 - ^3P_1$	9823.4	8.2(-5)	7.79(-5)*	0.36	/ 0.94
5-2 $^1S_0 - ^3P_1$	4621.5	2.7(-3)	2.6(-3)	0.078	/ 0.84
6-2 $^5S_2 - ^3P_1$	2965.7	6.94		0.224	/ 0.5
4-3 $^1D_2 - ^3P_2$	9849.5	2.4(-4)	2.3(-4)	0.61	/ 0.94
5-3 $^1S_0 - ^3P_2$	4627.3	2.0(-5)		0.13	/ 0.84
6-3 $^5S_2 - ^3P_2$	2968.1	15.6		0.373	/ 0.5
5-4 $^1S_0 - ^1D_2$	8727.4	5.28(-1)		0.28	/ 0.50



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (\text{с}^{-1})$	$\kappa/\eta$				
			M 83 *	M 83	HN 84	LDHK 85	BP 92*
2-1 $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	156 $\mu\text{m}$	2.3(-6)		2.040 / 0.108		2.110 / 0.135	2.152 / 0.082
3-1 $^4P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	2325.4	55.3	0.247 / -0.019	0.276 / 0.031	0.280 / -0.019	0.243 / 0.029	
4-1 $^4P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	2324.2	1.71	0.369 / -0.016	0.409 / 0.042	0.413 / -0.013	0.362 / 0.035	
5-1 $^4P_{5/2} - ^2P_{1/2}$	2322.7		0.239 / 0.005	0.260 / 0.086	0.253 / 0.020	0.235 / 0.063	
3-2 $^4P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	2328.8	65.5	0.180 / 0.001	0.197 / 0.078	0.193 / 0.018	0.177 / 0.057	
4-2 $^4P_{3/2} - ^2P_{3/2}$	2327.6	5.24	0.486 / -0.008	0.536 / 0.055	0.533 / 0.000	0.477 / 0.046	
5-2 $^4P_{5/2} - ^2P_{3/2}$	2326.1	43.2	1.040 / -0.015	1.160 / 0.	1.170 / -0.015	1.024 / 0.036	
4-3 $^4P_{3/2} - ^4P_{1/2}$	455 $\mu\text{m}$	2.4(-7)	0.874 / 0.214	0.911 / 0.259	0.794 / 0.149	0.824 / 0.365	
5-3 $^4P_{5/2} - ^4P_{1/2}$	199 $\mu\text{m}$	3.5(-14)	0.847 / 0.129	0.920 / 0.135	0.637 / 0.149	0.853 / 0.186	
5-4 $^4P_{5/2} - ^4P_{3/2}$	353 $\mu\text{m}$	3.7(-7)	2.030 / 0.169	2.160 / 0.193	1.800 / 0.139	1.982 / 0.269	

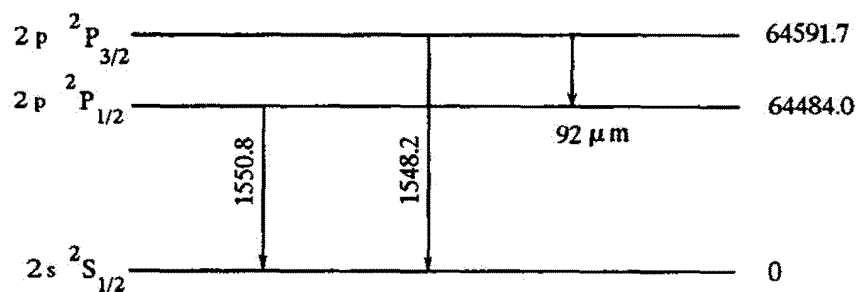
Переход 2-1:  $A=2.29(-6)^*$  KS 86; 2.049(-6) F 83; 2.026(-6) VDP 87



Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	$A (s^{-1})$			$\kappa/\eta$
		M 83 *	KS 86	M 83	
2-1 $^3P_0-^1S_0$	1909.6			0.112	
3-1 $^3P_1-^1S_0$	1908.7	95.9		0.337 /	-0.022
4-1 $^3P_2-^1S_0$	1906.7	5.2(-3)		0.561	
3-2 $^3P_1-^3P_0$	422 $\mu\text{m}$	2.4(-7)		0.91 / 0.18	
4-2 $^3P_2-^3P_0$	125 $\mu\text{m}$			0.68 / 0.36	
4-3 $^3P_2-^3P_1$	177 $\mu\text{m}$	2.4(-6)	2.1(-6)	2.66 / 0.28	

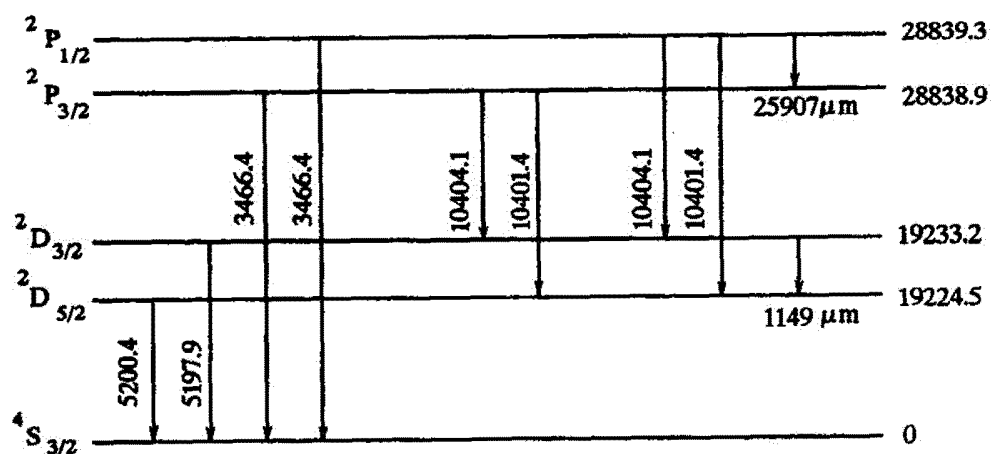
CIV

Конфигурация  $2s^1$

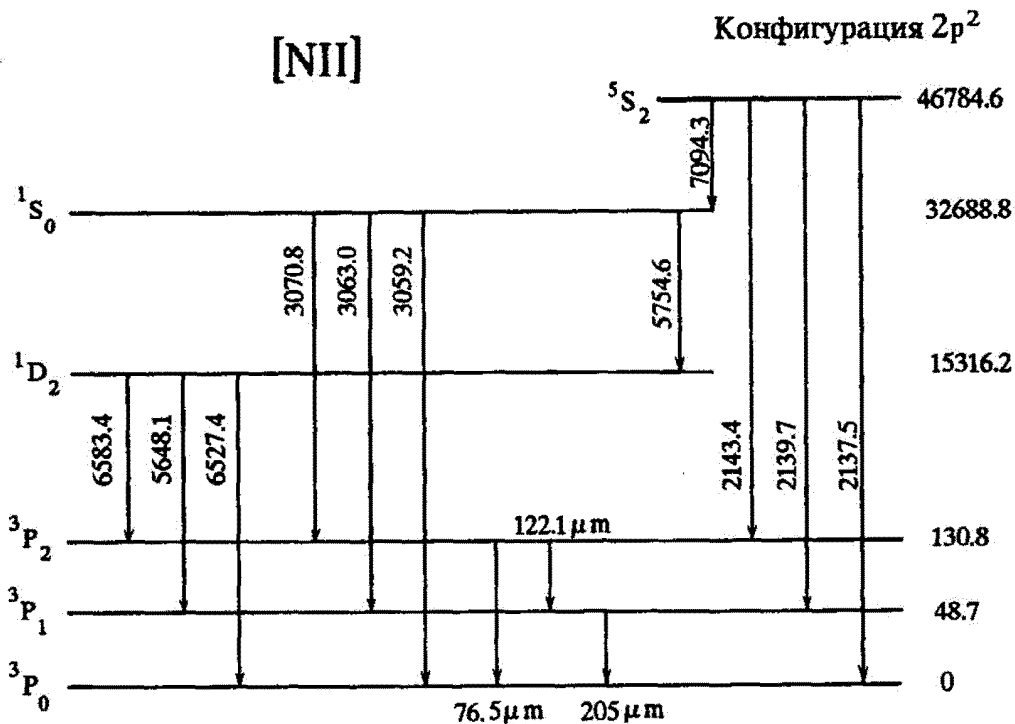


Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$	$\kappa/\eta$
		M 83	
2-1 $2p \ ^2P_{1/2} - 2s \ ^2S_{1/2}$	1550.8	2.63(8)	} 8.88 / 0.011
3-1 $2p \ ^2P_{3/2} - 2s \ ^2S_{1/2}$	1548.2	2.65(8)	
3-2 $2p \ ^2P_{3/2} - 2p \ ^2P_{1/2}$	92μm		

[Ni]

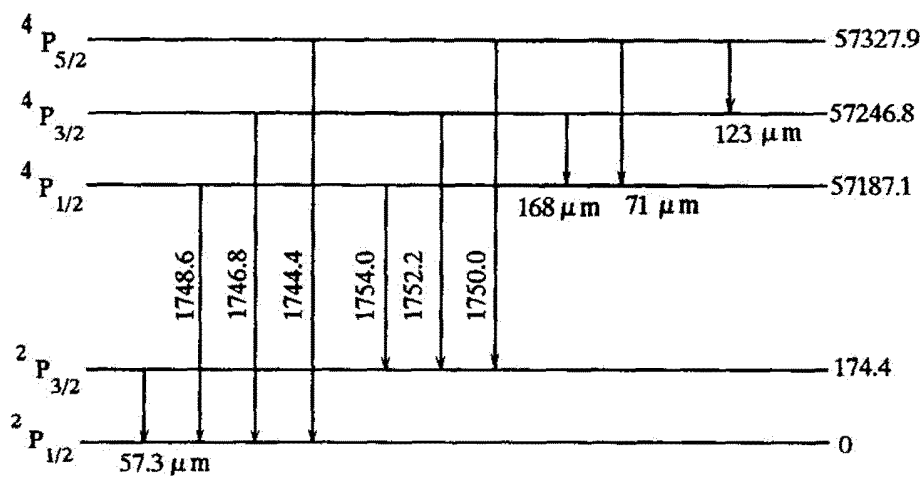
Конфигурация  $2p^3$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A \text{ (s}^{-1}\text{)}$			$\kappa/\eta$	
		M 83	BZ 84	KS 86 *	M 83 *	
2-1 ${}^2D_{5/2} - {}^4S_{3/2}$	5200.4	7.3(-6)	6.93(-6)	6.92(-6)	0.29 / 0.71	
3-1 ${}^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	5197.9	2.0(-5)	2.1(-5)	1.62(-5)	0.27 / 1.03	
4-1 ${}^2P_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	3466.4	6.58(-3)	6.69(-3)	6.18(-3)	0.194 / 0.7	
5-1 ${}^2P_{1/2} - {}^4S_{3/2}$	3466.4	2.71(-3)	2.68(-3)	2.46(-3)	0.113 / 0.74	
3-2 ${}^2D_{3/2} - {}^2D_{5/2}$	1148 $\mu\text{m}$	1.3(-8)	1.24(-8)	1.07(-8)	0.11 / 1.05	
4-2 ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$	10401.4	6.14(-2)	5.59(-2)	5.48(-2)	0.269 / 0.79	
5-2 ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{5/2}$	10401.4	3.45(-2)	3.14(-2)		0.25 / 0.93	
4-3 ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$	10404.1	2.76(-2)	2.52(-2)	2.47(-2)	0.266 / 0.72	
5-3 ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$	10404.1	5.29(-2)	4.8(-2)	4.71(-2)	0.11 / 0.8	
5-4 ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	25907 $\mu\text{m}$	small		5.17(-13)	0.27 / 0.72	
					0.147 / 0.78	
					0.097 / 0.69	
					0.097 / 0.69	
					0.15 / 0.78	
					0.071 / 1.11	
					0.071 / 1.11	



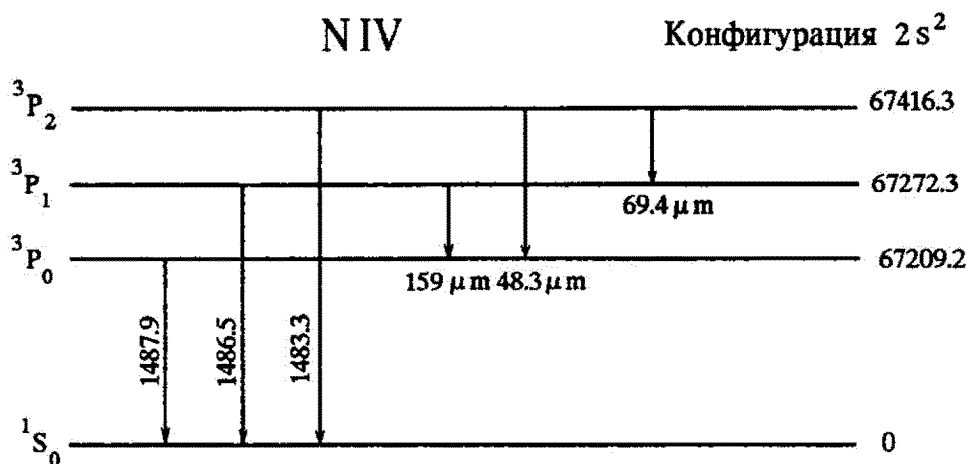
Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$\Lambda$ (с <sup>-1</sup> )		$\kappa/\eta$	
		M 83	KS 86 *	M 83	LB 94 *
2-1 $^3P_1$ - $^3P_0$	205 μm	2.1(-6)	2.07(-6)	0.401 / 0.	0.408 / 0.123
3-1 $^3P_2$ - $^3P_0$	76.5 μm	1.2(-12)*		0.28 / 0.	0.272 / 0.215
4-1 $^1D_2$ - $^3P_0$	6527.4	5.4(-7)*		0.30 / 0.025	0.293 / 0.05
5-1 $^1S_0$ - $^3P_0$	3059.2			0.040 / 0.025	0.033 / 0.061
6-1 $^5S_2$ - $^3P_0$	2137.5			1.28 / 0.	0.132 / 0.031
3-2 $^3P_2$ - $^3P_1$	122 μm	7.5(-6)	7.47(-6)	1.13 / 0.	1.120 / 0.175
4-2 $^1D_2$ - $^3P_1$	6548.1	1.0(-3)	1.04(-3)	0.90 / 0.025	0.880 / 0.05
5-2 $^1S_0$ - $^3P_1$	3063.0	0.034	3.4(-2)	0.119 / 0.025	0.098 / 0.061
6-2 $^5S_2$ - $^3P_1$	2139.7	48.0 *		1.28 / 0.	0.397 / 0.031
4-3 $^1D_2$ - $^3P_2$	6583.4	3.0(-3)	3.02(-3)	1.49 / 0.025	1.467 / 0.05
5-3 $^1S_0$ - $^3P_2$	3070.8	1.5(-4)*		0.197 / 0.025	0.163 / 0.061
6-3 $^5S_2$ - $^3P_2$	2143.4	107.0*		1.28 / 0.	0.661 / 0.031
5-4 $^1S_0$ - $^1D_2$	5754.6	1.12	1.08	0.413 / 0.034	0.834 / -0.175

## [N III]

Конфигурация  $2p^1$ 

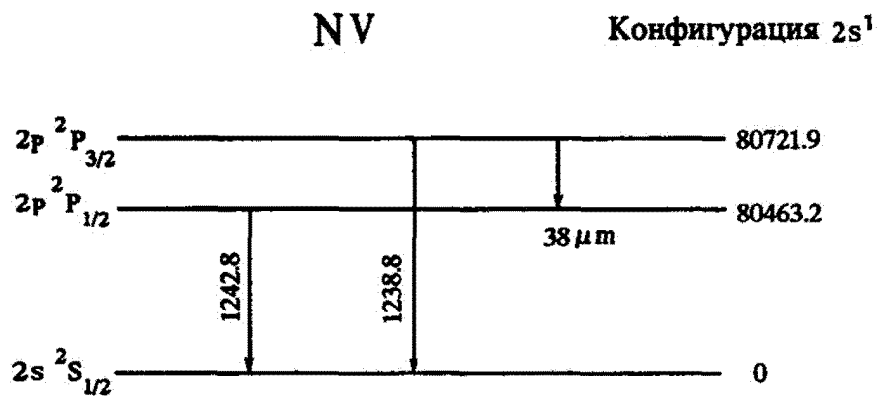
Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	$A (s^{-1})$		
		M 83	M 83 *	BP 92 *
2-1 $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	57.3 $\mu\text{m}$	4.8(-5)	0.701 / 0	1.445 / 0.184
3-1 $^4P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	1749.6	339.0*	0.0952 / 0	0.198 / 0.063
4-1 $^4P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	1746.8	8.95*	0.139 / 0	0.298 / 0.084
5-1 $^4P_{5/2} - ^2P_{1/2}$	1744.4		0.080 / 0	0.201 / 0.183
3-2 $^4P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	1754.0	364.0*	0.0616 / 0	0.151 / 0.164
4-2 $^4P_{3/2} - ^2P_{3/2}$	1752.2	59.0*	0.175 / 0	0.399 / 0.125
5-2 $^4P_{5/2} - ^2P_{3/2}$	1750.0	251.0*	0.390 / 0	0.844 / 0.089
4-3 $^4P_{3/2} - ^4P_{1/2}$	168 $\mu\text{m}$		0.695 / 0	1.102 / 0.072
5-3 $^4P_{5/2} - ^4P_{1/2}$	71 $\mu\text{m}$		0.397 / 0	0.668 / 0.091
5-4 $^4P_{5/2} - ^4P_{3/2}$	123 $\mu\text{m}$		1.26 / 0	2.044 / 0.080

Переход 2-1:  $A=4.77(-5)$  KS 86;  $4.44(-5)$  F 83;  $4.54(-5)^*$  VDP 87



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$		$\kappa/\eta$
		M 83	KS 86	M 83 *
2-1 $^3P_0-^1S_0$	1487.9			0.095
3-1 $^3P_1-^1S_0$	1486.5	577*		0.284   }-0.091
4-1 $^3P_2-^1S_0$	1483.3	1.15(-2)*		0.473
3-2 $^3P_1-^3P_0$	159 $\mu\text{m}$	4.5(-6)	6.0(-6)*	
4-2 $^3P_2-^3P_0$	48.3 $\mu\text{m}$			
4-3 $^3P_2-^3P_1$	69.4 $\mu\text{m}$	4.0(-5)	3.63(-5)*	

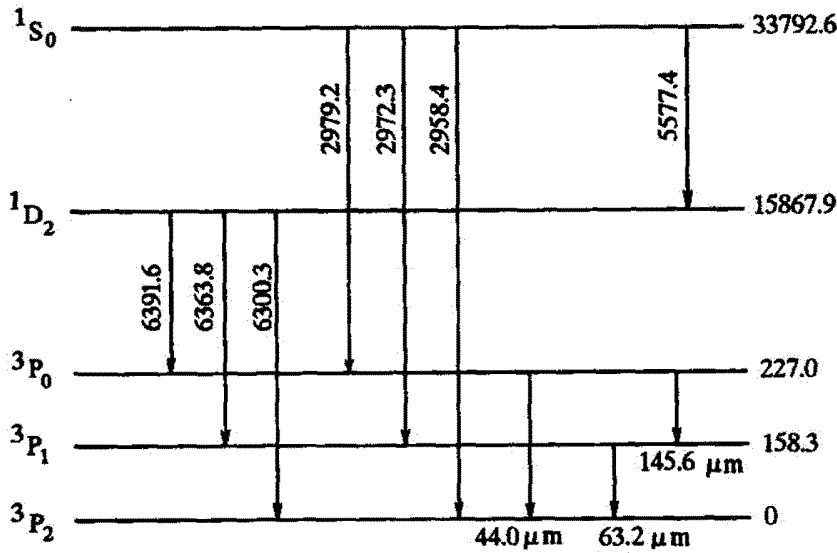




Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A\ (\text{с}^{-1})$	
		М 83 *	$\kappa/\eta$ М 83 *
2-1 $2p\ ^2P_{1/2} - 2s\ ^2S_{1/2}$	1242.8	3.36(8)	2.22 / 0.012
3-1 $2p\ ^2P_{3/2} - 2s\ ^2S_{1/2}$	1238.8	3.38(8)	4.44 / 0.012
3-2 $2p\ ^2P_{3/2} - 2p\ ^2P_{1/2}$	$38\ \mu\text{m}$		

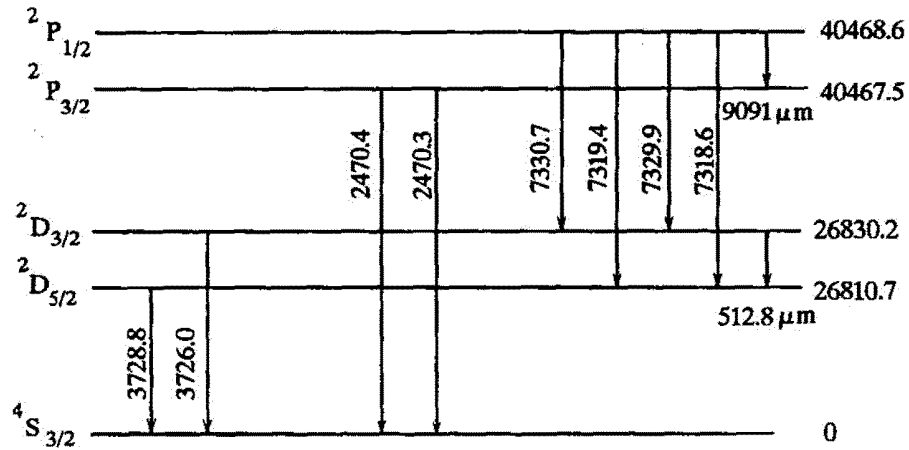
[OI]

Конфигурация  $2p^4$

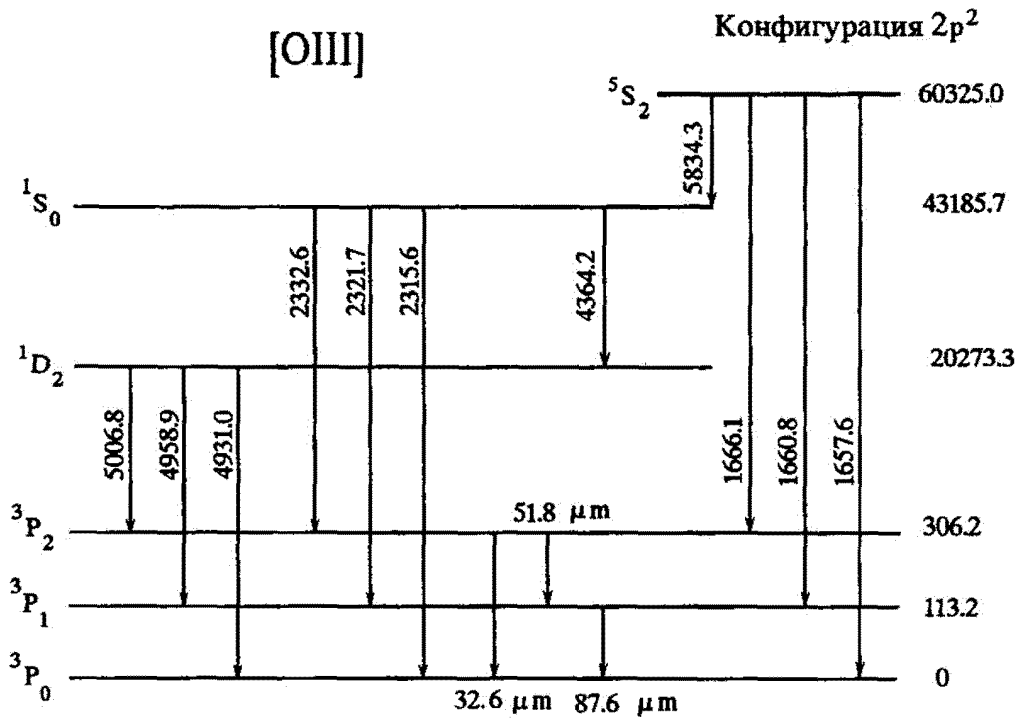


Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	A ( $\text{с}^{-1}$ )			$\kappa/\eta$	
		M83	KS 86	BZ 88 *	M83	B 88 *
2-1 $^3P_1-^3P_2$	63.2 $\mu\text{m}$	8.9(-5)	8.91(-5)	8.96(-5)	0.099 / 1.16	0.106 / 1.16
3-1 $^3P_0-^3P_2$	44.1 $\mu\text{m}$	1.0(-10)*		1.20(-10)	0.028 / 1.20	0.0321 / 1.20
4-1 $^1D_2-^3P_2$	6300.3	6.3(-3)	5.11(-3)	5.63(-3)	0.139 / 1.23*	
5-1 $^1S_0-^3P_2$	2958.4	2.9(-4)		2.73(-4)	0.017 / 1.24*	
3-2 $^3P_0-^3P_1$	145 $\mu\text{m}$	1.7(-5)	1.75(-5)	1.73(-5)	0.028 / 1.19	0.0283 / 1.65
4-2 $^1D_2-^3P_1$	6363.8	2.1(-3)	1.65(-3)	1.82(-3)	0.083 / 1.23*	
5-2 $^1S_0-^3P_1$	2972.3	0.073	6.68(-2)	7.60(-2)	0.010 / 1.24*	
4-3 $^1D_2-^3P_0$	6391.6	7.2(-7)		8.92(-7)	0.028 / 1.23*	
5-3 $^1S_0-^3P_0$	2979.2	0.0*			0.0034 / 1.24*	
5-4 $^1S_0-^1D_2$	5577.4	1.22	1.34	1.215@	0.104 / 0.52*	

[OII]

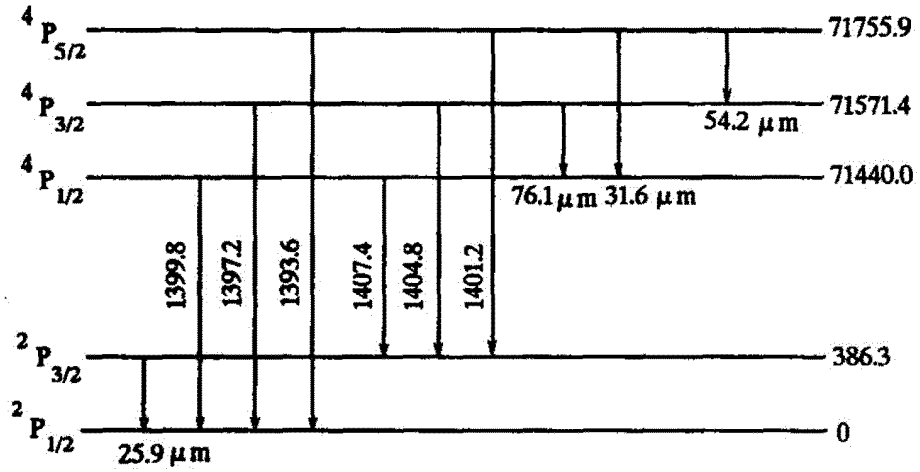
Конфигурация  $2p^3$ 

Переходы термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (\text{с}^{-1})$			$\kappa/\eta$	
		M83	KS 86	Z 87 *	M83 *	MB 93
2-1 ${}^2D_{5/2}-{}^4S_{3/2}$	3728.8	3.8(-5)	5.01(-5)	3.91(-5)	0.804 / 0.020	} 1.375 } / 0.027
3-1 ${}^2D_{3/2}-{}^4S_{3/2}$	3726.0	1.65(-4)	1.69(-4)	1.57(-4)	0.536 / 0.019	
4-1 ${}^2P_{3/2}-{}^4S_{3/2}$	2470.4	0.0564	5.95(-2)	5.56(-2)	0.271 / 0.039	0.276 / 0.051
5-1 ${}^2P_{1/2}-{}^4S_{3/2}$	2470.3	0.0232	2.38(-2)	2.23(-2)	0.136 / 0.036	0.138 / 0.051
3-2 ${}^2D_{3/2}-{}^2D_{5/2}$	513 $\mu\text{m}$	1.2(-7)	1.25(-7)	1.30(-7)	1.17 / -0.068	
4-2 ${}^2P_{3/2}-{}^2D_{5/2}$	7319.4	0.117	1.15(-1)	1.07(-1)	0.733 / 0.035	0.881 / 0.11
5-2 ${}^2P_{1/2}-{}^2D_{5/2}$	7318.6	0.062		5.63(-2)	0.296 / 0.035	0.356 / 0.11
4-3 ${}^2P_{3/2}-{}^2D_{3/2}$	7330.7	0.061	6.14(-2)	5.70(-2)	0.410 / 0.035	0.492 / 0.11
5-3 ${}^2P_{1/2}-{}^2D_{3/2}$	7329.9	0.102	1.01(-1)	9.34(-2)	0.276 / 0.036	0.332 / 0.11
5-4 ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$	9090 $\mu\text{m}$	2.1(-11)	4.39(-12)	1.41(-10)	0.288 / 0.048	



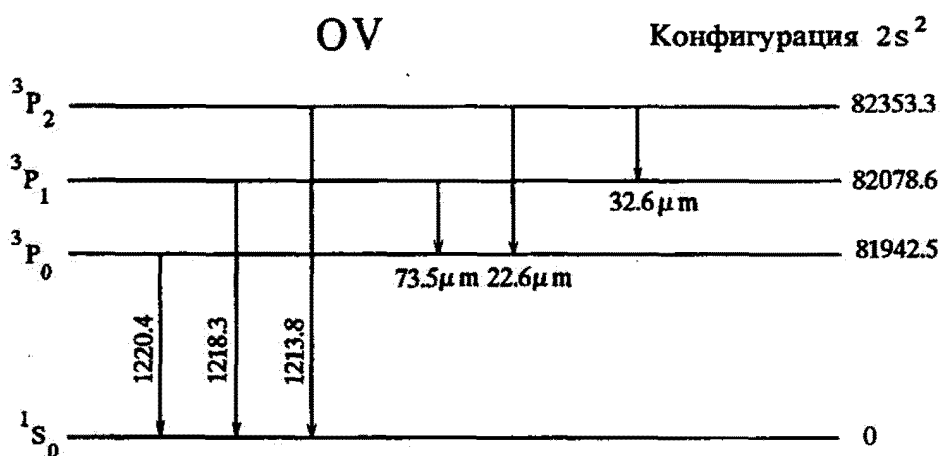
Переходы и термы	λ(Å)	A (c <sup>-1</sup> )		κ/η		
		M83	KS 86 *	M83	A83	LB 94*
2-1 $^3P_1-^3P_0$	88.3 μm	2.62(-5)	2.61(-5)	0.539 / 0.054	0.542 / 0.044	0.545 / 0.044
3-1 $^3P_2-^3P_0$	32.6 μm	3.0(-11)*		0.272 / 0.082	0.272 / 0.095	0.271 / 0.093
4-1 $^1D_2-^3P_0$	4931.0	2.7(-6)*		0.24 / 0.12	0.243 / 0.139	0.254 / 0.132
5-1 $^1S_0-^3P_0$	2315.6			0.031 / 0.17	0.031 / 0.179	0.033 / 0.165
6-1 $^5S_2-^3P_0$	1657.6			1.129 / 0.12	0.1398 / 0.074	0.134 / 0.057
3-2 $^3P_2-^3P_1$	51.8 μm	9.8(-5)	9.69(-5)	1.28 / 0.068	1.288 / 0.068	1.291 / 0.067
4-2 $^1D_2-^3P_1$	4958.9	6.7(-3)	6.37(-3)	0.73 / 0.12	0.728 / 0.139	0.763 / 0.132
5-2 $^1S_0-^3P_1$	2321.1	0.223	3.27(-1)	0.093 / 0.17	0.093 / 0.179	0.098 / 0.165
6-2 $^5S_2-^3P_1$	1660.8	212.0 *		0.387 / 0.12	0.419 / 0.074	0.402 / 0.057
4-3 $^1D_2-^3P_2$	5006.8	0.0196	4.67(-2)	1.22 / 0.12	1.213 / 0.139	1.272 / 0.132
5-3 $^1S_0-^3P_2$	2331.6	7.9(-4)*		0.154 / 0.17	0.155 / 0.179	0.163 / 0.165
6-3 $^5S_2-^3P_2$	1666.1	522.0*		0.644 / 0.12	0.699 / 0.074	0.671 / 0.057

[O IV]

Конфигурация  $2p^1$ 

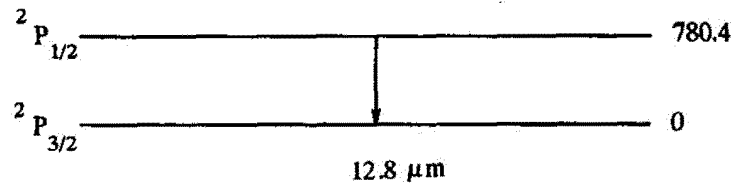
Переходы	$\lambda(\text{Å})$	$A(\text{с}^{-1})$	$\kappa/\eta$			
			M 83 *	M 83	HN 83	BP 92
2-1 $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	25.9 $\mu\text{m}$	5.2(-4)	2.33 / 0.043	2.36 / 0.024	2.42 / 0.092	2.60 / -0.274
3-1 $^4P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	1399.8	1.22(3)	0.113 / 0.18	0.119 / 0.032	0.133 / 0.161	0.139 / -0.261
4-1 $^4P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	1397.2	32.4	0.174 / 0.18	0.202 / 0.166	0.201 / 0.189	0.217 / -0.286
5-1 $^4P_{5/2} - ^2P_{1/2}$	1393.6		0.122 / 0.27	0.123 / 0.286	0.137 / 0.320	0.169 / -0.335
3-2 $^4P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	1407.4	1.24(3)	0.087 / 0.28	0.092 / 0.258	0.102 / 0.294	0.123 / -0.328
4-2 $^4P_{3/2} - ^2P_{3/2}$	1404.8	236.0	0.234 / 0.23	0.242 / 0.216	0.270 / 0.243	0.309 / -0.306
5-2 $^4P_{5/2} - ^2P_{3/2}$	1401.2	937.0	0.506 / 0.17	0.510 / 0.176	0.569 / 0.195	0.619 / -0.285
4-3 $^4P_{3/2} - ^4P_{1/2}$	76.1 $\mu\text{m}$	5.1(-5)	0.989 / 0.086	0.997 / 0.088	1.088 / 0.106	1.20 / -0.193
5-3 $^4P_{5/2} - ^4P_{1/2}$	31.6 $\mu\text{m}$		0.592 / 0.14	0.599 / 0.133	0.687 / 0.107	0.822 / -0.189
5-4 $^4P_{5/2} - ^4P_{3/2}$	54.2 $\mu\text{m}$	1.0(-4)	1.82 / 0.11	1.84 / 0.106	2.054 / 0.107	2.35 / -0.190

Переход 2-1:  $A = 5.17(-4)$  KS 86;  $5.047(-4)^*$  VDP 87;  $4.32(-4)$  F 83



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		M 83	KS 86	M 83 *	M 83 *
2-1 $^3P_0-^1S_0$	1220.4			0.080	/ -0.17
3-1 $^3P_1-^1S_0$	1218.3	2.25(3)*		0.240	/ -0.17
4-1 $^3P_2-^1S_0$	1213.8	2.16(-2)*		0.401	/ -0.17
3-2 $^3P_1-^3P_0$	73.5 $\mu\text{m}$	4.5(-5)	5.81(-5)	1.0	/ 0
4-2 $^3P_2-^3P_0$	22.6 $\mu\text{m}$			1.0	/ 0
4-3 $^3P_2-^3P_1$	32.6 $\mu\text{m}$	3.9(-4)	3.55(-4)	1.0	/ 0

[Ne II]

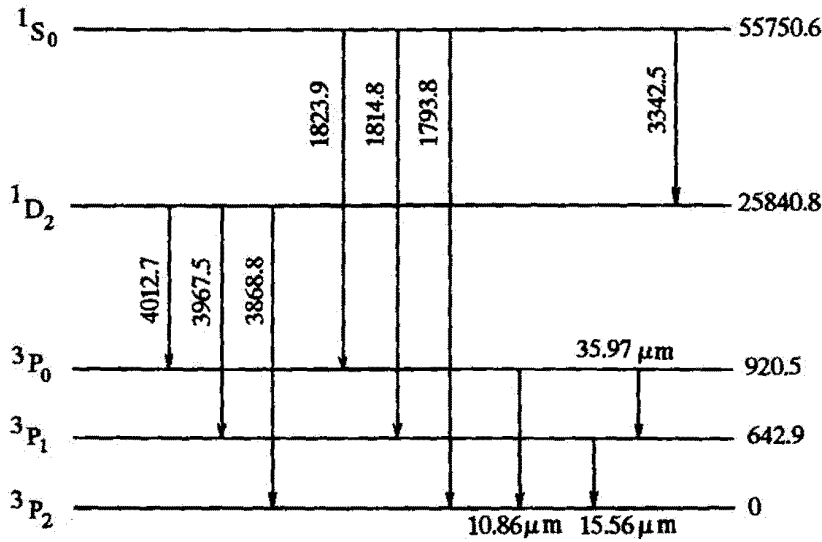
Конфигурация  $2p^5$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	A ( $\text{с}^{-1}$ )	
		M 83	KS 86 *
$2-1 \ ^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$	$12.8 \mu\text{m}$	8.6(-3)	8.55(-3)

Переходы и термы	$\kappa/\eta$			
	M 83	BSS 85	JK 87	ST 94 *
$2-1 \ ^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$	0.368 / 0.05	0.301 / 0.040	0.303 / 0.066	0.283 / 0.066

[ Ne III ]

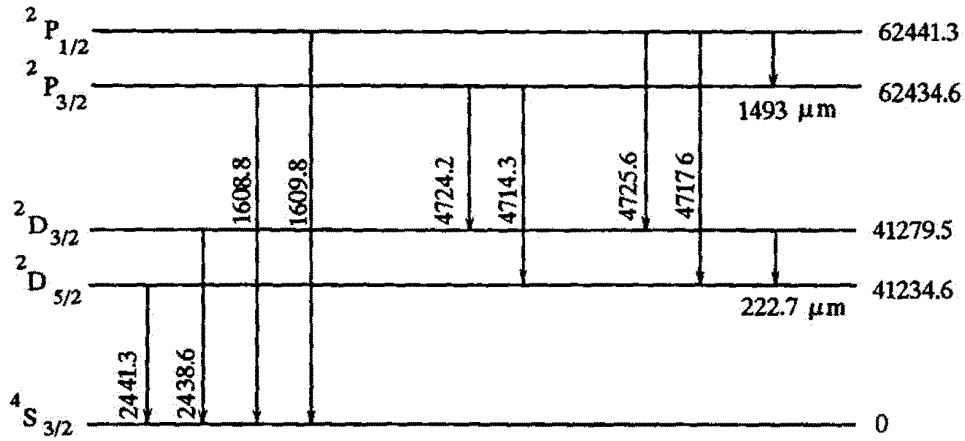
Конфигурация  $2p^4$



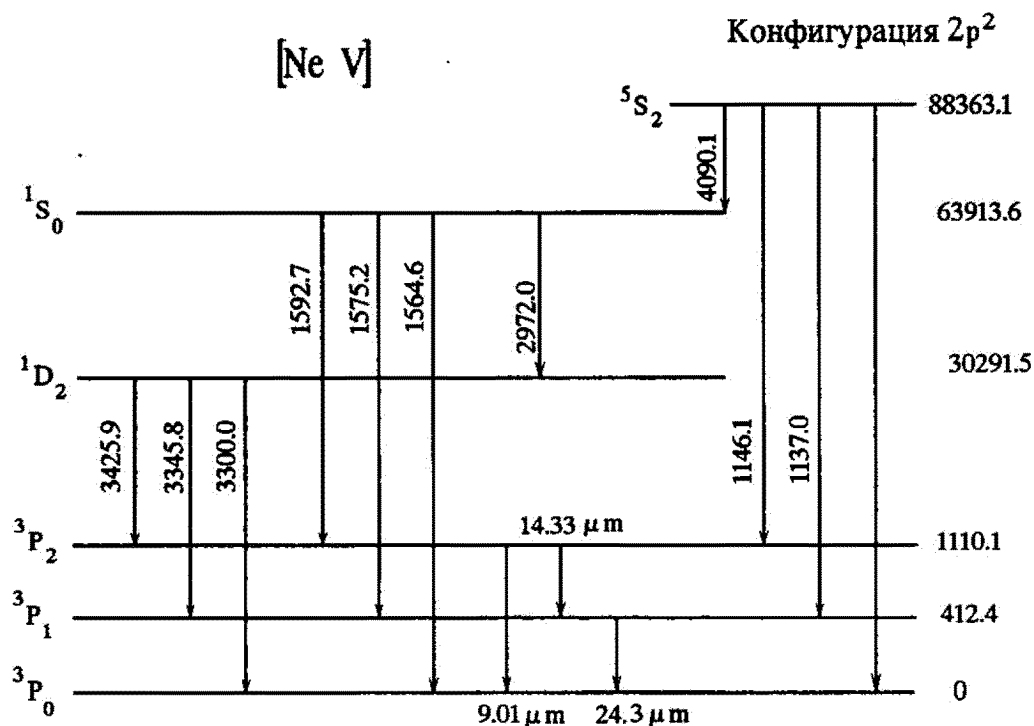
Переходы и термы	$\lambda(\text{A})$	$A (\text{c}^{-1})$			$\kappa/\eta$		
		M 83	KS 86	BZ 88 *	M 83	BM 84	BZ 94 *
2-1 $^3P_1-^3P_2$	15.6 $\mu\text{m}$	6.0(-3)	5.97(-3)	6.00(-3)	0.527 / 0.	1.132 / 0.	0.774 / 0.
3-1 $^3P_0-^3P_2$	10.9 $\mu\text{m}$	2.2(-8)		2.10(-8)	0.131 / 0.	0.307 / 0.	0.208 / 0.
4-1 $^1D_2-^3P_2$	3868.8	0.17	1.39(-1)	1.60(-1)	0.740 / -0.016	0.917 / -0.013	0.754 / -0.012
5-1 $^1S_0-^3P_2$	1793.8	3.9(-3)		3.76(-3)	0.085 / 0.018	0.094 / 0.086	0.084 / 0.026
3-2 $^3P_0-^3P_1$	36.0 $\mu\text{m}$	1.1(-3)	1.15(-3)	1.16(-3)	0.185 / 0.	0.350 / 0.	0.244 / 0.013
4-2 $^1D_2-^3P_1$	3967.5	0.054	5.95(-2)	4.95e-2	0.450 / -0.016	0.55 / -0.013	0.452 / -0.01
5-2 $^1S_0-^3P_1$	1814.8	2.0	2.76	2.05	0.051 / 0.018	0.056 / 0.086	0.050 / 0.022
4-3 $^1D_2-^3P_0$	4012.7	8.5(-6)		9.76(-6)	0.150 / -0.016	0.183 / -0.013	0.151 / 0.
5-3 $^1S_0-^3P_0$	1823.9				0.017 / 0.018	0.019 / 0.086	0.017 / 0.
5-4 $^1S_0-^1D_2$	3342.5	2.7	4.28	2.68	0.245 / 0.18	0.226 / 0.201	0.269 / 0.089



## [Ne IV]

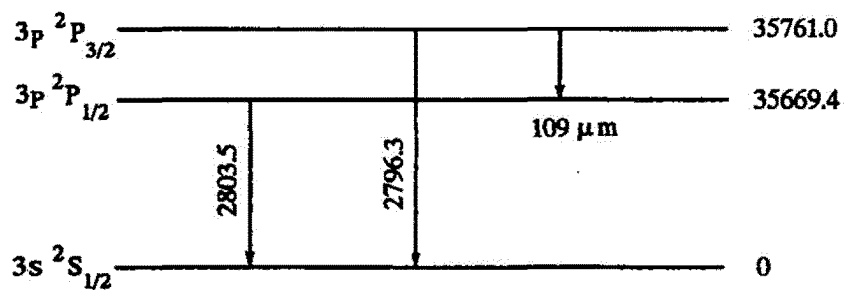
Конфигурация  $2p^3$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A \text{ (s}^{-1}\text{)}$			$\kappa/\eta$	
		М 83	KS 86	BBZ 89*	М 83 *	по ТЕС
2-1 $2D_{5/2} - 4S_{3/2}$	2425.1	4.8(-4)		5.77(-3)	5.48(-3)	0.838 / -0.024
3-1 $2D_{3/2} - 4S_{3/2}$	2422.5	5.5(-3)	2.65(-3)	4.58(-4)	4.37(-4)	0.837 / -0.018
4-1 $2P_{3/2} - 4S_{3/2}$	1601.7	0.52	1.41	5.2(-1)	5.03(-1)	0.155 / 0.
5-1 $2P_{1/2} - 4S_{3/2}$	1601.5	1.27	5.9(-1)*	0.59		0.310 / 0.
3-2 $2D_{3/2} - 2D_{5/2}$	223 μm	1.5(-6)	1.44(-6)	1.48(-6)	1.47(-6)	1.360 / -0.022
4-2 $2P_{3/2} - 2D_{5/2}$	4715.5	0.12*	6.19(-1)	3.81(-1)	3.80(-1)	0.362 / 0.063
5-2 $2P_{1/2} - 2D_{5/2}$	4717.0	0.40		0.40		0.891 / 0.040
4-3 $2P_{3/2} - 2D_{3/2}$	4727.0	0.39*	6.41(-1)	1.07(-1)	1.07(-1)	0.334 / 0.031
5-3 $2P_{1/2} - 2D_{3/2}$	4725.5	0.44	5.92(-1)	0.44		0.502 / 0.057
5-4 $2P_{1/2} - 2P_{3/2}$	1490 μm	2.7(-9)	2.36(-9)	2.7(-9)		0.343 / 0.11



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	A ( $\text{с}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$		
		M 83	KS 86 *	M 83	LB 91	LB 94 *
2-1 $^3P_1-^3P_0$	24.3 $\mu\text{m}$	1.3(-3)	1.27(-3)	0.244 / 0.	1.401 / -0.398	1.408 / -0.365
3-1 $^3P_2-^3P_0$	9.0 $\mu\text{m}$	5.1(-9)*		0.122 / 0.	1.766 / -0.562	1.81 / -0.545
4-1 $^1D_2-^3P_0$	3300.0	2.4(-5)*		0.20 / 0.086	0.231 / 0.04	0.232 / 0.046
5-1 $^1S_0-^3P_0$	1564.6			0.028 / -0.13	0.027 / 0.017	0.027 / 0.035
6-1 $^5S_2-^3P_0$	1131.7			0.168 / 0.		0.158 / -0.111
3-2 $^3P_2-^3P_1$	14.3 $\mu\text{m}$	4.6(-3)	4.59(-3)	0.578 / 0.	5.725 / -0.51	5.832 / -0.488
4-2 $^1D_2-^3P_1$	3345.8	0.131	1.24(-1)	0.60 / 0.086	0.693 / 0.04	0.695 / 0.046
5-2 $^1S_0-^3P_1$	1575.2	4.21	5.5	0.085 / -0.13	0.081 / 0.017	0.082 / 0.035
6-2 $^5S_2-^3P_1$	1137.0	2.37(3)*		0.503 / 0.		0.475 / -0.111
4-3 $^1D_2-^3P_2$	3425.9	0.365	4.36(-1)	0.99 / 0.086	1.154 / 0.04	1.159 / 0.046
5-3 $^1S_0-^3P_2$	1592.7	6.7(-3)*		0.142 / -0.13	0.134 / 0.017	0.137 / 0.035
6-3 $^5S_2-^3P_2$	1146.1	6.06(3)*		0.839 / 0.		0.792 / -0.111
5-4 $^1S_0-^1D_2$	2972.0	2.85	4.39	0.56 / 0.015	0.594 / 0.161	0.577 / 0.190

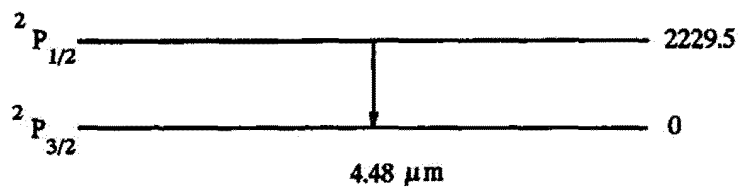
## Mg II

Конфигурация  $3s^1$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$	
		M 83 *	$\kappa/\eta$ M 83 *
2-1 $3p^2P_{1/2} - 3s^2S_{1/2}$	2803.5	2.54(8)	5.53 / 0.091
3-1 $3p^2P_{3/2} - 3s^2S_{1/2}$	2796.3	2.55(8)	11.06 / 0.091
3-2 $3p^2P_{3/2} - 3p^2P_{1/2}$	109 μm		1.0

[Mg IV]

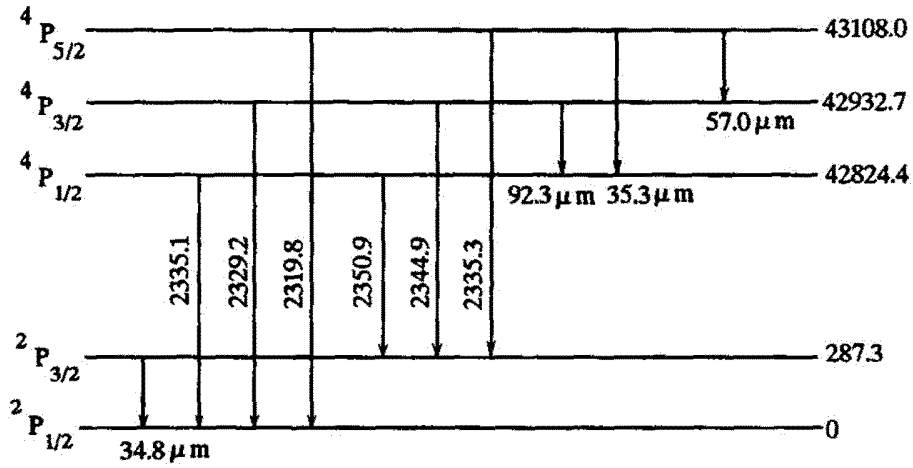
Конфигурация  $2p^5$



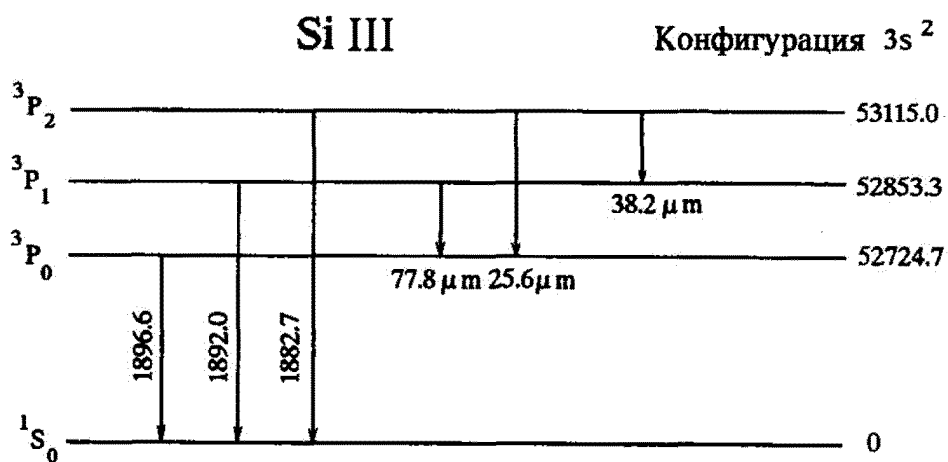
Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$	
		M 83 *	KS 86 *
$2-1 \ ^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$	$4.48 \mu\text{m}$	1.99(-1)	1.99(-1)

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$\kappa/\eta$				
		M 83	MZ 87	JK 87	MB 89	ST 94 *
$2-1 \ ^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$	$4.48 \mu\text{m}$	0.30 / 0	0.358 / 0.0	0.346 / 0.020	0.383 / 0.001	0.357 / 0.001

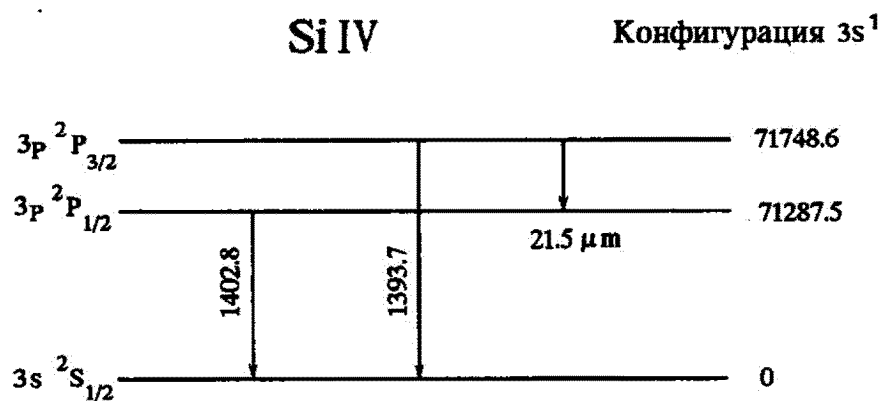
[Si II]

Конфигурация  $3p^1$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	$A (\text{s}^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		M 83 *	KS 86 *	M 83	DK 91 *
2-1 $2P_{3/2} - 2P_{1/2}$	34.8	2.2(-4)	2.13(-4)		5.70 / 0.
3-1 $4P_{1/2} - 2P_{1/2}$	2335.1	4.55(3)		0.29 / -0.043	0.516 / -0.151
4-1 $4P_{3/2} - 2P_{1/2}$	2329.2	13.2		0.57 / -0.043	0.780 / -0.149
5-1 $4P_{5/2} - 2P_{1/2}$	2319.8			0.86 / -0.043	0.534 / -0.136
3-2 $4P_{1/2} - 2P_{3/2}$	2350.9	3.0(3)		0.57 / -0.043	0.402 / -0.144
4-2 $4P_{3/2} - 2P_{3/2}$	2344.9	1.62(3)		1.14 / -0.043	1.05 / -0.144
5-2 $4P_{5/2} - 2P_{3/2}$	2335.3	2.40(3)		1.71 / -0.043	2.19 / -0.143
4-3 $4P_{3/2} - 4P_{1/2}$	92.3 $\mu\text{m}$			1.0	4.51 / -0.206
5-3 $4P_{5/2} - 4P_{1/2}$	35.3 $\mu\text{m}$			1.0	1.67 / -0.109
5-4 $4P_{5/2} - 4P_{3/2}$	57.0 $\mu\text{m}$			1.0	6.94 / -0.14

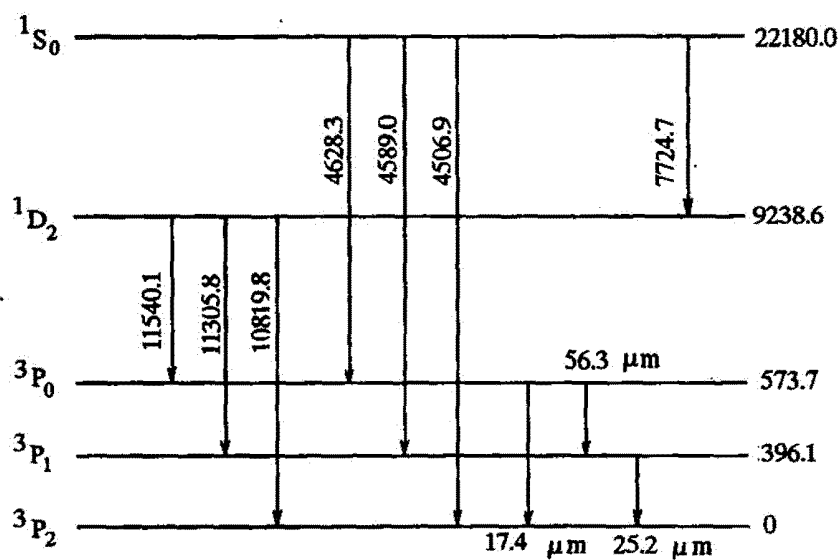


Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$		$\kappa/\eta$ M 83 *
		M83	KS 86	
2-1 $^3P_0-^1S_0$	1896.6			0.61 / -0.32
3-1 $^3P_1-^1S_0$	1892.0	1.26(4)*		1.83 / -0.32
4-1 $^3P_2-^1S_0$	1882.7	1.2(-2)*		3.04 / -0.32
3-2 $^3P_1-^3P_0$	77.8 μm	3.8(-5)	3.86(-5)*	
4-2 $^3P_2-^3P_0$	25.6 μm	3.2(-9)*		
4-3 $^3P_2-^3P_1$	38.2 μm	2.4(-4)*	2.41(-4)	



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$	
		M 83 *	M 83 *
2-1 $2p^2P_{1/2} - 2s^2S_{1/2}$	1402.8	9.15(8)	5.67 / 0.
3-1 $2p^2P_{3/2} - 2s^2S_{1/2}$	1393.7	9.26(8)	11.33 / 0.
3-2 $2p^2P_{3/2} - 2p^2P_{1/2}$	21.5 $\mu\text{m}$		

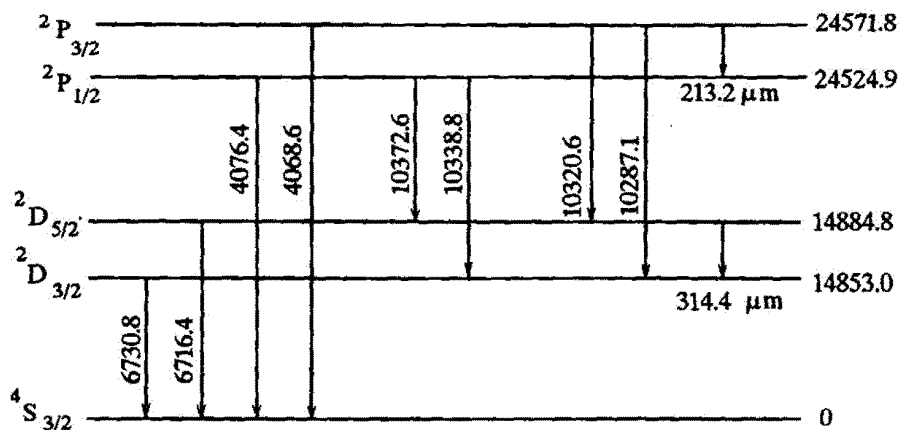
[ SI ]

Конфигурация  $3p^4$ 

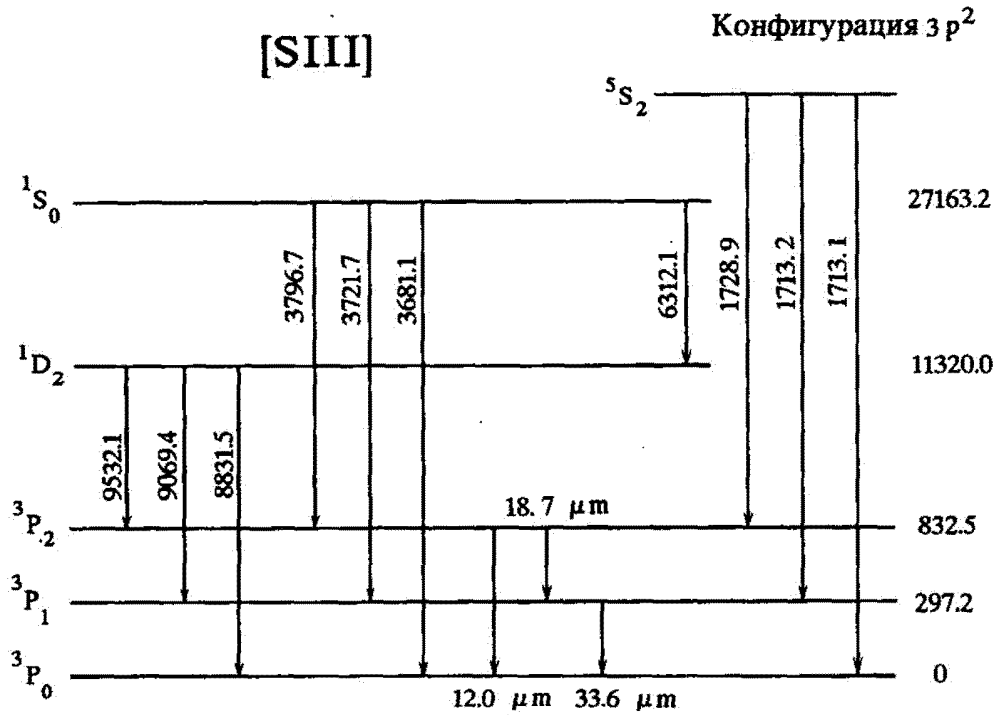
Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (\text{с}^{-1})$	
		M 83	KS 86 *
2-1 $^3P_1 - ^3P_2$	25.25 $\mu\text{m}$	1.39(-3)	1.4(-3)
3-1 $^3P_0 - ^3P_2$	17.43 $\mu\text{m}$	6.71(-8)*	
4-1 $^1D_2 - ^3P_2$	10819.8	2.78(-2)	2.75(-2)
5-1 $^1S_0 - ^3P_2$	4506.9	8.23(-3)*	
3-2 $^3P_0 - ^3P_1$	56.31 $\mu\text{m}$	3.02(-4)*	3.02(-4)
4-2 $^1D_2 - ^3P_1$	11305.8	8.16(-3)*	8.0(-3)
5-2 $^1S_0 - ^3P_1$	4589.0	3.50(-1)*	3.5(-1)
4-3 $^1D_2 - ^3P_0$	11540.1	3.84(-6)*	
5-3 $^1S_0 - ^3P_0$	4628.3		
5-4 $^1S_0 - ^1D_2$	7724.7	1.53*	1.53



## [S II]

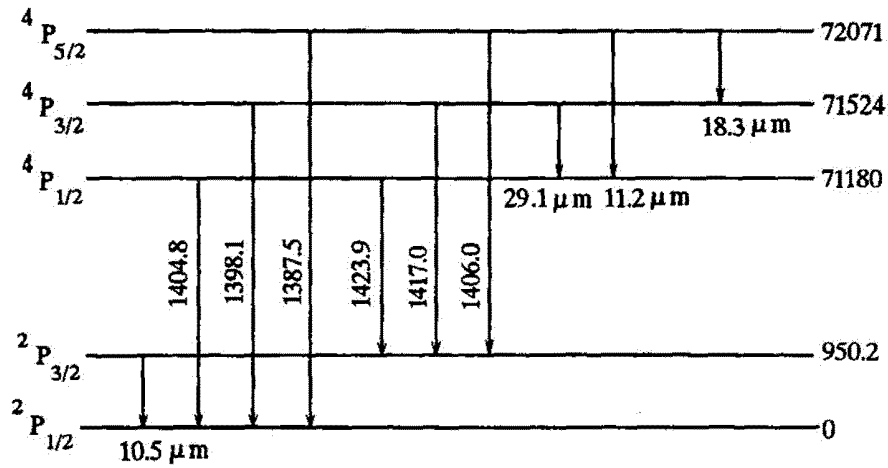
Конфигурация  $3p^3$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	$A (\text{с}^{-1})$		$\kappa/\eta$		
		M 83	KS 86 *	M83	THN 87	CP 93 *
2-1 $^2D_{3/2}-^4S_{3/2}$	6730.8	8.8(-4)	5.37(-4)	2.79 / -0.124	6.69 / -0.117	3.11 / -0.131
3-1 $^2D_{5/2}-^4S_{3/2}$	6716.4	2.6(-4)	2.65(-4)	2.76 / -0.093		
4-1 $^2P_{1/2}-^4S_{3/2}$	4076.4	0.091	7.44(-2)	4.14 / -0.093	2.31 / 0.019	0.69 / 0.203
5-1 $^2P_{3/2}-^4S_{3/2}$	4068.6	0.225	2.2(-1)	0.752 / 0.049		
3-2 $^2D_{5/2}-^2D_{3/2}$	314 $\mu\text{m}$	3.3(-7)	3.46(-7)	1.50 / 0.050	2.31 / 0.019	1.38 / 0.204
4-2 $^2P_{1/2}-^2D_{3/2}$	10338.8	0.163	0.195	7.47 / -0.140		
5-2 $^2P_{3/2}-^2D_{3/2}$	10287.1	0.133	0.132	1.50 / -0.010	9.92 / -0.019	1.76 / -0.025
4-3 $^2P_{1/2}-^2D_{5/2}$	10372.6	0.078*		3.33 / -0.029		
5-3 $^2P_{3/2}-^2D_{5/2}$	10320.6	0.18	0.222	2.52 / -0.031	9.92 / -0.019	1.99 / -0.015
5-4 $^2P_{3/2}-^2P_{1/2}$	213 $\mu\text{m}$	1.0(-6)	9.13(-7)	4.73 / -0.015		
				2.35 / -0.035		1.95 / 0.187



Переходы термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		M 83	KS 86 *	M 83	GMZ 95 *
2-1 $^3P_1-^3P_0$	33.6 $\mu\text{m}$	4.7(-4)	4.78(-4)	2.48 / -0.130	2.331 / -0.07
3-1 $^3P_2-^3P_0$	12.0 $\mu\text{m}$	5.6(-8)*		1.13 / 0.021	1.11 / 0.194
4-1 $^1D_2-^3P_0$	8831.5	5.8(-6)*		0.95 / -0.073	0.883 / 0.007
5-1 $^1S_0-^3P_0$	3681.1			0.13 / 0.046	0.123 / 0.078
6-1 $^5S_2-^3P_0$					
3-2 $^3P_2-^3P_1$	18.7 $\mu\text{m}$	2.1(-3)	2.06(-3)	5.65 / -0.058	5.411 / 0.06
4-2 $^1D_2-^3P_1$	9069.4	0.022	1.62(-2)	2.85 / -0.073	2.65 / 0.007
5-2 $^1S_0-^3P_1$	3721.7	0.80	6.83(-1)	0.40 / 0.046	0.37 / 0.078
6-2 $^5S_2-^3P_1$	1683.5	0.058			
4-3 $^1D_2-^3P_2$	9532.1	0.0105*	9.4(-2)	4.74 / -0.073	4.417 / 0.007
5-3 $^1S_0-^3P_2$	3796.7			0.66 / 0.046	0.617 / 0.078
6-3 $^5S_2-^3P_2$	1698.2	2.22	3.22		
5-4 $^1S_0-^1D_2$	6312.1			1.78 / 0.280	1.301 / 0.335

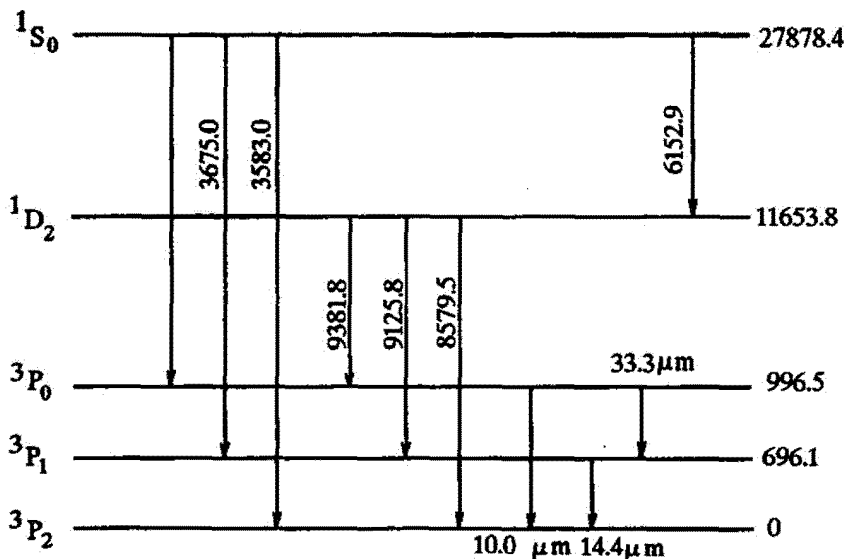
## [S IV]

Конфигурация  $3p^1$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{\AA})$	A ( $\text{с}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$		
		М 83	KS 86 *	ДНКД 82	М 83	JKD 86 *
2-1 $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	10.5 $\mu\text{m}$	7.7(-3)	7.73(-3)	6.35 / -1.101	6.42 / -0.01	7.22 / -1.22
3-1 $^4P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	1404.8	5.5(4)*		0.41 / -1.451	0.51 / -0.16*	
4-1 $^4P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	1398.1	140.0*		0.71 / -1.565	0.87 / -0.13*	
5-1 $^4P_{5/2} - ^2P_{1/2}$	1387.5			0.77 / -1.874	0.95 / -0.12*	
3-2 $^4P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	1423.9	3.39(4)*		0.54 / -1.848	0.66 / -0.12*	
4-2 $^4P_{3/2} - ^2P_{3/2}$	1417.0	1.95(4)*		1.18 / -1.673	1.47 / -0.13*	
5-2 $^4P_{5/2} - ^2P_{3/2}$	1406.0	3.95(4)*		2.08 / -1.592	2.53 / -0.12*	
4-3 $^4P_{3/2} - ^4P_{1/2}$	29.1 $\mu\text{m}$			2.30 / -1.419	3.04 / -0.17*	
5-3 $^4P_{5/2} - ^4P_{1/2}$	11.2 $\mu\text{m}$			2.11 / -1.007	2.93 / -0.21*	
5-4 $^4P_{5/2} - ^4P_{3/2}$	18.3 $\mu\text{m}$			5.16 / -1.204	7.04 / -0.20	

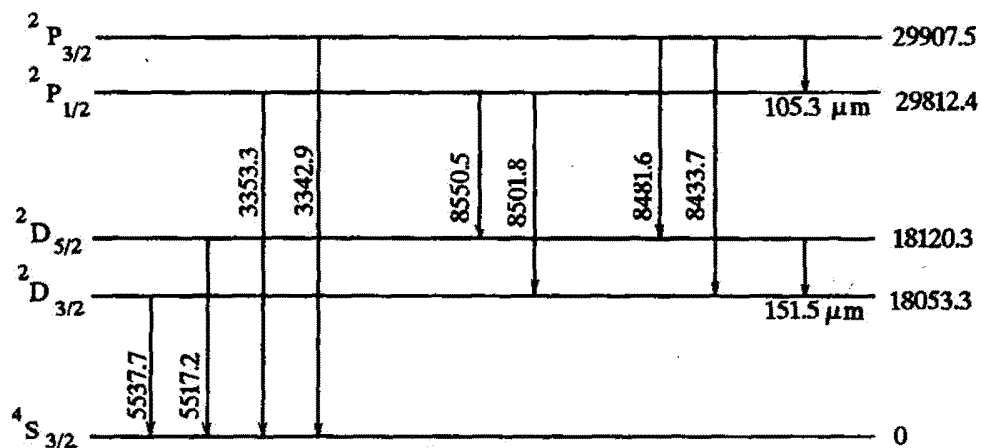
[Cl II]

Конфигурация  $3p^4$

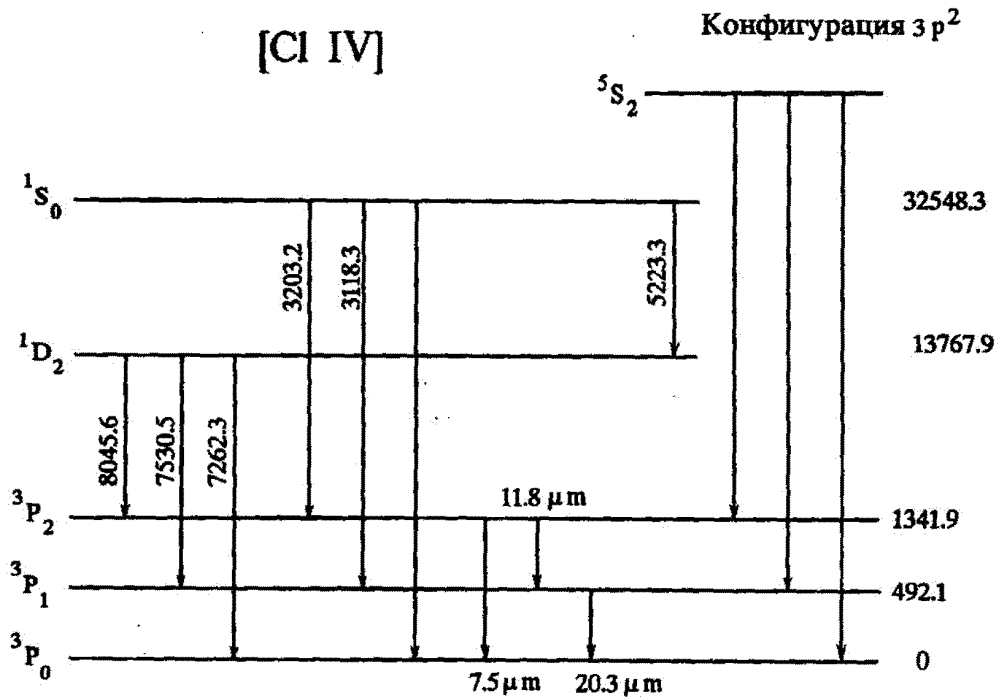


Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		KS 86	M 83	M 83 *	
2-1 $^3P_1-^3P_2$	14.4 $\mu\text{m}$	7.57(-3)*	7.5(-3)	2.17	/0.
3-1 $^3P_0-^3P_2$	10.04 $\mu\text{m}$	4.57(-7)*		0.443	/0.
4-1 $^1D_2-^3P_2$	8579.5	1.04(-1)	1.07(-1)*	2.14	/0.
5-1 $^1S_0-^3P_2$	3583.0	1.97(-2)*		0.253	/0.
3-2 $^3P_0-^3P_1$	33.3 $\mu\text{m}$	1.46(-3)	1.5(-3)*	0.933	/0.
4-2 $^1D_2-^3P_1$	9125.8	2.92(-2)	2.98(-2)*	1.29	/0.
5-2 $^1S_0-^3P_1$	3675.0	1.3	1.37*	0.152	/0.
4-3 $^1D_2-^3P_0$	9381.8	9.82(-6)*		0.429	/0.
5-3 $^1S_0-^3P_0$				0.051	/0.
5-4 $^1S_0-^1D_2$	6152.9	2.06*	2.06*	1.15	/0.

## [СІ III]

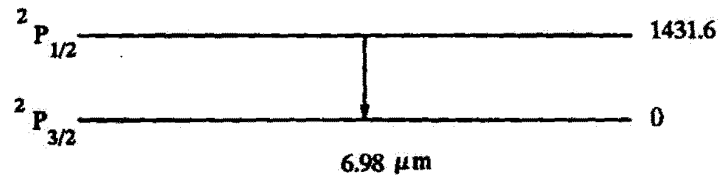
Конфигурация  $2p^3$ 

Переходы	$\lambda(\text{Å})$	A ( $\text{с}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$	
		M 83, MZ1-82	KS 86 *	M 83	BZ 89 *
2-1 $^2D_{3/2}-^4S_{3/2}$	5537.7	4.83(-3)	3.44(-3)	1.26 / 0.	1.359 / 0.000
3-1 $^2D_{5/2}-^4S_{3/2}$	5517.2	7.04(-4)	8.07(-4)	1.88 / 0.	2.046 / 0.000
4-1 $^2P_{1/2}-^4S_{3/2}$	3353.3	0.305	1.22(-1)	0.627 / 0.	0.418 / 0.141
5-1 $^2P_{3/2}-^4S_{3/2}$	3342.9	0.754	6.91(-1)	1.26 / 0.	0.837 / 0.136
3-2 $^2D_{5/2}-^2D_{3/2}$	151.5 $\mu\text{m}$	3.22(-6)	3.08(-6)	3.19 / 0.	4.519 / -0.012
4-2 $^2P_{1/2}-^2D_{3/2}$	8501.8	0.303	3.6(-1)	1.24 / 0.	1.653 / 0.054
5-2 $^2P_{3/2}-^2D_{3/2}$	8433.7	0.323	3.39(-1)	1.91 / 0.	2.192 / 0.039
4-3 $^2P_{1/2}-^2D_{5/2}$	8550.5	0.100		1.38 / 0.	1.563 / 0.037
5-3 $^2P_{3/2}-^2D_{5/2}$	8481.6	0.316	3.87(-1)	3.33 / 0.	4.203 / 0.041
5-4 $^2P_{3/2}-^2P_{1/2}$	105.3 $\mu\text{m}$	7.65(-6)	7.08(-6)	1.34 / 0.	1.755 / 0.082



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	A ( $\text{c}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$	
		M 83	KS 86	M 83	GMZ 95 *
2-1 $^3P_1$ - $^3P_0$	20.3 $\mu\text{m}$	2.16(-3)	2.13(-3)*	0.475 / 0	1.828 / -0.148
3-1 $^3P_2$ - $^3P_0$	7.5 $\mu\text{m}$	2.70(-7)*		0.4 / 0	1.753 / -0.177
4-1 $^1D_2$ - $^3P_0$	7262.3	1.56(-5)*		0.602 / 0.19	0.715 / 0.009
5-1 $^1S_0$ - $^3P_0$				0.252 / 0.02	0.214 / 0.127
6-1 $^5S_2$ - $^3P_0$					
3-2 $^3P_2$ - $^3P_1$	11.8 $\mu\text{m}$	8.25(-3)*	8.32(-3)*	1.50 / 0	6.229 / -0.166
4-2 $^1D_2$ - $^3P_1$	7530.5	7.23(-2)*	5.57(-2)*	1.807 / 0.19	2.146 / 0.009
5-2 $^1S_0$ - $^3P_1$	3118.3	2.47*	2.19*	0.757 / 0.02	0.641 / 0.127
6-2 $^5S_2$ - $^3P_1$					
4-3 $^1D_2$ - $^3P_2$	8045.6	1.79(-1)*	2.08(-1)*	3.011 / 0.19	3.576 / 0.009
5-3 $^1S_0$ - $^3P_2$	3203.2	2.62(-2)*		1.261 / 0.02	1.068 / 0.127
6-3 $^5S_2$ - $^3P_2$					
5-4 $^1S_0$ - $^1D_2$	5323.3	2.80	4.14*	1.39 / 0.47	1.24 / 0.444

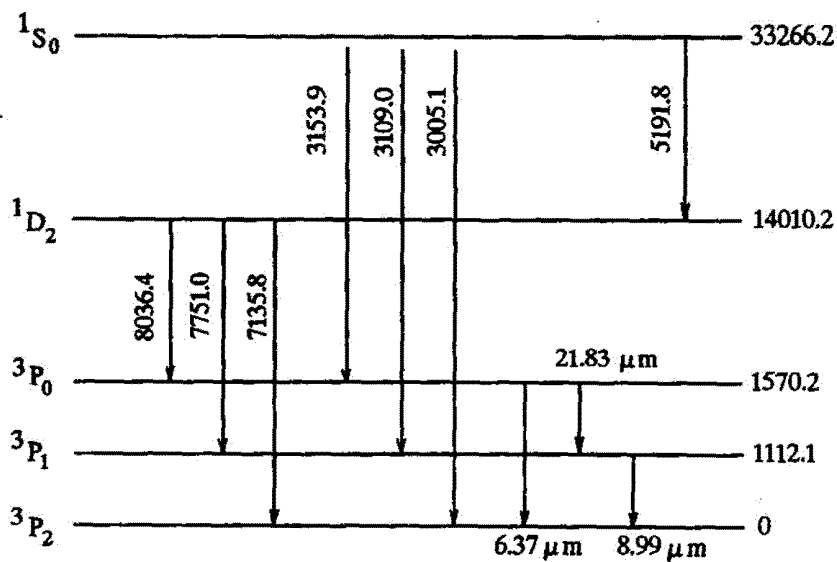
[Ar II]

Конфигурация  $3p^5$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (s^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		M 83	KS 86 *	M 83	PB 95 *
$2-1^2 P_{1/2} - 2^2 P_{3/2}$	6.98 $\mu\text{m}$	0.053	5.28(-2)	0.653/0	2.93/0.09

[Ar III]

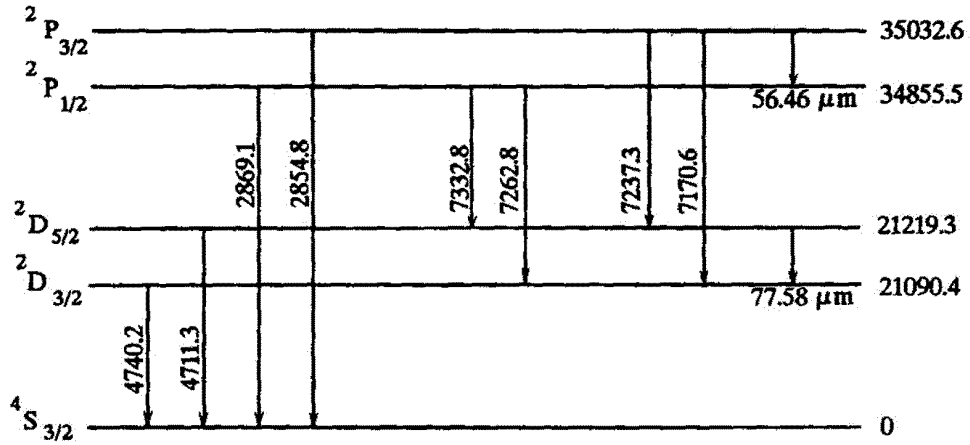
Конфигурация  $3p^4$



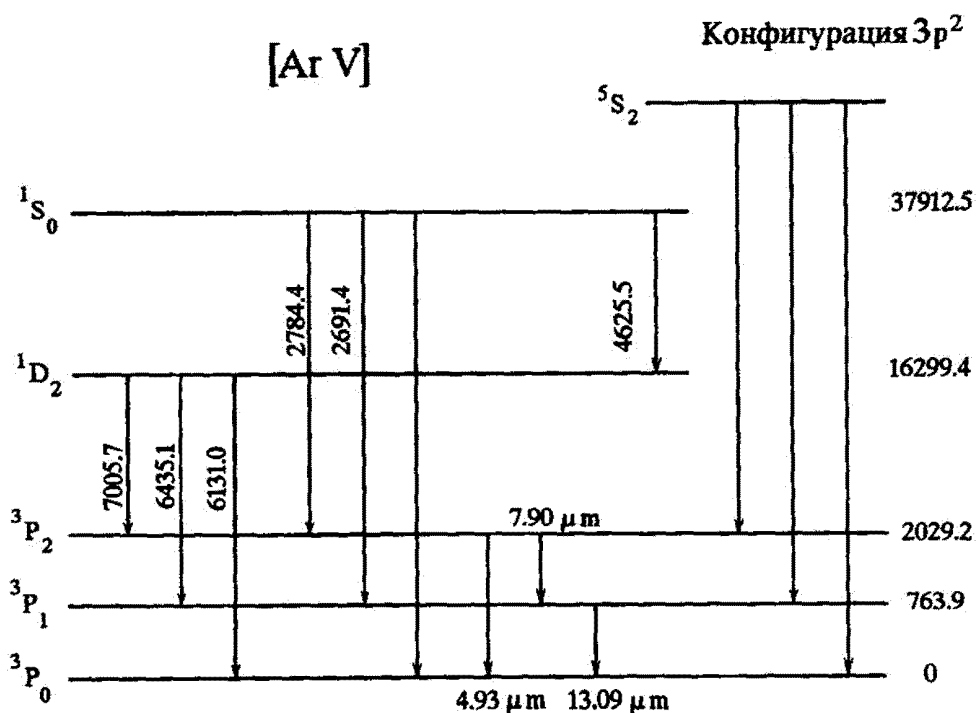
Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A \text{ (c}^{-1}\text{)}$			$\kappa/\eta$		
		M 83	MZ 83 *	KS 86 *	M 83	JK 90	GMZ 95 *
2-1 $^3P_1$ - $^3P_2$	8.99 $\mu\text{m}$	0.031		3.06(-2)	2.24/0	3.368/-0.035	3.087/ 0.042
3-1 $^3P_0$ - $^3P_2$	6.37 $\mu\text{m}$		2.37(-6)		0.53/0	0.715/ 0.073	0.671/ 0.165
4-1 $^1D_2$ - $^3P_2$	7135.8	0.31		0.324	2.63/0	2.927/-0.057	2.681/ -0.032
5-1 $^1S_0$ - $^3P_2$	3005.1	4.17(-2)*			0.38/0	0.451/-0.032	0.467/ -0.034
3-2 $^3P_0$ - $^3P_1$	21.8 $\mu\text{m}$	5.17(-3)*		5.31(-3)	1.18/0	1.408/-0.142	1.261/ -0.089
4-2 $^1D_2$ - $^3P_1$	7751.0	0.082		8.44(-2)	1.58/0	1.756/-0.057	1.608/ -0.032
5-2 $^1S_0$ - $^3P_1$	3109.0		3.91		0.23/0	0.270/-0.032	0.280/ -0.034
4-3 $^1D_2$ - $^3P_0$	8036.4	2.2(-5)*			0.53/0	0.585/-0.057	0.536/ -0.032
5-3 $^1S_0$ - $^3P_0$	3153.9				0.076/0	0.090/-0.032	0.093/ -0.034
5-4 $^1S_0$ - $^1D_2$	5191.8		2.59	2.59	0.82/0	1.159/-0.051	1.219/ -0.068



## [Ar IV]

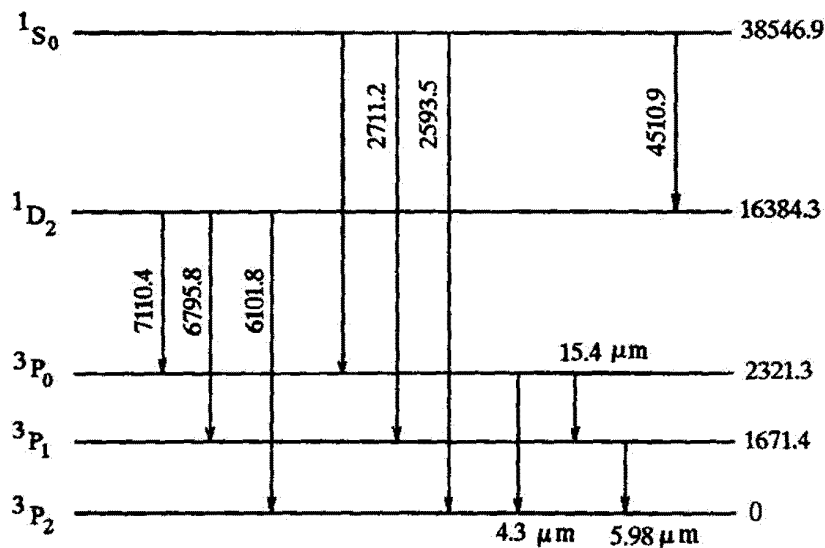
Конфигурация  $3p^3$ 

	Переход	$\lambda(\text{Å})$	$A \text{ (s}^{-1}\text{)}$		$\kappa/\eta$	
			M 83	KS 86 *	M 83	ZBL 87 *
2-1	$^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$	4740.2	0.022	1.72(-2)	0.57 / 0.	1.297 / -0.419
3-1	$^2D_{5/2} - ^4S_{3/2}$	4711.3	1.8(-3)	2.07(-3)	0.854 / 0.	1.945 / -0.419
4-1	$^2P_{1/2} - ^4S_{3/2}$	2869.1	0.862	0.76	0.212 / 0.	0.146 / -0.159
5-1	$^2P_{3/2} - ^4S_{3/2}$	2854.8	2.11	1.88	0.423 / 0.	0.293 / 0.150
3-2	$^2D_{5/2} - ^2D_{3/2}$	77.6 $\mu\text{m}$	2.3(-5)	2.3(-5)	1.35 / 0.	6.128 / -0.048
4-2	$^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$	7262.0	0.603	0.696	1.01 / 0.	1.688 / -0.023
5-2	$^2P_{3/2} - ^2D_{3/2}$	7170.6	0.79	0.840	1.24 / 0.	2.472 / -0.050
4-3	$^2P_{1/2} - ^2D_{5/2}$	7332.0	0.119*		0.865 / 0.	1.788 / -0.058
5-3	$^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$	7237.3	0.60	0.708	2.50 / 0.	4.437 / -0.033
5-4	$^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	56.5 $\mu\text{m}$	4.9 (-5)	4.94(-5)	0.601 / 0.	2.330 / 0.224



	Переход	$\lambda(\text{Å})$	$A$ ( $\text{s}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$	
			MZ 82; M 83	KS 86	M 83	GMZ 95 *
2-1	$^3P_1 - ^3P_0$	13.1 $\mu\text{m}$	8.0(-3)	8.03(-3)*	0.260 / 0.000	2.941 / -0.296
3-1	$^3P_2 - ^3P_0$	4.93 $\mu\text{m}$	1.24(-6)*		0.320 / 0.000	1.837 / -0.210
4-1	$^1D_2 - ^3P_0$	6131.0	3.5(-5)*		0.413 / -0.120	0.356 / 0.132
5-1	$^1S_0 - ^3P_0$	2636.4			0.131 / -0.196	0.062 / 0.142
6-1	$^5S_2 - ^3P_0$					
3-2	$^3P_2 - ^3P_1$	7.90 $\mu\text{m}$	2.72(-2)*	2.72(-2)	1.040 / 0.000	7.811 / -0.250
4-2	$^1D_2 - ^3P_1$	6435.1	0.204	0.161*	1.240 / -0.120	1.069 / 0.132
5-2	$^1S_0 - ^3P_1$	2691.4	6.55	5.89*	0.393 / -0.196	0.186 / 0.142
6-2	$^5S_2 - ^3P_1$					
4-3	$^1D_2 - ^3P_2$	7005.7	0.476	0.47*	2.120 / -0.180	1.782 / 0.132
5-3	$^1S_0 - ^3P_2$	2784.4	0.0569*		0.63 / -0.085	0.311 / 0.142
6-3	$^5S_2 - ^3P_2$					
5-4	$^1S_0 - ^1D_2$	4625.5	3.29	5.18	1.250 / -0.017	1.648 / 0.026

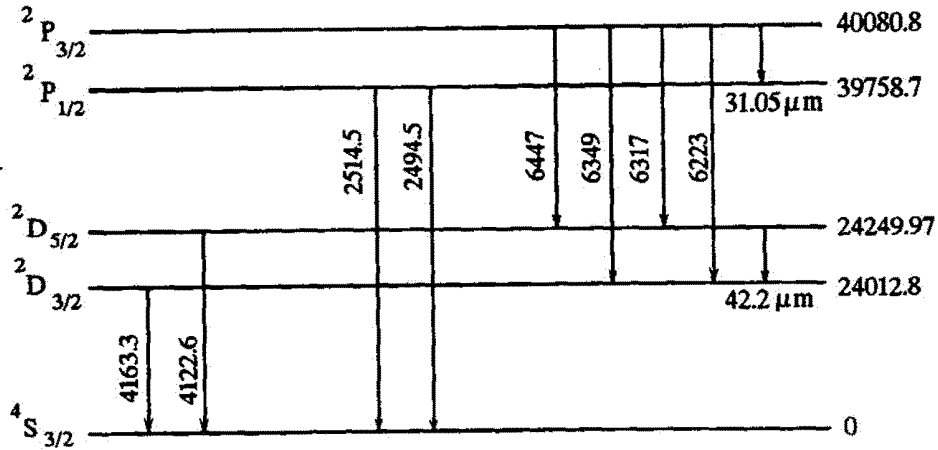
## [ K IV ]

Конфигурация  $3p^4$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		M 83, MZ 83	KS 86 *	M 83	GMZ 95 *
2-1 $^3P_1-^3P_2$	5.98 $\mu\text{m}$	0.104*		1.16 / 0.	4.124 / 0.054
3-1 $^3P_0-^3P_2$	4.3 $\mu\text{m}$	1.01(-5)*		0.29 / 0.	1.219 / 0.073
4-1 $^1D_2-^3P_2$	6101.8	0.814	0.838	1.056 / 0.	3.341 / 0.023
5-1 $^1S_0-^3P_2$	2593.5	8.17(-2)*		0.162 / 0.	1.284 / -0.453
3-2 $^3P_0-^3P_1$	15.4 $\mu\text{m}$	1.48(-2)*		0.421 / 0.	1.105 / 0.000
4-2 $^1D_2-^3P_1$	6795.8	0.198	0.203	0.633 / 0.	2.004 / 0.023
5-2 $^1S_0-^3P_1$	2711.2	10.0	10.5	0.097 / 0.	0.770 / -0.453
4-3 $^1D_2-^3P_0$	7110.4	4.54(-5)*		0.211 / 0.	0.668 / 0.023
5-3 $^1S_0-^3P_0$				0.032 / 0.	0.257 / -0.453
5-4 $^1S_0-^1D_2$	4510.9	3.18*	3.18	0.798 / 0.	0.789 / 0.292

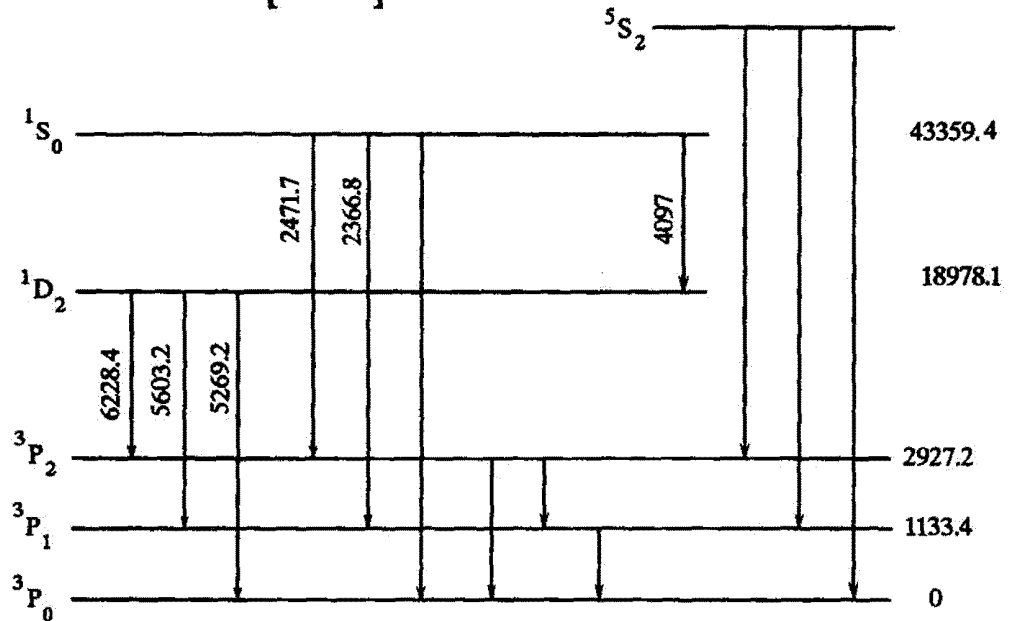
[K V]

Конфигурация  $3p^3$



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	A ( $\text{c}^{-1}$ )		$\kappa/\eta$	
		M83	KS 86 *	M83	BZL 88 *
2-1 ${}^2D_{3/2}$ - ${}^4S_{3/2}$	4163.3	8.84(-2)	8.06(-2)	0.303 / 0	0.567 / -0.057
3-1 ${}^2D_{5/2}$ - ${}^4S_{3/2}$	4122.6	4.59(-3)	4.96(-3)	0.455 / 0	0.851 / -0.057
4-1 ${}^2P_{1/2}$ - ${}^4S_{3/2}$	2514.5	2.14	1.9	0.086 / 0	0.184 / 0.569
5-1 ${}^2P_{3/2}$ - ${}^4S_{3/2}$	2494.5	5.19	4.56	0.173 / 0	0.368 / 0.572
3-2 ${}^2D_{5/2}$ - ${}^2D_{3/2}$	42.2 $\mu\text{m}$	1.42(-4)*		0.971 / 0	5.314 / -0.101
4-2 ${}^2P_{1/2}$ - ${}^2D_{3/2}$	6349	1.25	1.37	0.884 / 0	1.135 / 0.129
5-2 ${}^2P_{3/2}$ - ${}^2D_{3/2}$	6223	1.86	1.97	0.974 / 0	1.762 / 0.179
4-3 ${}^2P_{1/2}$ - ${}^2D_{5/2}$	6447	0.141*		0.665 / 0	1.279 / 0.187
5-3 ${}^2P_{3/2}$ - ${}^2D_{5/2}$	6317	1.21	1.34	2.12 / 0	3.066 / 0.147
5-4 ${}^2P_{3/2}$ - ${}^2P_{1/2}$	31.05 $\mu\text{m}$	2.96(-4)*		0.281 / 0	0.627 / 0.529

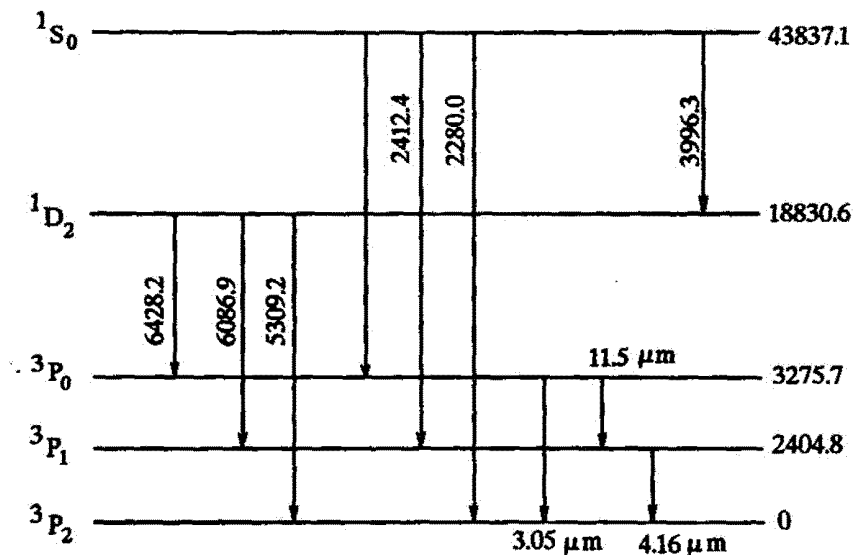
[K VI]

Конфигурация  $3p^2$ 

Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A \text{ (s}^{-1}\text{)}$		$\kappa/\eta$
		MZ 82	KS 86	
2-1 $^3P_1$ - $^3P_0$		2.61(-2)*		1.071 / 0.136
3-1 $^3P_2$ - $^3P_0$		4.99(-6)*		1.196 / -0.039
4-1 $^1D_2$ - $^3P_0$	5269.2	7.33(-5)*		0.525 / -0.128
5-1 $^1S_0$ - $^3P_0$				0.087 / -0.110
6-1 $^5S_2$ - $^3P_0$				
3-2 $^3P_2$ - $^3P_1$		7.73(-2)*		4.030 / 0.022
4-2 $^1D_2$ - $^3P_1$	5603.2	0.521	0.413*	1.574 / -0.128
5-2 $^1S_0$ - $^3P_1$	2366.8	15.6	14.0*	0.262 / -0.110
6-2 $^5S_2$ - $^3P_1$				
4-3 $^1D_2$ - $^3P_2$	6228.4	1.4	1.03*	2.623 / -0.128
5-3 $^1S_0$ - $^3P_2$	2471.7	0.116		0.437 / -0.110
6-3 $^5S_2$ - $^3P_2$				
5-4 $^1S_0$ - $^1D_2$	4097	3.88	5.92*	1.671 / 0.000

[CaV]

Конфигурация  $3p^4$



Переходы и термы	$\lambda(\text{Å})$	$A (c^{-1})$		$\kappa/\eta$	
		М 83 *	М 83	GMZ 95 *	
2-1 $^3P_1-^3P_2$	4.16 $\mu\text{m}$	0.31	0.760 / 0.0	2.298 / 0.167	
3-1 $^3P_0-^3P_2$	3.05 $\mu\text{m}$	3.67(-5)	0.224 / 0.0	0.648 / 0.214	
4-1 $^1D_2-^3P_2$	5309.2	1.90	0.502 / 0.0	1.704 / 0.278	
5-1 $^1S_0-^3P_2$	2280.0	0.145	0.064 / 0.0	0.29 / 0.497	
3-2 $^3P_0-^3P_1$	11.5 $\mu\text{m}$	3.54(-2)	0.202 / 0.0	0.671 / 0.084	
4-2 $^1D_2-^3P_1$	6086.9	0.426	0.301 / 0.0	1.022 / 0.278	
5-2 $^1S_0-^3P_1$	2412.4	23.1	0.039 / 0.0	0.174 / 0.497	
4-3 $^1D_2-^3P_0$	6428.2	8.42(-5)	0.101 / 0.0	0.341 / 0.278	
5-3 $^1S_0-^3P_0$			0.013 / 0.0	0.058 / 0.497	
5-4 $^1S_0-^1D_2$	3996.3	3.73	0.793 / 0.0	1.348 / 0.025	

Таблица 3. Список пар линий, используемых для определения  $n_e$  и  $T_e$ .

Зона 1	Зона 2	Зона 3	Зона 4
5197.9/5200.4 [NI]	2470.4/3728.8 [OII]	1176 CIII/1549 CIV	1403OIV]/25.9μ[OIV]
5577.3/6300.3 [OI]	3726.0/3728.8 [OII]	1335.7 CII/1908CIII	1575.2 / 3425.9 [NeV]
	3728.8/7330.7 [OII]	1549 CIV/2297 CIII	1601.7/2425.1 [NeIV]
	4076.4/6730.9 [SII]	1663 [OIII]/2321 [OIII]	2422.5/2425.1 [NeIV]
	4068.6/4076.4 [SII]	1663 OIII]/4363 [OIII]	2425.1/4727.1 [NeIV]
	5754.5/6583.3 [NII]	1663 OIII]/5007 [OIII]	2691.4/7005.5 [ArV]
	6312.1/9069.6 [SIII]	1663 [OIII]/51.7μ [OIII]	
	6312.1/18.7μ [SIII]	1663 OIII]/88.5μ [OIII]	
	6312.1/33.7μ [SIII]	1908 CIII / 4267 CII	
	6730.9/10372.6 [SIII]	2321 / 5007 [OIII]	
	9069.6/18.7 [SIII]	2321/51.7μ [OIII]	
	9069.6/33.7μ [SIII]	2321/88.5μ [OIII]	
	18.7μ/33.7μ [SIII]	2869.1/4740.3 [ArIV]	
		3868.8/15.4μ [NeIII]	
		3868.8/36.1μ [NeIII]	
		4363.2/5006.8 [OIII]	
		4363.2/51.7μ [OIII]	
		4363.2/88.5μ [OIII]	
		4471/7065 HeI	
		4471/10830 HeI	
		4711.3/4740.3 [ArIV]	
		4740.3/7332.1 [ArIV]	
		5007/51.7μ [OIII]	
		5191.7/7135.8 [ArIII]	
		5191.7/9.0μ [ArIII]	
		5517 /5538 [CIII]	
		5876 /7065 HeI	
		5876 /10830 HeI	
		6678 /7065 HeI	
		6678 /10830 HeI	
		7065 /10830 HeI	
		7135.8/9.0μ [ArIII]	
		15.4μ/36.1μ [NeIII]	
		51.7/88.5μ [OIII]	

Таблица 4. Список пар линий для определения межзвездного поглощения

$\lambda_1/\lambda_2, (\text{Å})$	Элементы	$I(\lambda_1)/I(\lambda_2)_{\text{теор.}}$	Источник
4621.5 / 8727.4	[Cl]	9.66e-3	M83
4624.5 / 8727.4	[Cl]	9.72e-3	M83
1760.5 / 2838.0	[CII]	1.66	NS81
1760.5 / 6581.0	[CII]	2.78	NS81
2838.0 / 6581.0	[CII]	2.69	NS81
3466.4 / 10404.1	[NI]	0.158	M83
3466.4 / 10404.1	[NI]	0.161	KS86
3466.4 / 10404.1	[NI]	0.175	BZ84
3063.0 / 5754.6	[NII]	5.72e-2	M83
3063.0 / 5754.6	[NII]	5.91e-2	KS86
2958.4 / 5577.4	[OI]	4.481e-2	M83
2972.3 / 5577.4	[OI]	0.113	M83
2972.3 / 5577.4	[OI]	0.094	KS86
2972.3 / 5577.4	[OI]	0.118	BZ88
2958.4+72.3 / 5577.4	[OI]	0.113	M83
2958.4+72.3 / 5577.4	[OI]	0.118	BZ88
2470.35 / 7319.0+30.0	[OII]	0.690	M83
2470.35 / 7319.0+30.0	[OII]	0.736	Z87
2321.1+31.6 / 4363.2	[OIII]	0.236	M83
2321.1 / 4363.2	[OIII]	0.236	M83
2321.1 / 4363.2	[OIII]	0.232	KS86
1841.8 / 3342.5	[NeII]	1.36	M83
1841.8 / 3342.5	[NeII]	1.19	KS86
1841.8 / 3342.5	[NeII]	1.41	BZ88
1601.6 / 4714.0+26.0	[NeIV]	3.91	KS86
1601.6 / 4714.0+26.0	[NeIV]	2.62	M83
1572.2 / 2972.0	[NeV]	2.78	M83
1572.2 / 2972.0	[NeV]	2.36	KS86
1572.2 / 2972.0	[NeV]	2.36	M83
4589.0 / 7724.7	[SI]	0.385	KS86
4068.6+76.4 / 10287.0+373	[SII]	1.45	M83
4068.6+76.4 / 10287.0+373	[SII]	1.19	KS86
3721.7 / 6312.1	[SIII]	0.611	M83
3721.7 / 6312.1	[SIII]	0.360	KS86
3675.0 / 6152.1	[ClI]	1.11	KS86
3675.0 / 6152.1	[ClI]	1.06	M83
3342.9+53.3 / 8450.0+8525.0	[Cl III]	1.74	KS86
3342.9+53.3 / 8450.0+8525.0	[Cl III]	2.58	M83
3118.3 / 5323.3	[ClIV]	1.51	M83
3118.3 / 5323.3	[ClIV]	0.903	KS86
3109.0 / 5191.8	[ArII]	1.67	M83
2854.8+69.1 / 7170.6+7332.8	[ArIV]	3.57	M83
2854.8+69.1 / 7170.6+7332.8	[ArIV]	2.76	KS86
2691.4 / 4625.5	[ArV]	3.42	M83
2691.4 / 4625.5	[ArV]	1.95	KS86
2711.2 / 4510.9	[KIV]	5.49	KS86
2711.2 / 4510.9	[KIV]	5.23	M83
2494.5+2514.5 / 6223.0+6447.0	[KV]	3.39	KS86
2494.5+2514.5 / 6223.0+6447.0	[KV]	4.16	M83
2366.8 / 4097.0	[KVI]	4.09	KS86
2366.8 / 4097.0	[KVI]	4.09	MZ82
2412.4 / 3996.3	[CaV]	10.26	MZ83



## ЛИТЕРАТУРА К ТАБЛИЦЕ 2 И 4

- A 83 - Aggarwal K.M. // *ApJ.Suppl.Ser.*, 52, 387, 1993;  
 B 88 - Berrington K.A. // *J.Phys. B: At.Mol.Opt.Phys.* 21, 1083, 1988;  
 BBZ 89 - Becker S.R., Butler K., Zeipen C.J. // *A&A*, 221, 375, 1989;  
 BDZ 94 - Biemont E., Delahaye F., Zeipen C.J. // *J. Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.*  
 27, 5841, 1994;  
 BM 84 - Butler K., Mendoza C. // *MNRAS*, 208, 17, 1984;  
 BP 92 - Blum R.D., Pradhan K. // *ApJ. Suppl. Ser.*, 80, 425, 1992;  
 BSS 85 - Bayes F.A., Saraph H.E., Seaton M.J. // *MNRAS short Commun.* 215, 85, 1985;  
 BZ 84 - Butler K., Zeipen C.J. // *A&A*, 141, 274, 1984;  
 BZ 88 - Baluja K.I., Zeipen C.J. // *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.* 21, 1455, 1988;  
 BZ 89 - Butler K., Zeipen C.J. // *A&A*, 208, 337, 1989;  
 BZ 94 - Butler K., Zeipen C.J. // *A&A Suppl. Ser.*, 108, 1, 1988;  
 BZL 88 - Butler K., Zeipen C.J., Le Bourbot J. // *A&A*, 203, 189, 1988;  
 CP 93 - Cai W., Pradah A.K. // *ApJ Suppl.Ser.*, 88, 329, 1993;  
 DK 91 - Duffon P.L., Kingston A.E. // *MNRAS*, 248, 827, 1991;  
 DHKD 82 - Duffon P.L., Hibbert A., Kingston A.E., Dosek G.A. // *ApJ*, 257, 338, 1982;  
 F 83 - Fischer C.F. // *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.*, 16, 157, 1983;  
 GMZ 95 - Galawis M.E., Mendoza C., Zeipen C.J. // *A&A Suppl.Ser.*, 111, 347, 1995;  
 HN 83 - Hayes M., Nussbaumer H. // *A&A*, 124, 279, 1983;  
 HN 84 - Hayes M., Nussbaumer H. // *A&A*, 139, 233, 1984;  
 JK 87 - Johnson C.T., Kingston A.E. // *J.Phys.B: At. Mol.Opt.Phys.*, 20, 5757, 1987;  
 JK 90 - Johnson C.T., Kingston A.E. // *J.Phys.B: At. Mol.Opt.Phys.*, 23, 3393, 1990;  
 JKD 86 - Johnson C.T., Kingston A.E., Duffon P.L. // *MNRAS*, 220, 155, 1986;  
 KS 86 - Kaufman V., Sugar J. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 15, N1, 321, 1986;  
 LB 91 - Lennon D.J., Burke V.M. // *MNRAS*, 251, 628, 1991;  
 LB 94 - Lennon D.J., Burke V.M. // *A&A Suppl.Ser.*, 103, 273, 1994;  
 LDHK 85 - Lennon D.J., Duffon P.L., Hibbert A., Kingston A.E. // *ApJ.*, 294, 200, 1985;  
 M 83 - Mendosa C. // *IAU Symp.N 103, Planetary Nebulae*, 143, 1983;  
 MB 89 - MohanM., Baluja K.L. // *J.Phys.D: At.Mol. and Clusters*, 14, 135, 1989;  
 MB 93 - McLoughlin B.M., Bell K.L. // *ApJ*, 408, 753, 1993;  
 MZ 82 - Mendosa C., Zeipen C.J. // *MNRAS*, 199, 1025, 1982;  
 MZ182 - Mendosa C., Zeipen C.J. // *MNRAS*, 198, 127, 1982;  
 MZ 83 - Mendosa C., Zeipen C.J. // *MNRAS*, 202, 981, 1983;  
 MZ 87 - Mendosa C., Zeipen C.J. // *MNRAS, Short Comm.*, 224, 7, 1987;  
 NS 81 - Nussbaumer H., Storey P. // *Astr.Astrophys.*, 96, 91, 1981;  
 PB 95 - Pelan J., Berrington K.A. // *A&A Suppl.Ser.*, 110, 209, 1995;  
 ST 94 - Saraph H.E., Tully J.A. // *A&A Suppl.Ser.*, 107, 29, 1994;  
 THN 87 - Tayal S.S., Henry R.J.W., Nakazakis // *Astrophys.j.*, 313, 487, 1987;  
 VDP 87 - Verhey T.R., Das B.P., Perger W.F. // *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.*,  
 20, 3639, 1987;  
 Z 87 - Zeipen C.J. // *A&A*, 173, 410, 1987;  
 ZBL 87 - Zeipen C.J., Butler K., Le Bourbot // *A&A*, 188, 251, 1987;  
 ZGP 94 - Zhang H.L., Graziani M., Pradhan K. // *A&A*, 283, 319, 1994.

УДК 523.985

## Распределение частоты и длительности солнечных радиовсплесков типа I

Ю.Ф. Юровский

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 30 июня 1998 г.

**Аннотация.** Рассмотрено общепринятое представление радиоизлучения всплесковой компоненты солнечных шумовых бурь (ШБ) в виде суммы импульсов. Вычислены распределения длительности компонент “белого” шума, пуассоновского процесса, узкополосного шума и последовательности импульсов, длительность которых случайным образом отклоняется от среднего значения. Сравнение опубликованных гистограмм ШБ с результатами расчетов показало, что гистограммы лучше описываются распределением компонент широкополосного шума, чем распределением импульсов одинаковой средней длительности или распределением длительности импульсов узкополосного шума. На этом основании сделан вывод о том, что происхождение всплесковой компоненты ШБ не связано с какими-либо резонансными явлениями в источнике излучения. Так как максимальная длительность всплесков на опубликованных гистограммах отражает не физические свойства источников ШБ, а предопределена способом разложения флуктуаций на компоненты и рассматриваемым объемом данных, то распространенная гипотеза о формировании всплесковой компоненты из узкополосных короткоживущих импульсов оказывается не подтвержденной результатами обработки наблюдений.

**DISTRIBUTION OF FREQUENCY AND DURATION OF THE TYPE I SOLAR RADIO BURSTS,** by Yu. Yurovsky. Standard representation of radio emission of burst components of solar noise storms (NS) as a sum of pulses is considered. The distributions of burst duration of a “white” noise, a Poisson’s process, a narrowband noise and a sequence of pulses with duration declined from a mean value are calculated for comparison. It is shown, that the published histograms of duration of NS pulses are better fitted by distribution of broadband noise than by distribution of pulses with common mean value. Therefore, the origin of NS burst component is not connected with a resonant phenomena in the source of emission. Since a maximal duration of bursts on the histograms is predefined by a decomposition of fluctuations on the components and by insufficient number of data but not by the properties of the NS source then a widespread hypothesis of formation of burst component with the narrowband shortlived pulses seems to be not confirmed by the results of reduction of observations.

### 1 Введение

Солнечные шумовые бури метрового диапазона волн (ШБ) и пульсации потока радиоизлучения всплесковых радиовсплесков на дециметровых волнах представляют собой флуктуирующий повышенный уровень радиоизлучения. Обычно предполагается, что переменная составляющая такого сигнала состоит из узкополосных короткоживущих импульсов излучения (Уайлд, 1950; Такакура,

1959; Железняков, 1964; Фоккер, 1960; Элгарей, 1977; Гудель, Бенц, 1990 и др.). Для определения характерной длительности этих всплесков используется гистограмма, интерпретируемая как зависимость числа наблюдаемых всплесков от их продолжительности (Уайлд, 1951; Элгарей, 1957; Виткевич, Горелова, 1961; Ецков, 1966; Гроот, 1966; Састри, 1969; Элгарей, 1967; Элгарей, 1982; Ксиллаги, Бенц, 1993 и т.д.). Гистограмма имеет ясно выраженный максимум в области всплесков короткой длительности, поэтому авторы приходят к заключению о том, что переменная составляющая сигнала состоит главным образом из этих всплесков. Другие свойства гистограммы в этих исследованиях не рассматриваются. Между тем характер гистограммы связан с процессом образования случайной переменной. В связи с этим целью данной работы явилось выяснение вопроса о том, какого типа процесс лучше соответствует эмпирическим гистограммам. Анализ заключался в сравнении вычисленных аналитическим способом распределений частоты и длительности компонент некоторых процессов с эмпирическими гистограммами ШБ, полученными разными авторами. В итоге выяснилось, что опубликованные гистограммы лучше описываются распределением равноценных компонент "белого" шума, чем распределением импульсов, длительность которых случайным образом отклоняется от среднего значения. Это свидетельствует о том, что происхождение всплесковой компоненты ШБ не связано с какими-либо резонансными явлениями в источнике излучения. Так как максимальная длительность всплесков на опубликованных гистограммах отражает не физические свойства источников ШБ, а предопределена способом разложения флуктуаций на компоненты и рассматриваемым массивом данных, то распространенная гипотеза о формировании всплесковой компоненты из узкополосных короткоживущих импульсов оказывается не подтвержденной результатами анализа наблюдений.

## 2 Аналитические распределения частоты и длительности

Некоторые понятия теории вероятностей и математической статистики в разных изданиях обозначаются разными терминами. В этом разделе во избежание недоразумений приводятся используемые в данной работе определения и термины, заимствованные из монографии Тихонова (1982).

### 2.1 Терминология и определения некоторых статистических величин

Результаты  $N_{\Sigma}$  наблюдений некоторой величины  $D$ , принимающей при каждом измерении случайные значения  $D_i$ , лежащие в интервале  $[D_{\min}, D_{\max}]$ , будем называть выборкой данных. Графически эту выборку можно изобразить (Рис. 1а) в виде одномерной последовательности точек на числовой оси  $t$  с интервалом  $D_i$  между соседними точками  $[t_i, t_{i+1}]$ . Ось будет иметь размерность, совпадающую с размерностью измеряемой величины. Размер интервала  $[0, t_{\Sigma}]$ , занимаемого данными всей выборки, равен:  $t_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{N_{\Sigma}} D_i \approx \bar{D} N_{\Sigma}$ .

В виде *одномерного точечного процесса* можно представить выборки различных наблюдательных данных (Рис. 1а). Если под величиной  $D_i$  подразумевать длительность  $i$ -того всплеска радиоизлучения, то тогда над каждым интервалом  $[t_i, t_{i+1}]$  можно изобразить его профиль интенсивности  $I_i(t)$ . Можно полагать также, что  $D_i$  – период вращения какого-то  $i$ -того небесного тела. Тогда кривая над интервалом  $[t_i, t_{i+1}]$  может изображать изменение его блеска в течение одного оборота. В этих двух случаях ось  $t$  имеет размерность времени. Если же  $D_i$  – ширина полосы частот, занимаемой всплеском на динамическом спектре, то ось  $t$  будет иметь размерность частоты, а кривая над интервалом  $[t_i, t_{i+1}]$  может рассматриваться как профиль "мгновенного" частотного спектра данного всплеска.

Любое увеличение интенсивности радиоизлучения от минимума до максимума и последующий спад до очередного минимума будем называть, следуя Грооту (1966), импульсом или всплеском радиоизлучения. Нас будет интересовать только длительность всплесков  $D$ , независимо от того, имеет ли каждый из них отдельный источник генерации или эти всплески являются результатом модуляции интенсивности одного общего источника. Причиной модуляции может быть, например,

рассеяние радиоволн при их распространении через неоднородную турбулентную плазму солнечной короны или изменение мощности генерации радиоволн в источнике.

Очевидно, что на исследуемую величину  $D$  "амплитуда" кривой  $I(t)$  над интервалами  $[t_i, t_{i+1}]$  не влияет, и "профили" добавлены нами лишь для наглядности рисунков. Размер исследуемого интервала  $D_i$  остается неизменным независимо от его положения на оси  $t$ . Это обозначает, что рассматриваемые события могут происходить последовательно во времени (как, например, всплески радиоизлучения) или существовать одновременно (как, например, вращение небесных тел).

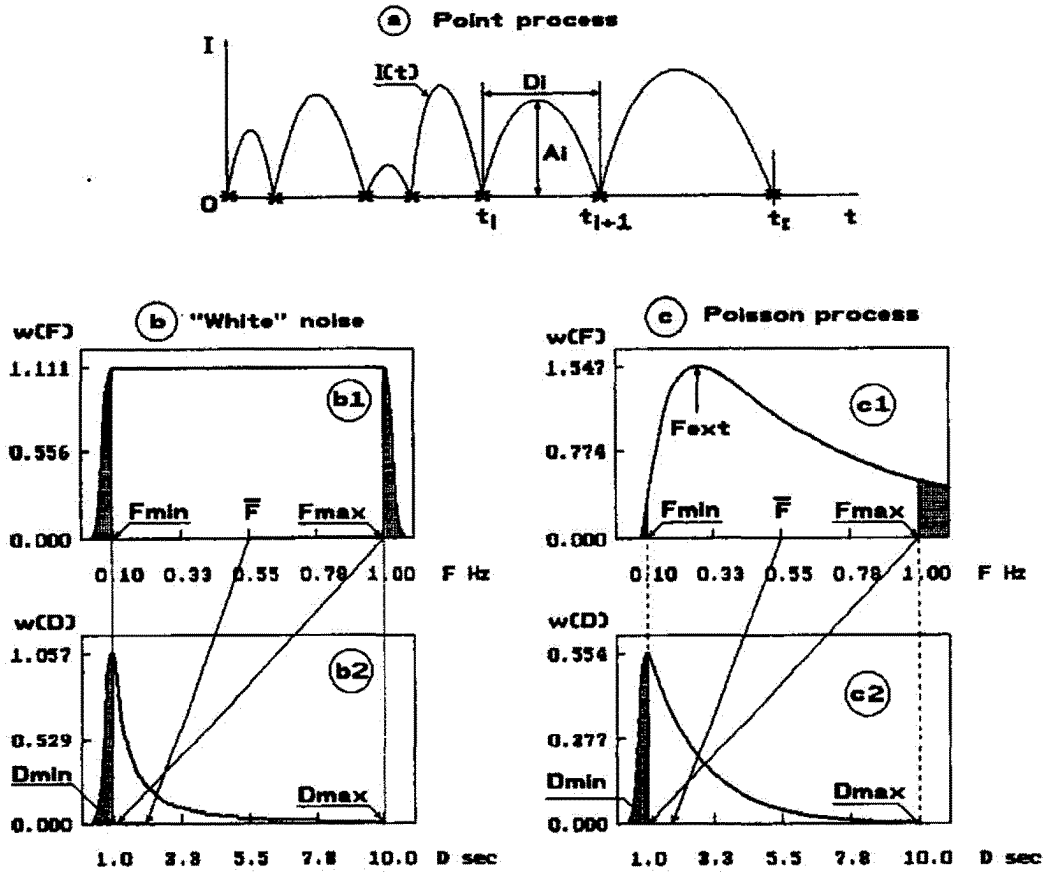


Рис. 1. а – образование точечного процесса на числовой оси  $t$  из совокупности измеренных значений  $D_i$ ; б – распределение частоты событий "белого" шума (b1) и их длительности (b2); с – распределение частоты (c1) и длительности (c2) событий пуассоновского процесса

Проблема разделения результатов наблюдения налагающихся событий (двух тесно расположенных всплесков или периодов вращения двух астероидов, одновременно находящихся на луче зрения) выходит за рамки тематики данной работы и поэтому здесь не обсуждается. Мы просто полагаем, что при составлении выборки данных возможность наложения событий была каким-либо образом учтена. Случайная величина  $D$  считается заданной, если задана вероятность того, что она примет какое-то определенное значение  $D_i$  из диапазона возможных значений  $[D_{min}, D_{max}]$ . Соотношение, устанавливающее в той или иной форме зависимость между возможными значениями  $D_i$

и их вероятностями, называется *законом распределения* (Тихонов, 1982). В нашем случае  $D$  является непрерывной случайной величиной, принимающей бесчисленное множество значений, причем вероятность попадания ее в любую бесконечно малую область бесконечно мала. Зависимость *числа событий от их длительности* при этом представляет собой прямую линию с ординатой, равной 1 (в выборке нет одинаковых событий, каждое из них представлено в единственном экземпляре). Поэтому закон распределения такой величины задается *плотностью вероятности*  $w(D)$ , которая определяется как предел отношения вероятности попадания значений случайной величины в малый интервал  $[D_i, D_i + dD]$  к длине этого интервала  $dD$  при  $dD \rightarrow 0$  (Тихонов, 1982):

$$w(D) = \lim_{dD \rightarrow 0} \frac{n_k}{N_{\Sigma} dD} \quad (D_{\min} < D < D_{\max}). \quad (1)$$

Распределение плотности вероятности  $w(D)$  случайной величины  $D$  в интервале ее возможных значений  $[D_{\min}, D_{\max}]$  далее для краткости будем называть просто *распределением  $D$*  (например, распределением длительности всплесков). Плотность вероятности  $w(D)$  согласно определению является размерной: ее размерность обратна размерности рассматриваемой случайной величины. Следовательно, распределение является не зависимостью количества  $n_k$  элементов выборки от их величины  $D_k$ ; а характеризует относительную *плотность* расположения этих элементов на оси абсцисс  $D$  и поэтому иногда даже не пропорционально количеству событий заданной длительности в исходной выборке. Подробнее этот вопрос изложен в следующем разделе при рассмотрении свойств распределений "белого" шума.

Запись плотности вероятности в форме (1) позволяет оценить закон распределения по эмпирическим данным, так как в выражение входят конечное число измерений  $N_{\Sigma}$  и конечный размер интервала  $dD$ . Для этого область экспериментальных значений случайной величины  $D$  разбивают на некоторое количество обычно одинаковых интервалов длины  $dD$  (бинов) и вычисляют число точек  $n_k$ , попадающих в каждый бин  $k$ . Подсчитанные таким образом значения плотности расположения точек в каждом бине  $n_k/dD$  изображают графически в виде ступенчатой кривой: по оси абсцисс откладывают соответствующие интервалы и на каждом из них, как на основании, строят прямоугольник, высота которого равна значению плотности  $n_k/dD$ . Чтобы результат отражал только свойства исследуемой величины  $D$  и не зависел от объема выборки, плотность нормируют к полному количеству событий  $N_{\Sigma}$  в выборке. Полученная ступенчатая кривая называется *гистограммой* и является оценкой распределения по эмпирическим данным. Ось ординат гистограммы имеет размерность, которая не исчезает при изменении масштаба. Например, после умножения ординат гистограммы, задаваемых выражением (1), на постоянное для данной гистограммы произведение  $dDN_{\Sigma}$ , шкала ординат получится пропорциональной количеству компонент  $n_k$ , попадающих в каждый бин  $k$ , т.е. ось ординат останется размерной.

При  $dD \rightarrow 0$  и  $N_{\Sigma} \rightarrow \infty$  гистограмма становится все более подробной и асимптотически приближается к огибающей, которая при известном характере случайной переменной может быть вычислена аналитическим путем.

Задачей астрофизического исследования обычно является построение физической модели изучаемого явления. В связи с этим отметим существенное различие между математической операцией *извлечения* параметров события из выборки и физическим *наблюдением* этих параметров. Извлечение из выборки никак не связано с длительностью события, т.е. короткое и длинное событие извлекаются одинаковым способом. Поэтому вероятность извлечь событие длительностью  $D_k$  из выборки равна  $W_m(D_k) = n_k/N_{\Sigma}$ . В отличие от извлечения из выборки, продолжительность наблюдения события равна его длительности, т.е. долгоживущее событие наблюдается дольше короткоживущего. Согласно аксиомам теории вероятности, вероятность попадания случайной точки на малый отрезок  $[a, b]$ , составляющий часть большего отрезка  $[A, B]$ , пропорциональна отношению длин этих отрезков. Поэтому можно утверждать, что вероятность наблюдения  $W_e(D_k)$  событий заданной длительности  $D_k$  пропорциональна той части времени, которую они занимают на всем интервале наблюдений  $t_{\Sigma}$ :  $W_e(D_k) = n_k D_k / t_{\Sigma}$ . Очевидно, что  $W_m(D_k)$  не может быть равно  $W_e(D_k)$  во всем диапазоне изменений  $[D_{\min} < D_k < D_{\max}]$ . Следовательно, математическое построение

распределения  $w(D)$  по данным выборки не адекватно физической процедуре наблюдений. Поэтому можно подозревать, что некоторые выводы о физических свойствах процесса, основанные на характере математически построенного распределения, будут отличаться от наблюдаемых свойств этого процесса.

В связи с этим рассмотрим величину  $F_i$ , обратную времени  $D_i$ :  $F_i = 1/D_i$ . Введенный нами параметр  $F_i$  имеет размерность частоты и показывает, какая часть события уместается в единице времени. Физический смысл этого параметра становится более наглядным, если под  $D_i$  подразумевается, например, период вращения небесного тела. Вращающееся тело характеризуется моментом инерции  $m_i$  [ $kg m^2$ ] и моментом количества движения  $M_i$  [ $kg m^2/s$ ]. Поделив количество движения на момент инерции получим *скорость вращения*  $V_i = M_i/m_i$  [ $rad/s$ ]. Однако чаще пользуются в  $2\pi$  раз большей *частотой вращения*  $F_i = 2\pi V_i$  [ $cycl/s$ ] (оборотов/секунду). Таким образом, если  $D_i$  – период вращения, то  $F_i$  – частота вращения.

Для нас существенно то обстоятельство, что измерение частоты производится за одну и ту же единицу времени независимо от величины самой частоты, т.е. так же, как и математическое извлечение этого параметра из выборки данных. Поэтому распределение частоты  $w(F)$ , построенное по данным выборки, адекватно отражает результаты наблюдений. При этом не имеет значения, была ли частота непосредственно измерена или она была вычислена по измерениям периода (длительности). Например, для измерения частоты вращения достаточно определить, на какой угол поворачивается объект наблюдения за одну секунду. Затем по этой величине могут быть вычислены частота и период вращения. Однако при измерении частоты всплеска этот метод не годится, так как в процессе наблюдений неизвестно, какую часть всплеска составляет одна секунда. В этом случае нужно наблюдать весь всплеск в течение времени  $D_i$ , а затем вычислять его частоту  $F_i = 1/D_i$ .

Если распределение симметрично относительно среднего значения изучаемой переменной, то количество событий, имеющих параметр меньше среднего, равно количеству событий с параметром больше среднего, т.е. в выборке нет преобладания ни тех, ни других компонент. Если же в выборке каких-либо компонент больше, то распределение становится несимметричным относительно среднего. Чтобы результат исследования асимметрии не зависел от объема выборки, в статистике используется безразмерный *коэффициент асимметрии* – отношение третьего центрального момента распределения к кубу среднего квадратического отклонения, эмпирическое значение которого вычисляется по формуле (Тихонов, 1982):

$$As = \frac{1}{\sigma^3} \frac{N_{\Sigma}}{(N_{\Sigma} - 1)(N_{\Sigma} - 2)} \sum_{i=1}^{N_{\Sigma}} (D_i - \bar{D})^3,$$

где  $N_{\Sigma}$  – полное количество измерений, входящих в изучаемое распределение,  $\bar{D} = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} Dw(D)dD$  – среднее значение измеряемой величины,  $\sigma$  – стандартное отклонение от среднего,  $D_i$  – результат каждого измерения. Положительное значение коэффициента асимметрии свидетельствует о преобладании количества короткоживущих компонент в составе выборки.

Для визуальной оценки характера распределения можно использовать другие числовые характеристики. Координата максимума распределения называется *модой*, а координата линии, делящей площадь под кривой распределения пополам, называется *медианой*. Если мода предшествует медиане, то плотность вероятности имеет положительную асимметрию.

Распределения интервала  $D$  и его частоты  $F$  в точечном процессе зависят от закона, определяющего положение каждой точки на оси  $t$ . Рассмотрим некоторые модели физических процессов, приводящие к различным распределениям.

## 2.2 Распределения частоты и длительности составляющих “белого” шума

Для продолжения описания методики исследования рассмотрим простейшую математическую модель дельта-коррелированного “белого” шума. Пусть в течение всплеска длительностью  $D_i$  из-

лучается энергия  $E_i$ , т.е. длительность  $D_i$  определяется свойствами механизма излучения. Поскольку всплеск заканчивается только после излучения всей энергии  $E_i$ , то каждая последующая точка  $t_{i+1}$  на оси  $t$  (Рис.1а) образуется путем добавления интервала  $D_i$  к предыдущей точке  $t_i$ . В статистике пример подобного процесса приводится в виде последовательности моментов  $t_i$  соединения абонентов на телефонной станции. Линия перегружена, абоненты образуют очередь. Соединение происходит сразу после окончания предыдущего разговора. Интервал  $D_i$  между соединениями определяется потребностями абонента.

Запишем (среднюю) мощность излучения всплеска в виде  $P_i = E_i/D_i$  и затем преобразуем это выражение, разделив обе части на  $E_i$ :

$$\frac{P_i}{E_i} = \frac{1}{D_i} = F_i.$$

Полученный параметр  $F$  является частотой всплеска в смысле, указанном выше.

Рассматриваемый нами процесс будет "белым" шумом, если его спектральная плотность будет постоянна в изучаемом диапазоне частот. Для этого надо полагать, что  $P_i = P = const$  (все компоненты одинаковой мощности), а энергия одного события  $E_i = P D_i = P/F_i$  изменяется так, что  $F_i$  принимает с равной вероятностью любое значение из диапазона  $[F_{min}, F_{max}]$  (равномерное распределение частот). Из условия равенства мощности и суммарной энергии всплесков любой длительности  $E = P D_i n_i = P D_j n_j = const$  следует, что количество всплесков в выборке обратно пропорционально их длительности:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{D_j}{D_i}.$$

Например, если в выборке имеется один компонент длительностью 10 с, то в ней должно содержаться 10 компонент длительностью 1 с. При этом нужно иметь в виду, что в шуме вероятность появления события строго определенной длительности  $D_{pi}$  равна нулю. Поэтому термин "заданная длительность" следует понимать как  $D_{pi} = D_i + \alpha D_i$  при  $\alpha \rightarrow 0$ . Произведение  $D_i n_i$  равно суммарному времени излучения  $n_i$  импульсов, каждый из которых имеет длительность  $D_i$ . Поскольку по условию  $D_i n_i = const$ , то из этого следует, что источник "белого" шума излучает короткие импульсы столько же времени, сколько времени он излучает длинные импульсы.

Выразим это свойство через вероятность наблюдения. Событие наблюдается в случайный момент времени  $t_x$ , если в этот момент его интенсивность  $I(t_x) > 0$ . Поскольку  $n_i D_i = n_j D_j = const$ , то и вероятность  $W_e(D_i) = n_i D_i / t_{\Sigma} = const$ . Таким образом, в "белом" шуме вероятность наблюдения событий любой длительности одинакова. Этот результат отличается от вероятности извлечения событий из выборки, которая равна  $W_m(D_i) = n_i / N_{\Sigma}$ . При этом вероятность извлечения обратно пропорциональна заданной длительности, так как  $n_i = const / D_i$ .

По условию измеренные частоты в "белом" шуме располагаются равномерно на оси  $F$  (Рис.1,b1). Для вычисления аналитических распределений зададим некий произвольный интервал частот  $[F_{min} = 0.1, F_{max} = 1] Hz$ . Разделим интервал  $[F_{min}, F_{max}]$  на  $k$  равных участков (бинов) размером  $dF = (F_{max} - F_{min})/k$  и подсчитаем количество измерений  $n_{kF}$ , попавших в каждый бин  $k$ , т.е. вычислим плотность расположения точек  $n_{kF}/dF$  внутри бина. Из-за равномерного расположения точек на оси  $F$  их количество в каждом бине будет одинаковым. Чтобы искомая величина отражала только свойства изучаемого процесса и не зависела от объема выборки, разделим плотность точек  $n_{kF}/dF$  на количество элементов выборки  $N_{\Sigma}$ . Отношение  $n_{kF}/N_{\Sigma}$  можно рассматривать как вероятность попадания некоторых элементов выборки в интервал  $[F_k, F_k + dF]$ . Поэтому выражение  $\frac{n_{kF}}{N_{\Sigma} dF}$ , является эмпирической плотностью вероятности или распределением частоты:

$$w_e(F) = \frac{n_{kF}}{N_{\Sigma} dF}. \quad (3)$$

В связи с равномерным расположением точек их количество в одном бине будет равно:

$$n_{kF} = \frac{N_{\Sigma} dF}{F_{max} - F_{min}}.$$

Подставив это значение в выражение (3) для плотности вероятности, получим аналитическую запись равномерного распределения частоты в виде:

$$w_a(F) = \frac{1}{F_{max} - F_{min}}$$

или в более компактном виде, обозначив ширину диапазона значений  $F$  как  $\Delta F = F_{max} - F_{min}$ :

$$w_a(F) = \frac{1}{\Delta F} \quad F_{min} < F < F_{max}. \quad (4)$$

Обратим внимание на то, что распределение  $w(F)$  не является спектром мощности, так как при определении длительности  $D_i$  и частоты  $F_i$  интенсивность события  $I(t)$  не принимается во внимание.

Построим распределение интервалов  $D = 1/F$ , воспользовавшись известным правилом преобразования распределений  $w(D) = w(F) \left| \frac{dF}{dD} \right|$  (Тихонов, 1982):

$$w(D) = \frac{1}{\Delta F D^2} \quad D_{min} < D < D_{max}. \quad (5)$$

Полученная кривая не требует нормировки, так как площадь под ней равна единице:

$$\int_{D_{min}}^{D_{max}} \frac{dD}{\Delta F D^2} = 1.$$

График распределения  $w(D)$  показан на Рис.1,b2 и представляет собой участок квадратичной гиперболы. Плотность монотонно возрастает обратно пропорционально квадрату величины  $D$  и кривая заканчивается в точке, имеющей координату  $D_{min}$ , т.е. в области самых малых значений  $D$ . Найденное распределение не имеет математического ожидания, так как интеграл

$$\bar{D} = \int_0^{\infty} \frac{dD}{\Delta F D}$$

расходится, что накладывает определенные ограничения на использование такой модели "белого" шума. Например, оказывается невозможным найти аналитическое выражение для вычисления коэффициента асимметрии.

Реальные физические процессы не имеют абсолютно резких границ спектра, поэтому левее  $D_{min}$  и правее  $D_{max}$  должен существовать относительно плавный спад распределения, соответствующий наличию некоторого количества частот за пределами интервала  $[F_{min}, F_{max}]$  (заштрихованные участки на рис.1). Мы не будем пока изучать этот граничный эффект и лишь отметим, что он проявляется наиболее заметно в области  $D < D_{min}$ , где плотность вероятности максимальна, и почти не заметен в области  $D > D_{max}$  из-за малой величины плотности вероятности в этом районе. Таким образом в выборке, по условию состоящей из равноценных по мощности компонент и равновероятных частот, распределение длительности этих компонент асимметрично и имеет ясно выраженный максимум.

Найдем отношение ординат двух бинов гистограммы, воспользовавшись аналитической (4) и эмпирической (3) формами записи плотности вероятности:

$$\frac{n_{kD}}{n_{mD}} = \frac{D_m^2}{D_k^2}.$$

Следовательно, количество событий в каждом бине распределения  $w(D)$  обратно пропорционально квадрату их длительности, в то время как в исходной выборке количество событий обратно пропорционально длительности в первой степени. Например, в бинах, ординаты которых отличаются в 10 раз, количество событий на гистограмме  $w(D)$  отличается в 100 раз, а по условию количество этих событий в исследуемой выборке отличается только в 10 раз.



Различие возникает в связи с тем, что в равновеликие бины размером  $dD$  в зависимости от значения абсциссы бина  $D_k$  попадает разное количество событий  $n_{kD}$ . Пусть, например, бин имеет размер  $dD = 1$  с. Тогда в интервал (бин)  $[1$  с,  $2$  с] попадут события, отличающиеся по длительности вдвое (на 100%), а в равновеликий интервал  $[10$  с,  $11$  с] попадут события, отличающиеся лишь на 10%. Следовательно, критерий отбора событий для разных бинов распределения  $w(D)$  оказывается различным. В рассматриваемом "белом" шуме частоты распределены равномерно с одинаковой плотностью, т.е. два соседних значения отличаются друг от друга (в среднем) на один и тот же процент, но количество событий обратно пропорционально их длительности. В результате число событий в одном бине  $n_{kD}$  гистограммы  $w(D)$  определяется, во-первых, их общим количеством  $1/D_k$  в выборке и, во-вторых, критерием отбора  $1/D_k$  и оказывается пропорциональным:  $n_{kD} \sim 1/D_k^2$ .

Обратная квадратичная зависимость приводит к тому, что ординаты гистограммы быстро уменьшаются с ростом длительности и ширина гистограммы на уровне  $0.01w(D)_{max}$  составляет около  $10 D_{min}$ . Пусть исследуются события в типичном для ШБ диапазоне длительности от  $D_{min} = 0.1$  с до  $D_{max} = 5$  с. Чтобы в бин  $D_{max}$  попало по крайней мере одно событие ( $n_{max} = 1$ ), бин  $D_{min}$  должен содержать  $n_{min} = n_{max}(D_{max}/D_{min})^2 = 2500$  событий. Следовательно, выборка должна состоять приблизительно из  $N_{\Sigma} \approx 4n_{min} = 10000$  событий, так как часть событий будет рассеяна по бинам  $D_{min} < D_k < D_{max}$ . При меньшем объеме выборки, например, при  $N_{\Sigma} = 1000$  ( $n_{min} = 250$ ), ординаты большинства бинов со средней длительностью, превышающей  $D > D_{min}\sqrt{n_{min}} \approx 1.6$  с, будут равны нулю. Таким образом, недостаточное количество исходных данных создает иллюзию отсутствия в изучаемом процессе долгоживущих событий, хотя по условию заключенная в них энергия такая же, как и энергия событий, составляющих максимум гистограммы и излучаются они в течение такого же интервала времени, как и короткие события.

Рассмотрим другую физическую модель источника излучения, генерирующую события с иным распределением частоты и длительности.

### 3 Распределение частоты и длительности событий пуассоновского процесса

Допустим, что исследуется "мерцание" космических радиоисточников, возникающее в результате многолучевого распространения радиоволн в турбулентной атмосфере Солнца. Нанесем каждый минимум сигнала на ось  $t$  в виде точки  $t_i$ . В связи с хаотичностью турбулентности можно полагать, по-видимому, что моменты появления минимумов равновероятны, поэтому положение каждой точки в первом приближении не зависит от положения предшествующих и последующих точек в отличие от рассмотренного выше "белого" шума, в котором координата каждой точки  $t_i$  получалась путем добавления интервала  $D_i$  к координате предыдущей  $t_{i-1}$  точки. Теперь положение каждой точки отсчитывается от начала оси  $t$  и длина отрезков  $[0, t_i]$  распределена равномерно (точка  $t_i$  с равной вероятностью попадает на любой участок отрезка  $[0, t_{\Sigma}]$ ). Интервал  $D_i$  между соседними точками в такой модели явления определяется не временем расхода энергии в источнике излучения, а свойствами стороннего процесса (например, турбулентции).

Если полагать, что последовательность точек  $t_i$  изображает моменты соединения абонентов на телефонной станции, то в отличие от "белого" шума в данной модели линия не перегружена, очереди нет, соединение происходит сразу при поступлении вызова. Длительность разговора не влияет на величину интервала  $D_i$ , который теперь зависит от потока вызовов.

В статистике подобный точечный процесс называется пуассоновским. При некоторых дополнительных условиях он также может служить аналитическим описанием "белого" шума (Тихонов, 1982), но уже не дельта-коррелированного. Распределение интервалов между точками пуассоновского процесса известно (Тихонов, 1982):

$$w(D) = K_D \frac{1}{D} e^{-\frac{D}{b}} \quad D_{min} < D < D_{max}. \quad (6)$$

Нормировочный коэффициент определяется из очевидного соотношения:

$$K_D = \frac{\int_0^\infty w(D)dD}{\int_{D_{min}}^{D_{max}} w(D)dD} = \frac{1}{e^{-D_{min}/\bar{D}} - e^{-D_{max}/\bar{D}}}.$$

На рис. 1,c2 показан график этого распределения, представляющий собой на отрезке  $[D_{min}, D_{max}]$  участок экспоненты с максимумом в точке  $D_{min}$ . Поскольку мода распределения  $w(D)$  опережает медиану, то в выборке данных из пуассоновского процесса, как и в "белом" шуме, короткоживущих компонент больше, чем долгоживущих.

Распределение частоты получим путем уже известного преобразования плотности вероятности:

$$w(F) = K_F \frac{e^{-\frac{1}{F\bar{D}}}}{DF^2} \quad F_{min} < F < F_{max}. \quad (7)$$

Коэффициент нормировки для распределения  $w(F)$  можно вычислить с помощью выражения:

$$K_F = \frac{N_\Sigma}{(D_{max} - D_{min}) \sum_{i=1}^{N_\Sigma} w(D_i)}.$$

Найденное распределение  $w(F)$  (Рис. 1,c1) характеризуется заметной асимметрией относительно середины интервала  $[F_{min}, F_{max}]$  и наличием максимума  $F_{ext}$ . Следовательно, в пуассоновском процессе имеются компоненты с преимущественной частотой. Однако наличие преимущественной частоты никак не проявляется на распределении периодов: плотность вероятности  $w(D)$  монотонно нарастает по экспоненциальному закону по мере уменьшения  $D$ .

Сравнивая распределения "белого" шума (Рис.1,b1,b2) и пуассоновского процесса (Рис.1,c1,c2) можно заметить, что распределения длительности  $w(D)$  в обоих случаях отличаются незначительно, и заметить это отличие на фоне статистических флуктуаций эмпирических гистограмм может оказаться затруднительным. Распределения частот  $w(F)$  отличаются гораздо существеннее, так как одно из них равномерное (Рис.1,b1), а другое имеет максимум (Рис.1,c1). Таким образом, для выяснения характера физического процесса, порождающего наблюдаемый сигнал, желательно использовать оба распределения,  $w(F)$  и  $w(D)$ , построенные на основе данных одной и той же выборки.

### 3.1 Распределение длительности компонент узкополосного шума

Для объяснения природы всплесков радиоизлучения иногда предполагается (см., например, Зайцев, Степанов, 1987, 1994), что модуляция потока заряженных частиц, возбуждающих плазменные волны, зависит от резонансных колебаний магнитной структуры (МГД колебания вспышечной петли, например), в которой происходит ускорение частиц (или откуда они ускользают). В качестве причины возникновения резонансных колебаний рассматриваются случайные широкополосные воздействия турбулентной среды, из которых резонансная система выделяет узкую полосу колебаний вблизи своей резонансной частоты. В результате действия такого механизма всплески могут генерироваться с частотой резонанса и отклонениями от нее, зависящими от добротности колебательной системы.

Пусть наблюдаемые частоты распределены в пределах диапазона  $F_{min} < F < F_{max}$  по гауссовскому закону со стандартным отклонением  $\sigma = \bar{F}/3, 5$ :

$$w(F) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(F-\bar{F})^2}{2\sigma^2}} \quad F_{min} < F < F_{max}.$$

Это распределение частот симметрично (Рис.2,b1) и содержит явно выраженную преимущественную частоту  $\bar{F}$ .

Найдем распределение длительности, как и ранее, путем преобразования координат:

$$w(D) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D/\bar{D}-\bar{F})^2}{2\sigma^2}} \frac{1}{D^2} \quad D_{min} < D < D_{max}.$$

Значимые величины найденной плотности вероятности  $w(D)$  сосредоточены в диапазоне  $[D_{min} < D < (D_{min} + D_{max})/2]$ , т.е. ширина распределения длительности событий узкополосного процесса (Рис. 2, b2) почти вдвое уже распределения их частоты (Рис. 2, b1). Распределение асимметрично, мода опережает медиану, следовательно, в выборке данных из узкополосного шума преобладает количество короткоживущих компонент.

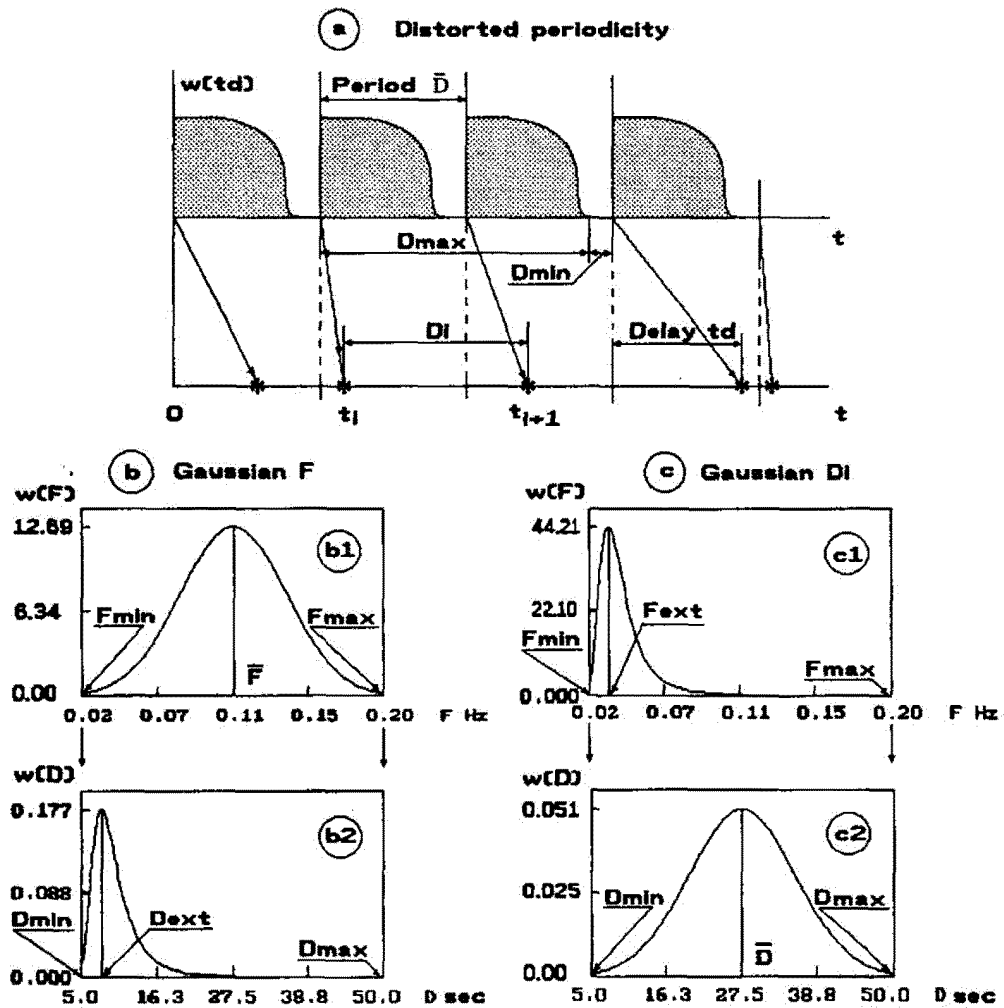


Рис. 2. (a) – образование периодического точечного процесса на числовой оси  $t$  из совокупности в среднем одинаковых значений  $D_i$ ; (b) – распределение частоты событий узкополосного шума (b1) и их длительности (b2); (c) – распределение частоты (c1) и длительности (c2) событий периодического процесса меняются местами по сравнению с соответствующими распределениями шума (b1) и (b2)

### 3.2 Распределение длительности компонент периодического сигнала

Узкополосным может быть также и такой процесс, в котором не частота, а длительность  $D$  имеет фиксированное среднее значение, но по каким-либо причинам отклоняется от него. Расположив одинаковые интервалы  $\bar{D}$  на оси  $t$  (Рис.2,а), мы получим *периодический* точечный процесс, каждая точка  $t_i$  которого задается средним значением  $\bar{D}$  и некоторой плотностью вероятности  $w(td)$  отклонения от среднего.

Пусть, например, продолжительность энерговыделения  $D_i$  не зависит от величины энергии  $E_i$  подобно тому, как продолжительность затухания колебаний не зависит от их начальной интенсивности, а определяется декрементом затухания. Дополнительно можно предположить, что турбулентность среды приводит к флуктуациям продолжительности энерговыделения  $D_i$ . В этом случае каждая точка на оси  $t$  оказывается смещенной относительно среднего периода на случайную величину  $td$  (рис.2,а). Поэтому интервал  $D_i$  является разностью двух случайных величин  $D_i = (t_{i+1} + td_{i+1}) - (t_i + td_i)$ , и его распределение определяется с помощью интеграла свертки (Тихонов, 1984):

$$w(D) = \int_{-\infty}^{\infty} w(td_i, D_i + t_i)w(td_i, t_i)dt_i.$$

Интегрирование имеет смысл только внутри интервала, в котором оба сомножителя отличны от нуля. Ввиду одинакового распределения сдвига  $w(td)$  любой точки  $t_i$  (предполагается, что в составе выборки компоненты отличаются друг от друга только величиной  $D_i$ ) распределение интервала  $D$  получается симметричным относительно среднего значения  $\bar{D}$  независимо от закона сдвига  $w(td)$ .

Допустим, что в результате распределение интервала  $D$  в диапазоне  $[D_{min}, D_{max}]$  описывается симметричным гауссовским законом с параметрами  $\bar{D} = (D_{max} + D_{min})/2$  и  $\sigma = \bar{D}/3.5$ :

$$w(D) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D-\bar{D})^2}{2\sigma^2}} \quad D_{min} < D < D_{max}.$$

График  $w(D)$  для этого случая показан на Рис. 2,с2. Соответствующее ему распределение частоты  $w(F)$  получено путем преобразования координат и приведено на рис.2,с1. Как видно на рисунках, распределения  $w(D)$  и  $w(F)$  поменялись местами по сравнению с распределениями аperiodических сигналов. Главная особенность заключается в том, что распределение длительности  $w(D)$  симметрично относительно среднего значения. Это свойство распределения  $w(D)$  может быть использовано для поиска скрытой периодичности (Юровский, Магун, 1996, 1998), если числовая ось  $t$  является осью текущего времени.

Представляет интерес выяснение характера распределений в предельных случаях. Если разброс  $\sigma$  длительности событий  $D$  устремить к нулю, то процесс на оси  $t$  будет строго периодическим и распределения  $w(D)$  и  $w(F)$  вырождаются в дельта-функции. В противоположном случае при  $\sigma \rightarrow \infty$  и фиксированном интервале  $[D_{min}, D_{max}]$  распределение  $w(D)$  будет приближаться к равномерному в пределах этого интервала, так как гауссовская кривая становится шире и в рассмотрение попадает ее все меньшая центральная часть. Равномерное распределение  $w(D)$  свидетельствует о том, что в выборке с равной вероятностью встречаются любые длительности  $D_i$  из диапазона  $[D_{min}, D_{max}]$ , т.е. в ней нет какой-либо выделенной длительности, которую можно было бы принять за период. Тем не менее такой процесс остается периодическим с периодом  $\bar{D}$ , так как равномерное распределение симметрично относительно этого среднего значения. При этом распределения периодического процесса  $w(D)$  и  $w(F)$  поменяются местами по сравнению с соответствующими распределениями аperiodического "белого" шума.

## 4 Анализ наблюдений

### 4.1 Распределение частоты и длительности всплесков радионизлучения I типа

Солнечные шумовые бури представляют собой флуктуирующий поток радионизлучения. Общепринятый математический метод разложения флуктуаций на отдельные всплески пока не разработан.

Поэтому в большинстве статей, посвященных изучению всплесков ШБ, производится визуальное разложение флуктуаций на компоненты. При этом полагается, что "изолированные", "незначительно искаженные наложением" события являются готовыми элементами разложения (Уайлд, 1951; Элгарей, 1957; Виткевич, Горелова, 1961; Ецков, 1966; Гроот, 1966; Састри, 1969; Элгарей, 1967; Элгарей, 1982; Ксиллаги, Бенц, 1993 и т.д.). При таком подходе можно полагать, что из всей совокупности всплесков извлекается некоторая выборка. Из статистики известно, что выборка будет отражать свойства генеральной совокупности при выполнении двух условий: 1) она должна быть достаточно представительной (многочисленной), чтобы в ней могли проявиться закономерности, существующие в генеральной совокупности, и 2) элементы выборки должны быть отобраны объективно, так, чтобы каждый из них имел одинаковые шансы быть отобранным.

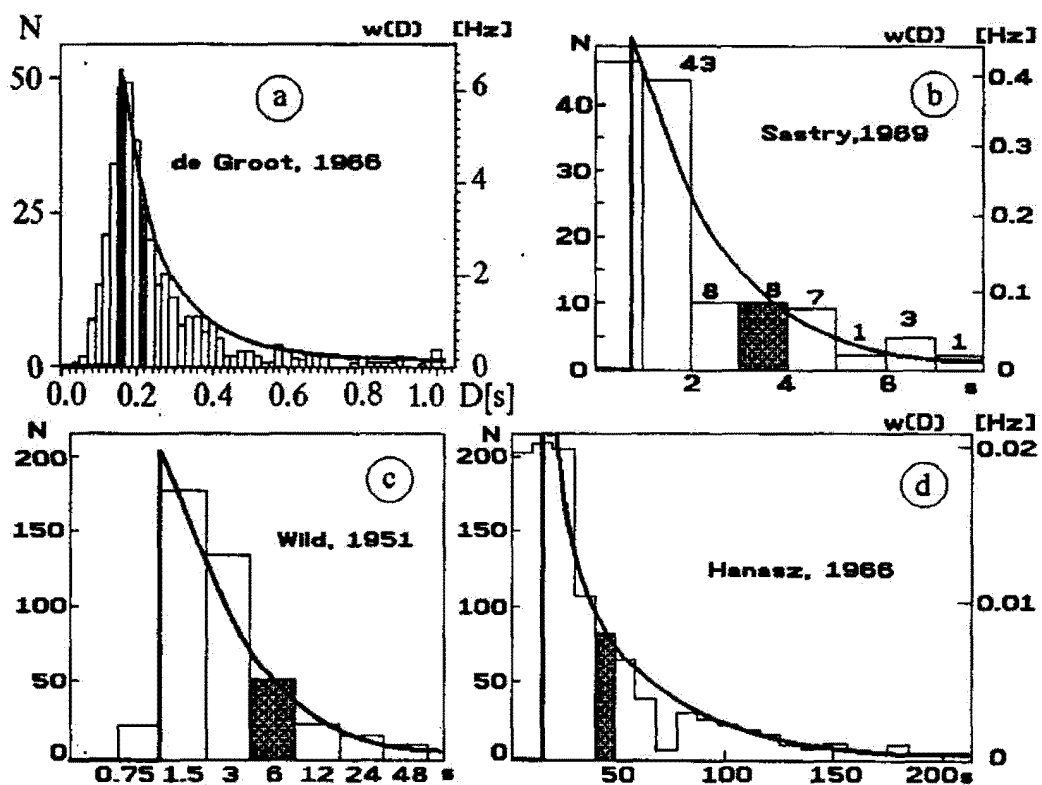


Рис. 3. Гистограммы длительности всплесков ШБ ((a) по данным Гроот 1966; (b) – Састри 1969; (c) – Уайлд, 1951; (d) – Хэнз, 1966) удовлетворительно описываются в диапазоне от 0.2 до 200 с распределением длительности равноценных компонент "белого" шума (плавные линии)

Второе условие при визуальном разложении выполняется только частично, так как за время жизни всплеска продолжительностью  $8D_{min}$  теоретически с вероятностью 0.995 возникает короткоживущий всплеск. Суммарное событие в результате наложения длинного и короткого события становится "искаженным" и исключается из рассмотрения. Изучение 19 опубликованных разными авторами гистограмм, построенных путем визуального разложения флуктуаций на компоненты, показало, что действительно  $\overline{D_{max}} = (8.5 \pm 0.8)D_{min}$  (Юровский, 1996). В связи с этим в выбор-

ке независимо от ее объема отсутствуют долгоживущие всплески. Следовательно, максимальная длительность всплесков на опубликованных гистограммах отражает не физические свойства источника ШБ, а зависит от способа обработки результатов наблюдений.

Из множества опубликованных гистограмм мы отобрали 4, в наибольшей степени отличающиеся по величине максимальной длительности событий. На рис.3,a,b,c,d показаны копии этих гистограмм. Учитывая сходство их профилей, можно полагать, по-видимому, что выборки достаточно полно отражают, по крайней мере, свойства короткоживущих компонент. На левой оси ординат мы сохранили обозначение авторов в виде безразмерного количества всплесков  $N$ , а правую ось ординат отградуировали в более универсальных единицах плотности вероятности  $w(D)$  с размерностью  $1/\text{сек}=\text{Гц}$ , так как именно в этих единицах выражаются результаты расчетов по аналитическим формулам.

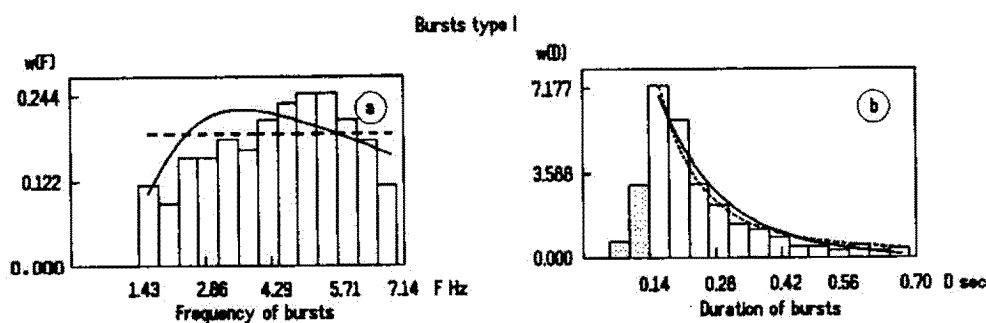


Рис. 4. Гистограмма частоты всплесков (а) лучше описывается пуассоновским законом (сплошная линия), чем равномерным распределением “белого” шума (пунктир). Однако гистограмма длительности (b) тех же всплесков с одинаковым успехом описывается как распределением “белого” шума (пунктир) так и экспоненциальным законом

Рассмотрим детальнее наиболее подробную выборку из 297 всплесков ШБ (Рис.3,a), опубликованную Гроотом (1966). В связи с отсутствием табличных данных будем полагать, что длительность  $D_k$  всплесков в пределах одного бина  $k$  гистограммы распределена равномерно. Поскольку в области длительностей  $D_k > 0.7$  с на исходной гистограмме встречаются “пустые” бины, то ограничим наше рассмотрение диапазоном длительностей  $D_{min} < D_k < 0.7$  с. Для уменьшения статистических флуктуаций размеры бинов были увеличены по сравнению с исходной гистограммой и результат представлен на Рис. 4,b. Путем преобразования координат было построено распределение частот всплесков  $w(F)$  (Рис. 4,a). Заштрихованные бины, имеющие  $D_k < 0.13$ с, считались проявлением граничного эффекта и не включались в рассмотрение. Поскольку ширина полученных гистограмм одинакова, то из этого следует, что изучаемый процесс не является ни узкополосным шумом (Рис.2,b1,b2), ни процессом, излучающим импульсы одинаковой длительности со случайным отклонением от среднего значения (Рис.2,c1,c2). Так как мода распределения предшествует медиане, то в составе выборки преобладают короткоживущие всплески. Поскольку это свойство характерно как для “белого” шума, так и для пуассоновского процесса, то на гистограмму в виде плавных кривых были нанесены оба эти распределения. При этом предполагалось, что плотность вероятности длительности в диапазоне  $D_i < D_{min}$  (заштрихована на Рис. 4,b) искажена граничным эффектом и поэтому данные, входящие в эти бины гистограммы, были исключены из рассмотрения. Пунктиром на Рис. 4 обозначены распределения “белого” шума, вычисленные по формулам (4,5) с подстановкой эмпирического параметра  $\Delta F = 1/D_{max} - 1/D_{min}$ . Сплошной линией показаны аналитические распределения  $w(F)$  и  $w(D)$  пуассоновского процесса (6,7), параметр для которого

был определен по данным наблюдений как

$$\bar{D} = \frac{1}{N_E} \sum_{i=1}^{N_E} D_i.$$

Как видно на Рис. 4,b, оба закона распределения достаточно близко соответствуют гистограмме длительности  $w(D)$  как по профилю, так и по абсолютной величине.

На все эмпирические гистограммы, изображенные на Рис. 3, сплошной линией нанесены аналитические распределения "белого" шума. Можно заметить, что все они удовлетворительно описываются этим законом, включая гистограмму длительности "цепочек" всплесков (Хэнз, 1966). Соответствие между аналитическим распределением "белого" шума и всеми эмпирическими гистограммами свидетельствует в пользу того, что источник ШБ излучает долгоживущие всплески столько же времени, сколько и короткоживущие. Если принять во внимание отсутствие зависимости между интенсивностью и длительностью всплесков (всплески ШБ в среднем имеют одинаковую интенсивность (Гроот, 1961)), то энергия, затраченная на излучение длинных и коротких всплесков ШБ, также оказывается одинаковой.

Гистограмма частоты  $w(F)$  всплесков ШБ не плоская, и ее ординаты уменьшаются к краям диапазона (Рис. 4,b). Такое свойство характерно для пуассоновского закона, но положение максимума эмпирической гистограммы не совпадает с максимумом аналитического распределения. По-видимому, для окончательного выбора закона распределения необходимы дальнейшие исследования на более обширном наблюдательном материале.

Разложение "искаженных наложением" всплесков на отдельные компоненты и увеличение объема данных до 4398 событий показало, что максимальная длительность всплесков достигает 400 с (Юровский, 1985). При этом гистограмма длительности всплесков по-прежнему описывается распределением компонент "белого" шума. Энергия, заключенная в долгоживущих всплесках, оказалась приблизительно равной энергии всплесков длительностью 1–2 с, а самые короткие всплески продолжительностью 0,2–0,5 с содержали в 10 раз меньше энергии, чем импульсы любой другой длительности. Следовательно, представление о том, что всплесковая компонента ШБ состоит из короткоживущих импульсов не подтверждается результатами обработки наблюдений.

#### 4.2 Вращение астероидов

Введенная нами частота всплесков  $F = 1/D$  является до некоторой степени условным понятием, так как под частотой обычно понимается частота следования периодических событий. Всплески ШБ приблизительно одинаковой длительности в реальном масштабе времени происходят случайно. Если же нанести на числовую ось  $t$  всплески, попадающие в один достаточно узкий бин гистограммы, то их последовательность будет почти периодической, так как всплески будут иметь приблизительно одинаковую длительность. Разделив их количество на занимаемый ими интервал времени получим частоту всплесков  $F$ . Частота не зависит от того, сколько всплесков использовалось для ее определения. Поэтому можно находить частоту по длительности лишь одного всплеска  $F = 1/D$ . Чтобы продемонстрировать справедливость изложенного, рассмотрим вращение небесных тел, так как любое вращающееся тело имеет определенную частоту вращения  $F_i$  и соответствующий единственный период  $D_i = 1/F_i$ , что делает описание методики исследования более наглядным.

В статье Котова (1986) приводится список периодов вращения 291 астероида. Выборка содержит данные о всех астероидах, период (частота вращения) которых был известен к моменту публикации. Какой-либо селекции данных с учетом элементов орбиты, ориентации оси вращения, диаметра и т.д. не проводилось. Поэтому мы не ставим своей задачей изучение природы вращения, а используем опубликованные данные лишь для пояснения метода исследований.

Построенное на основе этого списка распределение периодов  $w(D)$  показано на Рис. 5,b. Распределение асимметрично и имеет максимум в районе  $D = D_{min}$ . Асимметрия свидетельствует в

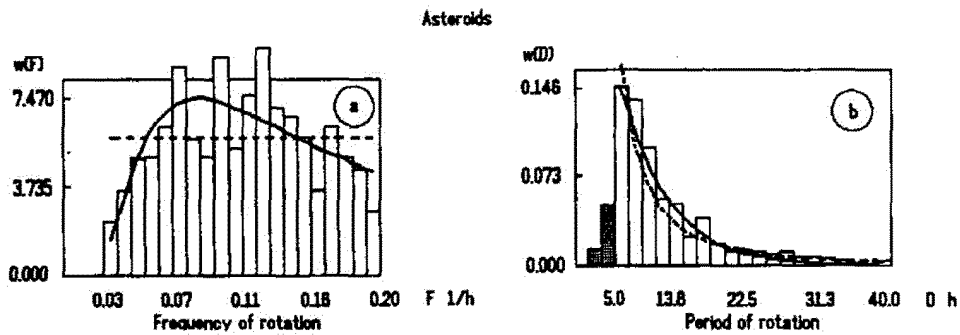


Рис. 5. Гистограмма частоты вращения астероидов (а) лучше описывается пуассоновским законом (сплошная линия), чем равномерным распределением “белого” шума (пунктир). Распределение периодов вращения (б) тех же астероидов с одинаковым успехом описывается как распределением “белого” шума (пунктир) так и экспоненциальным законом

пользу того, что астероиды из указанного списка не имеют какого-то общего периода вращения, искаженного отклонениями.

Распределение частоты вращения  $w(F)$  на Рис. 5,а показывает, что изучаемая выборка лучше описывается пуассоновским законом. Гистограмма, так же как и пуассоновское распределение частоты, имеет максимум в центральной части и понижается к краям диапазона. Следовательно, в выборке имеются астероиды с преимущественной частотой вращения  $F \approx 0.08$  1/h (период  $D = 1/F \approx 12.5$  h). Заметим, что наличие этого преимущественного периода не обнаруживается на монотонном распределении периодов  $w(D)$ .

Приведенный пример свидетельствует о применимости рассматриваемой методики для изучения статистических свойств любых случайных величин.

#### 4.3 “Мгновенная” полоса частот всплесков I типа

Результаты наблюдений на радиоспектрографе обычно представляют в виде *динамического спектра*. По оси абсцисс откладывается текущее время, по оси ординат – частота принимаемого сигнала. Интенсивность сигнала в каждой точке этой плоскости пропорциональна яркости или изображается в виде изофот. Сечение динамического спектра вдоль оси времени на какой-либо выбранной частоте эквивалентно результатам наблюдений на радиотелескопе с фиксированной частотой и представляет собой рассмотренные выше вариации интенсивности сигнала со временем. Сечение спектра вдоль оси частот в фиксированный момент времени дает информацию об изменении интенсивности сигнала с частотой (“мгновенный” спектр интенсивности сигнала). Эти вариации каким-либо образом могут быть разложены на отдельные компоненты. Обычно сечение проводится в момент максимума сигнала, и ширина полученной кривой называется “мгновенной” полосой частот  $B$  этого максимума (всплеска). Измерение полосы частот некоторого количества  $N_{\Sigma}$  всплесков соответствует созданию выборки, в которой каждое значение  $D_i$  теперь уже не длительность, а ширина полосы  $B_i$ . Расположив элементы выборки  $B$  вдоль оси  $t$  (Рис.1,а), мы получим точечный процесс, в котором интервал  $D_i$  между соседними точками  $t_i$  и  $t_{i+1}$  равен полосе частот  $B$ , а “профиль” над интервалом изображает форму “мгновенного” спектра всплеска. Распределения такой выборки отличаются от рассмотренных выше распределений длительности и частоты другими наименованиями (размерностями) величин, но способ их исследования остается прежним.

На рис. 6 приведены копии некоторых эмпирических гистограмм полосы частот  $B$ , построенных как по данным наблюдений ШБ (рис.6,а – Гроот, 1966; с1 – Елгарей, 1977), так и по данным наблюдений миллисекундных пульсаций вспышечных всплесков дециметрового диапазона (рис. 6,б, Ксиллаги, Бенц, 1993). Можно заметить, что кроме размерностей эти гистограммы практически ничем не отличаются от гистограмм длительности всплесков и периода вращения астероидов. Как и в предыдущих случаях, на левой оси ординат приведено обозначение авторов, а правая ось отгра-



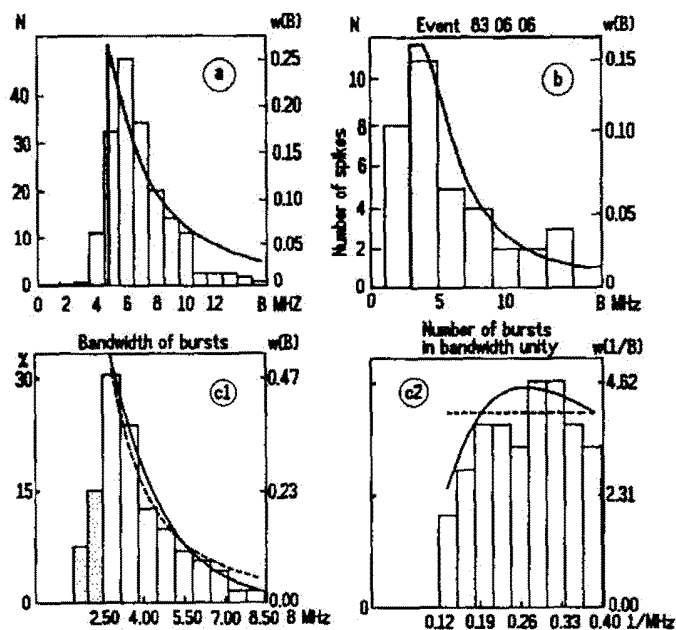


Рис. 6. Гистограммы "мгновенной" полосы частот, занимаемой всплесками I типа (a – Гроот, 1966; c1 – Элгарей, 1977) и пульсациями вспыхивающих всплесков (b – Ксиллаги, Венц, 1993) удовлетворительно описываются распределением "белого" шума. Гистограмма c2 числа всплесков в единичной полосе частот, построенная по данным c1, лучше описывается пуассоновским законом (сплошная линия), чем равномерным распределением компонент "белого" шума (пунктир)

дуирована в единицах плотности вероятности. Ось ординат гистограммы имеет размерность  $1/\text{Гц}$ , т.е. ордината каждого бина гистограммы пропорциональна количеству максимумов интенсивности в единице полосы частот. Очевидно, что чем узкополоснее максимумы, тем большее их количество может уместиться в заданном интервале частот  $[B_k, (B_k + dB_k)]$ .

Для наиболее подробной гистограммы (Рис. 6,c1; Элгарей, 1977) было рассчитано распределение величины  $1/B$ , обратной полосе частот  $B$ . Величина имеет размерность времени и пропорциональна времени корреляции исследуемого сигнала. На Рис. 6,c1 видно, что распределение этой величины подобно распределению частоты вращения астероидов (Рис. 3,a) и распределению частоты всплесков (Рис. 5,a), эквивалентом которых оно является в нашем рассмотрении. Результаты расчета аналитических гистограмм "белого" шума показаны на рис. 6 сплошной линией. Вычисления выполнялись с помощью выражений (6) и (7) с использованием той же самой процедуры, что и для расчета плотности вероятности длительности, но с подстановкой величин, соответствующих новым переменным. Можно видеть, что расчетные значения достаточно близко (с учетом точности экспериментальных данных) соответствуют эмпирическим данным. На этом основании можно заключить, что источник генерации должен излучать с равной вероятностью как узкополосные, так и широкополосные импульсы, а среднее значение полосы частот не является наиболее вероятным. Информация об интенсивности в гистограммы не входит, поэтому по их виду нельзя выяснить, в узкополосных или широкополосных импульсах сконцентрирована энергия ШБ, или эти импульсы содержат одинаковое количество энергии.

## 5 Заключение

Анализ опубликованных гистограмм длительности всплесков ШБ позволяет сделать следующие выводы:

- Визуальное разложение всплесковой компоненты ШБ на отдельные импульсы путем отбора только "простых" событий исключает из рассмотрения долгоживущие всплески. В результате максимальное значение длительности  $D_{max}$  на опубликованных гистограммах ограничивается не физическими свойствами источника излучения, а предопределяется исключением из рассмотрения компонент длительностью  $D > 8D_{min}$ .
- Гистограммы отобранных "простых" импульсов удовлетворительно описываются распределением плотности вероятности равноценных компонент "белого" шума. Следовательно, источник ШБ должен затрачивать одинаковое время и одинаковое количество энергии на излучение импульсов любой длительности из диапазона  $[D_{min}, D_{max}]$ .
- Выборка данных должна содержать не менее  $500 \div 2000$  событий для того, чтобы ординаты гистограммы в районе  $D_{max} = (10 \div 20)D_{min}$  были больше нуля. Большинство опубликованных гистограмм состоят из меньшего количества событий и поэтому не содержат долгоживущих событий длительностью  $D > 10D_{min}$ .
- Разделение налагающихся всплесков на отдельные импульсы и увеличение объема данных до 4398 событий отодвигает границу  $D_{max}$  до 400 с. При этом эмпирическая гистограмма по-прежнему описывается распределением длительности компонент "белого" шума.
- Таким образом, результаты обработки наблюдений путем разложения сигнала на отдельные импульсы не согласуются с гипотезой формирования ШБ из короткоживущих всплесков, а свидетельствуют о том, что ШБ в этом случае должна состоять из равноценных компонент длительностью  $D_{min} < D < D_{max}$ .
- Поскольку наличие резонансных свойств источника должно приводить к симметричному распределению частоты импульсов, не обнаруженному в ШБ, то на этом основании можно заключить, что происхождение всплесковой компоненты ШБ не связано с какими-либо резонансными явлениями в источнике излучения.

## Литература

- Виткевич, Горелова (Vitkevich V.V., Gorelova M.V.) // *Sov. Astron.* 1961. Т. 4. С. 595.  
 Гудель, Бенц (Gudel M., Benz A.O.) // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 231. P. 202.  
 Гроот (de Groot T.) // *Rech. Astr. Obs. Utrecht.* 1966. V. 18. No.1.  
 Гроот (de Groot T.) // 1961. Радиоастрономия. Парижский симпозиум 1958 г. 594. Paris Symposium on Radio Astronomy. 1958. ed. R.N. Bracewell. Stanford University Press. 1959.  
 Ецков (Eckhoff H.K.) // *Inst. Theor. Astrophys. Oslo.* 1966. Rep. 18.  
 Железняков В.В. // Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука". ГРФМЛ. 1964.  
 Зайцев В.В., Степанов А.В. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1994. Т. 91. С. 144-162.  
 Зайцев В.В., Степанов А.В. // *Сб. научных трудов "Солнечная активность и солнечно-земные связи". ФТИ им. Иоффе АН СССР. Ленинград.* 1987. С. 14-48.  
 Котов В.А. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1986. Т. 75. С. 90.  
 Ксиллаги, Бенц (Csillaghy A., Benz A.O.) // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 274. P. 487.  
 Мэнжени и Велтри (Mangeney A., Veltri P.) // *Astron. Astrophys.* 1976. V. 47. P. 165.  
 Састри (Sastri Ch.V.) // *Solar. Phys.* 1969. V. 10. P. 429.  
 Тихонов В.И. // *Статистическая радиотехника.* Москва, "Радио и Связь". 1982.  
 Уайлд (Wild J.P.) // *Aust. J. Sci. Res.*, A3, 1950. 399.  
 Уайлд (Wild J.P.) // *Aust. J. Sci. Res.*, A4, 1951. 36.  
 Фоккер (Fokker A.D.) // *Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz.* Leiden. 1960.  
 Хэнэз (Hanasz J.) // *Aust. J. Phys.* 1966. V. 19. P. 635.

- Шварц и др. (Schwarz U., Benz A.O., Kurths J., Witt A.) // *Astron.astrophys.* 1993. V. 277. P. 215.
- Элгарей (Elgaroy Q.) // *Pros.4th CESRA Workshop on "Solar Noise Storm.* / Eds: Benz, A.O., Zlobec, P., Trieste, Italy. 1982. 347.
- Элгарей (Elgaroy Q.) // *Astrophys. Lett.* 1967. V. 1. P. 13.
- Элгарей (Elgaroy Q.) // *Solar Noise Storms.* Pergamon Press. 1977.
- Элгарей (Elgaroy Q.) // 1957. Report No 47. Paris Symposium on Radio Astronomy. / Ed. Bracewell. Stanford, California. 244.
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 71. С. 87. [ *Bull. Crimean Astrophys.Obs.(USSR Academy of Sciences).* ©1987 by Allerton Press.Inc.]
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1996. Т. 93. С. 5.
- Юровский, Магун (Yurovsky Yu., Magun A.) // *Solar Physics.* 1996. Т. 166. С. 433.
- Юровский, Магун (Yurovsky Yu., Magun A.) // *Solar Physics.* 1998. (in press).

УДК 523.985

## “Мерцание” интенсивности радиоизлучения солнечных шумовых бурь

Ю.Ф. Юровский

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 30 марта 1999 г.

**Аннотация.** Выяснено, что распределение интенсивности солнечных шумовых бурь (ШБ) метрового диапазона радиоволн описывается экспоненциальным законом. Такое распределение имеет интенсивность суммы гармонических колебаний со случайными фазами. В связи с этим показано, что возникновение экспоненциально распределенной “всплесковой” компоненты ШБ может рассматриваться как результат рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности подобно известному “мерцанию” дискретных космических радиоисточников, а не как наложение независимых импульсов излучения.

SCINTILLATION OF INTENSITY OF THE RADIO EMISSION OF SOLAR NOISE STORMS, by Yu. Yurovsky. The exponential law of the distribution of intensity of solar noise storms (NS) is detected. The intensity of the sum of sinusoidal oscillations which have the random phases has the similar distribution. Well known scintillation of radio emission which crossed the solar corona also is a result of summation of refracted rays with random phases. Consequently, the appearance of exponentially distributed “burst components” of NS can be considered as a result of scattering of radio waves on the nonuniformities of electron density instead of the use a hypothesis of superposition of the independent pulses of radiation.

**Ключевые слова:** радиоизлучение солнечных шумовых бурь

### 1 Введение

Солнечные шумовые бури (ШБ), возникающие в метровом диапазоне длин волн, представляют собой быстро флуктуирующий сигнал. Линейная зависимость амплитуды флуктуаций от среднего уровня интенсивности (Фоккер, 1966) свидетельствует о том, что флуктуации можно рассматривать как результат амплитудной модуляции сигнала (Юровский, 1985). В связи с этим заметим, что заведомо постоянная интенсивность космических источников флуктуирует, когда их излучение проходит через внешние слои атмосферы Солнца (эффект “мерцаний”). Индекс мерцаний возрастает при приближении луча зрения к направлению на Солнце. Излучение ШБ, возникающее в глубинах солнечной атмосферы, на своем пути к земному наблюдателю пересекает те же области пространства, в которых возникает мерцание космических источников. Таким образом, в качестве одной из причин модуляции излучения ШБ могут рассматриваться эффекты распространения радиоволн в неоднородной плазме.

Флуктуации интенсивности, вызванные рассеянием радиоволн на неоднородностях среды, обладают определенными статистическими свойствами, отражающими характер неоднородностей. Целью данной работы является сравнение распределения наблюдаемой интенсивности ШБ с теоретически ожидаемым распределением рассеянного сигнала. В первом параграфе рассматривается модель явления и ее математическое описание. Во втором параграфе приводятся сведения о радиотелескопе, на котором были получены цифровые записи ШБ. Далее обсуждается методика построения эмпирического распределения интенсивности ШБ. Затем производится сравнение эмпирических и аналитических распределений. Выявленное подобие распределений позволяет предположить, что "всплесковая" компонента ШБ может рассматриваться как результат рассеяния радиоволн, а не как наложение независимых импульсов излучения.

## 2 Описание рассматриваемой модели рассеяния

Известно, что источники ШБ имеют размеры порядка 3 угл. мин, т.е. являются протяженными. Наблюдаемая длительность флуктуаций ШБ оказывается короче, чем время распространения сигнала на расстояние, сравнимое с линейными размерами источника ШБ. Это обстоятельство привело к общепризнанному предположению о том, что наблюдается не сам источник излучения, а его видимое изображение, сформированное в результате рассеяния (случайной рефракции) радиоволн на неоднородностях солнечной короны (Фоккер, 1965; Стейнберг и др., 1971; Ридл, 1972).

Первоначально сферический фронт волны от первичного точечного источника после пересечения неоднородностей искажается, и на нем могут образоваться участки, нормаль к которым (луч) направлена в сторону наблюдателя. Поскольку фронт волны является поверхностью равной фазы, то разность фаз лучей в точке их выхода из этой поверхности равна нулю. Т.е. на рефрагированном фронте волны колебания всех лучей принадлежат одному и тому же цугу, когерентны и синфазны. В связи с различием расстояния от отдельных точек фронта рефрагированной волны до точки наблюдений происходит взаимное запазывание лучей и фазовые соотношения между ними изменяются.

Каждый луч, выходящий из некоторого участка видимого источника, можно записать как модулированное по амплитуде и фазе колебание на частоте  $\omega$ :

$$s_i(t) = a_o(t) \cos(\omega t - \phi_i(t) - \varphi_i(t)). \quad (1)$$

Фаза колебания содержит случайную составляющую  $\phi_i(t)$ , обусловленную временем корреляции  $\tau_c = 1/\Delta f$  ( $\Delta f$  – полоса частот, в которой исследуется сигнал), и составляющую  $\varphi_i(t)$ , зависящую от длины пути луча и от встретившихся на этом пути неоднородностей. Под амплитудой модулированного колебания  $a_o(t)$  при такой записи подразумевается ее среднее значение за среднее время модуляции  $\tau_c$ . Амплитуду колебаний  $a_o(t)$  всех лучей можно считать одинаковой (более интенсивный луч всегда можно представить как сумму нескольких лучей элементарной интенсивности).

В каждый момент времени в точке наблюдений складывается  $N$  лучей, пришедших от различных участков видимого изображения источника:

$$S_{\Sigma} = a_o(t) [\cos(\omega t - \phi_1(t) - \varphi_1(t)) + \cos(\omega t - \phi_2(t) - \varphi_2(t)) + \dots + \cos(\omega t - \phi_N(t) - \varphi_N(t))].$$

Интенсивность суммы после квадратичного детектирования может быть записана в виде:

$$I = N a_o^2(t) + 2 a_o^2(t) \sum_1^{\tau_d/\tau_c} \sum_1^{C_N^2} \cos(\Delta\varphi_{ij} + \Delta\phi_{ij}).$$

Один знак суммирования обозначает сложение всех пар лучей с учетом разности фаз между ними, а другой – усреднение полученных сумм за время  $\tau_d$  накопления сигнала в детекторе. Естественно,  $\tau_d$  выбирается таким, чтобы интенсивность существенно не изменялась за это время. При

этом условии напряжение на выходе детектора будет успевать отслеживать за изменениями сигнала. Поэтому для упрощения будем полагать, что на интервале  $\tau_d$  интенсивность остается неизменной.

Обычно предполагается, что рассеянные лучи взаимно запаздывают на время, большее времени корреляции  $\tau_c$ . При этом фаза каждого луча случайна и равномерно распределена в пределах  $0 < \phi_i < 2\pi$ . В результате среднее значение косинуса разности фаз лучей  $\cos(\Delta\phi_{ij} + \Delta\varphi_{ij})$  в любой момент времени получается равным нулю независимо от величины  $\Delta\varphi_{ij}$ , и второе слагаемое в приведенном выражении интенсивности обращается в нуль. В других терминах эта ситуация описывается следующим образом: суммируемые колебания в точке наблюдений принадлежат различным волновым пучкам, поэтому они некогерентны и их сумма равна сумме интенсивностей слагаемых:  $I_r = Na_0^2(t)$ . Появление всплесковой компоненты в этом случае рассматривается как результат вариаций амплитуды (интенсивности)  $a_0^2(t)$  с характерным временем, значительно превышающим  $\tau_c$  (источник генерирует импульсы излучения).

Обратим внимание на то обстоятельство, что близко расположенные лучи из-за больших размеров неоднородностей по сравнению с длиной волны проходят через корону по почти одинаковым траекториям и образуют лучевую трубку. Так как эти лучи принадлежат одному и тому же пучку, то они когерентны, но, по-видимому, уже не синфазны из-за случайности длины пути. Дополним модель рассеяния учетом когерентной части сигнала, предполагая для упрощения, что колебания одного пучка полностью когерентны, хотя на самом деле лучи, принадлежащие различным участкам пучка, лишь частично когерентны.

Интенсивность суммы когерентных лучей, для которых  $\Delta\phi_{ij} = \phi_i - \phi_j = 0$ , записывается в виде:

$$I_c = Na_0^2(t) + a_0^2(t)N(N-1)\overline{\cos\Delta\varphi_{ij}}.$$

В связи с турбулентностью среды параметры неоднородностей меняются со временем, что приводит к изменению формы фронта волны и, соответственно, к изменению разности фаз колебаний  $\Delta\varphi_{ij}$ . Из-за больших размеров неоднородностей изменения фазы можно считать медленными по сравнению с периодом исследуемых колебаний. Поскольку суммирование когерентных колебаний происходит с учетом их фазы, то результирующий сигнал будет флуктуировать, образуя "всплесковую" компоненту рассеянного сигнала. При этом отпадает необходимость в предположении о том, что всплески образуются за счет вариаций интенсивности первичного источника излучения. Далее будем полагать, что  $a_0(t) = a_0$ , т.е. амплитуда (и интенсивность) первичного источника неизменна в течение изучаемого интервала времени.

Распределение интенсивности гармонических компонент со случайными фазами известно (Релей, 1940) и описывается экспоненциальным законом (Левин, 1960):

$$w(I_c) = \frac{1}{\bar{I}_c} e^{-I/I_c}, \quad (2)$$

где  $w(I_c)$  – плотность вероятности, с которой когерентная часть интенсивности  $I_c$  принимает значение  $I$ , попадающее в заданный интервал  $[I_c, I_c + \Delta I_c]$ ;  $\bar{I}_c$  – среднее значение интенсивности. Закон распределения не зависит от числа слагаемых  $N$ . Чем больше  $N$ , тем меньше отклонения распределения от экспоненциального закона.

Таким образом, если полагать, что в образовании ШБ существенную роль играет рассеяние радиоволн на случайных неоднородностях, то фоновую составляющую можно рассматривать как сумму некогерентных лучей  $I_r$ , а "всплесковую" компоненту – как флуктуации когерентной части сигнала  $I_c$ . При этом флуктуации  $I_c$  должны быть распределены по экспоненциальному закону.

Здесь уместно отметить, что мы рассматриваем сумму гармонических *высокочастотных* колебаний несущей частоты, сложение которых образует флуктуации интенсивности. Этим наше исследование отличается от исследования, например, Такакуры (1959), в котором он рассматривал уже сформированные флуктуации интенсивности как сумму гармонических колебаний.

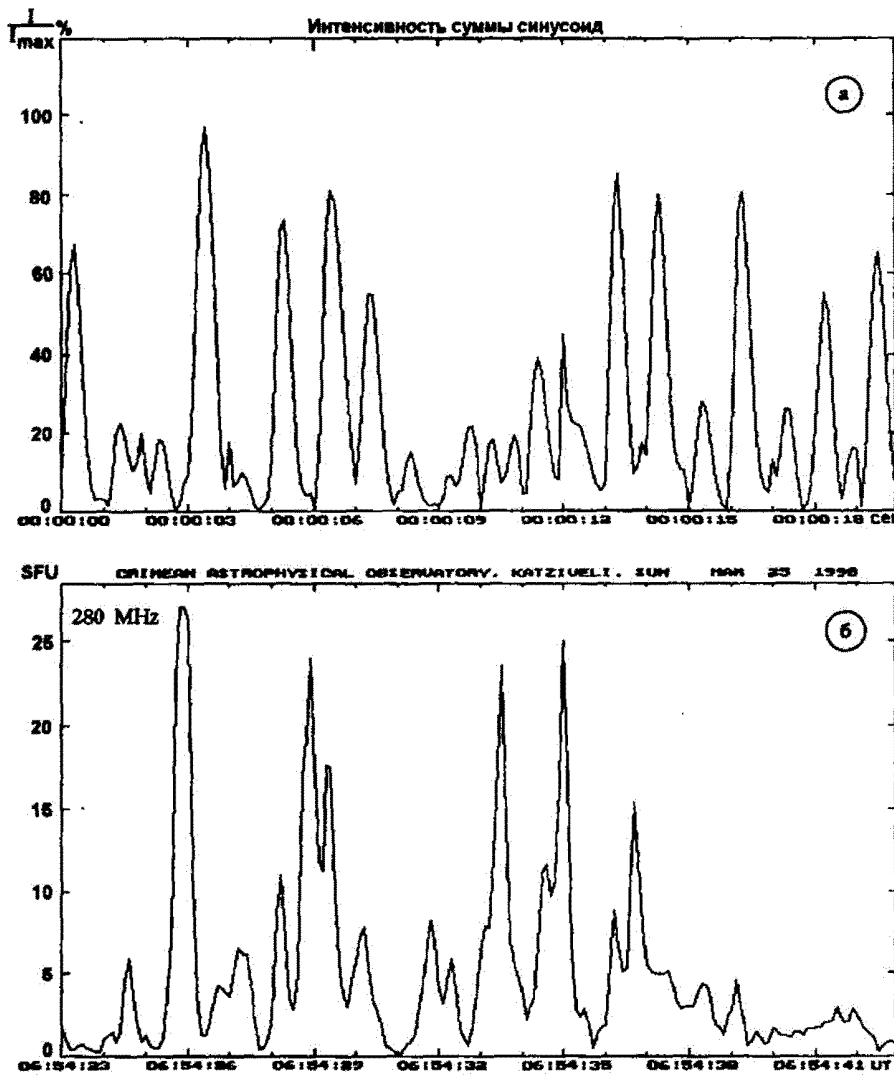


Рис. 1. Интенсивность суммы синусоид со случайными фазами (а) так же, как и запись шумовой бури (б), несимметрична относительно среднего значения и поэтому выглядит подобно наложению независимых импульсов

## 2.1 Математическое моделирование суммы синусоид со случайными фазами

Определенный интерес представляет вопрос о том, как выглядит экспоненциально распределенная функция времени и похожа ли она на реально наблюдаемую ШБ. Для решения этого вопроса мы провели математическое моделирование такой функции. Каждый член суммы когерентной части сигнала был представлен в виде вектора на координатной плоскости  $x, y$ . Суммирование векторов выполнялось как суммирование их проекций по каждой координатной оси:

$$I_{ca} = S_c^2 = \left( \sum_{i=1}^N a_{oi} \cos(\varphi_i) \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^N a_{oi} \sin(\varphi_i) \right)^2.$$

При вычислениях начальная фаза колебаний всех лучей полагалась случайной и равномерно распределенной в пределах  $0 < \varphi_i < 2\pi$ . Такое распределение создавалось с помощью стандартного генератора случайных чисел. В реальных условиях разность фаз колебаний меняется постепенно в течение некоторого времени, определяемого временем перестройки неоднородностей и, по-видимому, разным для разных лучей. Для моделирования плавности изменения фазы создавался второй набор случайных фаз  $\varphi_j$  и разница  $\varphi_i - \varphi_j$  делилась на случайное число частей  $K$ . Полученное приращение  $d\varphi_i$  добавлялось к начальной фазе  $\varphi_i + d\varphi_i$  каждого колебания при вычислении суммы, соответствующей данному моменту времени. Для вычисления интенсивности суммарного сигнала в следующий момент времени к начальной фазе добавлялось еще одно приращение и т.д. Когда после  $K$  шагов фаза достигала значения  $\varphi_j$ , это значение принималось за начальное, создавался следующий набор случайных фаз, и процесс вычислений повторялся с новым набором фаз и приращений. Различие приращений должно было моделировать различное время перестройки малых и больших неоднородностей. Вполне возможно, что указанная статистическая схема не совсем адекватно описывает реальное изменение фаз колебаний при рассеянии, но главные условия – случайность фазы колебания и ее плавное изменение – эта схема обеспечивает.

Из статистики известно (Левин, 1960), что распределение суммы даже 10 синусоид со случайными фазами уже приближается к экспоненциальному закону. Поэтому при моделировании мы ограничились суммированием колебаний 100 лучей.

На рис.1а показан пример процесса, рассчитанного с помощью описанного алгоритма. По оси ординат отложена интенсивность сигнала в относительных единицах (в % к  $I_{max}$ ). По оси абсцисс отложено условное “текущее” время, масштаб которого принимался из условия того, что интервал между соседними вычисленными точками равен 0.1 сек (т.е. частота дискретизации рассчитанной кривой считалась равной 10 Гц как и в реальной записи ШБ, наблюдавшейся 25.03.98 г. и показанной на рис.1б. Постоянная составляющая из записи ШБ вычтена).

Сравнение рисунков показывает, что морфологические особенности ШБ и экспоненциально распределенной суммы гармонических сигналов в основных чертах довольно близки. Кроме того, обе кривые асимметричны относительно среднего значения и поэтому выглядят как наложение независимых импульсов, хотя заведомо известно, что кривая на рис.1а является интенсивностью суммы синусоид.

Более объективное представление о возможной природе происхождения сигнала дает характер его распределения.

### 3 Распределение интенсивности ШБ

Наблюдения ШБ проводились в течение 1998 г на радиотелескопе модуляционного типа с цифровой регистрацией сигнала, имевшего следующие параметры:

1. Принимаемая частота сигнала  $f = 280$  МГц (длина волны  $\approx 1.07$  м);
2. Ширина полосы пропускания  $\Delta f = 1$  МГц;
3. Постоянная времени 0.1 с;
4. Относительная точность регистрации 3% от уровня принимаемого сигнала;
5. Параметры цифровой регистрации: частота дискретизации 10 Гц, число уровней квантования 1024; интервал непрерывных наблюдений до заполнения оперативной памяти – 3.5 часа;
6. Непрерывный динамический диапазон 20 дБ обеспечивался применением нелинейной шкалы;
7. Антенна – трехмерная решетка из 112 элементов размерами 3.5x3.5x1.5 м на параллактической монтажке с электрическим сопровождением по часовому углу. Регистрируемая поляризация линейная, электрический вектор перпендикулярен плоскости эклиптики.

Для вычисления распределения по данным наблюдений мы воспользовались тем обстоятельством, что распределение временного процесса пропорционально суммарному времени, в течение которого изображающая точка находится в пределах каждого выбранного интервала интенсивности. При этом предполагалось, что каждый отсчет данных соответствует временному интервалу



100 мс, внутри которого интенсивность принималась неизменной (т.е. погрешности квантования игнорировались).

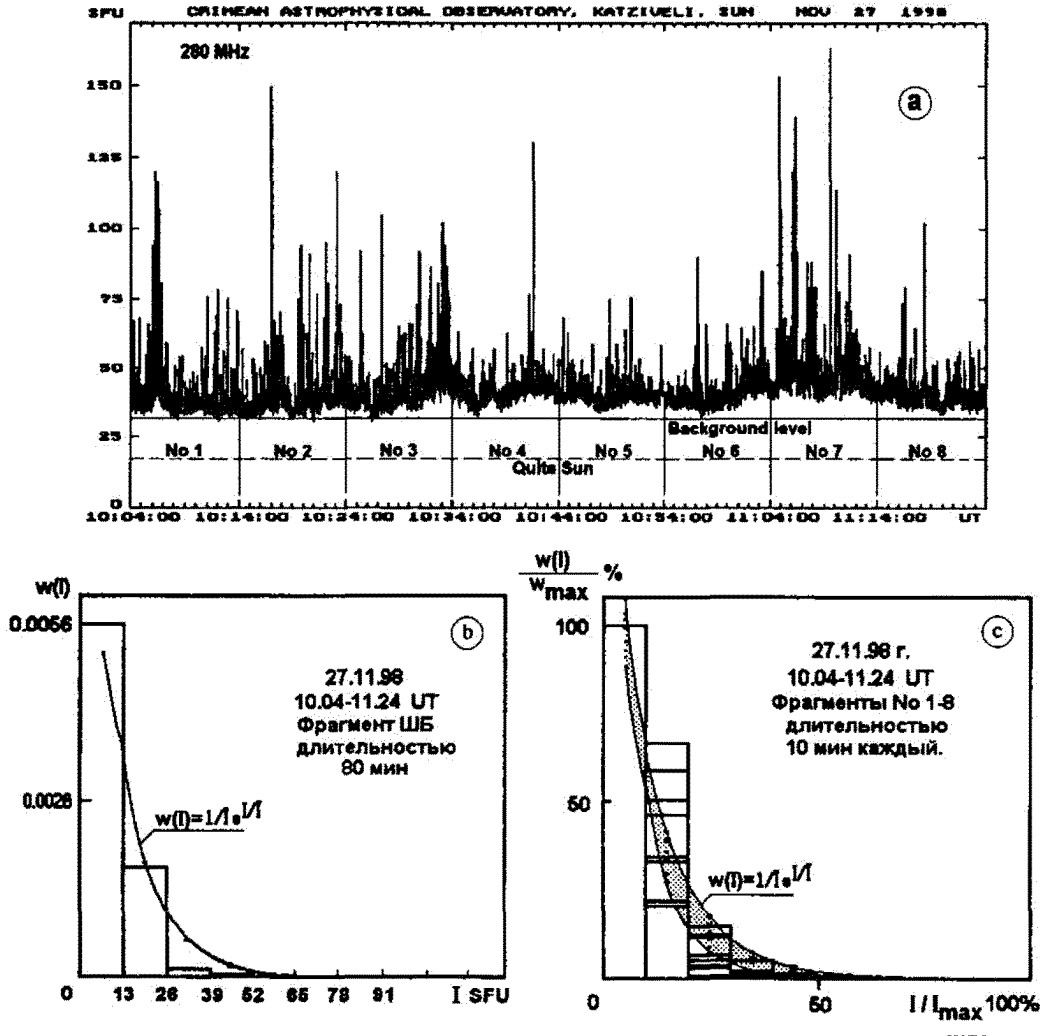


Рис. 2. Запись типичной шумовой бури (а) 27.11.98 г. на частоте 280 МГц. Распределение интенсивности всей записи (гистограмма на эскизе б) и ее 10-ти мин. фрагментов 1-8 (гистограммы на эскизе с) удовлетворительно описывается экспоненциальным законом распределения интенсивности суммы синусоид со случайными фазами (плавные кривые на эскизах б и с)

В качестве примера рассмотрим представленные на рис.2 результаты обработки записи ШБ, наблюдавшейся 27.11.98 г. Поскольку постоянная составляющая сигнала не влияет на распределение вариаций, то она была вычтена из начальных данных. Затем весь оставшийся диапазон изменений интенсивности  $[0, I_{max}]$  был разбит на  $k = 10$  одинаковых интервалов (бинов) величиной  $\Delta I = I_{max}/k$ , и было подсчитано количество отсчетов  $n_k$ , попадающих в каждый бин  $k$ . Результат подсчета делился на общее количество точек  $N_{\Sigma}$ , составляющих изучаемый фрагмент, и на величину бина  $\Delta I$ . Таким образом получались значения ординат гистограммы

$$w_e(I_k) = \frac{n_k}{N_{\Sigma} \Delta I},$$

которая является оценкой распределения по эмпирическим данным. Попутно вычислялось среднее значение интенсивности  $\bar{I} = \sum_{i=1}^N I_i / N_{\Sigma}$ , входящее в аналитическое выражение (2) экспоненциального закона распределения, что обеспечивало согласование масштабов графиков. Затем на эмпирическую гистограмму наносилась для сравнения кривая этого аналитического распределения.

Гистограмма, соответствующая полной длине реализации 80 мин, показана на рис.2b. Сравнение гистограммы и аналитической кривой свидетельствует о том, что эмпирическое распределение ШБ по форме и по численным значениям удовлетворительно совпадает с экспоненциальным распределением суммы гармонических сигналов. Более точное соответствие трудно ожидать, так как аналитическое выражение (1) описывает распределение стационарного процесса, а наблюдаемая ШБ, по-видимому, нестационарна в связи с динамикой ее развития. Из общих соображений было предположено, что нестационарность ШБ будет сказываться в меньшей степени на более коротких фрагментах. Поэтому реализация была разделена на 8 фрагментов длительностью 10 мин и для каждого из них было построено распределение интенсивности. Результаты такой обработки показаны на рис.2c. Для удобства сравнения гистограммы фрагментов нормированы по максимальным значениям  $\omega_{max}(I)$  и  $I_{max}$ . Приведенные графики показывают, что экспоненциальное распределение сохраняется при сокращении длины изучаемого фрагмента ШБ, но отклонения от аналитической зависимости не уменьшаются.

По-видимому, фрагмент ШБ не может быть строго стационарным не только из-за эволюционных изменений интенсивности первичного источника, но и потому, что сигнал содержит флуктуации, длительность которых превышает длительность фрагмента любой длины. Корректная интерпретация опубликованных распределений длительности всплесков ШБ приводит к аналогичному заключению (Юровский, 1996). Длительность всплесков оказывается в пределах от долей секунды до сотен секунд, а вероятность наблюдения коротких и продолжительных флуктуаций получается одинаковой. Таким образом, фрагмент ШБ может содержать часть длительной флуктуации, которая полностью на нем не помещается. Это равносильно наличию тренда в составе данных, приводящего к разбросу в оценке закона распределения. Разброс аналитических распределений (заштрихованная площадь на рис.2c) возникает из-за различия среднего значения интенсивности  $\bar{I}_c$  в каждом фрагменте.

По описанной методике были исследованы еще 10 ШБ, наблюдавшихся 16.01.98, 18.02.98, 25.03.98, 11.03.98, 19.04.98, 11.05.98, 29.06.98, 30.06.98, 21.08.98 и 15.10.98 г. Значительный интервал времени наблюдений позволял надеяться, что изучались независимые источники ШБ, связанные с различными активными областями на диске Солнца. Для всех из них были получены результаты, существенно не отличающиеся от описанных выше. Из этого следует, что экспоненциальное распределение интенсивности является типичным свойством ШБ. Заметим, однако, что мы не рассматривали вариации уровня излучения, возникающие в течение солнечных вспышек, и не анализировали другие кратковременные события подобного рода из-за затруднений с учетом их нестационарности.

#### 4 Заключение

Большая протяженность источника ШБ и наличие кратковременных флуктуаций в составе сигнала привели к общепризнанному заключению о том, что наблюдается не сам источник энерговыделения, а его видимое изображение, возникающее в результате рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности солнечной атмосферы. Лучи обычно считаются некогерентными и поэтому в точке наблюдений предполагается сложение их интенсивностей. Возникновение всплесков ШБ в этом случае объясняется вариациями интенсивности излучения первичного источника (генерацией импульсов). Однако близко расположенные лучи принадлежат одному цугу, распространяются почти по одной траектории и образуют лучевую трубку. В связи с этим кажется вполне оправданным учет рассеяния когерентных лучей. Известно, что интенсивность суммы когерентных колебаний распределена по экспоненциальному закону. Оценка закона распределения 11 ШБ, наблюдавшихся в разное время в течение 1998 г., показала, что интенсивность ШБ действительно

распределена по экспоненциальному закону. Следовательно, "всплесковую" компоненту ШБ можно рассматривать как результат рассеяния радиоволн, а не как наложение независимых импульсов излучения.

### Литература

- Левин Б.Р. // Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. Москва: Сов.Радио. 1960. С. 663.
- Ридл (Riddle A.C.) // Proc.A.S.Australia. 1972. Т. 2. С. 98.
- Рэлей Дж.В. Теория звука. М.-Л. 1940. Т. 1. С. 54. М.-Л. 1940.
- Стейнберг и др. (Steinberg, J.L., Auber-Giraud M., Leblanc Y., Boischot A.) // Astron. Astrophys. 1971. V. 10. P. 362.
- Такакура (Takakura, T.) // Publ.of the Astron.Soc.of Japan. 1959. V. 11. No 2. P. 55.
- Фоккер (Fokker A.D.) // Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz, Leiden. 1960. P. 249.
- Фоккер (Fokker A.D.) // Bull.Astr.Inst.Netherlands. 1965. V. 18. No.2. P. 111.
- Юровский Ю.Ф. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обс. 1985. Т. 71. С. 87.
- Юровский Ю.Ф. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обс. 1996. Т. 93. С. 5.

УДК 523.98

## Механизмы ускорения электронов в солнечных вспышках

Ю.Т. Цап

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 12 января 2000 г.

**Аннотация.** Проведен анализ наблюдательных данных, свидетельствующих о нетепловой природе быстрых ( $\lesssim 100$  кеВ) электронов в солнечных вспышках. Рассматриваются механизмы ускорения заряженных частиц в области вспышечного энерговыделения. Сделан вывод в пользу модели многоступенчатого ускорения электронов.

**MECHANISMS OF ELECTRON ACCELERATION IN SOLAR FLARES**, by Y.T. Tsap. The observational data that show evidence for the nonthermal nature of fast ( $\lesssim 100$  keV) electrons in solar flares have been analyzed. Acceleration mechanisms of charge particles in the region of flare energy release are considered. We drew conclusion in favor of the many step acceleration model of electrons.

**Ключевые слова:** Солнце, вспышки, электроны, механизмы ускорения

---

### 1 Введение

Изучение механизмов ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках имеет не только большое фундаментальное, но и прикладное значение. Более 50 лет известна тесная связь вспышек с ускорительными процессами в атмосфере Солнца, тем не менее, многие проблемы по-прежнему остаются нерешенными. Особый интерес представляет вопрос о происхождении энергичных ( $\gtrsim 10$  кеВ) электронов, так как на их долю может приходиться до 20% энергии вспышек (Дойвеман и др., 1982). Причем, некоторые электроны в ходе вспышечного энерговыделения ускоряются до энергий в несколько десятков МэВ (Петросян и др., 1994).

Наиболее прямую информацию об ускоренных электронах дает жесткое рентгеновское излучение, для интерпретации которого используется два подхода. В соответствии с первым жесткое рентгеновское излучение обусловлено нагревом корональной плазмы до температур  $\gtrsim 10^8$  К (тепловая модель) (Чаб и др., 1966; Браун и др., 1979). При этом расширение горячей плазмы в холодной среде приводит к возникновению двигающихся к основаниям магнитной петли турбулентных тепловых фронтов, что позволяет изолировать горячую излучающую плазму от значительных потерь энергии, обусловленных электронной теплопроводностью. Согласно другой точки зрения ускоренные в ходе вспышечного энерговыделения в корональной части магнитной петли электроны проникают в хромосферу и вызывают излучение вследствие их торможения в плотной хромосферной плазме (нетепловая модель или модель толстой мишени) (Браун, 1971).

В пользу нетепловой модели свидетельствует большое количество наблюдательных данных. Например, как следует из результатов, полученных на Yohkoh (Сакао и др., 1994), для импульсных вспышек большая часть источников жесткого рентгеновского излучения являются двойными,

и расположены они по обе стороны от нейтральной линии магнитного поля. Кроме того, источники почти одновременно, с точностью до долей секунды, изменяют свою яркость, а более яркий источник соответствует фотосферным магнитным полям с меньшей напряженностью и обладает более жестким спектром. Хорошо согласуется с моделью толстой мишени обнаруженная около 30 лет назад временная корреляция между спектральным потоком мягкого рентгеновского излучения и интегралом по времени от спектрального потока жесткого рентгеновского излучения (эффект Нойперта, (1968)). Имеется большое количество наблюдательных данных в микроволновом диапазоне, которые трудно объяснить в рамках тепловой модели (Пик и др., 1990). Иногда наблюдается достаточно высокая степень поляризации излучения вспышек как в жестком рентгеновском диапазоне так и в линии  $H_{\alpha}$  (Синявский, 1997), что указывает на распространение пучков заряженных частиц во вспышечных петлях.

Несмотря на внешнюю привлекательность, нетепловая модель не лишена и недостатков, связанных, прежде всего, с низкой эффективностью тормозного излучения. Например, для получения наблюдаемых потоков жесткого рентгеновского излучения в основаниях вспышечных петель необходимо ускорить  $10^{36} - 10^{38}$  электронов, что соответствует потокам  $10^{35} - 10^{37} \text{ с}^{-1}$  (Хойнг и др., 1976) (для мощных событий, в которых потоки электронов должны достигать значений  $\approx 10^{39} \text{ с}^{-1}$  (Кейн и др., 1995), заметный, если не определяющий, вклад в жесткое рентгеновское излучение, очевидно, принадлежит тепловым частицам). К сожалению, выделение тепловой и нетепловой составляющих по спектральным характеристикам жесткого рентгеновского излучения представляет собой весьма неоднозначную задачу из-за низкой точности измерений. Обычно спектр инжекции быстрых электронов может быть представлен в виде степенной функции с характерными значениями показателя степени от 2 до 5 (Алтынцев и др., 1982). Сразу отметим, что в представленной работе мы почти не будем касаться проблемы формирования спектров ускоренных частиц, уделив основное внимание критическому анализу механизмов ускорения электронов в области вспышечного энерговыделения.

Длительное время главенствовала гипотеза Вайлда, Смерда и Вейса (1963) о двухфазной природе ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках. Считалось, что в первой фазе ускоряются электроны до энергий  $\lesssim 100 \text{ кэВ}$ , а во второй, с задержкой в несколько минут, — ионы и релятивистские электроны. С запуском в начале 80<sup>ых</sup> годов искусственных спутников Земли SMM и Hinotori стало ясно, что для большинства вспышек релятивистские электроны должны ускоряться за время  $\sim 1 \text{ с}$  (Цап, 1990). В свою очередь, для некоторых событий наблюдалась временная задержка  $\sim 10 \text{ с}$  между пиками низких ( $< 100 \text{ кэВ}$ ) и высоких ( $> 150 \text{ кэВ}$ ) энергий жесткого рентгеновского излучения, что послужило основой гипотезы о двухступенчатом ускорении электронов, которая по сути отличается от модели двухфазного ускорения лишь длительностью задержки (Баи, Рамати, 1979; Баи и др., 1983). Однако довольно часто временная задержка себя никак не обнаруживает (Кейн и др., 1986). Грубую оценку времени ускорения электронов до энергий  $\sim 100 \text{ кэВ}$  можно получить из временного профиля жесткого рентгеновского излучения, полагая, что его тонкая структура связана с элементарными актами ускорения. Как следует из результатов наблюдений, полученных на орбитальной станции CGRO, для импульсных вспышек длительность самых коротких всплесков составляет  $\approx 400 \text{ мс}$  (Мачадо и др., 1993).

Таким образом, исходя из выше сказанного, можно заключить, что механизмы ускорения электронов в солнечных вспышках должны быть чрезвычайно эффективными.

Все существующие механизмы ускорения заряженных частиц можно разбить на два больших класса: регулярные и нерегулярные (статистические, стохастические). В первом случае частицы в ходе ускорения непрерывно приобретают энергию (ускорение на фронтах ударных волн, ускорение в квазистационарных электрических полях, ускорение Ферми I рода), а во втором, как приобретают так и теряют, но в среднем их энергия увеличивается (ускорение Ферми II рода, бетатронный механизм). Однако такая классификация, несмотря на свою строгость, представляется неудобной при последовательном изложении. Поэтому мы воспользуемся более формальной классификацией: 1) ускорение в квазистационарных электрических полях; 2) стохастические механизмы ускорения; 3) ускорение ударными волнами. В дальнейшем будем придерживаться именно такого порядка рассмотрения механизмов ускорения электронов в солнечных вспышках. Для более детального

ознакомления с данным вопросом следует обратиться к обзорам Формана и др. (1986), де Ягера (1986), Бенца (1987), Чаппа (1990), Симнетта (1991), Койперса (1995), а также Миллера и др. (1997).

## 2 Ускорение электронов в квазистационарных электрических полях

Ускорение электронов квазистационарными электрическими полями в ходе вспышечного энерговыделения исследовалось многими авторами (Холман, 1985, 1995; Цунета, 1985, 1995; Мартенс, 1988; Литвиненко, Сомов, 1993; Бенка, Холман, 1994; Литвиненко, 1996). Механизм основывается на явлении "убегающих электронов", на чем мы и остановимся более подробно.

В плазме с магнитным полем  $\mathbf{B}$  и электрическим  $\mathbf{E}$  электроны ускоряются как силой Лоренца  $e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})/c$ , так и силой  $e\mathbf{E}$ . Вместе с тем они тормозятся из-за столкновений с ионами, создающими силу трения  $m\nu_e\nu_{ei}$  (в принятом приближении столкновения между электронами не происходят). Следовательно, уравнение движения электрона можно представить в виде:

$$m \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = e\mathbf{E} + e \frac{\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}}{c} - m\nu_e\nu_{ei}. \quad (1)$$

Умножая скалярно уравнение (1) на  $\mathbf{v}_e$ , получим

$$\frac{dW_e}{dt} = e\mathbf{v}_e\mathbf{E} - 2W_e\nu_{ei}. \quad (2)$$

В соответствии с (2) увеличение кинетической энергии электронов  $W_e = mv_e^2/2$  под действием магнитного поля не происходит. Только электрическое поле  $\mathbf{E}$  приводит к ускорению заряженных частиц.

Когда значение направленной скорости электрона  $v_e$  больше тепловой  $v_{Te} = \sqrt{kT_e/m}$ ,

$$\nu_{ei} = \bar{\nu}_{ei} \left( \frac{v_{Te}}{v_e} \right)^3, \quad (3)$$

где  $\bar{\nu}_{ei}$  – эффективная частота столкновений электрона с ионами при  $v_e < v_{Te}$ . Значит, согласно (3) по мере увеличения скорости сверхтеплого электрона  $v_e$  сила торможения быстро убывает. Физика этого интересного явления состоит в том, что хотя частота столкновений с ростом скорости увеличивается, характерное время кулоновского взаимодействия уменьшается. Именно последнее обстоятельство при  $v_e > v_{Te}$  становится определяющим.

Таким образом, согласно (2) и (3) достаточно быстрые электроны способны переходить из режима токового дрейфа в режим непрерывного ускорения, тем самым становясь убегающими. Значение электрического поля  $E_D$ , при котором в режим непрерывного ускорения переходит основная масса электронов, называется дрейсеровским. Причем, если вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  параллелен вектору магнитной индукции  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{v}_e \parallel \mathbf{E}$ ), то с учетом того, что

$$\bar{\nu}_{ei} = \frac{4\pi n e^4 \Lambda_e}{m^2 v_{Te}^3},$$

из (2) и (3) получим

$$E_D = \frac{m}{e} v_{Te} \nu_{ei} = \frac{e}{r_D^2} \Lambda_e \approx 2.2 \cdot 10^{-9} \frac{n}{T} \Lambda_e \text{ В/см}. \quad (4)$$

Здесь  $\Lambda_e = 24 + \ln T_e - 1/2 \ln n$  – кулоновский логарифм (температура электронов  $T_e$  выражается в эВ (Голант и др., 1977),  $r_D = \sqrt{kT/4\pi n e^2}$  – дебаевский радиус.

Важным параметром, определяющим количество ускоренных электронов, является критическая скорость  $v_c$ . Она отделяет в хвосте максвелловского распределения убегающие электроны от дрейфующих. Принимая во внимание (2), (3) и (4), находим

$$v_c = \left( \frac{E_D}{E} \right)^{1/2} v_{Te}, \quad (5)$$

откуда следует грубая оценка общего количества убегающих электронов (Каплан, Цытович, 1974)

$$n_r = n_0 e^{-E_D/2E}. \quad (6)$$

Более обоснованное соотношение для потока убегающих электронов можно найти в работе Гуревича (1960).

Представленное выше рассмотрение достаточно идеализировано, так как убегающие потоки электронов способны возбуждать и раскачивать в плазме различные колебания и волны, передавая им значительную часть своей энергии. Это обуславливает новый механизм торможения, связанный с плазменной турбулентностью. Мы не будем подробно останавливаться на данной проблеме, поскольку она пока еще далека от своего окончательного решения. Отметим только, что, аналогично понятию драйсеровского поля  $E_D$ , в случае кулоновских столкновений можно ввести понятие турбулентного поля Драйсера  $E_D^*$ . Например, при развитой ионно-звуковой турбулентности из (4) следует

$$E_D^* = E_D \frac{\nu_{eff}^*}{\nu_{ei}}, \quad (7)$$

где  $\nu_{eff}^* \approx \omega_p W_t/nT$  – эффективная частота столкновений электронов с ионно-звуковыми волнами,  $W_t$  – плотность энергии турбулентных пульсаций (Введенков, Рютов, 1972). Если в ходе развития турбулентности плотность тока  $j = env_e$  остается постоянной, то согласно (4)–(7) критическая скорость  $v_e$  и общее количество убегающих электронов  $n_r$  не меняются.

В настоящее время считается, что за ускорение электронов в солнечных вспышках могут быть ответственны как сверхдрайсеровские, так и субдрайсеровские электрические поля, источником которых служат либо токовые (см., например, Подгорный, Подгорный, (1997)), либо двойные слои (Блок, 1972). В первом случае генерация электрического поля происходит в результате пересоединения магнитных силовых линий, во-втором, – в процессе развития кинетических неустойчивостей (Волверк, Койперс, 1994; Кен, 1988), вызывающих резкое падение потенциала  $\Delta\phi$  на расстояниях порядка нескольких десятков или сотен дебаевских радиусов. Развитие бунемановской неустойчивости приводит к формированию так называемых сильных двойных слоев ( $\Delta\phi \gg kT$ ) (Волверк, Койперс, 1994), а в ходе развития ионно-звуковой неустойчивости образуются слабые двойные слои ( $\Delta\phi \approx kT$ ) (Кен 1988). Поскольку двойные слои возникают при больших значениях плотности тока, что в солнечных условиях может реализовываться лишь в специфических условиях, то мы уделим основное внимание механизмам ускорения заряженных частиц в стационарных токовых слоях.

Впервые ускорение заряженных частиц в токовом слое довольно подробно рассмотрел Спейсер (1965). Им было установлено, что быстрые бесстолкновительные заряженные частицы способны эффективно ускоряться электрическим полем на всем протяжении нейтрального токового слоя. При наличии перпендикулярной компоненты магнитного поля  $B_\perp$  частицы приобретают значительно меньшие энергии,

$$W_e = 2mc^2 \left( \frac{E}{B_\perp} \right)^2, \quad (8)$$

ввиду их быстрого выхода из области ускорения. Однако в этом случае ионы и электроны, покидая токовый слой, двигаются вдоль магнитного поля в одном направлении с равными скоростями, что позволяет автоматически решить проблему компенсации тока ускоренных электронов обратным током фоновой плазмы (Ван дер Оорд, 1990). Как следует из (8), заряженные частицы едва ли могут достичь значительных энергий в высокотемпературных токовых слоях солнечных вспышек. Поэтому Литвиненко и Сомов (1993) (см. также Литвиненко, 1996) предложили иную магнитную конфигурацию токового слоя, имеющую помимо перпендикулярной компоненты магнитного поля еще и продольную  $B_\parallel$ . Очевидно, наличие этой компоненты будет благоприятствовать удержанию заряженных частиц внутри токового слоя вследствие их замагниченности, и при определенных условиях, налагаемых на значение продольной компоненты, максимально достижимая энергия

$$W_e = \frac{B_\parallel}{B_\perp} e l E. \quad (9)$$

В ходе проведения численных оценок предполагалось, что длина и ширина токового слоя  $D \approx 10^9$  см, полутолщина  $l \approx 10^2$  см, а электрическое поле  $E \approx 10$  В/см. Значение продольной компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$  принималось  $\approx 100$  Гс, а поперечной  $B_{\perp} \approx 1$  Гс. Тогда, согласно (9) максимальная энергия электронов  $W_e \approx 100$  кэВ. Причем, электроны ускоряются на очень малых масштабах  $\approx 10^4$  см, после чего они покидают токовый слой. В отличие от случая, рассмотренного Слейсером (1965), на выходе из токового слоя скорость электронов будет значительно превосходить скорость ионов.

Как нам кажется, предположение Литвиненко (см. также Мартенс, (1988)) о бесстолкновительном движении всех электронов токового слоя в электрических полях, превышающих в  $10^5$  раз поле Драйзера, не совсем оправдано, поскольку их направленные скорости  $v_e \gg v_{Te}$ , что должно приводить к развитию различных кинетических неустойчивостей и соответственно эффективному торможению энергичных частиц. Также здесь возникает проблема, связанная с индуцированием магнитных полей сильными нескомпенсированными электрическими токами, которую мы рассмотрим ниже (используемое авторами предположение о пучковой природе ускорения в рассматриваемом случае нам представляется недостаточно убедительным). Кроме того, для данной магнитной конфигурации параллельная компонента магнитного поля должна накапливаться внутри токового слоя ввиду вмороженности силовых линий во внешней области, противодействуя сжатию плазмы из-за роста внутреннего магнитного давления.

Ускорение электронов субдрайзеровскими электрическими полями рассматривалось многими авторами (Цунета, 1985, 1995; Холман, 1985; Бенка, Холман, 1994). Особый интерес представляет работа Бенки и Холмана (1994), исследовавших формирование спектра убегающих электронов на основе решения уравнения непрерывности, поскольку именно эта проблема вызывает наибольшие трудности. Полученный спектр электронов был успешно применен для интерпретации жесткого рентгеновского излучения в рамках гибридной модели, т.е. модели, учитывающей как тепловые, так и нетепловые частицы. Чтобы ускорить электроны до энергий  $\approx 100$  кэВ, электрическое поле предполагалось  $\approx 10^{-5}$  В/см, а типичный масштаб, на котором происходит ускорение  $\approx 3 \cdot 10^9$  см.

По нашему мнению, одна из основных проблем ускорения электронов квазистационарными электрическими полями следует из необходимости привлечения десятков тысяч токовых слоев для обеспечения требуемого количества ускоренных частиц (Холман, 1985). В самом деле, плотность тока в слое можно оценить исходя из закона Ампера:

$$j = \frac{c}{4\pi} \frac{B}{l}. \quad (10)$$

Поскольку площадь сечения токового слоя  $S = 2lD$ , а также  $j = e/S dN/dt$ , из (10) получим

$$\frac{dN}{dt} = \frac{c}{2\pi e} DB \approx 10^{19} DB \text{ с}^{-1}.$$

Положив в последнем соотношении  $D \approx 3 \cdot 10^{10}$  см,  $B \approx 300$  Гс, находим:  $dN/dt \approx 10^{31} \text{ с}^{-1}$ .

На первый взгляд полученный результат свидетельствует в пользу идеи Паркера (1988) о статистической природе солнечных вспышек, т.е. вспышечное энерговыделение обусловлено процессом пересоединения в тысячах или миллионах мелкомасштабных токовых слоев. Однако, например, если принять характерный размер области ускорения  $D = 10^7$  см,  $E = 0.3E_D \approx 10^{-5}$  В/см, то максимальная энергия, приобретенная электроном в нейтральном токовом слое, является незначительной:  $W_e = eED \approx 0.1$  кэВ. Заметим также, что в процессе ускорения электронов субдрайзеровскими электрическими полями в токовых слоях заметно большая часть энергии магнитного поля скорее идет не на ускорение частиц, а на нагрев фоновой плазмы (Холман, 1985; Цунета, 1985).

### 3 Стохастические механизмы ускорения

Под стохастическими механизмами ускорения подразумевается взаимодействие заряженных частиц с турбулентными пульсациями, которое может носить как нерезонансный, так и резонансный



характер. В первом случае ускорение происходит в результате столкновений энергичных частиц с магнитными неоднородностями (механизм Ферми, (1949)) или вследствие сохранения поперечного адиабатического инварианта (бетатронный механизм), если характерный масштаб магнитных пульсаций  $s \gg r_D, r_L$ , где  $r_L = v_{\perp}/\omega_{B_e}$  — ларморовский радиус ускоряемого электрона или иона,  $\omega_{B_e}$  — соответствующие циклотронные частоты. Во втором ускорение осуществляется посредством черенковского или циклотронного резонанса между частицами и различными волновыми модами.

Для лучшего понимания статистической природы механизма ускорения Ферми II рода рассмотрим наглядный пример. Предположим, что заряженная частица, двигающаяся параллельно магнитному полю со скоростью  $v_{\parallel}$ , сталкивается с магнитным облаком, имеющем скорость  $u \ll v$ . При этом в силу сохранения продольного адиабатического инварианта после отражения ее продольная энергия  $W_{\parallel}$  изменится на величину (Пахольчик, 1973)

$$\Delta W_{\parallel} = -\frac{2W_{\parallel}}{c^2} u v_{\parallel}. \quad (11)$$

Следовательно, в случае встречных столкновений заряженная частица приобретает энергию, а при догоняющих — теряет. Если  $s$  — среднее расстояние между облаками, то число встречных соударений  $\nu_+ = \nu + u/s$ , а догоняющих  $\nu_- = \nu - u/s$ , поэтому

$$\frac{dW_{\parallel}}{dt} = \Delta W_{\parallel}(\nu_+ - \nu_-),$$

или, согласно (11),

$$\frac{dW_{\parallel}}{dt} = \frac{4v_{\parallel}u^2}{sc^2} W_{\parallel}. \quad (12)$$

Из (12) вытекает важный вывод: чем меньше характерный масштаб турбулентных пульсаций  $s$ , тем выше темп ускорения заряженных частиц. Значит, можно предположить, что мелкомасштабная плазменная турбулентность наиболее приспособлена к быстрому ускорению. В свою очередь, мелкомасштабная турбулентность предполагает, что возмущения как электрического, так магнитного поля достаточно малы. Поэтому эффективный обмен энергии между волнами и частицами должен носить резонансный характер. Также обращает на себя внимание, что в ходе ускорения увеличивается параллельная составляющая энергии частицы  $W_{\parallel}$ , в то время как ее полная энергия остается неизменной. Значит, нерезонансные механизмы ускорения без эффективного рассеяния заряженных частиц являются крайне малопродуктивными. В условиях солнечных вспышек лишь резонансное взаимодействие может обеспечить рассеяние энергичных электронов и ионов за время  $\ll 1$  с. Следовательно, в области вспышечного энерговаделения резонансным процессам отводится исключительно важная роль при рассмотрении стохастических механизмов ускорения.

Длительное время считалось, что именно ленгмюровская турбулентность ответственна за ускорение электронов в солнечных вспышках (Каплан, 1977; Хоинг, 1977; Бенц, 1977; Койперс, 1978; Браун, Лоран, 1985). В основе механизма лежит взаимодействие быстрых электронов с ленгмюровскими волнами в случае выполнения условия черенковского резонанса:  $\omega = kv$ . Поскольку дисперсионное соотношение для ленгмюровских волн имеет вид:

$$\omega = \omega_{pe} + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{pe}},$$

где  $\omega_{pe}$  — плазменная частота, то их фазовые скорости  $v_f = \omega/k$  при  $k \rightarrow 0$  могут быть сколь угодно велики, и они способны практически мгновенно ускорить электроны до релятивистских энергий. Тем не менее, для возбуждения ленгмюровской турбулентности скорость пучка электронов должна превышать тепловую  $v_{Te}$  (Михайловский, 1975), поэтому, вероятно, трудно передать значительную часть энергии вспышки данным волновым модам. Кроме того, представление о том, что ионно-звуковые волны в результате индуцированного рассеяния на электронах способны эффективно трансформироваться в ленгмюровские, оказалось несостоятельным (Койперс, Мелроуз, 1985).

Энергичные электроны могут быть достаточно быстро ускорены как низкочастотными (альвеновские и БМЗ-волны), так и высокочастотными (вистлеры и электронно-циклотронные волны) электромагнитными модами при выполнении условия электронного циклотронного резонанса (Барбоса, 1979; Миллер, Рамати, 1987; Стейнекер, Миллер, 1992; Гамильтон, Петросян, 1992). Используя дисперсионные соотношения для БМЗ-волн:  $\omega = kv_A$ , и альвеновских волн:  $\omega = k_{\parallel}v_A$ , где  $k_{\parallel}$  – компонента волнового вектора, параллельная магнитному полю, а также с учетом того, что  $\omega \ll \omega_B$ , из условия электронного циклотронного резонанса:  $\omega - k_{\parallel}v\omega_{\parallel} = \omega_B$ , нетрудно оценить пороговую скорость электронов:  $v \gg (M/m)v_A$ , где  $M$  – масса протонов. Следовательно, эффективное ускорение электронов МГД-волнами в солнечных вспышках на циклотронном резонансе возможно только для ультрарелятивистских частиц. Аналогичным образом можно показать, что для вистлеров, имеющих дисперсионное соотношение:  $\omega = \omega_B / \omega_{pe}^2 k^2 c^2 |\cos\theta|$ , где  $\theta$  – угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{B}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , пороговая скорость электронов  $v \gg \sqrt{M/m}v_A$ . Привлечение необыкновенных волн с частотой близкой к электронно-циклотронной  $\omega_B$  заметно смягчает требования, накладываемые на значение пороговой скорости. Например, для электронно-циклотронных волн значение пороговой скорости  $\approx 4v_T$  (Стейнекер, Миллер, 1992), однако механизм возбуждения этих волн так и остался невыясненным. Таким образом, в случае ускорения электронов электромагнитными модами на циклотронном резонансе основные трудности связаны с проблемой инжекции, а также механизмом возбуждения волн с частотой близкой к  $\omega_B$ .

Для решения этих проблем Стейнекер и Миллер (1992) обратились к представлениям о каскадном процессе, в ходе которого из-за нелинейного взаимодействия между волнами происходит перекачка энергии по спектру от низкочастотных мод к высокочастотным. Согласно полученным результатам, чтобы обеспечить продуктивное ускорение электронов, волны с  $\lambda < 10^6$  см должны содержать около 10% свободной энергии магнитного поля. Следовательно, если каскадный процесс приводит к формированию степенного спектра и обрезается сверху на масштабах  $\approx 10^8$  см, то плотность энергии электромагнитной турбулентности должна превышать на несколько порядков плотность энергии магнитного поля.

Несколько иной, более продуктивный, механизм каскадного ускорения БМЗ-волнами был предложен Миллером, Ларозой и Муром (1996). В основе этого механизма лежит резонансное взаимодействие БМЗ-волн с электронами при условии выполнения магнитного резонанса (Стикс, 1965; Ли, Вок, 1975; Ахтерберг, 1979). Хотя формально условия магнитного и черенковского резонанса совпадают ( $\omega = kv$ ), они имеют различную физическую природу. В случае ускорения заряженных частиц на черенковском резонансе увеличение их энергии обусловлено параллельной составляющей электрического поля волны  $E_{\parallel}$ . В свою очередь, на магнитном резонансе ускорение происходит в результате взаимодействия магнитного момента частицы  $\mu = mv_{\perp}^2/2B_0$  с параллельным градиентом магнитного поля, т.е. под действием силы  $F = \mu dB_z/dz$ . Этот механизм иногда называют ускорением на времени пролета, поскольку условие магнитного резонанса эквивалентно тому, что время пролета электроном расстояния, равного длине волны, совпадает с ее периодом. Из условия магнитного резонанса и дисперсионного соотношения для БМЗ-волн следует, что для вспышечной плазмы ( $T = 3 \cdot 10^6$  К,  $B = 500$  Гс,  $n = 10^{10}$  см $^{-3}$ ) тепловая скорость электронов  $v_T \approx v_A$ . Поэтому ускоряться на магнитном резонансе могут квазитепловые электроны и, как показали Миллер, Лароза и Мур (1996), такой механизм ускорения применительно к солнечным вспышкам является достаточно эффективным. Предполагалось, что БМЗ-волны генерируются на масштабах  $\approx 10^8$  см. Затем, вследствие каскадного процесса, происходит перекачка энергии по спектру от малых волновых чисел к большим. При плотности энергии БМЗ-волн  $\approx 12$  эрг/см $^3$  ( $\lambda < 10^8$  см) электроны способны ускориться от квазитепловых до релятивистских энергий за время  $< 1$  с.

Ускорение энергичных электронов в области вспышечного энерговыделения может быть связано с механизмом ускорения Ферми II рода, когда частота БМЗ-волн большой амплитуды  $\omega \ll kv$  (Тверской, 1967; Кулсруд, Феррари, 1971; Мелроуз, 1974, 1983). При этом вновь возникает проблема инжекции, для решения которой Лароза и др. (1993, 1994, 1996) также обратились к представлениям о каскадном процессе. Было показано, что в солнечных вспышках квазитепловые электроны ( $W_e \approx 0.1$  кэВ) за время в несколько десятых секунды приобретают энергию  $\sim 25$  кэВ при условии возбуждения БМЗ-волн с  $\lambda \approx 10^5$  см. Причем, источником крупномасштабных БМЗ-волн

( $\lambda \approx 10^8$  см) являются высокоскоростные потоки плазмы, возникающие в результате пересоединения нескольких десятков или сотен магнитных трубок.

По нашему мнению, модели, основанные на каскадных процессах, обладают тем существенным недостатком, что в них зачастую не учитываются в полной мере различные виды диссипации МГД-волн, в частности, ионная вязкость. Как было показано Цапом (2000), скорость затухания БМЗ-волн с  $\lambda < 10^7$  см из-за ионной вязкости может заметно превзойти затухание, связанное с действием механизма Ферми. Полученный результат есть следствие малости значений чисел Рейнольдса для БМЗ-волн ( $Re = v' \lambda / \eta$ , где  $v'$  – амплитуда скорости,  $\eta$  – коэффициент кинематической вязкости) при больших  $k$  в условиях вспышечной плазмы. Следовательно, каскадный процесс приводит скорее к нагреву ионов, а не к ускорению электронов.

В последнее время значительное внимание привлекли к себе нижнегибридные волны (Смит, 1985; Бениц, Смит, 1987; Макклементс и др., 1990; Цап, 1998). Танака и Пападополос (1983), используя методы математического моделирования, показали, что в плазме с низким плазменным бэа ( $\beta \leq 0.3$ ) в результате развития модифицированной двухпотоковой неустойчивости Бунемана происходит ускорение электронов вдоль магнитного поля на “продольном” черенковском резонансе. При этом ускоряются не только электроны, находящиеся в хвосте максвелловского распределения, но и квазитепловые электроны, начиная с  $1.3v_{Te}$ . Кроме того, около 50% энергии направленного движения ионов передается ускоренным электронам. Следует подчеркнуть, что модифицированная двухпотоковая неустойчивость Бунемана малочувствительна к разнице электронной и ионной температур, и пороговая скорость дрейфа электронов относительно ионов имеет довольно низкое значение, равное по порядку величины скорости звука  $c_s = \sqrt{kT_e/M}$ . Однако нижнегибридные волны имеют относительно небольшие значения продольной фазовой скорости, поэтому в условиях солнечных вспышек они едва ли смогут ускорить электроны до энергий  $\geq 100$  кэВ.

#### 4 Механизмы ускорения заряженных частиц ударными волнами

Для ускорения заряженных частиц ударными волнами в солнечных вспышках, как правило, привлекается два основных механизма: дрейфовый и диффузионный (Березинский и др., 1990). Предполагается, что частицы сверхтепловые и их гирорадиусы  $r_L$  значительно превосходят толщину фронта.

Впервые механизм ускорения на фронтах перпендикулярных ударных волн, в дальнейшем получивший название дрейфового, детально рассмотрел Шабанский (1961). Следует особо подчеркнуть, что дрейфовый механизм ускорения по праву можно назвать механизмом ускорения Шабанского, хотя многие авторы оставляют это без внимания. Согласно идеи Шабанского энергичные ионы и электроны набирают энергию под действием электрического поля в окрестности фронта ударной волны  $E \approx u_1 \times B_1/c = u_2 \times B_2/c$ , где  $u_1$  и  $u_2$  – скорости плазмы соответственно впереди и позади фронта в системе координат, двигающейся вместе с фронтом. Быстрые частицы вынуждены описывать ларморовские орбиты в окрестности фронта, теряя и одновременно приобретая энергию под действием электрического поля до тех пор пока их не снесет градиентный дрейф. Причем, напряженности электрического поля позади и впереди фронта равны, поэтому ускорение заряженных частиц происходит из-за разницы гирорадиусов впереди и позади фронта, поскольку величина магнитного поля за фронтом ударной волны возрастает ( $B_2 > B_1$ ). Детальный анализ показывает, что темп набора энергии частицами является достаточно высоким. В то же время нерелятивистские частицы с начальной энергией  $E_0$  ускоряются лишь до  $\approx 13 E_0$ , а ультрарелятивистские до  $\approx 7 E_0$  (Топтыгин 1980). Кроме того, согласно Ву (1984) дрейфовое ускорение частиц на фронте ударной волны эффективно только в том случае, если угол между нормалью к плоскости фронта и магнитным полем не превышает  $1-2^\circ$ .

При распространении параллельной ударной волны в турбулентной среде ускорение заряженных частиц может происходить вследствие многократных отражений быстрых частиц от сближающихся магнитных неоднородностей по обе стороны фронта (Крымский, 1977; Белл, 1978). Это сближение обусловлено тем, что плазма за фронтом ударной волны приобретает направленную

скорость ( $u_2 < u_1$ ). Данный механизм получил название дрейфового, по сути являясь частным случаем ускорения Ферми I рода. Диффузионный механизм реализуется лишь на фронтах быстрых ударных волн (Изенберг, 1986), и, в отличие от дрейфового, позволяет ускорить частицы до значительных энергий (Декер, Влахос, 1986).

Помимо рассмотренных механизмов ускорения в бесстолкновительных перпендикулярных ударных волнах может реализовываться механизм, предложенный Сагдеевым (1964), который в дальнейшем получил название серфотронного. Основная его особенность состоит в том, что на фронте ударной волны, вследствие разделения зарядов, генерируется электростатическое поле, которое отражает быстрые заряженные частицы, налетающие на фронт волны. При этом они приобретают энергию, как и в дрейфовом механизме, под действием электрического поля в окрестности фронта. Как показали Охсавы и Сакай (1986), в условиях характерных для солнечных вспышек электроны ускоряются серфотронным механизмом до релятивистских энергий менее чем за 1 с.

В заключение данной главы отметим, что основной недостаток механизмов ускорения заряженных частиц ударными волнами связан с проблемой инжекции. Например, в работах Эллисона и Рамати (1985), Декера и Влахоса (1986), а также Охсавы и Сакай (1986) при рассмотрении ускорения электронов и ионов на фронтах ударных волн в солнечных вспышках начальные энергии частиц полагались весьма значительными  $\sim 100$  кэВ.

## 5 Обсуждение результатов и выводы

Проведенный краткий анализ показывает, что наиболее часто привлекаемые механизмы ускорения электронов в области вспышечного энерговыделения обладают теми или иными достоинствами и недостатками. По-видимому не существует какого-либо универсального механизма, который бы удовлетворял всем наблюдательным данным. Поэтому, на наш взгляд, ускорение электронов в солнечных вспышках скорее носит комплексный, многоступенчатый характер. Так, на начальном этапе за ускорение квазитепловых электронов до энергий  $\lesssim 100$  кэВ могут быть ответственны либо квазистационарные электрические поля, либо нижнегибридные волны. Далее практически мгновенно электроны могут ускориться до релятивистских энергий сначала высокочастотными, а затем низкочастотными волновыми модами вследствие как резонансных, так и нерезонансных процессов. Ускорение на фронтах ударных волн в области вспышечного энерговыделения, вероятно, не является определяющим.

Главная проблема такой модели связана с тем, что она не позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемую для многих событий сравнительную неизменность показателя спектра жесткого рентгеновского излучения, свидетельствующую в пользу единого механизма ускорения для низкоэнергетичных и высокоэнергетичных частиц. Однако, как нам кажется, эту трудность можно избежать, если учесть особенности распространения ускоренных электронов в области вспышечного энерговыделения. Так, например, Степановым и Цапом (1999) (см. также (Беспалов, 1985)) в результате решения уравнений квазилинейной теории было показано, что для корональных вспышечных петель с развитой электромагнитной турбулентностью показатель спектра быстрых электронов не зависит от спектра источника. Поэтому следует ожидать, что, несмотря на последовательное доминирование тех или иных механизмов на различных этапах ускорения частиц, показатель спектра захваченных и соответственно пролетных электронов во вспышечных петлях заметно не меняется.

В представленной статье мы остановились лишь на некоторых аспектах проблемы солнечных вспышек, акцентируя внимание на физической сущности механизмов ускорения заряженных частиц. Несомненно следовало бы более подробно рассмотреть вопросы, тесно связанные с ускорительными процессами, касающиеся распространения и излучения энергичных электронов. Кроме того, мы также не смогли охватить все имеющиеся в литературе механизмы ускорения электронов в области вспышечного энерговыделения. Тем не менее, по нашему мнению, данный обзор может оказаться полезным как для лучшего понимания физики нетепловых явлений в солнечных вспышках, так и проведения дальнейших исследований.

## Литература

- Алтынцев А.Т., Банин В.Г., Куклин Г.В., Томозов В.М. // Солнечные вспышки. М.: Наука. 1982. С. 220.
- Ахтерберг (Achterberg A.) // *Astron.Astrophys.* 1979. V. 76. P. 276.
- Баи и Рамати (Bai T. & Ramaty R.) // *Astrophys.J.* 1979. V. 227. P. 1072.
- Баи и др. (Bai T., Hudson R.M., Pelling R.M. et al.) // *Astrophys.J.* 1983. V. 267. P. 433.
- Барбоса (Barbosa D.D.) // *Astrophys.J.* 1979. V. 233. P. 383.
- Белл (Bell A.R.) // *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 1978. V. 182. P. 147.
- Бенка и Холман (Benka S.G. & Holman G.D.) // *Astrophys.J.* 1994. V. 435. P. 469.
- Бенц (Benz A.O.) // *Astrophys.J.* 1977. V. 211. P. 270.
- Бенц и Смит (Benz A.O. & Smith D.F.) // *Solar Phys.* 1987. V. 107. P. 299.
- Бенц (Benz A.O.) // *Solar Phys.* 1987. V. 111. P. 1.
- Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. и др. // *Астрофизика космических лучей.* М.: Наука. 1990. С. 528.
- Беспалов П.А. // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. С. 446.
- Блок (Block L.P.) // *Astrophys.Space Sci.* 1978. V. 55. P. 59.
- Браун (Brown J.C.) // *Solar Phys.* 1971. V. 18. P. 489.
- Браун и др. (Brown J.C., Melrose D.B., Spicer D.S.) // *Astrophys.J.* 1979. V. 228. P. 592.
- Браун и Лоран (Brown J.M. & Loran J.M.) // *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 1985. V. 212. P. 245.
- Вайлд и др. (Wild J.P., Smerd S.F., Veiss A.A.) // *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* 1963. V. 1. P. 291.
- Ван дер Оорд (Van der Oord G.H.J.) // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 234. P. 496.
- Введеннов А.А., Рютов Д.Д. // *Вопросы теории плазмы.* 1972. Т. 6. С. 3.
- Волверк и Койперс (Volwerk M. & Kuijpers J.) // *Astrophys.J.Suppl.Ser.* 1994. V. 90. P. 589.
- Ву (Wu C.S.A.) // *J.Geophys.Res.* 1984. V. 89. P. 8857.
- Гамильтон и Петросян (Hamilton R.J. & Petrosian V.) // *Astrophys.J.* 1992. Т. 398. С. 350.
- Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. // *Основы физики плазмы.* М.: Атомиздат. 1977. С. 384.
- Гуревич А.В. // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 38. С. 1597.
- Декер и Влахос (Decker R.B. & Vlahos L.) // *Astrophys.J.* 1986. V. 306. P. 710.
- Дойвеман и др. (Duijveman A., Hoynng P., Machado M.E.) // *Solar Phys.* 1982. V. 81. P. 137.
- Де Ягер (De Jager C.) // *Space Sci.Rev.* 1986. V. 44. P. 43.
- Изенберг (Isenberg P.A.) // *J.Geophys.Res.* 1986. V. 91. P. 1699.
- Каплан С.А. и Цытович В.Н. // *Плазменная астрофизика.* М.: Наука. 1974. С. 440.
- Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. // *Физика плазмы солнечной атмосферы.* М.: Наука. 1977. С. 159.
- Кейн и др. (Kane S.R., Chupp E.L., Forrest D.J. et al.) // *Astrophys.J.* 1986. V. 300. L95.
- Кен (Khan J.I.) // *Proc.Astron.Soc.Austr.* 1988. V. 8. P. 29.
- Кейн и др. (Kane S.R., Hurley K.,McTierman J.M., et al.) // *Astrophys.J.* 1995. V. 446. L47.
- Койперс (Kuijpers J.) // *Astron.Astrophys.* 1978. V. 69. L9.
- Койперс и Мелроуз (Kuijpers J. & Melrose D.B.) // *Astrophys.J.* 1985. V. 461. P. 28.
- Койперс (Kuijpers J.) // *Particle acceleration. Preprint Sterrekunding Institute, Utrecht.* 1995. P. 63.
- Крымский Г.Ф. // *ДАН АН СССР.* 1977. Т. 234. С. 1306.
- Кулсруд и Феррари (Kulsrud R.M. & Ferrari A.) // *Astrophys.Space Sci.* 1971. V. 12. P. 302.
- Лароза и Мур (LaRosa T.N. & Moore R.L.) // *Astrophys.J.* 1993. V. 418. P. 912.
- Лароза и др. (LaRosa T.N., Moore R.L., Shore S.N.) // *Astrophys.J.* 1994. V. 425. P. 856.
- Лароза и др. (LaRosa T.N., Moore R.L., Miller J.A., Shore S.N.) // *Astrophys.J.* 1996. V. 467. P. 454.
- Ли и Вок (Lee M.A. & Volk H.J.) // *Astrophys.J.* 1975. V. 198. P. 485.
- Литвиненко и Сомов (Litvinenko Yu. E. & Somov B.V.) // *Solar Phys.* 1993. V. 146. P. 127.
- Литвиненко (Litvinenko Y.E.) // *Astrophys.J.* 1996. V. 462. P. 997.
- Макклементс и др. (McClements K.G., Su J.J., Bingham R. et al.) // *Solar Phys.* 1990. V. 130. P. 229.
- Мартенс (Martens P.C.H.) // *Astrophys.J.* 1988. V. 330. L131.

- Мачадо (Machado M.E., Ong K., Emsile A.G. et al.) // *Adv.Space Res.* 1993. V. 13. P. 175.  
Мелроуз (Melrose D.B.) // *Solar Phys.* 1974. V. 37. P. 353.  
Мелроуз (Melrose D.B.) // *Solar Phys.* 1983. V. 89. P. 149.  
Миллер и Рамати (Miller J.A. & Ramaty R.) // *Solar Phys.* 1987. V. 113. P. 195.  
Миллер и др. (Miller J.A., LaRosa T.N., Moore R.L.) // *Astrophys.J.* 1996. V. 461. P. 465.  
Миллер (Miller J.A., Cargill P.J., Emsile A.G. et al.) // *J.Geophys.Res.* 1997. V. 102. P. 14631.  
Михайловский А.В. // Теория плазменных неустойчивостей. I. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат. 1975. С. 272.  
Нойперт (Neupert W.M.) // *Astrophys.J.* 1968. V. 153. L59.  
Охсава и Сакай (Ohsawa Y. & Sakai J.) // *Astrophys.J.* 1986. V. 313. P. 440.  
Паркер (Parker E.) // *Astrophys.J.* 1988. V. 330. P. 474.  
Пахольчик А. // Радиоастрофизика. М: Мир. 1973. С. 252.  
Петросян (Petrosian V., McTiernan J.M., Marshhauser H.) // *Astrophys.J.* 1994. V. 434. P. 747.  
Пик (Pick M., Klein K.-L., Trottet G.) // *Astrophys.J.Suppl.Ser.* 1990. V. 73. P. 165.  
Подгорный А.И. и Подгорный И.М. // *Изв.РАН. Сер.физ.* 1997. Т. 6. С. 1067.  
Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы. 1964. Т. 4. С. 20.  
Сакао и др. (Sakao T., Kosugi T., Masuda S. et al.) // in: *Proc. of Kofu Symp., NRO Report No 360.* Eds. S.Enome, T.Hirayama, Nobeyama Radio Obs. 1994. P. 169.  
Симнетт (Simnett G.M.) // *Mem.Soc.Astron.Ital.* 1991. V. 62. P. 359.  
Синявский Д.В. // Влияние динамики пучка ускоренных электронов на поляризацию рентгеновского и  $H_{\alpha}$  излучения во время импульсной фазы солнечных вспышек: Дис.канд.физ.-мат.наук. Киев: ГАО. 1997.  
Смит (Smith D.F.) // *Astrophys.J.* 1985. V. 288. P. 801.  
Спейсер (Speiser T.W.) // *J.Geophys.Res.* 1965. V. 70. P. 4219.  
Стейнекер и Миллер (Steinacker J. & Miller J.A.) // *Astrophys.J.* 1992. V. 393. P. 764.  
Степанов А.В. и Цап Ю.Т. // *Астрон.Ж.* 1999. Т. 76. (в печати).  
Стикс Т. // Теория плазменных волн. М: Атомиздат. 1965. С. 343.  
Танака и Пападополос (Tanaka M. & Papadopoulos K.) // *Phys.Fluids.* 1983. V. 26. P. 1697.  
Тверской Б.А. // *ЖЭТФ.* 1967. V. 52. P. 483.  
Топтыгин (Toptyghin I.N.) // *Space Sci.Rev.* 1980. V. 26. P. 157.  
Ферми (Fermi E.) // *Phys. Review.* 1949. V. 75. P. 1169.  
Форман (Forman M.A., Ramaty R., Zweibel E.G.) // in: *Physics of the Sun. Volume II: the solar atmosphere.* Eds. P.A. Sturrock et al., D.Reidel Publ.Company. 1986. P. 249.  
Хоинг и др. (Hoing P., Brown J.C., van Beek H.F.) // *Solar Phys.* 1976. V. 48. P. 197.  
Хоинг (Hoing P.) // *Astron.Astrophys.* 1977. V. 55. P. 31.  
Холман (Holman G.D.) // *Astrophys.J.* 1985. V. 293. P. 584.  
Холман (Holman G.D.) // *Astrophys.J.* 1995. V. 452. P. 451.  
Цап Ю.Т. // *Астрон.Ж.* 1998. Т. 75. С. 313.  
Цап (Tsap Y.T.) // *Solar Phys.* 2000. (in press).  
Цунета (Tsuneta S.) // *Astrophys.J.* 1985. V. 290. P. 353.  
Цунета (Tsuneta S.) // *Publ.Astron.Soc.Japan.* 1995. V. 47. P. 691.  
Чаб и др. (Chubb T.A., Kreplin R.W., Friedman H.) // *J.Geophys.Res.* 1966. V. 71. P. 3611.  
Чап (Chupp E.L.) // *Science.* 1990. V. 250. P. 229.  
Шабанский В.П. // *ЖЭТФ.* 1961. V. 41. P. 1107.  
Эллисон и Рамати (Ellison D.C. & Ramaty R.) // *Astrophys.J.* 1985. V. 298. P. 400.

УДК 523.9; 523.9-327; 523.982.8

## Вариации общего магнитного поля Солнца: вращение и 22-летний цикл

*В.И. Ханейчук*

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный  
e-mail: han@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 26 ноября 1999 г.

**Аннотация.** Обработаны измерения общего магнитного поля (ОМП) Солнца, полученные в различных обсерваториях за период с 1968 по 1997 гг. Анализ проведён с применением новой методики, которая включает в себя нормирование данных на текущее стандартное отклонение, что позволяет исключить модуляцию исходных данных 11-летним циклом солнечной активности. Периодограмма нормированных данных ОМП показывает присутствие трёх устойчивых групп пиков, связанных с вращением двух-, четырёх- и шестисекторных структур ОМП. Усреднённые за пять лет спектры вращения показывают изменение основного периода вращения ОМП во времени в пределах  $26^d6$ – $27^d4$  и указывают на движение магнитных структур в течение цикла в направлении экватора. Данные измерений ОМП показывают также присутствие 22-летней волны, совпадающей по фазе с изменениями межпланетного магнитного поля. Эту периодичность можно объяснить, по-видимому, так называемой северо-южной асимметрией магнитного поля Солнца.

**VARIATIONS OF THE SOLAR MEAN MAGNETIC FIELD: ROTATION AND 22-YEAR CYCLE,**  
*by Haneychuk V.I.* Measurements of the solar mean magnetic field (SMMF), performed in several observatories in 1968–1997, are analysed. The time series of SMMF was normalized by dividing the daily values by the running standard deviation to exclude the 11-year modulation. The periodogram of normalized SMMF data series showed the presence of three groups of stable peaks connected with rotation of two-, four- and six-sector structures of the solar magnetic field (periods are near  $26^d9$ ,  $13^d6$  and  $9^d0$ ). The data show also temporal change of the mean period of rotation of the SMMF within the range of  $26^d6$ – $27^d4$ , which clearly indicates on motion of magnetic pattern to the solar equator during the 11-year cycle of the solar activity. The SMMF measurements reveal also the presence of 22-year wave which coincides in phase with changes of the predominant polarity of the interplanetary magnetic field. This 22-year periodicity can be explained rather by so-called north-south asymmetry of the magnetic field of the Sun.

**Ключевые слова:** Солнце, общее магнитное поле Солнца, вращение Солнца

---

### 1 Введение

Общее магнитное поле (ОМП) Солнца как звезды представляет собой среднее значение разбаланса магнитного потока (преобладание одной полярности над другой) от видимой полусферы Солнца. Измеряемые значения поля при этом оказываются довольно маленькими — чаще всего меньше 0.5 Гс, а в максимуме солнечной активности — до 2 Гс. Для наблюдений ОМП требуется прибор,

который может измерять магнитное поле с высокой точностью, — магнитограф. При этом, для уменьшения ошибок измерений, которые обычно составляют  $\approx 0.05$ – $0.20$  Гс, необходимо накапливать сигнал в течение не менее 20 минут. Для корректного учёта нулевого уровня магнитографа наблюдения проводят, как правило, отдельно в двух линиях: в линии, чувствительной к магнитному полю, (обычно это Fe I  $\lambda 5250\text{\AA}$ , фактор Ланде  $g = 3$ ), и в нечувствительной к полю (обычно Fe I  $\lambda 5124\text{\AA}$ ,  $g = 0$ ), или в одной и той же линии, но проводя для учёта инструментальной поляризации отдельные измерения как с дополнительной пластинкой  $\lambda/2$ , так и без неё (в Саянской обсерватории, см. Григорьев и др., 1983). Измерение этих величин — довольно трудоёмкая задача, в которой ставится цель получить каждые сутки одно точное измерение общего поля, и требующая, к тому же, хорошего инструмента и длительного времени.

Первые измерения ОМП были получены на Крымском магнитографе в 1968 г. (Северный, 1969, 1971). Анализ этих и последующих данных показал, что основной вклад в сигнал ОМП вносят небольшие поля магнитных элементов, расположенные на обширных площадях на поверхности Солнца. Вклад же сильных полей солнечных пятен не играет существенной роли, т.к. в пятнах намного меньше яркость, их сильные поля, как правило, компенсируют друг друга и занимают не очень большую площадь (Северный и др., 1970; Северный, 1971; Котов и др., 1977). Крымские измерения регулярно проводились до 1976 г. и были опубликованы Котовым и Северным (1983) в отдельном каталоге. С 1970 г. по 1982 г. измерения ОМП проводились на обсерватории Маунт Вилсон, но были опубликованы и проанализированы только спустя 16 лет (Котов и др., 1998в). Наиболее регулярны и многочисленны данные ОМП, полученные в обсерватории Станфордского университета (Калифорния, США). Для регистрации этих измерений был построен отдельный телескоп с использованием имидж-слайсера для увеличения светового потока (см. Шеррер и др., 1977). Станфордские измерения проводятся с 1975 г. по настоящее время и регулярно публикуются в *Solar Geophysical Data*. С 1982 г. измерения ОМП также эпизодически получают в Саянской обсерватории. Они частично опубликованы в различных источниках (Григорьев и др., 1983, Котов и др., 1998б). С 1991 г. возобновились нерегулярные измерения ОМП в Крымской обсерватории, которые ведутся до настоящего времени и частично опубликованы (Котов и др., 1998б, 1999). Следует отметить, что с повышением точности измерений стало возможным в настоящее время измерять общее магнитное поле не только на Солнце, но и на звёздах, с точностью до нескольких Гс (Плачинда и Тарасова, 1999). Это позволит пролить дополнительный свет на источник звёздного магнетизма, а также понять роль магнитных полей в звёздной эволюции.

Изучение вариаций ОМП давно привлекало исследователей. Первые же работы по анализу этих данных обнаружили в них период вращения Солнца (Северный, 1969, 1971; Котов и др., 1977; Котов и Демидов, 1980), т.е. преобладание дипольной компоненты ОМП над другими. Используя это обстоятельство, а также появившиеся новые данные наблюдений, авторы многих статей (Котов и Степанян, 1980; Котов и Левицкий, 1983а, 1983б, 1984; Котов и Северный, 1983; Котов, 1987) стали определять вращение ОМП Солнца новым способом, а именно — выявляя максимальные пики на периодограммах или спектрах мощности ОМП, полученные с использованием данных за достаточно продолжительный интервал времени. При таком анализе трудно что-либо сказать о пространственном вращении магнитных образований на поверхности Солнца, но, имея в распоряжении данные ОМП за многие годы наблюдений, можно уточнить основные периоды вращения Солнца. Следует отметить, что такой анализ вращения в значительной степени избавлен от сильного влияния активных областей, поскольку их вклад в сигнал ОМП в целом незначителен. Котов (1987), обработав данные трёх обсерваторий (КраО, Маунт Вилсон и Станфорд) за 1968–1984 гг., обнаружил на периодограммах наличие многих пиков, среди которых выделяются основной пик с синодическим периодом  $26^{\text{d}}94 \pm 0^{\text{d}}05$  и второй по мощности со значением  $28^{\text{d}}16 \pm 0^{\text{d}}07$ . Наблюдения ОМП, полученные в Станфорде за 1975–1990 гг., были проанализированы Ривиним и Обридко (1992), которые нашли в данных наличие периодов со значениями  $27^{\text{d}}$ ,  $13^{\text{d}}$  и  $9^{\text{d}}$ . Недавно Дас и Наг (1999), не зная о предыдущих исследованиях, независимо обнаружили периодичности  $27^{\text{d}}$  и  $14^{\text{d}}$ , анализируя данные Станфордской станции.

Анализ данных ОМП трёх обсерваторий, полученных за 24 года наблюдений, был выполнен



Ханейчуком (1995) и Котовым и др. (1998а), которые показали, что самым мощным пиком на периодограммах ОМП за 1968–1991 гг. был пик, соответствующий синодическому периоду вращения  $26^d92 \pm 0^d01$ . В дальнейшем, детально анализируя измерения ОМП Солнца за 29 лет, автором (Ханейчук, 1999) было также показано, что вращение ОМП зависит от времени и меняется как от одного цикла солнечной активности к другому, так и от одной переполюсовки полярного магнитного поля к другой. Наблюдается, к тому же, сложная картина изменения амплитуд основных периодов вращения со временем.

В настоящей статье предлагается новая методика для обработки данных ОМП с целью исключения влияния солнечной активности на результаты анализа. Проанализированные данные позволяют сделать заключение о характере изменения вращения ОМП со временем на протяжении более двух циклов активности, а также сформулировать вывод об изменении ОМП с периодом магнитного цикла Солнца.

## 2 Данные наблюдений и методика анализа

Для анализа были взяты данные ОМП, независимо полученные в трёх обсерваториях с дискретностью одно измерение в сутки (см. табл. 1). Ввиду того, что данные Саянской обсерватории не полностью опубликованы, они не анализировались в настоящей работе. Ошибки измерений ОМП различаются для каждой обсерватории и составляют, по различным оценкам, приблизительно  $\pm 0.17$ ,  $\pm 0.12$  и  $\pm 0.07$  Гс, для КраО, Маунт Вилсон и Станфорда соответственно.

Таблица 1. Данные наблюдений ОМП.

Обсерватория	Интервал наблюдений, годы	$N$	$k$
Крым	1968–1976	1397	0.49
Крым	1991–1997	152	0.63
Маунт Вилсон	1970–1982	2457	0.60
Станфорд	1975–1997	6832	1.00
Три обсерватории вместе	1968–1996	10838	

При анализе данных, полученных из различных источников, возникает вопрос сведения измерений в одну временную последовательность. Проще всего умножить данные каждой обсерватории на какой-то коэффициент, характеризующий «качество» этих измерений. Эта проблема обсуждалась ранее Котовым и Северным (1983) и Котовым и др. (1999). Ханейчук (1995, 1999), проанализировав влияние калибровочных множителей для каждой обсерватории, пришёл к выводу, что они очень слабо влияют на результат. Поскольку измерения ОМП, получаемые в Станфорде, проводятся регулярно и имеют наименьшую ошибку, то целесообразно данные других обсерваторий привести к Станфордскому ряду наблюдений. В настоящем анализе данные различных обсерваторий умножались на свой коэффициент  $k$ , который приведён в табл. 1. Эти множители для обсерваторий КраО и Маунт Вилсон совпадают с вычисленными ранее Котовым и Северным (1983) коэффициентами  $a_{\text{КраО}} = 0.77$  и  $a_{\text{МВ}} = 0.94$ , поделенными на коэффициент для Станфордских данных  $a_{\text{Ст}} = 1.57$ . Для Крымских измерений 1991–1997 гг. было решено ввести свой коэффициент, определённый как отношение стандартного отклонения измерений в Станфорде  $\Delta_{\text{Ст}} = 0.41$  Гс к стандартному отклонению Крымских данных  $\Delta_{\text{КраО}} = 0.65$  Гс за этот же промежуток времени:  $k'_{\text{КраО}} = \Delta_{\text{Ст}}/\Delta_{\text{КраО}} = 0.41/0.65 \approx 0.63$ .

Полученный таким образом общий временной ряд ОМП  $H$  трёх обсерваторий приведён на рис. 1а (количество измерений  $N = 10838$ , стандартное отклонение  $\Delta = 0.404$  Гс). Как видно,

существует очень хорошая модуляция этих измерений циклом активности Солнца. В годы минимума значения ОМП, как правило, небольшие и обычно не превышают по абсолютному значению 0.5 Гс. В годы максимума активности данные изменяются намного сильнее, достигая до 2 Гс по абсолютной величине. Следует отметить, что основное изменение этих значений связано с периодом вращения Солнца, что видно непосредственно на графиках измерений, если построить их в более крупном масштабе по времени. Как было сказано, анализ этих изменений выполнялся ранее многими авторами, но за более короткий промежуток времени.

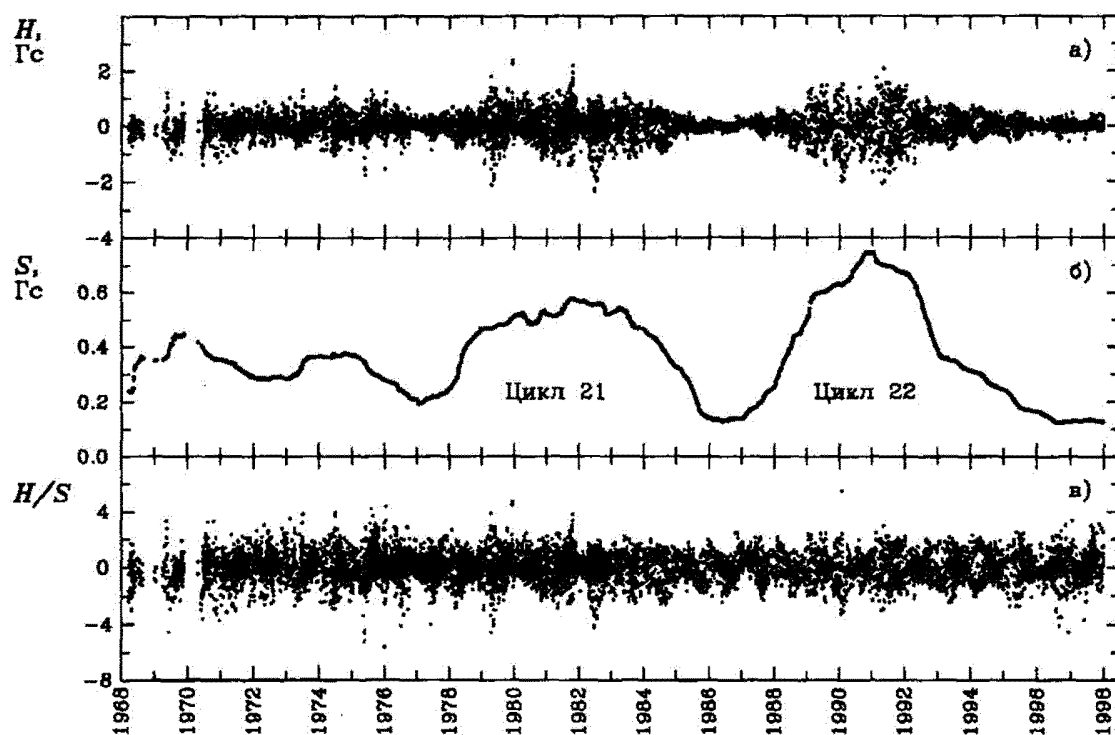


Рис. 1. а) Общий временной ряд измерений ОМП, полученный по данным трёх обсерваторий: КраО, Маунт Вилсон и Станфорд; б) величина  $S$  скользящего среднеквадратичного отклонения данных общего временного ряда (длина окна усреднения — 2 года); в) нормированный на скользящее среднеквадратичное отклонение  $S$  общий временной ряд измерений ОМП

На рис. 1б показано изменение со временем скользящего среднеквадратичного отклонения  $S$  этих данных. Каждая точка здесь представляет собой стандартное отклонение на интервале в два года: один год до среднего момента и один год — после. Значение интервала времени (окна) для вычисления этого среднеквадратичного отклонения было выбрано, исходя из того, что за этот промежуток времени должно укладываться достаточное количество периодов вращения и, вместе с тем, это значение должно быть меньшим, чем характерные изменения на протяжении 11-летнего цикла активности. Как видно из рис. 1б, вычисленное среднеквадратичное отклонение  $S$  очень хорошо описывает циклы активности Солнца. Следует отметить, однако, что по данным первых лет наблюдений ОМП чёткого максимума 20-го цикла активности Солнца не наблюдается. Это можно объяснить прежде всего тем, что этот цикл был довольно слабым по активности, имел протяжённый максимум и отличался аномальным поведением магнитного поля (см. 3). Относительно большие ошибки измерений ОМП в КраО и Маунт Вилсон, выполненных в это время, также могут

быть одной из причин такого поведения, однако нужно отметить, что увеличение ошибок измерений приводит и к увеличению стандартного отклонения, а оно, как мы видим, изменяется во время цикла. В целом же кривая на рис. 1б довольно хорошо описывает солнечную активность.

Изучая вариации ОМП Солнца (рис. 1а), следует иметь в виду, что вклад в исследуемый сигнал периодичностей в максимуме активности значительно больше, чем в минимуме. Сигнал ОМП получается как бы промодулированным кривой на рис. 1б. Это должно приводить как к расщеплению частот вращения, так и к изменению амплитуд периодических процессов. Чтобы избежать такого влияния активности Солнца, был построен временной ряд нормированных данных путём деления каждого значения  $H$  на рис. 1а на соответствующее ему среднеквадратичное отклонение  $S$  на рис. 1б. Полученный нормированный ряд ОМП со стандартным отклонением  $\Delta_n = 0.979$  приведён на рис. 1в. Как видно, нормированный ряд данных выглядит более однообразным, и на нём не заметно влияния солнечного цикла (значения ОМП в минимуме несколько увеличены, а в максимуме уменьшены пропорционально величине текущего изменения стандартного отклонения ОМП). В дальнейшем анализе использовался как этот нормированный ряд, так и ряд оригинальных данных ОМП, приведённый на рис. 1а.

### 3 Периодограммы

Нормированный ряд ОМП (рис. 1в) был подвергнут процедуре дискретного преобразования Фурье. Полученная периодограмма этого ряда приведена на рис. 2. По оси ординат отложен квадрат

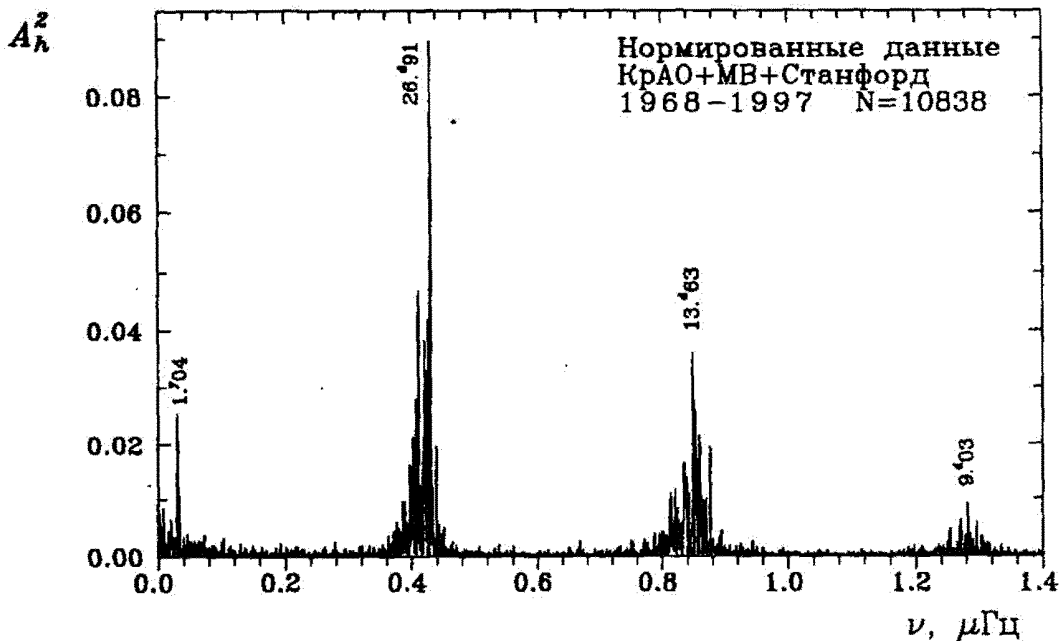


Рис. 2. Периодограмма нормированного на среднеквадратичное отклонение ряда ОМП за 30 лет наблюдений. По оси ординат — квадрат гармонической амплитуды

гармонической амплитуды. Как видно из этого рисунка, основные пики на периодограмме находятся в группах и связаны с вращением Солнца. Максимальный пик, отвечающий периоду  $P_1 = 26^d91$ , связан с вращением дипольной компоненты ОМП. Вторая по мощности группа пиков с максимумом на  $13^d63$  имеет двойную частоту вращения и соответствует квадрупольной компоненте

ОМП. Присутствует также группа пиков с утроенной частотой вращения с максимумом на  $9^d03$ , но мощности их уже значительно меньше. В области низких частот очень заметен пик с периодом  $1^d04$ .

Анализ данных ОМП, полученных почти за тот же интервал времени, но не нормированных на стандартное отклонение (рис. 1а), был выполнен ранее (см. Ханейчук, 1999, рис. 1). Интересно сравнить эти результаты с рис. 2. Основное отличие состоит в том, что на рис. 2 стала несколько больше (в 1.5–2 раза) относительная высота многих пиков, соответствующих как обычным частотам вращения, так и (в особенности) удвоенным и утроенным их значениям (по сравнению с высотой главного пика  $P_1 = 26^d91$ ). Следует также отметить, что сильно возросла на периодограмме нормированного ряда относительная высота пика с периодом  $1^d04$ . Колебания с этим периодом непосредственно видны на рис. 1в. Значения же большинства основных пиков совпадают или отличаются на небольшую величину  $\approx 0^d01$ , что равно ошибке определения периода. Заметное отличие значений видно только для группы пиков утроенной частоты: по непосредственным данным ОМП самый большой пик в этой группе соответствует периоду  $9^d10$ , по нормированным данным — периоду  $9^d03$ .

Эти отличия связаны с нормировкой данных, т.е. с увеличением веса точек в минимуме активности Солнца и уменьшением — в максимуме. Повышение общего относительного уровня пиков с удвоенной и утроенной частотами вращения указывает на то, что в минимумах активности относительный вклад компонент ОМП более высокой степени, чем диполь, больше, чем в максимумах. Такой вывод совпадает с полученными ранее результатами Альтшулера и др. (1974, 1977), которые анализировали разложение по сферическим гармоникам наблюдаемого на обсерваториях Маунт Вилсон и Кит-Пик крупномасштабного магнитного поля Солнца и обнаружили, что в минимуме активности усиливается роль квадрупольной и октупольной компонент. Их результаты были подтверждены в дальнейшем на более обширном временном интервале Михайлуцей и Фатьяновым (1988), где, проанализировав синоптические  $H_\alpha$  карты и выделив основные мультиполи, авторы показали, что на спаде 20-го цикла и в минимуме активности 1973–1977 гг. энергетически доминирующей гармоникой на Солнце был октуполь.

#### 4 Изменение во времени спектра вращения ОМП

Как было показано ранее (Ханейчук, 1999), спектр вращения ОМП меняется как от одного цикла активности к другому, так и от одной переполусовки магнитного поля к другой. Проследить динамику этого изменения помогает рис. 3а,б, на котором в двухмерном виде показаны изменения во времени амплитудных спектров в области периодов вращения Солнца. Каждая горизонтальная линия на рисунке представляет собой спектр на протяжении 5 лет, средний момент которого отложен на оси ординат. Спектры были построены по оригинальным данным (рис. 3а) и по нормированным данным (рис. 3б) с шагом по времени 0.2 года. По оси абсцисс снизу отложена частота в мкГц, сверху — синодический период в сутках. Контурами выделены значения гармонической амплитуды в Гс на рис. 3а и в величинах стандартного отклонения  $\sigma$  — на рис. 3б.

Из рис. 3а видно, что максимальные значения амплитуд приходятся на максимумы активности и связаны с вращением в области периодов около  $27^d$ . При этом очень сильно выделяется 22-й цикл активности, максимум которого приходится на 1990–1991 гг. Видно также, что мощность распределена не равномерно, а сконцентрирована в некоторых группах, центры которых в 22-м цикле находились около  $27^d$ ,  $28^d5$  и  $30^d2$ . В 21-м цикле активности, максимум которого приходится приблизительно на 1982 г., центры этих групп несколько смещены в сторону более высоких частот, что говорит о более быстром вращении дипольной составляющей ОМП в это время. 20-й цикл активности выражен очень слабо. Это, по-видимому, объясняется как немногочисленностью данных и их относительно невысокой точностью в это время, так и упомянутыми ранее особенностями данного цикла. Однако заметно, что максимум вращения в цикле 20 более близок по значению к максимуму в цикле 22, а не в цикле 21. Это говорит в пользу того, что циклы активности Солнца имеют больше сходства не с соседними, а с теми, что отличаются на 2 по номеру, т.е. чётные бо-

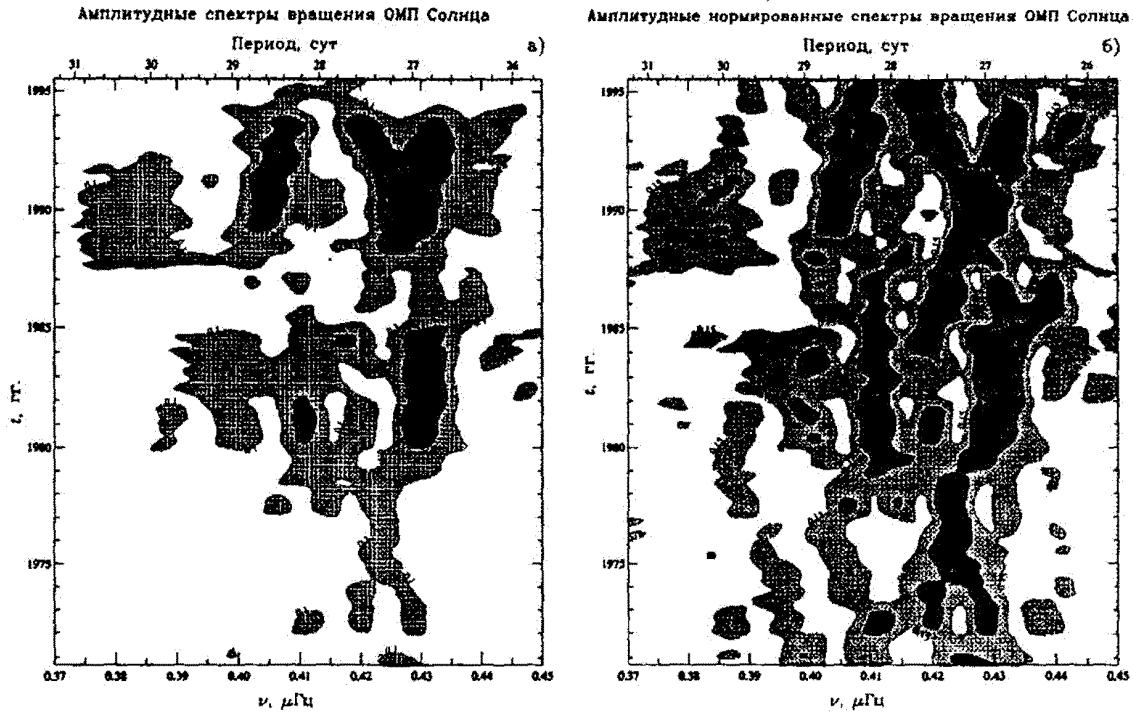


Рис. 3. Изменение во времени амплитудных спектров вращения ОМП Солнца по оригинальным данным (а) и по нормированным данным (б). По оси ординат отложен средний момент времени для каждого спектра. По оси абсцисс снизу — частота в мГц, сверху — синодический период в сут. Контурными показаны границы амплитуд колебаний в Гс (а) и в величинах  $\sigma$  (б).

лее похожи на соседние чётные, а нечётные — на соседние нечётные, подтверждая тот факт, что основная периодичность магнитного цикла Солнца составляет 22 года.

Интересно сравнить рис. 3а с результатами Антонуччи и др. (1990), которые анализировали вращение фотосферного магнитного поля, используя магнитограммы, полученные в Станфорде за 21-й цикл активности Солнца (1976–1986 г.). Они обнаружили, что вращение фотосферного магнитного поля не однородно, а сконцентрировано в группах, центры которых находились в разных полусферах и соответствовали периодам вращения  $26^{\text{d}}9$ ,  $28^{\text{d}}1$  и  $29^{\text{d}}3$ . Эти результаты были в дальнейшем подтверждены Ерофеевым (1997), который обработал магнитограммы обсерваторий Маунт Вилсон и Кит-Пик за 1964–1985 гг. иным способом, выделяя долгоживущие компоненты магнитных образований. Он также показал, что магнитные элементы вращаются в основном с дискретными периодами с характерными значениями  $\approx 27^{\text{d}}0$ ,  $28^{\text{d}}2$  и  $29^{\text{d}}5$ . Как видно из рис. 3, наши результаты по вращению ОМП в 21-м цикле активности полностью совпадают с данными Антонуччи и др. (1990) и Ерофеева (1997). Таким образом, приходим к естественному выводу о том, что ОМП Солнца показывает те же периоды вращения, какие получаются при анализе магнитограмм.

На рис. 3б показаны изменения амплитудного спектра вращения, полученного по нормированным данным ОМП. Как видно, здесь различия между минимумами и максимумами активности Солнца более сглажены, однако максимумы всё равно выделяются. Группы вращения основных периодов не выглядят изолированно, а как бы превратились в изгибающиеся «полосы». Из рисунка также следует, что в минимуме активности, например, в 1986 г., вращение дипольной компоненты ОМП было совсем иным, чем в максимуме, занимая скорее промежуточное место между максимумами.

Такой изменчивый во времени характер основного периода вращения можно, скорее всего, связать с миграцией к экватору магнитных образований в течение солнечного цикла. Хорошо известно, что новый цикл начинается с появления на средних широтах (около  $30^\circ-40^\circ$ ) пятен (сильных магнитных полей на поверхности), которые потом, к концу цикла, смещаются к экватору Солнца. Вследствие дифференциального вращения магнитные образования, появляющиеся на поверхности в начале цикла на высоких широтах, должны иметь меньшую скорость вращения, которая с течением времени должна увеличиваться к концу цикла. Приблизительно такую же картину мы видим на рис. 3б. В начале 21-го цикла активности, в 1978 г., максимум на главной полосе вращения находился приблизительно на частоте 0.423 мГц, что соответствует периоду вращения около  $27^d36$ . С течением времени основная полоса вращения регулярно смещалась в область более высоких частот, и к концу цикла (1986 г.) её значение оказалось  $\approx 0.435$  мГц, что соответствует периоду  $\approx 26^d61$ . Такая же ситуация наблюдается и для 22-го цикла активности: в 1986 г. центр полосы находится на частоте  $\approx 0.420$  мГц (период  $\approx 27^d56$ ), а в 1994 г. — на частоте  $\approx 0.433$  мГц (период  $\approx 26^d73$ ).

В рамках этой концепции несколько трудно объяснить некоторое «раздвоение» главной полосы на фазе спада активности (в 1992 г.), но в целом она наиболее разумно объясняет изменение главного периода вращения ОМП со временем. Следует отметить, что в этом случае мы приходим к выводу, что с течением цикла в направлении экватора перемещаются, так же, как и пятна на поверхности Солнца, те образования, магнитные поля которых дают основной вклад в сигнал ОМП. Согласно Котову и др. (1977) это, скорее всего, фоновые магнитные поля (коэффициент корреляции их сигнала с ОМП  $\rho = 0.87$ ) или магнитные поля активных областей ( $\rho = 0.75$ ). Это могут быть также и факелы, поля которых занимают достаточно большую площадь в активных областях и имеют довольно большие значения.

## 5 Вариации ОМП с периодом 22 года

На периодограммах ОМП, полученных в области низких частот по данным за 1968–1991 гг., (см. Котов и др., 1998а; Ханейчук, 1995) довольно ярко выделяется пик с периодом около 22 лет, природа которого до сих пор остаётся неясной. Проявление пика с периодом магнитного цикла Солнца в данных ОМП очень загадочно. Чтобы выяснить достоверность его появления, был сделан последующий анализ данных наблюдений.

Ряды оригинальных и нормированных данных ОМП (рис. 1а,в) были обработаны с целью получения точной частоты 22-летнего пика с шагом 0.01 нГц, что приблизительно в 100 раз меньше разрешения по частоте, которое составляет  $\approx 1.06$  нГц. Для оригинального ряда данных частота максимального пика оказалась равна  $\nu_0 = 1.42$  нГц, для нормированного —  $\nu_n = 1.46$  нГц, что отвечает периодам  $P_0 \approx 22^y3 \pm 3^y3$  и  $P_n \approx 21^y7 \pm 3^y1$  соответственно. Как видно, значения периодов совпадают в пределах ошибок. Затем для этих двух рядов методом наименьших квадратов были вычислены фазы и амплитуды синусоид с соответствующими частотами. Параметры временных рядов и вычисленных синусоид приведены в табл. 2 ( $\Delta$  — стандартное отклонение временного ряда,  $A_h$  — гармоническая амплитуда синусоиды,  $\varphi_{\max}$  — фаза первого максимума,  $\mathcal{P}$  — значимость, выраженная в единицах  $\sigma$  нормального распределения). Как видно из таблицы, фазы обеих синусоид в пределах ошибок совпадают.

Таблица 2. Параметры синусоид с периодом магнитного цикла Солнца

Ряд наблюдений	$\Delta$	Период	$A_h$	$\varphi_{\max}$	$\mathcal{P}$
Оригинальный	0.404 Гс	$22^y3 \pm 3^y3$	$0.033 \pm 0.007$ Гс	$1977^y9 \pm 0^y7$	$4.3\sigma$
Нормированный	0.979	$21^y7 \pm 3^y1$	$0.087 \pm 0.018$	$1977^y1 \pm 0^y7$	$4.5\sigma$

Для наглядности на рис. 4 построены полученные синусоиды для оригинального (рис. 4б) и нормированного рядов (рис. 4в). Соответствующие значения ОМП здесь усреднены за 1<sup>у</sup> и нарисованы на графике в виде точек (чтобы можно было видеть синусоиду). Сверху, на рис. 4а приведены усреднённые за 6 месяцев числа Вольфа как показатель солнечной активности. Вертикальными штриховыми линиями показаны моменты перехода через ноль синусоиды на рис. 4в.

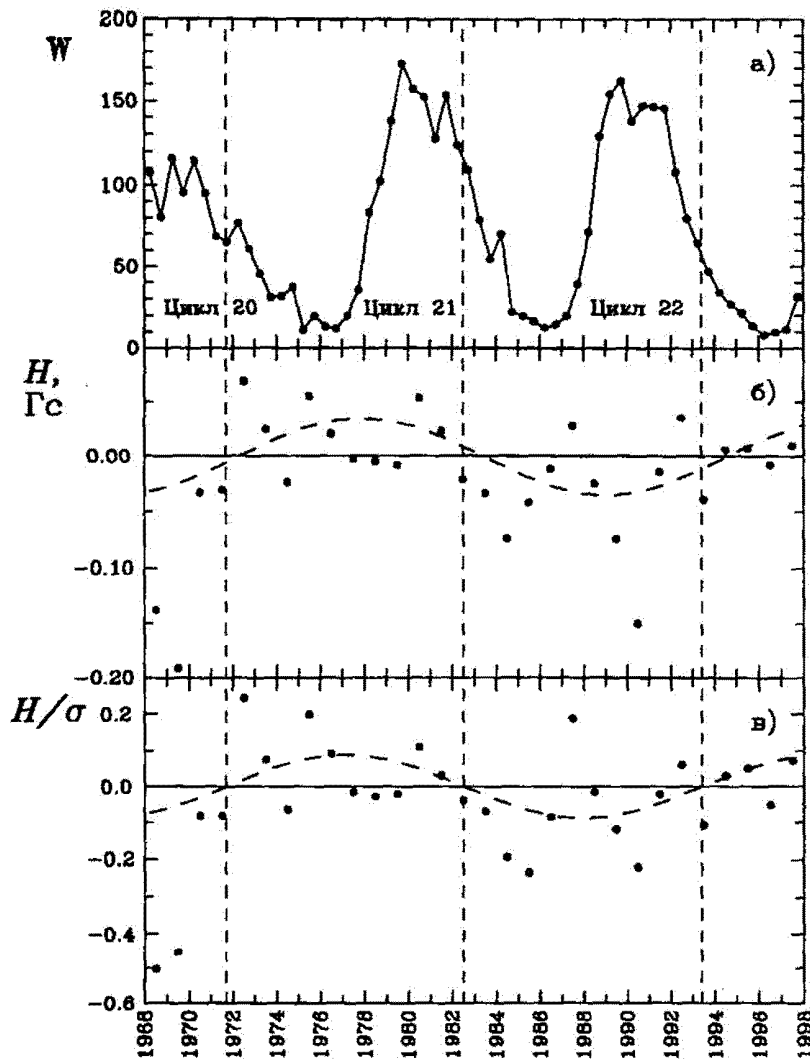


Рис. 4. Изменение со временем чисел Вольфа (а), средних за 1<sup>у</sup> значений ОМП (б), и средних за 1<sup>у</sup> значений нормированного ряда ОМП (в). Штриховыми линиями проведены синусоиды, вычисленные методом наименьших квадратов для периода  $P_o = 22^y.3 \pm 3^y.3$  (б) и  $P_n = 21^y.7 \pm 3^y.1$  (в). Вертикальными линиями показаны моменты перехода через ноль синусоиды на рис. 4в

Более всего удивляет тот факт, что колебание с периодом  $P_n = 21^y.7$  хорошо видно в нормированном ряду наблюдений ОМП. Ведь эти данные, казалось бы, не должны содержать компонент, связанных с длиннопериодными изменениями солнечной активности. Тем не менее, частота

основного магнитного цикла Солнца  $\nu_n$  очень хорошо проявляется в этих измерениях и, более того, значимость колебания (см. табл. 2) несколько больше, чем в оригинальном ряду наблюдений. Она была вычислена по стандартной методике оценки вариаций временных рядов (Скаргль, 1982; Дорошенко и др., 1985). Определённая таким способом вероятность случайного появления периодичности  $P_o$  в ряду оригинальных данных  $p_o \approx 8.1 \cdot 10^{-6}$ , а в ряду нормированных данных —  $p_n \approx 2.8 \cdot 10^{-6}$ , что соответствует приведённым в табл. 2 значениям  $P$ .

Оценка значимости периодичности  $P_m \approx 22\%3$  довольно хорошая, что, на первый взгляд, не очень согласуется с рис. 4б,в. Однако следует отметить, что по данным ОМП за 1968–1991 гг. ( $N = 8947$ ) значимость пика на периодограмме составляла  $\approx 2.7\sigma$  (Ханейчук, 1995), а с добавлением новых, более точных, измерений возросла до  $\approx 4.3\sigma$ . Если нарисовать рис. 1а,в в более сжатом виде, то эта периодичность заметна глазом без какого-либо предварительного анализа.

Одним из дополнительных подтверждений приведённого уровня значимости является оценка отношения величин  $\frac{v_1^2}{v_2^2}$ , выполненная по критерию Фишера для фазовой кривой с заданным периодом (см. Теребиж, 1992). Здесь

$$v_1^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M N_m (\bar{y}_m - \bar{y})^2,$$

$$v_2^2 = \frac{1}{N-M} \sum_{m=1}^M (N_m - 1) s_m^2,$$

где  $M$  — количество фазовых интервалов (бинов),  $N_m$ ,  $\bar{y}_m$ ,  $s_m^2$  — соответственно количество точек, среднее значение и дисперсия в интервале  $m$ ,  $\bar{y}$  — среднее значение всех  $N$  точек. Для оригинального ряда данных отношение этих величин (при количестве фазовых интервалов  $M = 16$ ) оказалось равным 6.11, а для нормированного ряда — 9.86. Используя таблицы математической статистики для  $F$ -распределения (Большев и Смирнов, 1968), находим, что кривые будут значимы на уровне 0.0005 при отношении 2.65. Другими словами, уровень значимости этих кривых намного превышает  $3.3\sigma$  нормального распределения. Это убеждает нас в том, что приведённая оценка значимости является, скорее всего, состоятельной.

Всё вышесказанное позволяет говорить о том, что ОМП изменяется с магнитным циклом Солнца. Фаза данного  $P_m$ -колебания такова, что максимум и минимум кривой приходятся на ветвь роста чисел Вольфа, а переход через нулевой уровень — на ветвь спада активности Солнца. Как известно, переполюсовка полярного поля происходит в годы максимума активности и, по различным данным (Говард, 1974; Хоексема и Шеррер, 1984; Уилсон и Дживаннис, 1994), приходилась на моменты, указанные в табл. 3. В этой же таблице приведены моменты перехода через ноль кривой с периодами  $P_o$  и  $P_n$ , а также разность между ними и моментами переполюсовок  $\Delta t_o$  и  $\Delta t_n$ , соответственно. Как видно из этих данных, момент смены знака колебания  $P_o$  наступает систематически позже момента переполюсовки полярного поля в среднем приблизительно на  $3\%1$ , а колебания  $P_n$  — на  $2\%1$ .

Таблица 3. Моменты переполюсовок и переходов через ноль  $P_o$  и  $P_n$ -кривых

Переполюсовка	Ноль $P_o$ -кривой	Разность $\Delta t_o$	Ноль $P_n$ -кривой	Разность $\Delta t_n$
1969%8	1972%3	2%5	1971%7	1%9
1980%3	1983%5	3%2	1982%5	2%2
1991%1	1994%6	3%5	1993%4	2%3

Как известно, смена знака межпланетного магнитного поля (ММП) происходит в среднем на



277 позже максимума активности Солнца. Уилкоккс и Шеррер (1972) установили это, проанализировав методом кросс-корреляции ряд измерений ММП за 1926–1971 гг. с функцией изменения гелиографической широты Земли. Если считать, что моменты переполусовок происходят в максимуме активности (ошибка составляет в среднем около  $\pm 0\%9$ ), то мы можем сказать, что фаза колебания  $P_m$  совпадает, в пределах ошибок, с фазой изменения знака ММП. Это ещё раз подтверждает как реальность наблюдаемого  $P_m$ -колебания, так и тот естественный вывод, что ММП является продолжением ОМП Солнца в окружающее пространство.

Обнаруженное колебание  $P_m$  показывает, что Солнце выглядит подобно магнитному монополю, которых в природе пока не обнаружили, и который, к тому же, меняет свой знак каждые 11 лет. Это довольно трудно объяснить с точки зрения современного знания физики. Ведь более всего удивляет несохранение магнитных потоков на протяжении длительного времени: первые 11 лет преобладает поток с одним знаком, последующие 11 лет — с противоположным. И в том, и в другом случае не выполняется условие  $\text{div} \mathbf{B} = 0$ .

Одним из объяснений наблюдаемого колебания может быть влияние эффекта проекции. Как уже отмечалось, сигнал ОМП — это сигнал продольного поля. Из-за проекции радиальная составляющая магнитного поля, являющаяся преобладающей для большинства магнитных образований на поверхности Солнца, даёт свой вклад тогда, когда находится вблизи центра диска, на угловом расстоянии до  $\approx 40^\circ$  (Котов и др., 1977). Вклад других составляющих, находящихся вблизи лимба, значительно меньше. Если существует глобальное поле Солнца, то в сигнале ОМП мы видим только ту его составляющую, которая находится вблизи центра диска, вклад других составляющих, в том числе и возле полюсов, не так заметен. Если глобальное магнитное поле Солнца изменяется со временем, то из-за разной степени вклада каждой зоны мы будем наблюдать разбаланс магнитного потока в сигнале ОМП.

Это объяснение колебания  $P_m$  сохраняет равенство магнитных потоков, однако следует сказать, что в этом случае необходимо предполагать асимметрию, т.к. при симметричном распределении поля этот эффект не должен наблюдаться. Магнитная, так называемая «северо-южная», асимметрия была замечена на Солнце уже давно. Она проявляется в том, что поле в одной полусфере ведёт себя несимметрично по отношению к полю в другой. Иногда на протяжении года и более полярное поле в северной и южной полусферах имеет одинаковый знак. Смена знака полярного поля происходит, как правило, в разные моменты в северной и южной полусферах. Проявление этой асимметрии в сигнале ОМП указывает на то, что это явление на Солнце имеет, по-видимому, не эпизодический, а регулярный характер и, может быть, является его свойством. Наличие такой асимметрии с момента её обнаружения и до настоящего времени остаётся нерешённой проблемой солнечного магнетизма и требует дальнейших исследований.

## 6 Выводы

Проведённый анализ данных ОМП за 1968–1997 гг. позволяет сделать следующие заключения.

1. Нормирование данных ОМП на скользящее среднеквадратичное отклонение не меняет существенно вид периодограммы. При этом изменяется в большей степени относительная амплитуда периодических колебаний, но значения основных периодов вращения остаются без изменений.
2. Повышение относительного уровня компонент ОМП на периодограмме нормированных данных (рис. 2), вращающихся с двойной и тройной частотами вращения, указывает на то, что в эпохи минимума активности роль квадрупольной и октупольной компонент ОМП больше дипольной, что подтверждает результаты Альтшулера и др. (1974, 1977) и Михайлуцы и Фатьянова (1988).
3. ОМП Солнца показывает изменение со временем основных периодов вращения магнитных образований, вызванное, по-видимому, дрейфом этих структур к экватору в течение цикла.
4. В измерениях ОМП присутствует с достоверностью  $\approx 4.3\sigma$  периодичность магнитного цикла Солнца  $P_m = 22\%3 \pm 3\%3$ . Объяснить эту периодичность можно наличием так называемой северо-южной асимметрии магнитного поля Солнца, изучение природы которой требует дальнейших исследований.

В заключение автор выражает большую благодарность сотрудникам КрАО В.А. Котову и Т.Т. Цапу за плодотворные обсуждения проблемы и полезные замечания, сделанные ими при чтении рукописи.

Работа выполнена при частичной поддержке ГФФИ Украины (грант № ф4/174-97).

## Литература

- Альтшулер и др. (Altschuler M.D., Levine R.H., Stix M., Harvey J.) // *Solar Phys.* 1977. V. 51. P. 345.  
Альтшулер и др. (Altschuler M.D., Trotter D.E., Newkirk G. Jr., et al.) // *Solar Phys.* 1974. V. 39. P. 3.  
Антонуччи и др. (Antonucci E., Hoeksema J.T., Scherrer P.H.) // *Astrophys. J.* 1990. V. 360. P. 296.  
Большев Л.Н., Смирнов Н.В. // *Таблицы математической статистики.* 1968. М.: Наука. 476 с.  
Говард (Howard R.) // *Solar Phys.* 1974. V. 38. P. 283.  
Григорьев В.М., Демидов М.Л., Осак Б.Ф. // *Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.* 1983. Вып. 65. С. 13.  
Дас и Наг (Das T.K., Nag T.K.) // *Solar Phys.* 1999. V. 187. P. 177.  
Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Теребиж В.Ю., Шаховской Н.М. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 73. С. 143.  
Ерофеев (Erofeev D.V.) // *Solar Phys.* 1997. V. 175. P. 45.  
Котов В.А. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1987. Т. 77. С. 39.  
Котов В.А., Демидов М.Л. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1980. Т. 61. С. 3.  
Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Григорьев В.М., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1998а. Т. 94. С. 118.  
Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1998б. Т. 94. С. 110.  
Котов В.А., Левицкий Л.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1983а. Т. 66. С. 110.  
Котов В.А., Левицкий Л.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1983б. Т. 68. С. 56.  
Котов В.А., Левицкий Л.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1984. Т. 69. С. 90.  
Котов В.А., Левицкий Л.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 71. С. 32.  
Котов В.А., Северный А.Б. // *Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968–1976 гг.* 1983. М.: Мировой центр данных Б. 24 с.  
Котов В.А., Степанян Н.Н. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1980. Т. 62. С. 117.  
Котов В.А., Степанян Н.Н., Щербакова З.А. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1977. Т. 56. С. 75.  
Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // *Астрон. Журн.* 1999. Т. 76. С. 218.  
Котов и др. (Kotov V.A., Scherrer P.H., Howard R.F., Haneychuk V.I.) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1998в. V. 116. P. 103.  
Михайлуца В.П., Фатьянов М.П. // *Солн. данные.* 1988. Т. 3. С. 76.  
Плачинда и Тарасова (Plachinda S.I., Tarasova T.N.) // *Astrophys. J.* 1999. V. 514. P. 402.  
Ривин Ю.Р., Обридко В.Н. // *Астрон. Журн.* 1992. V. 69. P. 1083.  
Северный (Severny A.) // *Nature.* 1969. V. 224. P. 53.  
Северный (Severny A.B.) // *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 1971. V. 12. P. 363.  
Северный и др. (Severny A., Wilcox J.M., Scherrer P.H., Colburn D.S.) // *Solar Phys.* 1970. V. 15. P. 3.  
Скаргль (Scargle J.D.) // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 835.  
Теребиж В.Ю. // *Анализ временных рядов в астрофизике.* 1992. М.: Наука. 392 с.  
Уилкокс и Шеррер (Wilcox J.M., Scherrer P.H.) // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. P. 5385.  
Уилсон и Джiovаннис (Wilson P.R., Giovannis G.) // *Solar Phys.* 1994. V. 155. P. 29.  
Ханейчук В.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1995. Т. 92. С. 84.  
Ханейчук В.И. // *Астрон. Журн.* 1999. Т. 76. С. 385.  
Хоэксема и Шеррер (Hoeksema J.T., Scherrer P.H.) // *The Hydromagnetics of the Sun, Proceedings of the Fourth European Meeting on Solar Physics / Noordwijk, ESA Special Publ.* 1984. V. 220. P. 269.  
Шеррер и др. (Scherrer P.H., Wilcox J.M., Svalgaard L., Duvall T.L., Dittmer P.H., Gustafson E.K.) // *Solar Phys.* 1977. V. 54. P. 353.  
*Solar Geophysical Data.* 1976–1997.

УДК 523.9

## Колебания Солнца в 1999-ом году

*В.А. Котов, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап*

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный  
e-mail: vkotov@crao.crimea.ua, hal@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 22 декабря 1999 г.

**Аннотация.** Наблюдения Солнца в 1999-ом году показали резкое увеличение амплитуды колебания фотосферы с периодом  $P_1 = 159^m966$ . Начальная фаза  $P_1$ -колебания такая же, как и в предыдущие 25 лет. Усиление колебания  $P_1$  к 2000-му году связывается с ростом активности Солнца на ветви подъема 23-го цикла. Природа колебания  $P_1$  неизвестна.

OSCILLATIONS OF THE SUN IN THE YEAR 1999, by V.A. Kotov, V.I. Haneychuk and T.T. Tsap. Observations of the Sun in 1999 showed a remarkable increase of the amplitude of the photospheric oscillation with a period of  $P_1 = 159^m966$ . The initial phase of the  $P_1$ -pulsation is found to be identical with that observed over previous 25 years. The enhancement of  $P_1$ -oscillation to the 2000-year might be connected with the rise of Sun's activity at the beginning of the cycle 23. True nature of the  $P_1$ -pulsation is unknown.

**Ключевые слова:** Солнце, колебания Солнца

---

В 70–80-х годах обнаружены колебания Солнца как звезды с периодом  $P$  около  $160^m$  (Брукс и др., 1976; Северный и др., 1976; Шеррер, Уилкоккс, 1983). Явление было подтверждено затем независимыми измерениями на южном полюсе Земли (Грек и др., 1980) и Канарских островах (Палле, Рока Кортес, 1988).

Значение главного периода в спектре мощности за 1974 – 1982 гг. по данным КрАО было равным  $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0016$  (Котов и др., 1997).

Однако в последующие годы  $P_0$ -колебание практически исчезло, и в спектре мощности глобальных длиннопериодных колебаний Солнца – за более длительный интервал наблюдений, с 1974 г. по 1995 г., – стало диминировать новое колебание  $P_1 = 159^m9662 \pm 0^m0006$  (Котов и др., 1997).

Примечательно следующее:

(а) невозможность теории внутреннего строения и нормальных колебаний звезд объяснить 160-минутные колебания Солнца (Котов, 1985),

(б) периоды  $P_0$  и  $P_1$  оказались очень близкими к 9-ой суточной гармонике, что потребовало дополнительных аргументов в пользу солнечной природы этого колебания (см. Котов и др. 1983; 1997),

(в) период  $P_1$  доминировал в спектре мощности низкочастотных колебаний Солнца – в районе периодов около 1/9-ой суток – с 1974 г. по 1995 г. (Котов и др., 1997),

(г) колебание  $P_1$ , в отличие от колебания  $P_0$ , сохраняет начальную фазу на протяжении всех 26 лет наблюдений (см. ниже),

(д) частота нового колебания  $P_1$  почти совпадает с частотой годичного сателлита первичного колебания  $P_0$  (период годичного сателлита  $P_0$  равен  $159^m.961$ ; разность же частот двух колебаний,  $P_1$  и  $P_0$ , даёт для периода «биений»  $1.10 \pm 0.05$  г.).

Колебания Солнца измеряются в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) с 1974 г. (Северный и др., 1976). Применяется дифференциальный метод, позволяющий с помощью солнечного магнитографа измерять разность лучевых скоростей между центральной и внешней круговыми зонами видимого диска Солнца (Котов и др., 1982). Значения скорости усредняются в 5-минутных интервалах, а медленные тренды снимаются с помощью парабол.

Всего за 1974 – 1999 гг. измерения сделаны в течение 1580 дней, в сумме примерно 10004 ч; полное число остатков (измерения минус тренд)  $N = 120053$  со среднеквадратичным значением  $\Delta = 6.20$  м/с. Положительная скорость отвечает состоянию «расширения» Солнца. Нулевая фаза соответствует моменту UT 00<sup>h</sup> 00<sup>m</sup> 1 января 1974 г.

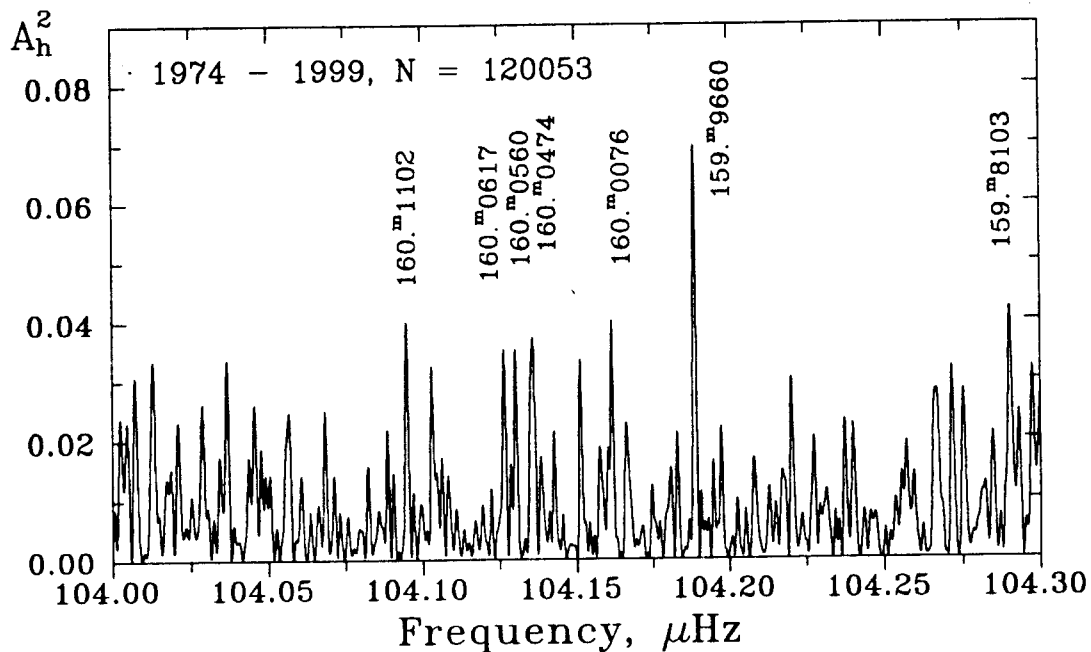


Рис. 1. Спектр мощности колебаний фотосферы Солнца в 1974 – 1999 гг., вычисленный в районе 9-ой гармоники суток. Число измерений скорости  $N = 120053$ ; по вертикали – квадрат гармонической амплитуды  $A_h^2$  в  $(\text{м/с})^2$

Фрагмент спектра мощности в районе 9-ой суточной гармоники, вычисленного с помощью Фурье-преобразования для всех наблюдений за 26 лет, показан на рис. 1. Здесь доминирует, как и прежде (Котов и др., 1997), пик, соответствующий периоду  $P_1 = 159^m.9660 \pm 0^m.0005$ . Его гармоническая амплитуда  $A_h = 0.26$  м/с по сравнению с аналогичным спектром 1974 – 1995 гг. (Котов и др., 1997) практически не изменилась, тогда как все соседние пики заметно понизились. Это значит, что Солнце в последние годы действительно осциллировало с периодом  $P_1$ , причем это колебание, в среднем, происходило в фазе с  $P_1$ -колебанием предыдущих лет.

Спектр для более широкого диапазона частот, от 103.5 мкГц до 104.5 мкГц, показан на рис. 2, где доминирование пика  $P_1$  ещё более выразительно. При длительности временного ряда  $L = 26$  лет разрешение по частоте составляет  $\Delta\nu = L^{-1} \approx 1$  нГц. Самое примечательное то, что максимальный пик в пределах ошибки совпадает с пиком, доминирующим в спектре мощности аналогичных

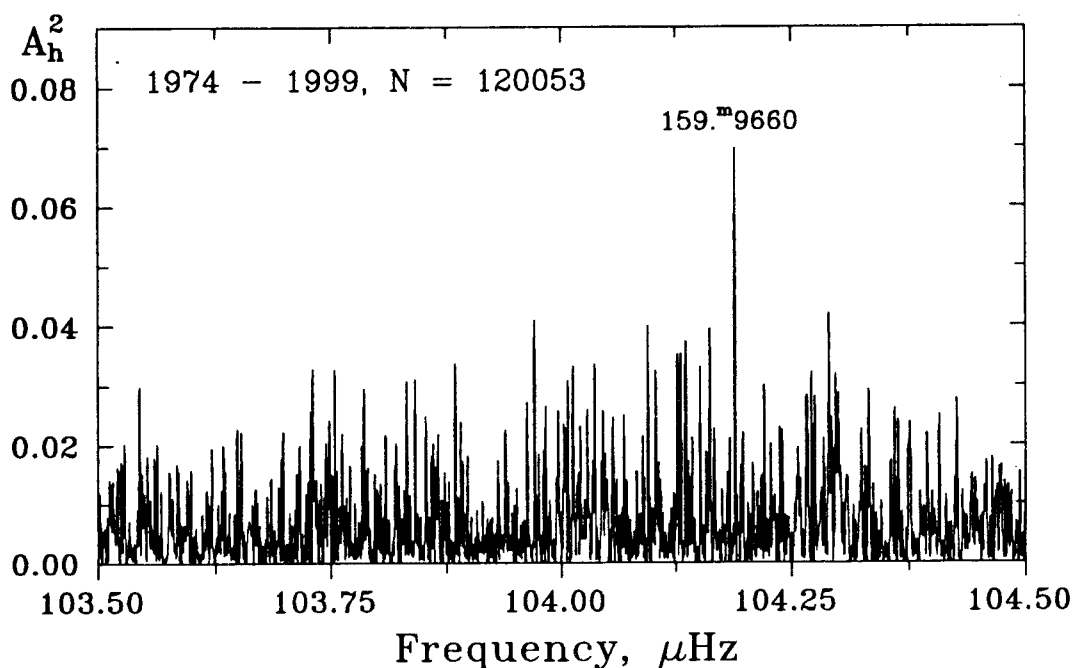


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для более широкого диапазона частот. Основной пик соответствует периоду  $P_1 = 159^m9660 \pm 0^m0005$

измерений Стэнфордского университета за 1977 – 1994 гг.: соответствующий период Стэнфорда  $P_S = 159^m9663 \pm 0^m0007$  (Котов и др., 1997). Это – сильное свидетельство в пользу солнечного происхождения  $P_1$ -периодичности.

Чтобы проследить за поведением фазы периодического процесса, была построена диаграмма “O – C”, которую обычно строят для переменных звезд.

В качестве пробного периода взят период  $P'_1 = 159^m9600$ . Затем для каждого 2-летнего интервала за 1974 – 1998 гг. вычислены амплитуды  $A_h$  и фазы  $\varphi$  гармонического максимума волны с периодом  $P = P'_1$ . Поведение фаз  $\varphi$  показано на рис. 3 точками. (Отсутствуют фазы для интервалов 1985 – 1986 гг. и 1996 – 1997 гг., когда амплитуды  $A_h$  были меньше ошибок, и, следовательно, средние  $P_1$ -кривые оказались незначимыми.) Через точки проведены прямые линейной регрессии, наклон которых соответствует фактической периодичности  $\approx 159^m9660$ . Самое важное – то, что фаза  $P_1$ -волны в 1999-ом году (показана пустым кружком на рис. 3) в пределах ошибки совпала с фазой, определяемой всеми предыдущими измерениями. Отсюда делаем вывод, что начальная фаза  $P_1$ -колебания оставалась практически стабильной на протяжении всех 26 лет. (Это отличает колебание  $P_1$  от периодического «процесса»  $P_0$ , который по данным КраО и Стэнфорда надежно наблюдался у Солнца только в интервале 1974 – 1982 гг.; см. Котов и др., 1997.)

Средняя кривая  $P_1$ -пульсации Солнца в 1999-ом году показана на рис. 4а. Фаза её максимума в пределах ошибки совпадает с фазой средней кривой, построенной с тем же периодом  $P_1$  для всех предыдущих измерений (рис. 4б):

$$\begin{aligned} 1999 \text{ г. } (N = 3261, \Delta = 7.28 \text{ м/с}): & \quad A_h = 0.94 \pm 0.19 \text{ м/с}, \varphi = 0.60 \pm 0.04, \\ 1974 - 1998 \text{ гг. } (N = 116792, \Delta = 6.16 \text{ м/с}): & \quad A_h = 0.25 \pm 0.04 \text{ м/с}, \varphi = 0.63 \pm 0.02. \end{aligned}$$

Самое важное – это значительное, почти в четыре раза, увеличение амплитуды  $P_1$ -колебания в 1999-ом году по сравнению со средней амплитудой за предыдущие 25 лет (от 0.25 м/с до 0.96 м/с в крымской шкале дифференциальных измерений скорости). Столь большая амплитуда 160-минутного колебания,  $\approx 1$  м/с, наблюдалась только в 1974 – 1975 гг., т.е. примерно 25 лет назад.

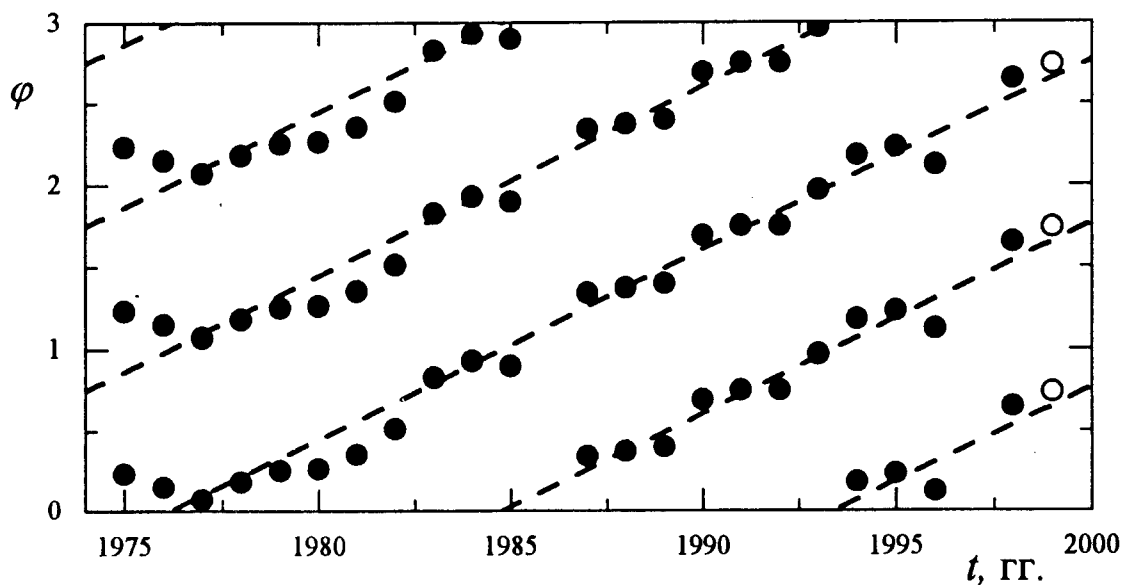


Рис. 3. Фазовая диаграмма, построенная для пробного периода  $P_1' = 159^m 9600$ . По вертикали — фаза  $\varphi$  максимума скорости (от 0 до 1, с повторением для интервалов фаз 1 – 2 и 2 – 3). Точками обозначены фазы для данных 1974 – 1998 гг., незаполненным кружком отмечены фазы измерений 1999-го года. Штриховые прямые линии соответствуют линейной регрессии в интервале 1974 – 1998 гг. Их наклон отвечает периоду  $159^m 966$

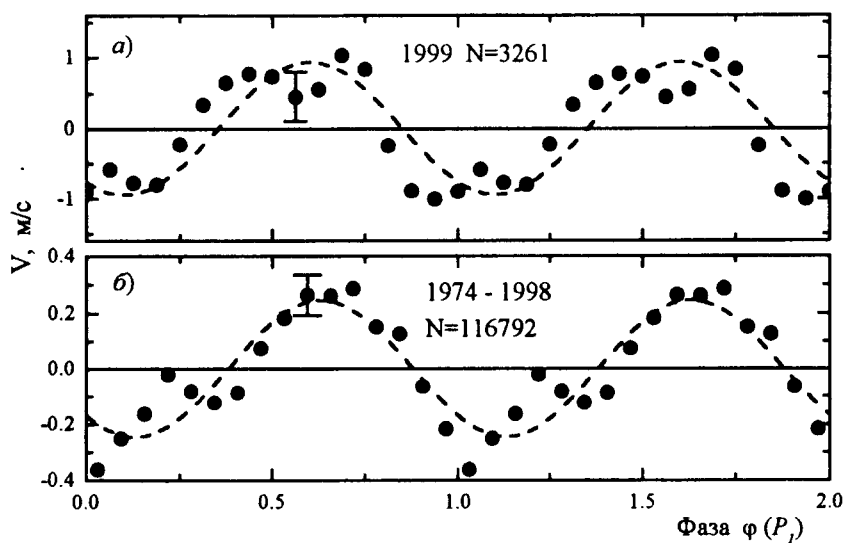


Рис. 4. Средние кривые пульсации Солнца, полученные с периодом  $P_0 = 159^m 9660$  для измерений (а) 1999 г.,  $N = 3261$ , и (б) 1974 – 1998 гг.,  $N = 116792$ . Значения дифференциальной скорости (точки) усреднены в каждом интервале шириной  $P_1/8$  (а) и  $P_1/16$  (б). Штриховые линии – синусоиды, проведенные через точки методом наименьших квадратов; вертикальными чертами указаны типичные ошибки средних значений скорости. Вертикальный масштаб нижней кривой увеличен в четыре раза по сравнению с масштабом верхней кривой

Усиление колебания разумно, наверное, связать с ветвью роста нового, 23-го цикла, солнечной активности.

В заключение отметим, что в настоящее время колебания Солнца с периодом около  $160^m$  – предмет дискуссии, в которой разными авторами высказываются аргументы «за» и «против» (см., например, Шеррер и др., 1993; Котов и др., 1997, 1999; Палле и др., 1998). В связи с этим нельзя обойти вниманием некоторые результаты, недавно полученные аппаратурой спутника SOHO, и их интерпретацию.

Как известно, одной из главных целей этого спутника (см., например, Шеррер и др., 1995) была регистрация колебаний Солнца, в частности, волн тяжести, или  $g$ -мод. В данных наблюдений некоторых инструментов было отмечено присутствие периодичностей, кратных частоте 52 мкГц, в частности, периодичностей  $160^m$  и  $80^m$ . Особо отметим измерения вариаций солнечного излучения прибором РМО6-V. В спектре мощности этих вариаций, опубликованным Финштерлем и Фрëлихом (1998), самый высокий пик соответствует периоду  $160^m$ . Авторы, однако, посчитали, что эта периодичность вызвана самим инструментом, а именно, – биениями между ходом бортовых часов SOHO (с интервалом сбора информации около  $15^s$ ) и интервалом съёма информации конкретным прибором. При этом пришлось прибегнуть к дополнительным (довольно произвольного характера) предположениям о природе инструментальных шумов, коррелированных с гипотетической частотой «биений» 52 мкГц (период  $320^m$ ) и ее обертонами.

Мы вправе полагать, что гипотеза об инструментальном происхождении 160-минутной периодичности в данных SOHO (Финштерль, Фрëлих, 1998; Фрëлих и др., 1998) является недостаточно обоснованной.

Истинная природа периодичности  $P_1 = 159^m 9660$  в доплеровских измерениях КраО и Стэнфордского университета остается загадкой. Можно было бы думать, например, о сверхбыстром – с периодом  $P_1$  – вращении центрального ядра, но это противоречит стандартной модели Солнца. (Заметим, что ещё четверть века тому назад гипотеза о быстром, с периодом  $P \sim 1$  ч, вращении ядра выдвигалась Роксбургом (1974) с целью объяснить дефицит солнечных нейтрино.) Тем не менее, с ростом числа наших данных о глобальных колебаниях Солнца, – и особенно ввиду поразительной фазовой устойчивости колебания  $P_1$ , – у нас растёт убеждение, что раскрытие загадки может оказаться важным ключом к пониманию внутреннего строения нашей звезды и других звёзд, подобных Солнцу.

Авторы признательны Н.П. Русаку за техническое обеспечение работы солнечного магнитографа КраО и Н.Г. Сунице за помощь в обработке наблюдательных данных. Работа выполнена при частичной поддержке ГФФИ Украины (грант № ф 4/174-97).

## Литература

- Брукс и др. (Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.) // *Nature*. 1976. V. 259. P. 92.  
 Грек и др. (Grec G., Fossat E., Pomerantz M.) // *Nature*. 1980. V. 288. P. 541.  
 Котов В.А. // *Solar Phys.* 1985. V. 100. P. 101.  
 Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1982. Т. 65. С. 3.  
 Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1983. Т. 66. С. 3.  
 Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1999. Т. 95. С. 5.  
 Котов и др. (Kotov V.A., Haneychuk V.I., Tsap T.T., Hoeksema J.T.) // *Solar Phys.* 1997. V. 176. P. 45.  
 Палле и Рока Кортес (Pallé P.L., Roca Cortés T.) // in: “Advances in Helio- and Asteroseismology”.  
 Eds. J. Christensen-Dalsgaard, S. Frandsen. Dordrecht: Reidel, 1988. P. 75.  
 Палле и др. (Pallé P.L., Roca Cortés T., Gelly B. et al.) // In: “SOHO 6/GONG 98 Workshop: Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars”. Eds. S. Korzennik, A. Wilson. Noordwijk: ESA SP-418. 1998. P. 291.  
 Роксбург (Roxburgh I.W.) // *Nature*. 1974. V. 248. P. 209.  
 Северный и др. (Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.) // *Nature*. 1976. V. 259. P. 87.  
 Финштерль и Фрëлих (Finsterle W., Fröhlich C.) // In: “World Radiation Center. Annual Rep. 1997”.  
 Davos: PMOD/WRC, 1998. P. 9.

- Фрёлх и др. (Fröhlich C., Finsterle W., Andersen B. et al.) // In: "SOHO 6/GONG 98 Workshop: Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars". Eds. S. Korzennik, A. Wilson. Noordwijk: ESA SP-418. 1998. P. 67.
- Шеррер и Уилкокс (Scherrer P.H., Wilcox J.M.) // Solar Phys. 1983. V. 82. P. 37.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I. et al.) // Solar Phys. 1995. V. 162. P. 129.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Hoeksema J.T., Kotov V.A.) // Publ. astron. Soc. Pacific. Conf. Ser. 1993. V. 42. P. 281.



УДК 520.3

## Солнечный Универсальный Спектрофотометр

*Н.Н. Степанян, Е.В. Долгополова, А.И. Елизаров, Е.В. Маланушенко, К.В. Парчевский, Г.А. Суннца.*

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 декабря 1999 г.

**Аннотация.** В КраО в течение нескольких лет на телескопе БСТ-2 проводятся фотоэлектрические наблюдения с Универсальным спектрофотометром (УСФ), позволяющим получать изображения Солнца в отдельных спектральных линиях и спектры солнечных образований. В последние годы была проведена модернизация УСФ. Заменено главное зеркало телескопа, изменена система сканирования, добавлено второе приемное устройство. Существенные изменения внесены в электронные схемы, программное обеспечение наблюдений и обработки полученных материалов.

Модернизация позволила улучшить наблюдательный материал, сократить время наблюдений и обработки. Стало возможным оперативно помещать изображения Солнца в линии HeI 1083 нм на WWW-странице КраО (адрес <http://www.crao.crimea.ua/Projects/solar/Helium/main.htm>).

SOLAR SPECTROPHOTOMETER, by N.N. Stepanian, E.V. Dolgoplova, A.I. Elizarov, E.V. Malanushenko, K.V. Parchevsky, G.A. Sunitsa. Photo-electric observations with the Universal spectrophotometer are carried out in the Crimean Observatory on the solar telescope TST-II during several years. Spectrophotometer permits to obtain solar images in separate spectral lines as well as the spectra of solar events. During the last years a modernization of the spectrophotometer was carried out. The main mirror and scanning system have been changed, the second detector have been added. Essential modifications have been made in the electric schemes, observational and data processing software. Modernization permitted to improve a quality of the observed data, reduce time of observation and data processing. It is possible now to put online solar images in HeI 1083 nm spectral line on CrAO Web-page (www address <http://www.crao.crimea.ua/Projects/solar/Helium/main.htm>).

---

Несколько лет назад на телескопе БСТ-2 для проведения фотоэлектрических спектральных наблюдений был создан Универсальный спектрофотометр (УСФ). Он позволял получать карты всего Солнца или отдельных участков диска в разных спектральных линиях, а также регистрировать спектры солнечных образований. Сканирование изображения Солнца на щели спектрографа проводилось пошаговым движением целостатного и дополнительного зеркал телескопа. Такая система имела существенные недостатки из-за большой массы зеркал. В качестве приемного устройства первые годы использовался только фотоумножитель ФЭУ-83, спектральная область чувствительности которого 390–1100 нм. Это позволило использовать УСФ для исследования Солнца в ближней инфракрасной области, в частности, в линии HeI 1083 нм. Результаты, полученные с УСФ изложены в работах Барановского и др. (1990), Дидковского и др. (1989), Маланушенко (1992), Маланушенко (1995а, 1995б, 1994), Степанян (1995).

В настоящее время спектрофотометр существенно модернизирован. Ниже приводится описание всего комплекса УСФ, начиная с оптической схемы и кончая экспресс – обработкой полученных

данных.

## 1 Оптическая схема

Используемая при наблюдениях с УСФ оптическая схема телескопа приведена на рис 1. Цело-стат (1), дополнительное (2), диагональное (5) и кассегреновские (4) зеркала - штатные зеркала телескопа БСТ-2. Новое главное зеркало (3) было изготовлено специально для спектрофотометра. С его помощью ведется сканирование изображения Солнца на щели спектрографа. Зеркало выполнено из ситалла, имеет толщину 25 мм, диаметр 200 мм. и фокус 8 м. Данная оптическая система позволяет работать с изображением Солнца 80, 140 или 220 мм в зависимости от выбранного кассегреновского зеркала.

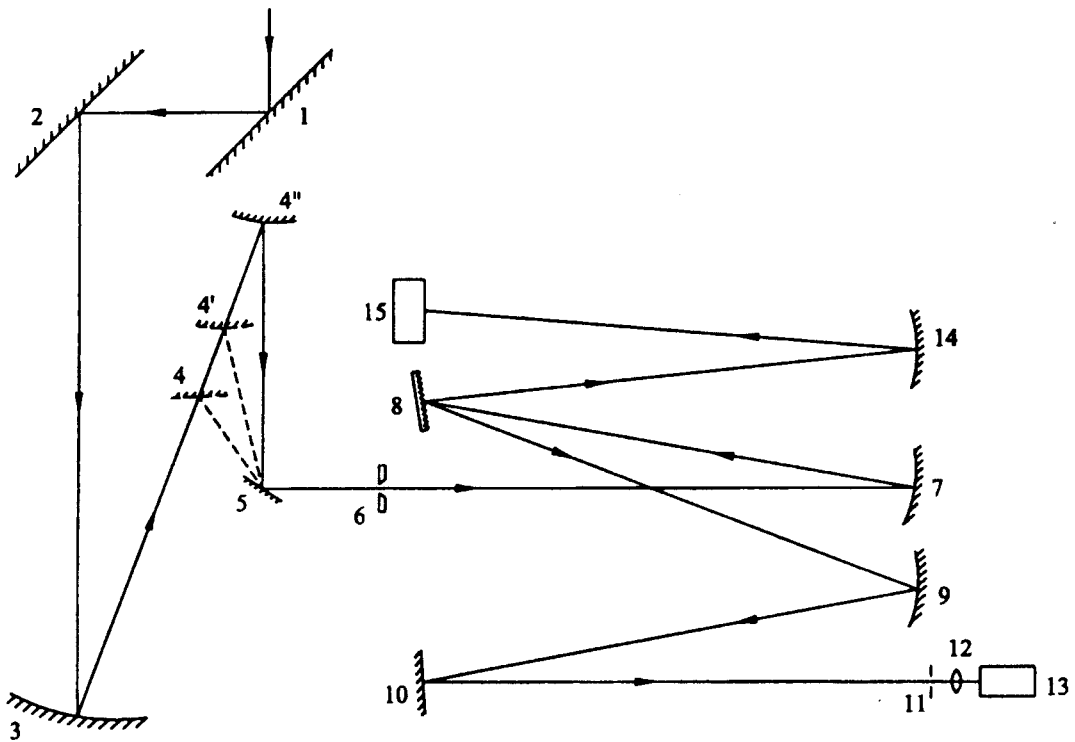


Рис. 1. Оптическая схема телескопа и спектрографа

Оптическая схема спектрографа (рис.1) включает входную щель (6), коллиматорное зеркало (7),  $f=7.5$  м,  $d=20$  см, дифракционную решетку (8),  $d=150$  мм, 600 штр/мм, камерные зеркала (14) и (7),  $f=7.5$  м,  $d=450$  мм и  $f=16$  м,  $d=800$  мм, поворотное плоское зеркало (10). В фокальной плоскости камерного зеркала  $f$  16 м находится выходная щель (11). За ней расположена линза Фабри (12) и фотоумножитель ФЭУ-83 (13). В фокальной плоскости камерного зеркала  $f$  7.5 м помещается ПЗС-камера (15).

## 2 Сканер

Смещение изображения Солнца на щели спектрографа осуществляется поворотом главного зеркала с помощью сканирующего устройства - сканера. Такая система обеспечивает неподвижность светового пучка на коллиматорном зеркале спектрографа.

Функционально сканер состоит из двух основных узлов, представляющих собой самостоятельные сборочные единицы. Основным и наиболее сложным из них является собственно узел сканирования, который обеспечивает сложное ступенчатое вращательное движение главного зеркала вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, расположенных в плоскости, касательной к рабочей поверхности этого зеркала, и проходящей через центр его рабочей поверхности. Второй узел осуществляет поворот узла сканирования вокруг его продольной оси и имеет регулируемую опору для установки сканера на рельсах.

Кинематическая схема механизма сканирования показана на рис. 2. Этот механизм обеспечивает ступенчатый наклон главного зеркала последовательно в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

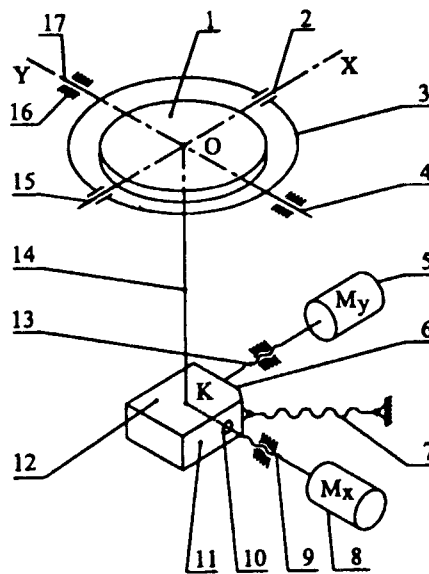


Рис. 2. Кинематическая схема механизма сканирования

Главное зеркало (1) при помощи регулируемых шарниров (2), (15) закреплено в кольце (3) с возможностью качания вокруг оси X. Кольцо (3), в свою очередь, шарнирами (4) и (17) связано с корпусом (16) с возможностью качания вокруг оси Y.

Таким образом, главное зеркало закреплено как бы в карданном подвесе, который позволяет ему совершать независимые наклоны на некоторый угол вокруг двух взаимно перпендикулярных осей X и Y, пересекающихся в центре O рабочей поверхности зеркала. Повороты зеркала осуществляются через жёстко соединённую с ним штангу-рычаг (14), на нижнем конце которой закреплена призма (12) с двумя плоскими гранями (6) и (11), параллельными соответственно осям X и Y. На этих гранях установлены шарики (10), на которые посредством микрометрических винтов (9) и (13) воздействуют шаговые двигатели (5) и (8), получающие сигналы от системы управления.

Длина штанги-рычага, или расстояние OK, является важным конструктивным параметром, поскольку вместе с шагом микрометрических винтов определяет передаточное отношение между шаговыми двигателями и главным зеркалом. Силовое замыкание штанги и микрометрических винтов осуществляется пружиной растяжения (7).

Внешний вид устройства представлен на рис. 3.

Конструктивное исполнение сканера показано на рис. 4, который представляет собой несколько упрощенный фрагмент сборочного чертежа.

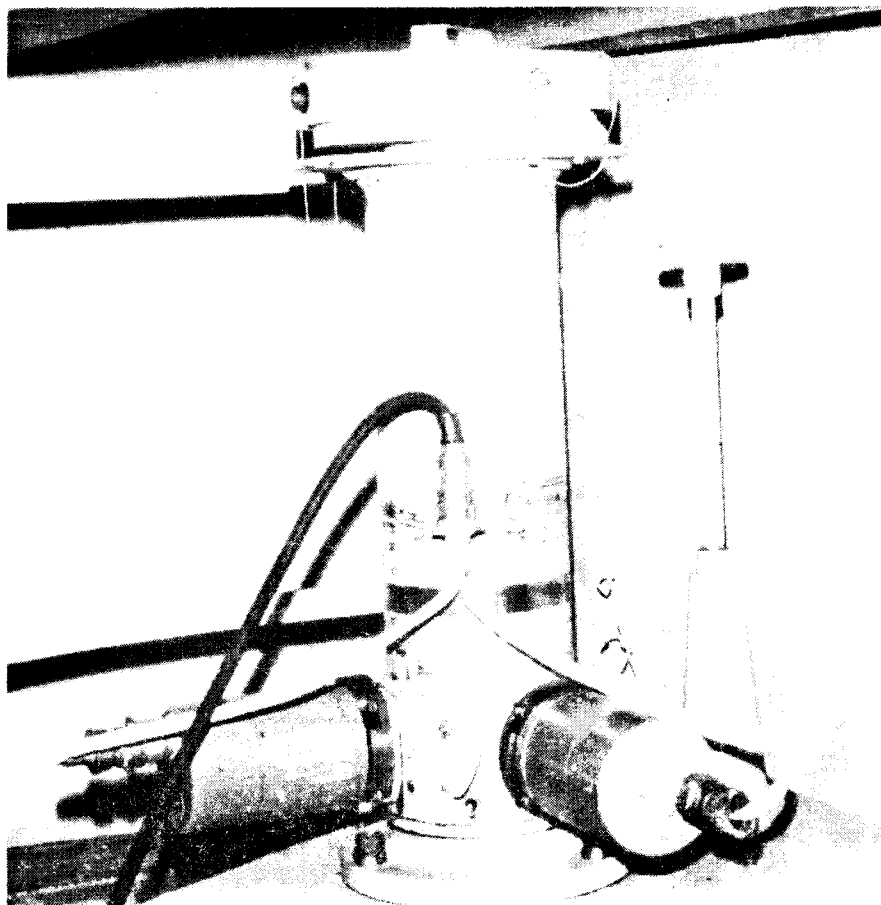


Рис. 3. Внешний вид сканера

Главное зеркало (1) установлено в оправе (2), которая посредством двух регулируемых шарниров подвижно соединена с кольцом (3). Каждый шарнир образован коническим гнездом (4), в которое входит конический конец винта (5), фиксируемого контргайкой (6). Посредством кронштейнов (7) шарниры связаны с корпусом (8) сканирующего устройства.

Все шарниры выполнены в виде винтов с коническими концами и фиксируются контргайками, что позволяет обеспечивать беззазорное соединение подвижных деталей, регулировать исходное усилие поджима подвижных деталей и восстанавливать это усилие при износе подвижных соединений. Материалы пары трения винт-кольцо (и винт-оправа) подобраны так, чтобы обеспечить минимальное трение подвижных деталей даже при отсутствии смазки между ними.

Снизу к оправе зеркала жестко присоединен рычаг (9), длина которого определяется расчётом кинематики привода зеркала. В данной конструкции длина рычага в сборе с оправой и зеркалом, то есть расстояние ОК на рис. 2, составляет 515 мм. Нижний торец рычага заканчивается призмой (26), имеющей грани, параллельные осям X и Y. На этих гранях установлены шарики (25) и (27), на которые воздействуют плоские торцы микрометрических винтов (24) и (28).

Микрометрические винты являются исполнительными звеньями арксинусных механизмов, преобразующих вращательное движение валов двигателей в поступательные движения плоских торцов винтов. Для этого каждая винтовая пара соединена с шаговым двигателем (21) и (23) через специальную муфту. Муфта имеет пять степеней свободы, что позволяет создать оптимальные условия работы для каждой винтовой пары, уменьшить износ подвижных деталей, тем самым на длительное время сохранить заданную точность сканирования без дополнительной регулировки и

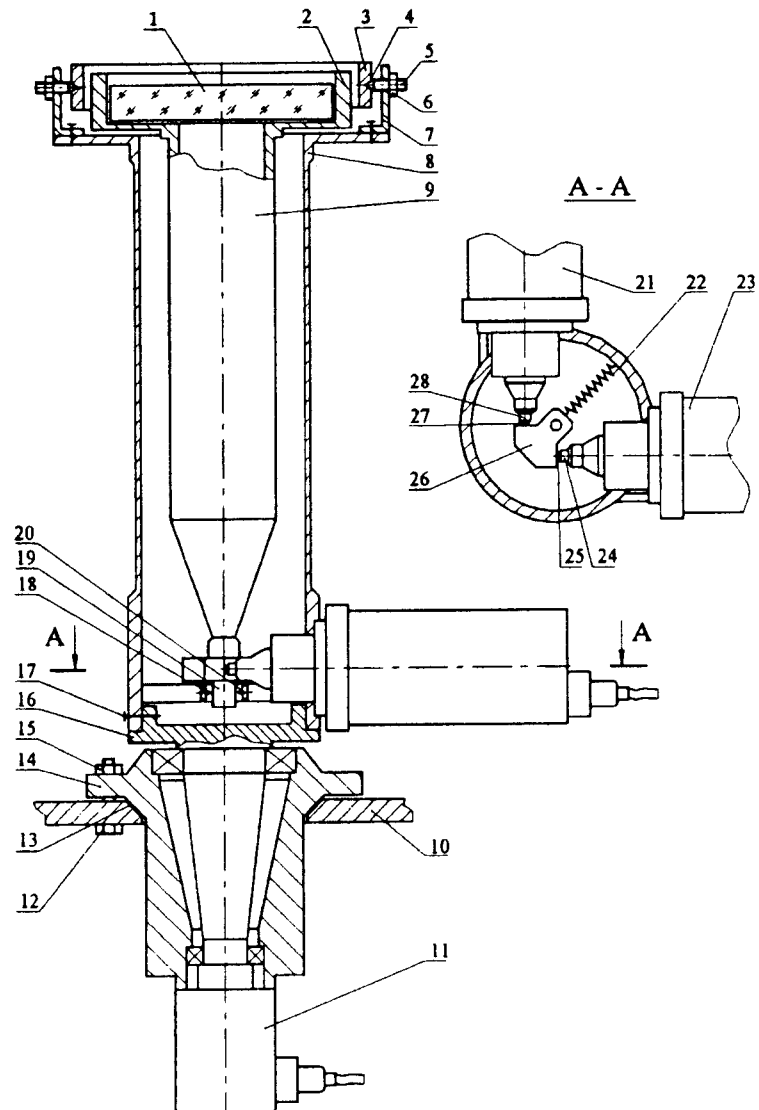


Рис. 4. Конструктивная схема сканера

ремонта механизма. Параметры винтовых пар подобраны так, что одному шагу двигателя ШД-4 соответствует наклон поворотного зеркала на угол  $0,82''$ .

Силовое замыкание микрометрических винтов и шариков осуществляется пружиной растяжения (22). Снизу к призме (26) прикрепена квадратная призма (19), которая ограничивает максимальное отклонение штанги-рычага, воздействуя на концевые выключатели (18) или (20).

Концевые выключатели объединены в самостоятельный блок, удобный для наладки и регулировки. Каждый выключатель может быть независимо от других установлен в необходимое положение, чем достигается точное регулирование нужного диапазона сканирования.

Нижний торец корпуса (8) крепится винтами (17) к поворотному фланцу (16) узла поворота. Корпус (14) этого устройства имеет сферический пояс (13), благодаря которому всё сканирующее устройство может быть легко установлено в нужное исходное положение и зафиксировано болтами (12) с гайками (15) на плите (10) основания сканера. Это основание установлено на двух

направляющих рельсах, по которым сканер может перемещаться в рабочее или нерабочее положение. Поворот сканера осуществляется специальным низкооборотным двигателем (11), который позволяет получить нужную скорость поворота всего механизма без применения дополнительного редуктора.

После изготовления сканера были проведены его лабораторные испытания. В результате получены следующие основные характеристики:

- Пределы смещения изображения на щели спектрографа  $\pm 1000''$
- Минимальный шаг сканирования изображения  $1,64''$
- Максимальная скорость сканирования изображения  $286''/с$
- Точность возврата изображения после скана в  $2000'' \pm 1,64''$
- Время съёма информации 23 мс
- Максимальные колебания зеркала при съёме информации  $0,5''$

Аттестация узлов микрометрических винтов-толкателей в сборе с шаговыми двигателями показала, что погрешность шага микрометрической резьбы оказалась значительно меньше заданной величины.

К основным достоинствам устройства можно отнести высокое быстродействие при высокой точности сканирования, что обеспечивается малой инерционностью подвижных деталей, отсутствием упругого люфта и мёртвого хода в кинематических парах передаточных механизмов.

Система управления сканером включает генератор тактовых импульсов, схему проверки концевых выключателей, формирователь сдвинутых по фазе импульсов для шаговых двигателей (два независимых канала для смещения по X и Y), блок усилителей и два шаговых двигателя ШД-4. Тактовые импульсы генерируются компьютером и через блок 350 крейта КАМАК поступают на схему формирователя. Формирователь для каждого шагового двигателя выдаёт три импульсных последовательности, сдвинутых по фазе друг относительно друга для нормальной работы шаговых двигателей. Блок усилителей обеспечивает необходимый ток обмоток.

На базе блока 305 собрана схема проверки концевых выключателей. Сигналы концевых выключателей сканера поступают на внешний разъем входного регистра и программно считываются после выполнения каждого элементарного шага для предотвращения ухода штока в нерабочую область. В схеме формирователя тоже есть специальная блокирующая цепь, получающая сигналы с концевых выключателей. Эта цепь аппаратно блокирует поступление тактовых импульсов на вход формирователя при нажатии одного из концевых выключателей. Уход штока в нерабочую область может полностью вывести из строя точную безлюфтовую механику сканирующей системы, поэтому была предусмотрена такая двухступенчатая программно-аппаратная система защиты.

### 3 Системы регистрации излучения

В качестве приемников излучения в УСФ используются ФЭУ-83 и ПЗС-камера Sony SSC-M254CE.

#### 3.1 Канал съёма информации с ФЭУ

Канал съёма информации с ФЭУ состоит из блока светоприемника, конвертера, устройства оцифровки входного сигнала и крейта КАМАК. Эта аппаратура управляется компьютером через контроллер крейта.

Сигнал с ФЭУ, содержащий информацию об интенсивности, поступает в схему конвертера, где преобразуется в последовательность импульсов. Частота следования импульсов пропорциональна сигналу яркости. Импульсы из конвертера поступают на вход счетчика. Число импульсов, пришедших на счетчик за время заданной экспозиции передается через контроллер крейта КАМАК в компьютер. Экспозиция может задаваться либо программным формированием задержки, либо от внешнего блока таймера.

Светоприемник и конвертер размещаются в одном охлаждаемом блоке и помещаются в фокальной плоскости камерного зеркала  $f = 16$  м внутри спектрографа. Блок может перемещаться вдоль спектра по направляющим с помощью шагового двигателя.

Для управления системой съема информации с ФЭУ и работой сканера была создана библиотека подпрограмм, которая реализует все основные команды системы КАМАК. На ее основе была написана библиотека высокоуровневых процедур для съема информации с устройства оцифровки, генерирования тактовых импульсов, проверки срабатывания концевых выключателей. Чтобы достичь максимального быстродействия, при создании всех библиотек для работы с КАМАК использовался Ассемблер. Основная программа, выполняющая роль координатора, была написана на Паскале.

### 3.2 Канал съема информации с ПЗС-камеры

В УСФ используется ПЗС - камера модели SSC-M254CE SONY, размер рабочей поверхности  $6.5 \times 4.8$  мм, размер пиксела  $17 \times 17$  микрон. ПЗС-камера смонтирована на посадочной пластине и устанавливается в фокальной плоскости камерного зеркала  $f = 7.5$  м спектрографа.

При работе ПЗС-камеры регистрируемый сигнал поступает непосредственно на вход видеогратора, который представляет собой плату контроллера, установленную в компьютере. Оцифровка и обработка сигнала производится самостоятельно разработанным матобеспечением. Обработка сигнала включает следующие операции: считывание сигнала, визуализацию кадра, накопление нескольких кадров, предварительную обработку (выделение строки / столбца или участка кадра), запись информации на диск.

Основная проблема была в обработке и хранении большого объема информации, так как один кадр содержит 0.5 Мбайт. Для нормальной работы требуется хранить в памяти несколько последовательных изображений для их предварительной обработки в реальном времени. Поэтому программы были написаны на языке Watcom C++ 10.0, который позволяет использовать всю доступную память компьютера. Программа управления была дополнена процедурами, существенно ускорившими обработку видеоизображений в реальном времени. Объектно-ориентированный подход к созданию графической оболочки позволил создать высокоструктурированную программу, и облегчил ее сопровождение (изменения и последующие модификации).

## 4 Наблюдения и их обработка

### 4.1 Наблюдения с ФЭУ-83

Система с ФЭУ используется для записи изображения Солнца в выбранной длине волны в спектральном диапазоне 390–1100 нм. Система также позволяет проводить запись спектров отдельных участков Солнца.

При наблюдении с системой телескопа  $f_{\text{экв}} = 14$  м во втором порядке спектра и установке ФЭУ на выходе камеры спектрографа  $f = 16$  м, общие характеристики этой системы таковы. Дисперсия  $0.5 \text{ \AA}/\text{мм}$ , 1 элементарный шаг по спектру 0.008 мм, что соответствует  $0.004 \text{ \AA}$ . При масштабе изображения  $13.2''/\text{мм}$  нормальная ширина щели спектрографа имеет размер  $1.6''$ , что равно одному шагу сканера. Таким образом, наилучшее пространственное разрешение этой системы  $1.6'' \times 1.6''$ .

Созданы несколько вариантов программ для проведения наблюдений с ФЭУ. Все они включают выход в нужную точку спектра, задание параметров записи спектра и карты, запись информации с ФЭУ. Можно вести запись отдельного спектра, непрерывной серии спектров с заданными шагом сканирования и длиной спектра, запись спектра в выбранных точках диска. На рис. 5 даны примеры спектров солнечных образований в инфракрасной линии HeI 1083 нм.

При записи карт Солнца фотометр с ФЭУ устанавливается в выбранном месте спектра, например в центре линии 1083 нм. Сканирование изображения Солнца ведется построчно перпендикулярно входной щели спектрографа (вдоль оси X сканера). После каждой строки изображение Солнца смещается по оси Y (вдоль щели). Рутинные наблюдения проводятся с разрешением  $9.6'' \times 9.6''$ , что

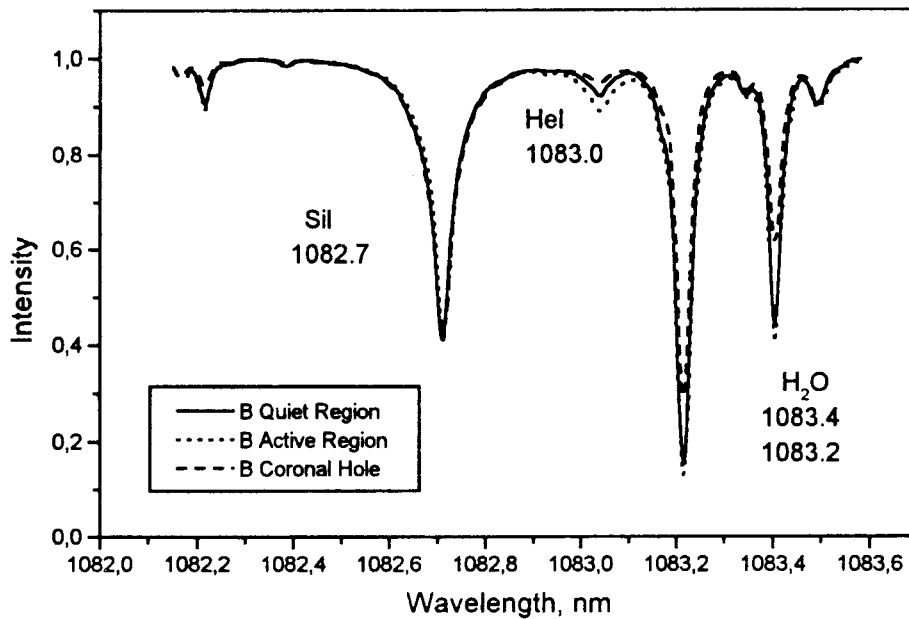


Рис. 5. Спектры солнечных образований в области линии He I 1083 нм, полученные с ФЭУ. Сплошная линия - спокойное Солнце, пунктир - корональная дыра, точечная кривая - активная область.

соответствует  $6 \times 6$  элементарных шагов сканера. Выбранные объекты на Солнце записываются с большим пространственным разрешением (чаще всего  $3.2'' \times 3.2''$ ).

Запись спектров и изображений ведется в файл со специальным заголовком, в котором фиксируются дата и время наблюдения, спектральное разрешение, диапазон изменения наблюдаемых величин. Предусмотрены специальные программы для преобразования данных в стандартный FITS-формат.

Для обработки изображений разработан пакет программ на IDL, предусматривающий привязку к координатам, учет потемнения диска к краю и изменения прозрачности в течение наблюдения, нормализацию данных нормировкой к максимуму гистограммы, представление данных в гелиографических координатах и построение синоптических карт.

На рис.6 приведены 2 изображения Солнца в линии He I. Одно – полученное в результате наблюдений, второе – исправленное за потемнение и нормированное на максимум гистограммы.

#### 4.2 Наблюдения с ПЗС-камерой

При наблюдениях с системой телескопа с эквивалентным фокусом 14 м и ПЗС-камерой, установленной на выходе камеры спектрографа  $f$  7.5 м. пространственное и спектральное разрешение следующее. Участок спектра, покрывающий один кадр ПЗС-камеры, в первом порядке решетки составляет  $10 \text{ \AA}$ . На один пиксел приходится  $0.025 \text{ \AA}$ . При наблюдениях в 3-м порядке эти величины равны  $3.3 \text{ \AA}$  и  $0.008 \text{ \AA}$  соответственно. Высота спектра в кадре ПЗС-камеры  $64''$  и на 1 пиксел приходится  $0.22''$ .

Поскольку используемая нами камера бытовая и не является фотометрической, потребовалось тщательное исследование для определения круга задач, которые можно с ней решать.

Для определения линейности передачи яркости ПЗС-камерой был использован ступенчатый ослабитель с калиброванными пропускающими ступенек. Полученная связь регистрируемого сигнала  $T$  с яркостью  $I$  в данной точке выражается формулой  $\lg I = 0.875 \lg T$  для  $\lg T > -0.9$ . Сигнал  $T$  меняется в пределах  $0 \div 256$ .



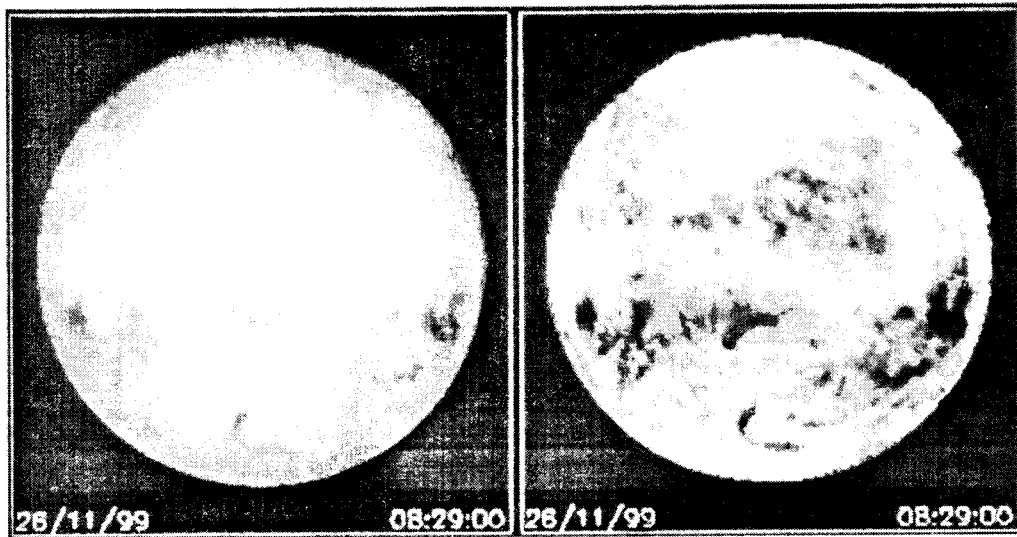


Рис. 6. Изображения Солнца в линии HeI 1083 нм, а - оригинальное изображение, б - с учетом потемнения к лимбу

Исследование плоского поля ПЗС-камеры по лампе накаливания и по смещению участка спектра по кадру показало, что для учета плоского поля достаточно вычистить из кадра с информацией кадр темноты, полученный с тем же накоплением. Для определения спектральной чувствительности ПЗС-камеры получена серия кадров для набора длин волн от 390 до 1100 нм. От 400 до 900 нм чувствительность практически не меняется. В области длин волн, больших 900 нм, чувствительность падает. Около 1083 нм она составляет 60% от максимальной чувствительности.

При установке ПЗС в фокальной плоскости спектрографа может возникнуть интерференция. Она достаточно просто убирается наклоном ПЗС-камеры.

Существует постоянная разница в интенсивностях четных и нечетных пикселей по  $x$  и  $y$ . Этот эффект устраняется программно усреднением по двум пикселям. Кроме этого, при слабом сигнале на отдельных участках кадра возникают квазипериодические структуры, меняющиеся от кадра к кадру. Амплитуда таких колебаний достигает 1% интенсивности непрерывного спектра, а среднеквадратичное отклонение точек несглаженного спектра от сглаженного скользящим средним по 10 точкам равно 0.1%.

Круг задач, наиболее эффективно решаемых с ПЗС-камерой, включает исследование изменения контуров отдельных широких спектральных линий в быстро протекающих событиях на Солнце, таких как вспышки, выбросы, изучение контуров линий в разных точках активной области и в отдельных образованиях в ней (в пятнах, флоккулах).

Для работы с ПЗС-камерой были созданы программы, обеспечивающие запись отдельного кадра, серии кадров. Возможно накопление информации с нескольких кадров.

Создан набор программ для обработки кадров ПЗС на IDL. Первичная обработка начинается с преобразования полученных файлов из внутреннего формата в FITS-формат. Затем из каждого кадра вычитается кадр темноты, полученный с тем же накоплением, что и рабочий кадр. Проводится усреднение файлов по  $X$  и  $Y$  по 2 пикселя. После этого рассчитываются интенсивности по характеристической кривой. На рис.7, в качестве примера, приведены контуры линии HeI 1083 нм в спектре протуберанца на разных расстояниях от края диска. Спектры получены обработкой одного ПЗС-кадра.

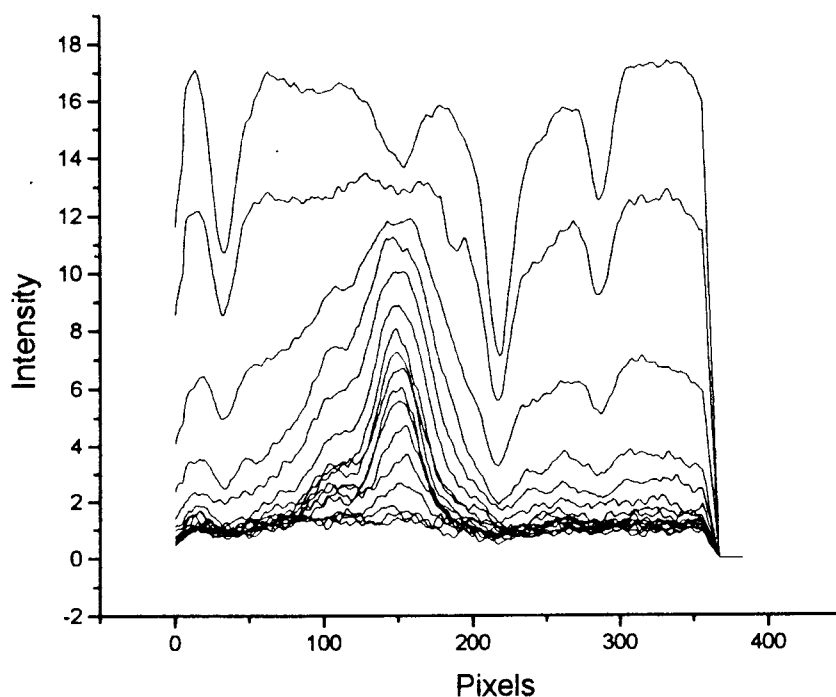


Рис. 7. Спектры протуберанца в области линии HeI 1083 нм на разных расстояниях от лимба, полученные с ПЗС - камерой.

## 5 Заключение

Проведенная модернизация УСФ существенно улучшила качество наблюдательного материала, сократила время наблюдений и обработки. Это позволило ставить новые задачи исследования процессов на Солнце, с лучшим пространственным и временным разрешением.

Кроме того, в результате модернизации стало возможным создание WWW-страницы "Изображения Солнца в линии HeI 1083 нм" по адресу:

[http : //www.crao.crimea.ua/Projects/solar/Helium/main.htm](http://www.crao.crimea.ua/Projects/solar/Helium/main.htm)

Для каждого дня наблюдений на ней помещаются 2 изображения Солнца в линии HeI. Одно - полученное в результате наблюдений, а второе - исправленное за потемнение к краю диска и нормированное на максимум гистограммы. В 1999 г. на WWW-странице представлено более 60 пар изображений.

**Благодарности.** Авторы выражают глубокую благодарность А.Д. Шапошнику и Э.В.Капсудину – высококвалифицированным работникам механической мастерской КрАО, выполнившим основной объем механической обработки и сборки сканера.

## Литература

- Барановский Э.А., Огирь М.Б., Степанян Н.Н., Шумко А.В. // Труды Всесоюзной конференции по физике Солнца. Ашхабад. 1990. С. 15.
- Дидковский Л.В., Степанян Н.Н., Суница Г.А., Щербакова З.А. // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск: Наука. 1989. Т. 2. С. 386.
- Маланушенко Е.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1992. Т. 89. С. 93.
- Маланушенко (Malanushenko E.V., Malanushenko V.P., Stepanian N.N.) // Progress in European Astrophysics. JENAM-9. 1995a.

- Маланушенко В.П., Маланушенко Е.В., Степанян Н.Н. // Известия РАН, Серия физическая. 1995б. Т. 59. N 9. С. 152.
- Маланушенко Е.В., Степанян Н.Н. // Кинематика и физика небесных тел. 1994. Т. 10. N6. С. 51.
- Степанян Н.Н. // Известия РАН, Серия физическая. 1995. Т. 59. N 9. С. 63.