

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

|                                                                                                                                                                                      |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VII<br><i>Б. Е. Мукхарян, В. А. Липовецкий</i>                                                                                             | 307 |
| СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯЧА<br><i>Э. К. Аджисояк, В. А. Аветисян</i>                                                                                                  | 315 |
| КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. III<br><i>Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тарян, Р. К. Шахмалки</i>                                                                           | 327 |
| ОДНОВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ ВЫПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПАРИДАХ<br><i>Г. М. Томмисон, Г. Арм, Дж. С. Вайлар, Г. В. Свенсон, К. С. Юн, К. М. Йессе, Д. Девилл, Р. Ф. Грин</i> | 337 |
| ПЕРЕМЕННОСТЬ ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ В КОНТИНУУМЕ И ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ . . . . . <i>А. М. Черешин</i>                                                                       | 347 |
| ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $H_{\alpha}$ И КОНТИНУУМА В СПЕКТРЕ $RY\ TAU$ . . . . . <i>Г. В. Зайцман, В. М. Лютик, А. М. Черешин</i>   | 357 |
| ИЗМЕНЕНИЯ КОНТУРОВ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ $H_{\alpha}$ И $H_{\gamma}$ В СПЕКТРЕ $RY\ TAU$ . . . . . <i>Е. А. Колонилло, Г. В. Зайцман</i>                                                 | 365 |
| ИНТЕРЕСНАЯ "УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ" ЗВЕЗДА, ОБНАРУЖЕННАЯ "ОРИОНОМ-2" . . . . . <i>Г. А. Гурвадян</i>                                                                                       | 379 |
| ДИСПИАСИЯ ЗВЕЗД В РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ NGC 188 . . . . . <i>В. М. Данилов</i>                                                                                               | 387 |
| ВЫДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ СЖАТИЯ ОБОЛОЧКИ БЕЛОГО КАРАЙКА В ПРОЦЕССЕ ЕГО ОСТЫВАНИЯ . . . . . <i>Т. А. Зайцман</i>                                                                | 399 |
| ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ЛОКАЛЬНОГО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ . . . . . <i>В. И. Сапонов</i>                                                            | 405 |
| К ПРОБЛЕМЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ . . . . . <i>П. Р. Аляулов, О. Х. Гусейнов</i>                                                                  | 417 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗРЫВНОГО РАСПАДА ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ . . . . . <i>Е. М. Невинский</i>                                                                                        | 429 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ                                                                                                                                                                    |     |
| ПРИМЕЧАТЕЛЬНАЯ ПАРА КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК<br><i>И. Д. Кирачешев, В. И. Проник, К. К. Чадиев</i>                                                                                        | 441 |
| ОБЗОРЫ                                                                                                                                                                               |     |
| ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . . <i>Д. И. Пауэр</i>                                                                                                               | 445 |

Е Р Е В А Н

## Խ Մ Բ Մ Գ Դ Մ Կ Մ Ե Կ Ո Լ Ե Գ Ի Մ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,  
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե.  
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սոբոլև

## Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,  
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного  
редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмасын

„АСТРОФИЗИКА“ — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

«ԱՍՏՐՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆեռադիա հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտադավադիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանողագիրը 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանողագրովի կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդունադրոնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

### ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VII

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Поступила 20 апреля 1974

Приводится VII список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом, являющийся продолжением серии опубликованных ранее аналогичных списков [1, 2]. Настоящий список содержит данные о 96 галактиках. У 52 из них было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. Предсказываются присутствие сейфертовских особенностей у объектов № 609, 618 и 700 и квазизвездная природа (QSO) у объектов № 611, 677, 679 и 690.

Наблюдения галактик предыдущего и настоящего списков проводились в 1971—72 гг. За этот период границы проводимого нами спектрального обзора были расширены до склонения  $\delta = -15^\circ$ , несмотря на то, что при малых склонениях условия наблюдений резко ухудшаются из-за больших зенитных расстояний и значительной яркости ночного неба. Кроме того, эта серия наблюдений проводилась на старых и малочувствительных пластинках Kodak II AF английского производства. Поэтому на снимках этой серии предельная величина галактик оказалась на  $0.5-1^m$  меньше прежних серий наблюдений. Это привело к уменьшению плотности галактик в областях VI и VII списков и в известной степени нарушило однородность проводимого обзора.

В настоящем списке приводятся данные о 96 галактиках. Из них 39 отнесены к типам s и sd, остальные к d и ds. У 52 объектов было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. У объектов № 609, 618 и 700, отмеченных в списке одной звездочкой, предсказывается присутствие широких эмиссионных линий — основной спектральной особенности галактик Сейферта. У объектов № 611, 677, 779 и 690, отмеченных двумя звездочками, предсказывается квазизвездная природа (QSO).

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. VII

| №     | Галактика | Координаты                       |                 | Размеры  | m <sub>pg</sub>    | Спектральный тип |
|-------|-----------|----------------------------------|-----------------|----------|--------------------|------------------|
|       |           | $\alpha_{1950}$                  | $\delta_{1950}$ |          |                    |                  |
| 1     | 2         | 3                                | 4               | 5        | 6                  | 7                |
| 605   | —         | 3 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 1 | — 3°38'         | 10" × 8" | 16 <sup>m</sup> .5 | ds1              |
| 606   | —         | 17.2                             | + 3 58          | 8 × 6    | 16.5               | sd3              |
| 607   | 1320      | 22.3                             | — 3 12          | 45 × 18  | 14                 | ds3e             |
| 608   | 1321      | 22.3                             | — 3 10          | 7 + 7    | 14.5+14.5          | s2+s3            |
| 609*  | —         | 22.9                             | — 6 19          | 13       | 14.5               | s2e              |
| 610   | —         | 23.0                             | — 6 18          | 12       | 16.5               | d3e              |
| 611** | —         | 23.6                             | — 0 22          | 6        | 16.5               | s2               |
| 612   | —         | 28.2                             | — 3 16          | 10       | 15.5               | sd2e             |
| 613   | —         | 33.9                             | — 4 52          | 11       | 16                 | d2               |
| 614   | —1—11—5   | 4 08.5                           | — 7 30          | 12       | 15                 | sd1              |
| 615   | —         | 22.0                             | — 0 52          | 8        | 16                 | ds3e:            |
| 616   | 1588      | 28.1                             | + 0 33          | 20 × 13  | 14.5               | ds3              |
| 617   | 1614      | 31.6                             | — 8 41          | 8 + 9    | 15+15              | sd2e+sd3         |
| 618*  | —2—12—15  | 34.0                             | —10 28          | 10       | 14.5               | s2e              |
| 619   | —         | 6 27.2                           | +57 15          | 8        | 17                 | d3e:             |
| 620   | 2273      | 45.6                             | 60 54           | 53 × 40  | 13.5               | sd3              |
| 621   | —         | 8 04.1                           | 15 45           | 11       | 16.5               | d3e              |
| 622   | —         | 04.2                             | 39 09           | 14 × 12  | 15                 | sd2e:            |
| 623   | —         | 13.2                             | 26 08           | 7        | 16.5               | sd3e             |
| 624   | —         | 21.2                             | 25 51           | 10       | 16.5               | d2               |
| 625   | 2625      | 35.5                             | 19 53           | 16       | 15.5               | s3               |
| 626   | 6—19—21   | 42.4                             | 37 07           | 22       | 14.5               | ds3              |
| 627   | —         | 43.3                             | 36 37           | 13 × 9   | 16                 | ds2e             |
| 628   | —         | 47.9                             | 29 25           | 12 × 9   | 15.5               | d3               |
| 629   | —         | 10 14.6                          | 15 45           | 13       | 16                 | d3               |
| 630   | 3—27—14   | 20.5                             | 18 12           | 20 × 16  | 15                 | d3               |
| 631   | —         | 27.1                             | 16 26           | 12 × 8   | 16.5               | ds3              |
| 632   | 638*      | 41.1                             | 16 09           | 25 × 13  | 16                 | ds2e             |
| 633   | —         | 54.5                             | 37 50           | 10       | 17                 | d2e:             |
| 634   | —         | 55.4                             | 20 45           | 13 × 10  | 16                 | ds3              |
| 635   | —         | 11 20.5                          | 30 13           | 10 × 7   | 16                 | d3e:             |
| 636   | —         | 33.0                             | 16 15           | 9        | 17                 | d3e:             |
| 637   | —         | 36.3                             | 21 16           | 13 × 10  | 16                 | d2               |
| 638   | 2950*     | 39.0                             | 38 15           | 20       | 15                 | ds2e             |
| 639   | —         | 40.7                             | 24 10           | 10       | 16.5               | d3               |

Таблица 1 (продолжение)

| 1   | 2       | 3                                 | 4      | 5     | 6               | 7     |
|-----|---------|-----------------------------------|--------|-------|-----------------|-------|
| 640 | 4—28—54 | 11 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 2 | 21°34' | 15"   | 15 <sup>m</sup> | d2e   |
| 641 | —       | 49.8                              | 35 10  | 9     | 16.5            | sd2e: |
| 642 | —       | 49.8                              | 23 54  | 9     | 16              | sd2   |
| 643 | —       | 53.7                              | 17 42  | 9     | 16              | sd3   |
| 644 | —       | 54.8                              | 23 39  | 8     | 17              | sd2e: |
| 645 | —       | 12 01.2                           | 23 59  | 12    | 15.5            | s2e   |
| 646 | —       | 03.3                              | 35 27  | 11    | 16              | d3e:  |
| 647 | —       | 03.7                              | 21 31  | 15    | 16              | sd3e: |
| 648 | —       | 04.8                              | 24 29  | 12    | 16              | s2e:  |
| 649 | 3582*   | 34.0                              | 26 28  | 20×13 | 14.5            | sd3   |
| 650 | 3600*   | 35.1                              | 27 24  | 10    | 15.5            | d3e   |
| 651 | —       | 36.5                              | 28 36  | 10×8  | 16.5            | ds2e  |
| 652 | —       | 36.7                              | 28 17  | 9     | 16              | sd3e  |
| 653 | —       | 37.4                              | 35 15  | 11    | 15.5            | ds3e: |
| 654 | —       | 40.3                              | 34 22  | 9×7   | 16.5            | d3    |
| 655 | 5—30—67 | 41.6                              | 29 10  | 26×12 | 16              | ds3e: |
| 656 | 4673    | 43.1                              | 27 20  | 20    | 14.5            | ds2e: |
| 657 | 4702    | 46.5                              | 27 28  | 12×8  | 15.5            | d3    |
| 658 | —       | 13 12.4                           | 24 15  | 12×9  | 16              | sd3   |
| 659 | 4—32—7  | 20.0                              | 21 41  | 19×12 | 15              | sd2e: |
| 660 | —       | 26.6                              | 22 34  | 9     | 16.5            | s3    |
| 661 | —       | 29.9                              | 27 13  | 20×11 | 16.5            | d3    |
| 662 | —       | 51.7                              | 23 39  | 9     | 15.5            | sd2   |
| 663 | 6—31—21 | 52.1                              | 33 11  | 18    | 16              | ds3e  |
| 664 | 961*    | 53.5                              | 26 05  | 20×12 | 16              | ds2e: |
| 665 | 5421    | 59.5                              | 34 04  | 20×12 | 16.5            | d3e   |
| 666 | —       | 14 01.5                           | 33 48  | 10    | 16.5            | ds3e: |
| 667 | 4—33—40 | 02.5                              | 21 53  | 13×11 | 15              | d3e   |
| 668 | —       | 04.8                              | 28 41  | 11    | 16              | ds2   |
| 669 | 7—29—51 | 09.5                              | 39 53  | 27×16 | 15.5            | sd3e: |
| 670 | —       | 12.0                              | 26 59  | 15    | 15.5            | s3e:  |
| 671 | —       | 13.2                              | 34 46  | 8     | 16.5            | sd2   |
| 672 | —       | 13.5                              | 49 33  | 15    | 14.5            | ds3   |
| 673 | 4397*   | 15.7                              | 26 39  | 26×20 | 15              | s2e:  |
| 674 | 4—34—14 | 16.4                              | 22 03  | 15    | 16.5            | d3e:  |
| 675 | —       | 17.1                              | 36 35  | 13    | 16.5            | d2    |
| 676 | —       | 17.1                              | 40 06  | 14×8  | 16              | d2e:  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1     | 2       | 3                                  | 4      | 5     | 6               | 7     |
|-------|---------|------------------------------------|--------|-------|-----------------|-------|
| 677** | —       | 14 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> .5 | 36°22' | 7"    | 17 <sup>m</sup> | sd2e: |
| 678   | —       | 19.6                               | 23 45  | 20×15 | 15.5            | ds3   |
| 679** | —       | 21.3                               | 33 05  | 6     | 17              | sd1   |
| 680   | —       | 23.8                               | 28 31  | 9     | 16.5            | ds3   |
| 681   | —       | 24.0                               | 23 09  | 10    | 16.5            | ds2   |
| 682   | —       | 26.6                               | 27 28  | 15×11 | 15.5            | sd3   |
| 683   | 4—34—40 | 27.9                               | 23 15  | 18    | 15              | d3    |
| 684   | 5—34—62 | 28.8                               | 28 30  | 13×9  | 15              | s2e:  |
| 685   | 5—34—61 | 28.9                               | 27 27  | 15×13 | 15              | d3e   |
| 686   | 5695    | 35.3                               | 36 46  | 45×30 | 14.5            | ds2   |
| 687   | —       | 36.8                               | 21 36  | 13×10 | 16.5            | d3e:  |
| 688   | 3—39—18 | 15 14.3                            | 19 16  | 20×15 | 16              | ds3   |
| 689   | 5—37—8  | 34.3                               | 30 51  | 15×13 | 15.5            | ds2e: |
| 690** | —       | 44.4                               | 18 53  | 8     | 16.5            | sd1e: |
| 691   | 5996    | 44.7                               | 18 02  | 10    | 15              | s2e   |
| 692   | —       | 51.6                               | 23 18  | 9     | 17              | sd3   |
| 693   | 4—37—55 | 51.9                               | 23 17  | 33×12 | 15              | sd2e  |
| 694   | —       | 59.8                               | 16 34  | 17×10 | 16              | ds2e: |
| 695   | —       | 16 00.5                            | 16 05  | 8×6   | 16              | s2    |
| 696   | —       | 02.7                               | 28 14  | 12×9  | 16              | d2    |
| 697   | —       | 10.3                               | 29 13  | 11    | 16.5            | d3    |
| 698   | —       | 22.0                               | 52 39  | 12    | 16.5            | d3    |
| 699   | —       | 22.1                               | 41 12  | 12    | 16.5            | sd2e  |
| 700*  | 5—40—34 | 17 01.4                            | 31 31  | 12    | 15.5            | s2e   |

## Примечания к списку

605 — Вытянута почти по  $\delta$ .

606 — Сфероидальная, слегка вытянута по  $\alpha$ . Выглядит компактной.

607 — Наблюдаемая с ребра спиральная галактика. Вытянута в направлении NW—SE. Вероятно, образует пару с объектом № 608.

608 — Сфероидальное образование  $\sim 13''$ , в центральной части которого наблюдается пара звездообразных объектов, для которых приведены данные.

609 — Сферическая, с нерезкими границами. В спектре четко заметна H $\alpha$ . Возможно, имеет широкие эмиссионные линии.

610 — Сфероидальная. Возможно, составляет пару с объектом № 609.

611 — Очень компактная, звездообразная на прямых снимках.

612 — Сферическая, имеет почти прямолинейные выбросы на E и W.

613 — Сфероидальная.

614 — Сферическая, со значительной оболочкой.

- 615 — Сферическая и компактная.
- 616 — Сфероидальная, вытянута в направлении NE—SW. Слабый диффузный всеорообразный выброс на юге. Восточный компонент двойной системы NGC 1587—88. II Zw 12 [3].
- 617 — Галактика весьма сложной структуры с двумя звездообразными ядрами, к которым относятся приведенные данные. II Zw 15 [3].
- 618 — Ядро пекулярной спиральной галактики. В спектре отчетливо наблюдается  $H_2$ . Не исключена возможность, что имеет широкие линии.
- 619 — Сферическая и компактная.
- 620 — Сравнительно яркая спиральная галактика со слабыми рукавами и яркой центральной частью.
- 621 — Сфероидальное образование, имеет выброс, направленный к N.
- 622 — Сфероидальная, с короной.
- 623 — Практически не отличается от звезд по внешнему виду, но уступает им по интенсивности спектрального изображения.
- 624 — Сферическая, очень компактная, но без резких границ.
- 625 — В западной части галактики находится звезда примерно такой же яркости и спектрального типа, что и ядро.
- 626 — Сферическая, со слабой короной.
- 627 — Слегка вытянута по  $\lambda$ . На севере как-будто намечается выступ.
- 628 — Овальной формы с резкими границами.
- 629 — Сфероидальный объект.
- 630 — Сфероидальная.
- 631 — Сфероидальная, с выбросами, направленными к NW.
- 632 — Вытянута по  $\lambda$ . В спектре наблюдается  $H_2$  и намечается ( $H_2 + N_1 + N_2$ ).
- 633 — Сфероидальная, компактного вида.
- 634 — Сфероидальный объект со слабыми выбросами.
- 635 — Сфероидальная и компактная.
- 636 — Сфероидальная, компактная.
- 637 — Вытянута по  $\lambda$ . На концах большой оси намечается нечто вроде выбросов.
- 638 — Сфероидальная, видимо, имеет конденсированное ядро низкой светимости.
- 639 — Сферическая, диффузная, намечается отросток.
- 640 — Сферическая, без резких границ.
- 641 — Сферическая, компактная.
- 642 — Сферическая, компактная.
- 643 — Сфероидальная и очень компактная.
- 644 — Сферическая, компактная.
- 645 — Сферическая, компактная.
- 646 — Сферическая, компактная.
- 647 — Сферическая, без резких границ.
- 648 — Сфероидальное образование с заметным ореолом.
- 649 — Овальной формы.
- 650 — Сферическая. H $\alpha$  30.
- 651 — Сфероидальная.
- 652 — Сферическая и очень компактная.
- 653 — Сфероидальная, вокруг нее наблюдается слабый ореол.
- 654 — Овальной формы, вытянута по  $\lambda$ .
- 655 — Вытянута по направлению NE—SW.

- 656 — Сфероидальная, со слабой короной. Ядро слабое, но обладает заметным ультрафиолетовым избытком.
- 657 — Вытянута по  $\delta$ . Наблюдается слабый хвост, направленный к N.
- 658 — Сфероидальная, компактная.
- 659 — Вытянута по  $\delta$ . В окружении наблюдается слабая оболочка со структурными деталями.
- 660 — Компактная, с ореолом.
- 661 — Слабая галактика сложной структуры. Большая ось отклоняется от круга склонений на  $20-30^\circ$ .
- 662 — Сферическая, с резкими границами, компактная.
- 663 — Сферическая, с двумя спиральными рукавами, образующими почти кольцо.
- 664 — Спиральная галактика с двумя тонкими и короткими рукавами и яркой центральной частью, к которой относятся приведенные данные.
- 665 — Северо-западный компонент взаимодействующей пары. Состоит из 2—3 образований. I Zw 78.
- 666 — Сфероидальный объект компактного вида.
- 667 — Сфероидальная.
- 668 — Сферическая, с резкими границами, но конденсирована слабо. На юге в контакте со спутником 19<sup>m</sup>5.
- 669 — Сфероидальная, с короной.
- 670 — Сферическая и компактная, со слабым ореолом.
- 671 — Сферическая, выглядит очень компактной, но мало конденсирована.
- 672 — Сферическая, без резких границ.
- 673 — Сфероидальное образование с ядром, состоящим из двух звездообразных объектов. Вокруг него намечается аморфный спиральный рукав. На расстоянии  $30''$  к западу имеется слабая вытянутая галактика, возможно ее спутник.
- 674 — Пост-эруптивный объект с эмиссией, погружен в общую туманность с рядом сгущений.
- 675 — Сферическая, компактного вида.
- 676 — Вытянута по  $\delta$ .
- 677 — По внешнему виду не отличается от звезд, но слегка уступает звездам по степени конденсации. Находится на расстоянии  $22''$  от спиральной галактики NGC 5572 типа d3, у которой, однако, не наблюдается сколько-нибудь заметное ядро.
- 678 — Сфероидальное образование.
- 679 — На прямых снимках объект не отличается от звезд, но, судя по распределению энергии в непрерывном спектре, это должна быть очень компактная галактика или QSO.
- 680 — Компактная, но слабо конденсированная.
- 681 — Сферическая, компактная.
- 682 — Имеет овальную форму.
- 683 — Сферическая, с короной.
- 684 — Ядро спиральной галактики. Приведенные данные относятся к центральной части.
- 685 — На востоке аморфное образование, напоминающее выброс. Не исключена возможность, что галактика иррегулярная. Haro 42 [4].
- 686 — Галактика вытянута в направлении NW—SE.
- 687 — Вытянутое образование, возможно, двойное. Имеет слабый выброс на юге.

- 688 — Сфероидальный объект со слабыми выбросами, без заметного ядра.  
 689 — Сфероидальная, слегка вытянута по  $\bar{\lambda}$ .  
 690 — Сферическая, очень компактная, на прямых снимках почти не отличается от звезд.  
 691 — Спиральная галактика  $\sim 13^m$  с аномальными структурными деталями. На юго-западе имеется спутник  $15^m$ . Между северным рукавом и ядром находится второй спутник, с низкой поверхностной яркостью.  
 692 — Сферическая, компактная.  
 693 — Вытянутая галактика с заметным ядром. Наблюдаются эмиссии в  $H_\alpha$  и  $(H\beta + N_1 + N_2)$ .  
 694 — Вытянута почти по  $\bar{\lambda}$ .  
 695 — Слегка вытянутая компактная галактика.  
 696 — Сфероидальная, намечаются очень слабые выбросы.  
 697 — Почти сферический объект с оболочкой.  
 698 — Сферическая, без резких границ.  
 699 — Сфероидальная, компактная. В спектре четко наблюдается  $H_2$  и намечается  $(H\beta + N_1 + N_2)$ , но ультрафиолетовая часть континуума слаба. III Zw 77 [5].  
 700 — Почти сферическая, с резкими границами. Имеет выбросы. Не исключено, что имеет широкие эмиссионные линии.

Отметим, что объекты настоящего списка в среднем несколько слабее объектов предыдущих списков [1, 2]. Объекты ярче  $15^m.7$  в наших списках обычно составляют 60—70%, а здесь — примерно половину. Это объясняется тем, что в список была включена часть слабых объектов, находящихся в областях предыдущих списков, которые были обнаружены позже, либо при повторных просмотрах, либо на вновь полученных контрольных снимках.

Бюраканская астрофизическая  
 обсерватория  
 Специальная астрофизическая  
 обсерватория АН СССР

## GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. VII

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY

The seventh list of galaxies having intense ultraviolet continuum is given. This list, presenting the continuation of the series of analogous published lists, contains data for 96 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 52 of them. The presence of Seyfert characteristics can be predicted for objects No. 609, 618 and 700. The QSO nature is suspected for the objects No. 611, 677, 679 and 690.

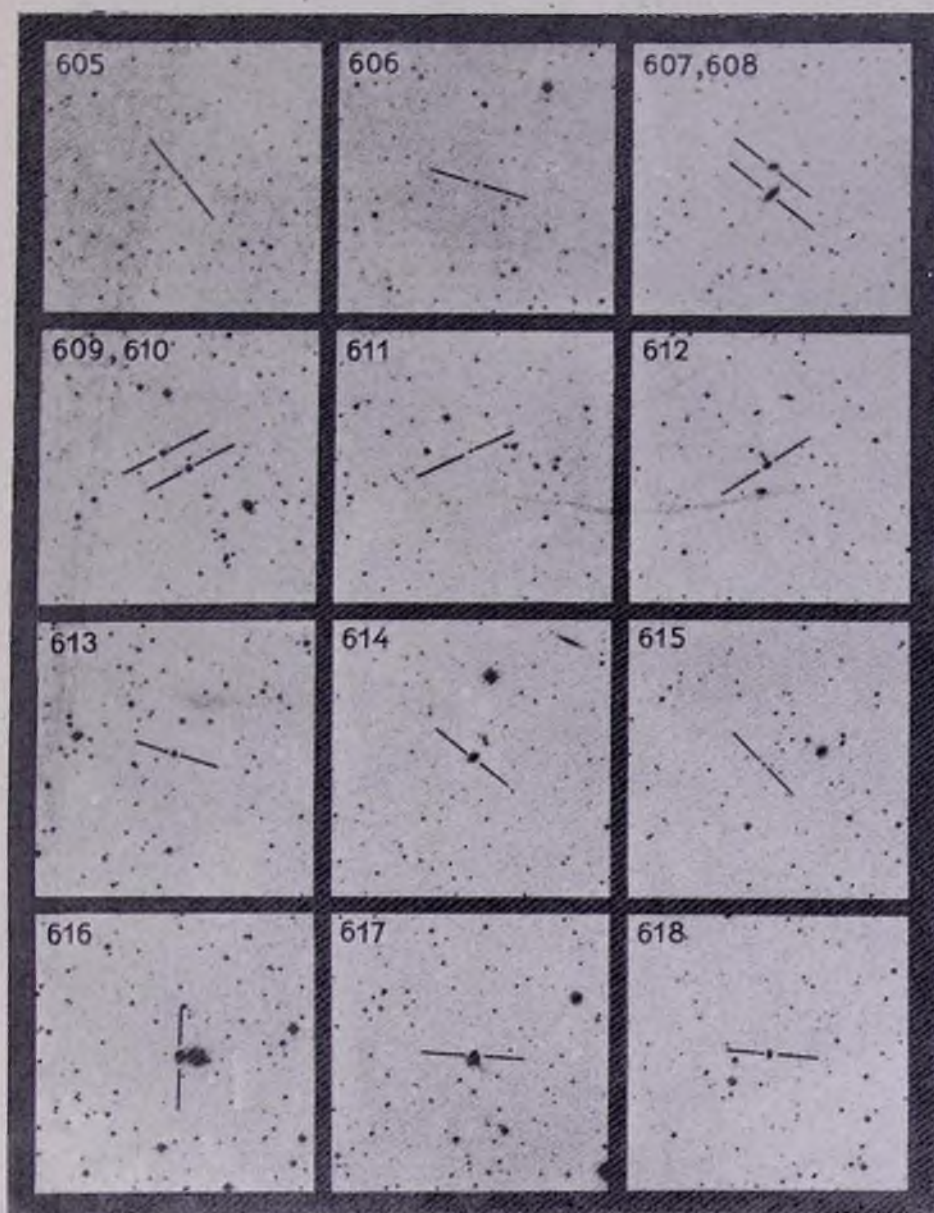
## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973.
3. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
4. Di Ru, A. J., 75, 1143, 1970.
5. F. Zwicky, *Ap. J.*, 143, 192, 1966.

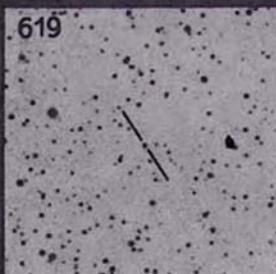
# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Каждая карта покрывает область  $16' \times 16'$ .

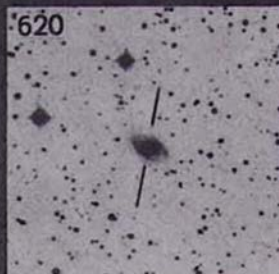
Север сверху. Восток слева.



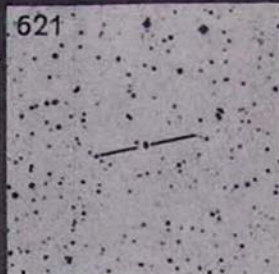
619



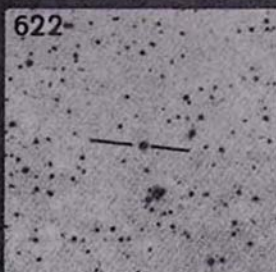
620



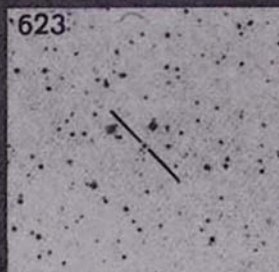
621



622



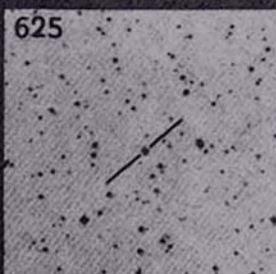
623



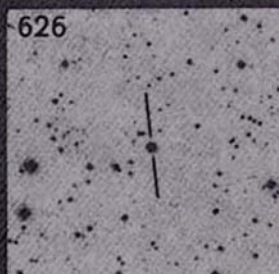
624



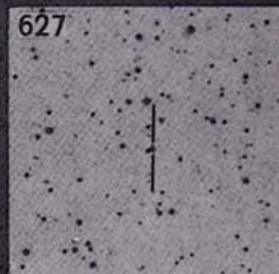
625



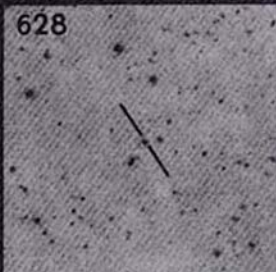
626



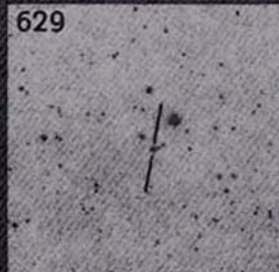
627



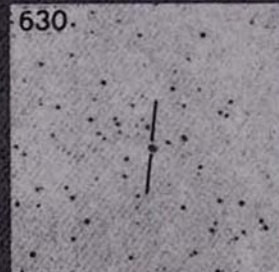
628



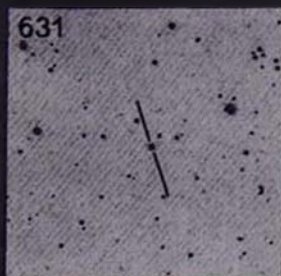
629



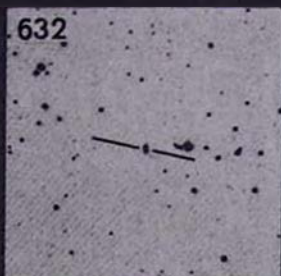
630



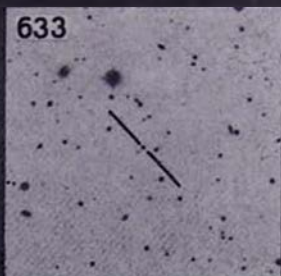
631



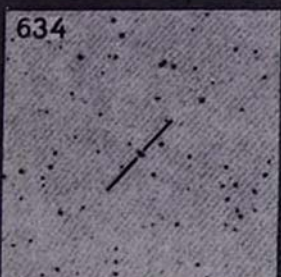
632



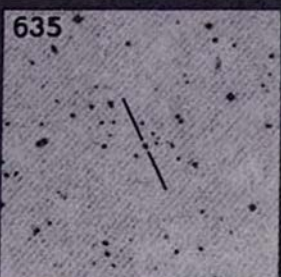
633



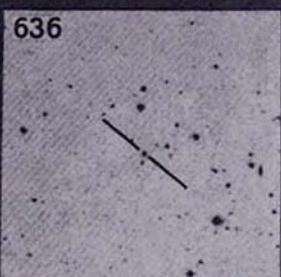
634



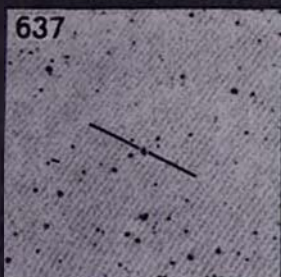
635



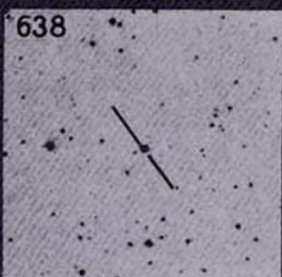
636



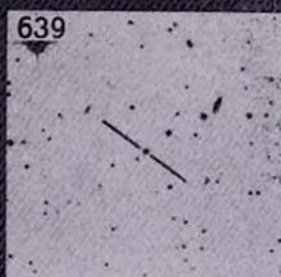
637



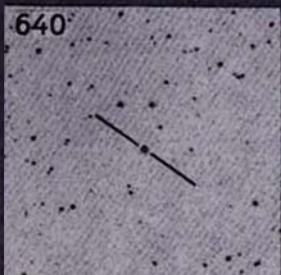
638



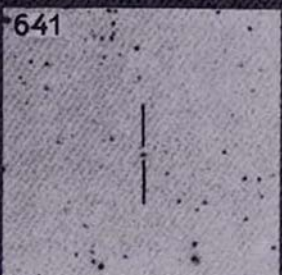
639



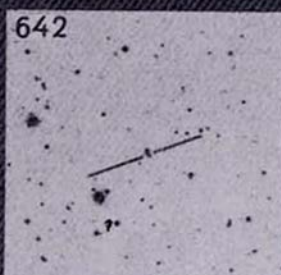
640



641



642



643



644



645



646



647



648



649



650



651



652



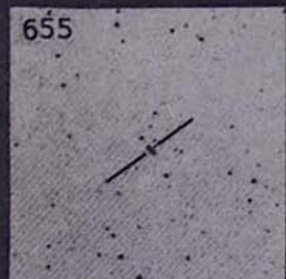
653



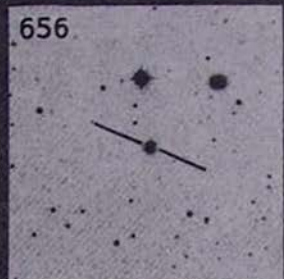
654



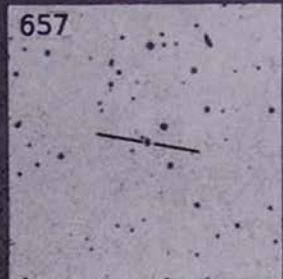
655



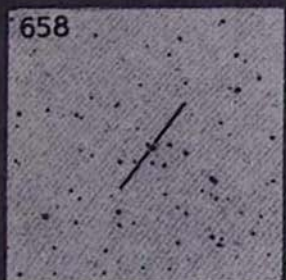
656



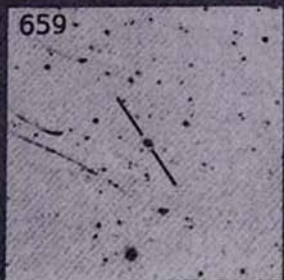
657



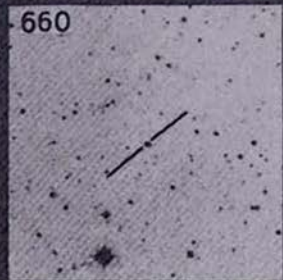
658



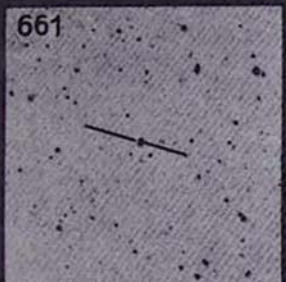
659



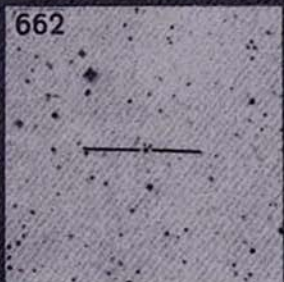
660



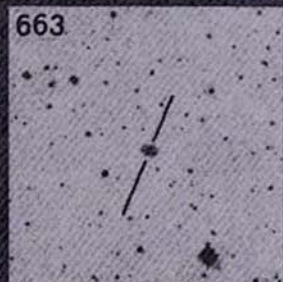
661



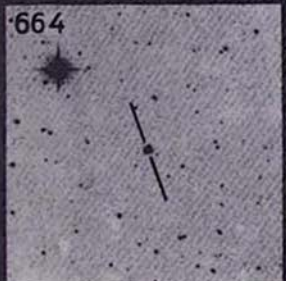
662



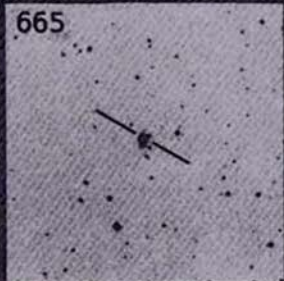
663



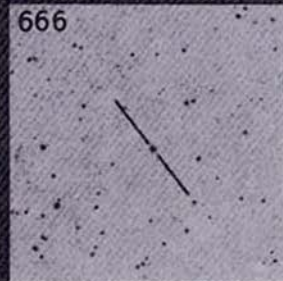
664



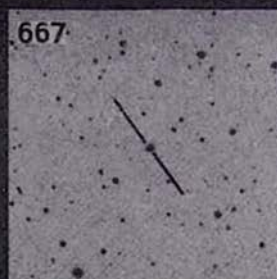
665



666



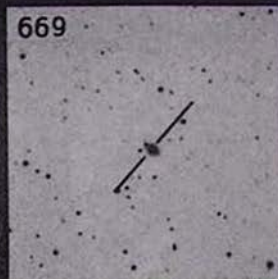
667



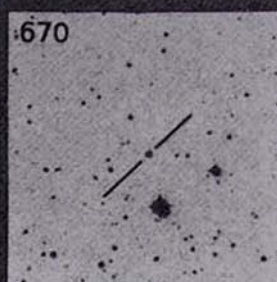
668



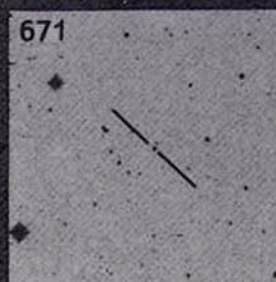
669



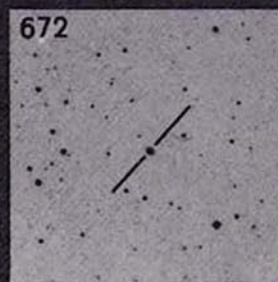
670



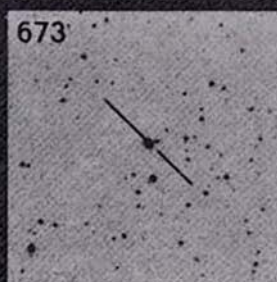
671



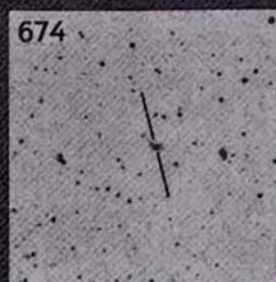
672



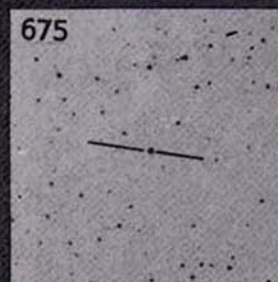
673



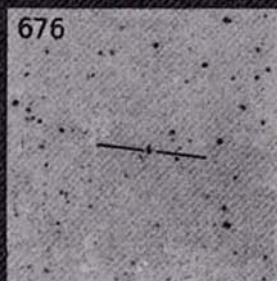
674



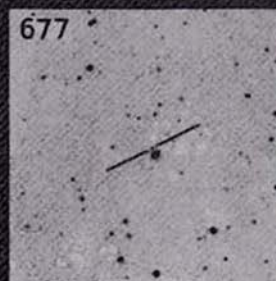
675



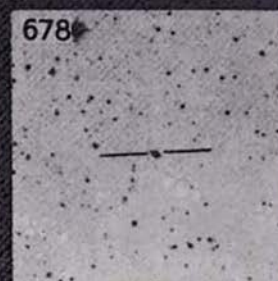
676



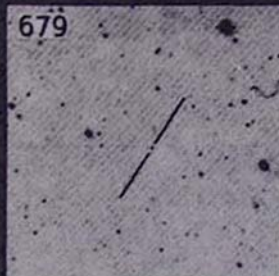
677



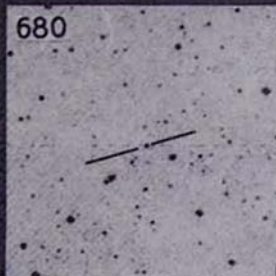
678



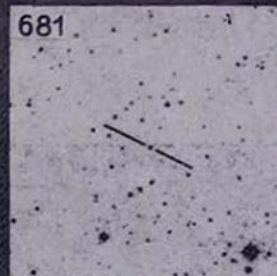
679



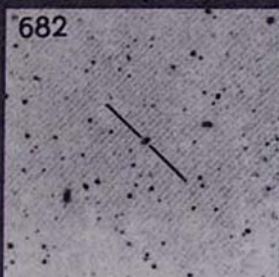
680



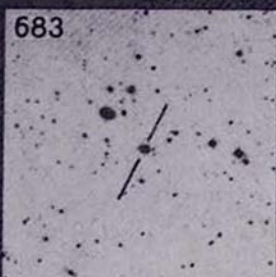
681



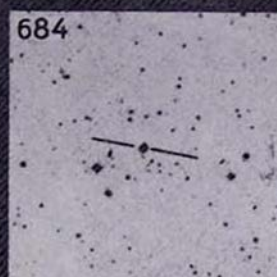
682



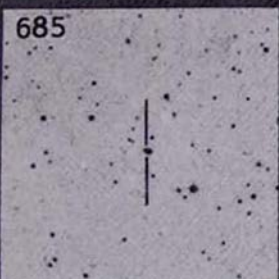
683



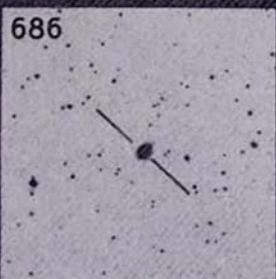
684



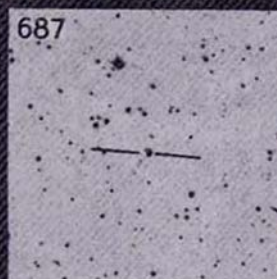
685



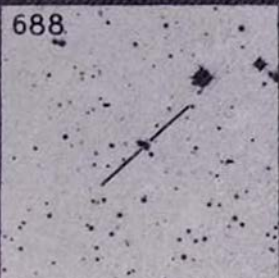
686



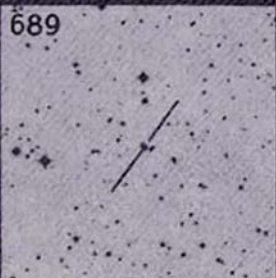
687



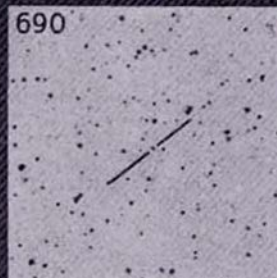
688

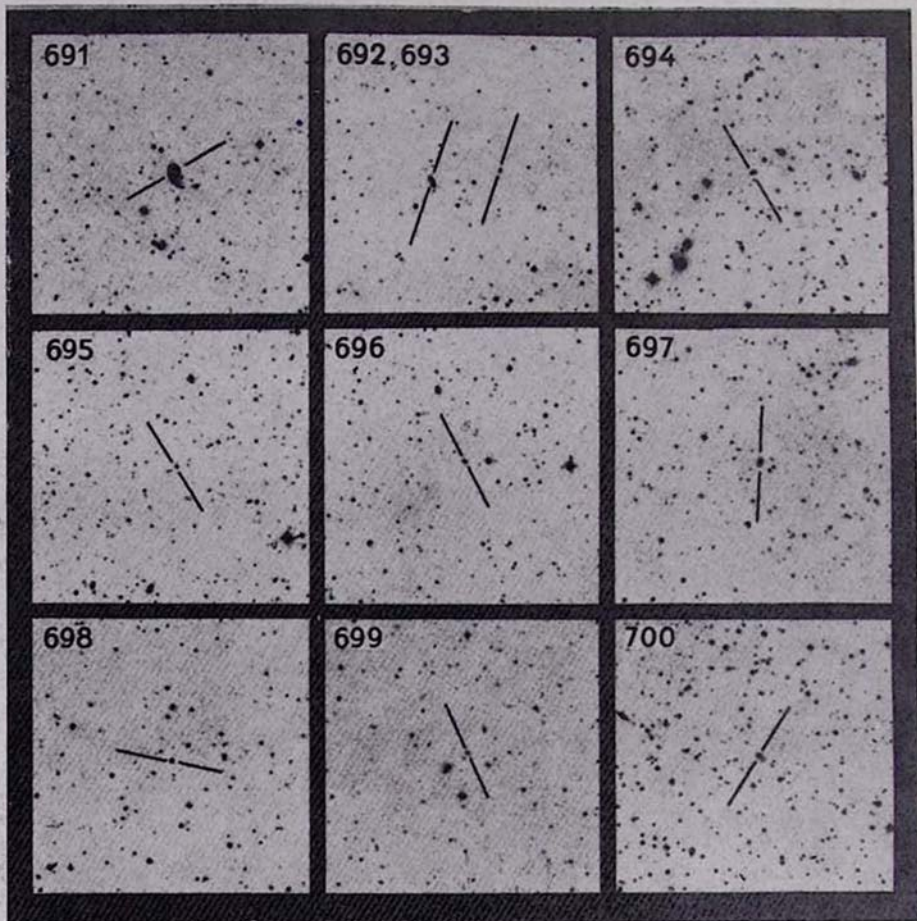


689



690





К ст. Б. Е. Маркаряна, В. А. Линоведского

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Э. К. ДЕНИСЮК, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Поступила 30 мая 1974

Приводятся результаты исследования спектров 74 галактик Маркаряна из V, VI, VII списков. Спектры галактик получены с помощью щелевого спектрографа с ЭОП в красной области (5900—7500 Å) на 28" телескопе в Алма-Ате. У всех этих галактик обнаружены эмиссионные линии. По этим линиям измерены лучевые скорости, определены абсолютные величины, а также сделана попытка дать оценки относительной интенсивности эмиссионных линий по сравнению с  $H\alpha$  и эквивалентные ширины  $H\alpha$  по отношению к непрерывному спектру. Найдено, что объекты Маркаряна 463, 464, 577 и 618 обладают свойствами сейфертовских галактик. У объектов Маркаряна 423, 446, 622 можно ожидать наличия слабых сейфертовских характеристик. Несколько объектов, Маркаряна 403, 406, 414, 417, 442 и 632, имеют эмиссионные линии небольшой шириной (15—25 Å) и могут быть причислены к промежуточному типу между обычными и сейфертовскими галактиками. Галактика Маркаряна 622, возможно, обладает спектральной переменностью.

*Введение.* За последние восемь лет в Бюраканской астрофизической обсерватории обнаружено свыше 700 галактик с ультрафиолетовым континуумом, получивших название галактик Маркаряна [1, 2]. Спектры значительной части объектов этого типа указывают на нетепловой характер их излучения [3]. Примерно десятую часть маркарянских галактик составляют объекты с широкими эмиссионными линиями, у которых существование нетеплового компонента в излучении сейчас общепризнано. Среди изученных объектов были найдены галактики с переменной яркостью, переменными контурами эмиссионных линий. Несколько объектов оказались квазарами, у отдельных объектов найдены значительный инфракрасный избыток и радиоизлучение. Все это привлекает к ним большой интерес и вызывает необходимость подробного исследования. Ввиду слабости этих объектов такие исследования весьма

трудоемки и требуют затрат большого количества времени на крупных телескопах.

Поэтому необходим предварительный отбор наиболее интересных объектов на основании начальных сведений: красное смещение, наличие эмиссионных линий, их интенсивности, грубые контуры линий и т. д., дающих представление о возможной природе данного объекта. Практика показала, что наиболее рационально проводить такие исследования при спектральном разрешении 5—10 Å в максимально широком диапазоне длин волн. Данное спектральное разрешение достаточно для определения лучевых скоростей с точностью 30—50 км/сек и выделения объектов с ширинами эмиссионных линий свыше 300—500 км/сек.

Заметим, что у внегалактических объектов узкие линии имеют ширину порядка нескольких ангстрем, следовательно, выбранное разрешение близко к оптимальному для обнаружения относительно слабых линий.

Легко показать, что данная задача в принципе может быть решена на телескопе с диаметром 0.5—1 м, с использованием в качестве приемника излучения ЭОП с квантовым выходом  $\sim 0.1$  в сочетании со светосильным спектрографом. В этом случае, например, для наблюдения объекта 16<sup>m</sup> с фотометрической точностью 20—30% и указанным разрешением требуется время 15—20 минут.

*Наблюдения.* В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений маркаряновских галактик V, VI и VII списков [2], выполненных в Астрофизическом институте АН КазССР на 70 см телескопе АЗТ-8 в январе—феврале 1973 г. Использовался дифракционный спектрограф с многокаскадным ЭОП типа УМ-92 с мультищелочным катодом, регистрация спектров производилась на фотопленке А-600.

Спектры получены в спектральном диапазоне 5900—7500 Å. В этом диапазоне находится одна из ярчайших эмиссионных линий —  $H_\alpha$  и ряд других линий — [NII] 6548 и 6584 Å, [SII] 6717 и 6731 Å, что позволяет производить отождествление спектров наиболее уверенно. К другим достоинствам этой спектральной области можно отнести высокое пропускание атмосферы и применяемой оптики, а также более высокую точность определения лучевых скоростей по сравнению с коротковолновой частью. Основные недостатки таковы: наличие большого числа ярких линий в спектре ночного неба и уменьшение квантового выхода фотокатода (что отчасти было скомпенсировано применением дифракционной решетки с концентрацией в  $\lambda > 7500$  Å).

Оригинальная дисперсия на фотопленке 95 и 160 А/мм, спектральное разрешение 5—8 А. Время экспозиции ниточного спектра в зависимости от яркости составляло 3—30 мин для объектов 13—17<sup>н</sup>. Щель шириной 5—7" была, как правило, ориентирована по  $\lambda$ . Во время всех наблюдений применялось внеосевое гидирование по достаточно ярким звездам. Визуальный подсмотр с помощью ЭОП позволяет быстро и уверенно производить наведение на слабые объекты.

Всего в течение 7 ночей было получено 115 спектрограмм для 96 объектов. Источником спектра сравнения служила лампа, наполненная смесью Ar—Ne—He.

Практика показала, что на телескопе диаметром 70 см с применявшейся аппаратурой можно в принципе исследовать спектры объектов с сильными эмиссионными линиями до 18—18<sup>н</sup>5, увеличив время экспозиции до двух часов. Для этого необходимо ослабить фон неба, существенно уменьшив ширину входной щели, что в нашем случае было невозможно по ряду причин. Среди них основными являются недостаточно хорошее качество оптики телескопа, неудовлетворительные астроклиматические условия, а также трудности гидирования с нужной точностью, из-за отсутствия фотогида.

*Результаты.* Сведения о 11 галактиках из V списка [2], у которых по предварительным данным можно было ожидать наличия широких эмиссионных линий, были опубликованы ранее [4].

Результаты наблюдений представлены в табл. 1, где соответственно указаны: 1—порядковый номер (звездочкой отмечены галактики, для которых имеются примечания в конце таблицы); 2—номер галактики по списку [2]; 3—тип галактики [2]; 4—фотографическая видимая величина из [5], в круглых скобках — согласно [2]; 5—полученная в данной работе лучевая скорость; 6—красное смещение, исправленное за движение Солнца ( $\Delta z = 0.001 \cos(1 - 55^\circ) \cos b$ ); 7—абсолютная фотографическая величина, исправленная за поглощение в Галактике ( $\Delta m_{pg} = 0^m.24 \cos b$ ), при вычислении  $M_p$ , принято значение  $H = 75$  км/сек · Мпс; 8—линейные размеры галактики в кпс, угловые размеры взяты из [2]; 9—12—визуальные оценки логарифмов относительных интенсивностей эмиссионных линий; 13—контраст линии  $H_\alpha$  по отношению к непрерывному спектру (см. текст).

*Оценки интенсивностей эмиссионных линий.* Так как целью данной работы было обнаружение эмиссионных линий, то все спектры экспонировались до получения необходимого отношения сигнал—шум  $\gg 3$ . Поэтому методы обычной фотографической фотометрии в случае значительных шумов дают мало преимуществ по сравнению с визуаль-

## РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Э. К. ДЕНИСЮК, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

| №   | Объект | Спектр.<br>тип | $m_{\text{PK}}$   | $+V_r$<br>(набл.) | $z$ (испр.) | $M_{\text{PK}}$       | Размеры | Относительные интенсивности линий |               |               |               |                    |
|-----|--------|----------------|-------------------|-------------------|-------------|-----------------------|---------|-----------------------------------|---------------|---------------|---------------|--------------------|
|     |        |                |                   |                   |             |                       |         | H $\alpha$                        | [N II] 6584 Å | [S II] 6717 Å | [S II] 6731 Å | H $\alpha$ / конт. |
| 1   | 2      | 3              | 4                 | 5                 | 6           | 7                     | 8       | 9                                 | 10            | 11            | 12            | 13                 |
| 1   | 402    | sd2e:          | (16) <sup>m</sup> | 7327              | 0.0239      | (−19. <sup>m</sup> 3) | 5.6×3.8 | 1.0                               | 0.3           | −0.3          | < −0.3        | 1.0                |
| 2*  | 403    | d2o            | 15.4              | 7360              | .0238       | −19.9                 | 6.5×5.6 | 1.0                               | 1.0           | 0.5           | < 0.5         | 0.2                |
| 3*  | 404    | d2             | (15.5)            | 1245              | .0036       | (−15.5)               | —       | 1.0                               | 0.85          | −0.15         | > −0.15       | 0.85               |
| 4*  | 406    | ds2a           | (15.5)            | 5100              | .0165       | (−18.9)               | 4.8×3.8 | 1.0                               | < 0.8         |               |               | −0.1               |
| 5   | 407    | sd3e:          | 15.1              | 1650              | .0052       | −16.8                 | 1.2     |                                   |               |               |               | 0.5                |
| 6   | 408    | ds2            | 14.8              | 1470              | .0044       | −16.7                 | 1.2×1.0 | 1.0                               | −0.1          | 0.4           |               | 0.8                |
| 7*  | 409    | d3e            | 14.2              | 1440              | .0043       | −17.3                 | 1.5×1.1 | 1.0                               | 0.1           | 0.4           | 0.4           | 0.6                |
| 8   | 410    | sd2            | (16)              | 6969              | .0228       | (−19.1)               | 5.3×4.0 | 1.0                               | 0.1           |               |               | 0.6                |
| 9   | 411    | d3             | 14.8              | 1498              | .0046       | −16.8                 | 1.6×1.1 |                                   |               |               |               | 0.85               |
| 10  | 412    | sd2o           | (15.5)            | 4554              | .0147       | (−18.6)               | 4.0×2.8 | 1.0                               |               | 0.2           | 0.2           | 1.0                |
| 11  | 413    | s2o            | 15.5              | 11590             | .0381       | −20.7                 | 6.7     | 1.0                               | 0.95          |               |               | 0.95               |
| 12* | 414    | d1e:           | 15.5              | 11444             | .0377       | −20.7                 | 13×8.8  | 1.0                               | 0.6           | 0.1           |               | 0.8                |
| 13* | 415    | d2e:           | 15.5              | 8790              | .0290       | −20.1                 | 6.7     | 1.0                               | 0.6           |               |               | 0.7                |
| 14  | 416    | sd2o:          | 15.1              | 1320              | .0039       | −16.1                 | 1.2×0.8 | 1.0                               | 0.2           | 0.3           | 0.4           | 0.9                |
| 15* | 417    | d3e:           | (16)              | 9800              | .0323       | (−19.8)               | 6.3     | 1.0                               | 1.1           | 0.8           |               | 0.2                |
| 16  | 418    | d2e:           | 13.2              | 1710              | .0054       | −18.8                 | 2.5     | 1.0                               | 0.2           | 0.2           |               | 0.8                |
| 17  | 419    | ds3o           | 15.7              | 6765              | .0221       | −19.3                 | 3.4     | 1.0                               | < 0.2         |               | 0.5           | 0.5                |
| 18  | 420    | d2o            | 15.6              | 12845             | .0426       | −20.9                 | 11×8.4  |                                   |               |               |               | 0.7                |
| 19* | 423    | ds3e:          | 14.9              | 9560              | .0317       | −20.9                 | 12.4    | 1.0                               |               | 0.6           |               | 0.3                |
| 20  | 424    | ds2e:          | 15.2              | 1980              | .0064       | −17.1                 | 2.5×1.5 |                                   |               |               |               | 0.9                |
| 21  | 426    | d3             | 14.9              | 1500              | .0048       | −16.7                 | 2.2×1.1 |                                   |               |               |               | 0.95               |

|     |     |       |        |       |        |         |         |
|-----|-----|-------|--------|-------|--------|---------|---------|
| 22* | 427 | d3e:  | 15.5   | 6355  | 0.0211 | -19.4   | 8.3×4.1 |
| 23  | 428 | sd3e  | 14.9   | 12515 | .0417  | -21.5   | 15×10   |
| 24* | 429 | ds2e: | 15.0   | 1290  | .0041  | -16.3   | 1.4×1.2 |
| 25* | 430 | sd2e  | 13.4   | 5995  | .0200  | -21.4   | 9.4×7.1 |
| 26* | 432 | ds2e: | 14.0   | 3440  | .0113  | -19.5   | 7.7×4.4 |
| 27* | 435 | d2e   | 15.0   | 6745  | .0225  | -20.0   | 6.2×3.9 |
| 28  | 438 | ds3e: | (16.5) | 6685  | .0222  | (-18.5) | 5.2×3.4 |
| 29  | 439 | sd2e: | 12.3   | 1020  | .0034  | -18.6   | 2.4     |
| 30* | 440 | sd1e: | (16.5) | 14990 | .0500  | (-20.5) | 7.8     |
| 31  | 441 | d2e:  | 15.7   | 5402  | .0181  | -18.8   | 6.2×3.5 |
| 32* | 442 | sd3e  | 14.3   | 690   | .0023  | -15.8   | 0.8×0.7 |
| 33* | 446 | s2e:  | 14.2   | 7105  | .0237  | -20.9   | 8.3×5.5 |
| 34* | 447 | ds3e: | (16.5) | 6685  | .0223  | (-18.5) | 4.5×3.6 |
| 35* | 449 | d2e   | 13.5   | 1140  | .0039  | -17.5   | 4.6×1.4 |
| 36* | 450 | d1e   | 14.9   | 846   | .0029  | -15.6   | 0.6     |
| 37  | 451 | d2e   | 14.6   | 4800  | .0162  | -19.7   | 3.8     |
| 38  | 453 | d2e:  | (16.5) | 13940 | .0467  | (-20.1) | 22×16   |
| 39  | 454 | sd2e  | 15.1   | 6985  | .0234  | -20.0   | 4.5     |
| 40  | 455 | d2    | 14.6   | 10195 | .0342  | -21.3   | 17×6.6  |
| 41* | 456 | d3e   | 15.6   | 10250 | .0344  | -20.3   | 8.0×6.7 |
| 42  | 462 | sd2   | 15.4   | 2370  | .0082  | -17.5   | 1.4     |
| 43* | 463 | ds1e  | 14.8   | 15140 | .0507  | -22.0   | 25×15   |
| 44* | 464 | sd1e  | (16.5) | 15300 | .051   | (-20.3) | 5.9     |
| 45  | 465 | sd2e  | 15.2   | 2700  | .0093  | -17.9   | 1.8     |
| 46  | 469 | ds1e  | (17)   | 20660 | .0692  | (-20.5) | 11×8.1  |
| 47  | 485 | d2e   | (15)   | 5960  | .0204  | (-19.8) | 7.9×4.8 |
| 48  | 557 | ds3e: | (15.5) | 4020  | .0136  | (-18.4) | 3.9     |

|     |      |      |       |      |
|-----|------|------|-------|------|
| 1.0 | 0.05 |      |       | 0.8  |
| 1.0 | 0.9  |      |       | 0.7  |
| 1.0 | 0.1  |      |       | 0.9  |
| 1.0 | 1.2  |      |       | 0.3  |
|     |      |      |       | 0.9  |
| 1.0 | 0.7  |      |       | 0.7  |
| 1.0 | 0.4  |      |       | 0.6  |
| 1.0 | 0.5  |      |       | 0.8  |
| 1.0 | 0.85 | 0.0  | 0.0   | 1.0  |
| 1.0 | 0.2  | -0.4 | -0.4  | 1.3  |
|     |      |      |       | 0.6  |
| 1.0 | 1.2  |      |       | 0.5  |
|     |      |      |       | 0.55 |
| 1.0 | 0.55 | 0.45 | -0.15 | 0.85 |
|     |      |      |       | >1.3 |
| 1.0 |      | 0.1  |       | 0.9  |
| 1.0 | 0.5  | -0.1 | 0.2   | 0.8  |
| 1.0 | 0.4  |      |       | 0.8  |
| 1.0 | 0.3  | 0.4  | -0.3  | 1.3  |
|     |      |      |       | 0.6  |
| 1.0 | 0.6  | 0.45 | 0.15  | 0.85 |
| 1.0 | 0.7  | 0.4  |       | >1.6 |
|     |      |      |       | >1.5 |
| 1.0 | 0.7  |      |       | 0.8  |
|     |      |      |       | 0.9  |
| 1.0 | 0.6  | <0.3 | 0.3   | 0.7  |
| 1.0 | 0.7  | 0.2  | 0.2   | 0.8  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1   | 2   | 3     | 4                  | 5     | 6     | 7                   | 8       | 9   | 10  | 11   | 12   | 13   |
|-----|-----|-------|--------------------|-------|-------|---------------------|---------|-----|-----|------|------|------|
| 49* | 559 | sd2e: | 15 <sup>m</sup> .7 | 13200 | 0.044 | -20 <sup>m</sup> .8 | 10.4    | 1.0 | 0.5 | 0.3  |      | 0.7  |
| 50  | 560 | ds3   | 15.7               | 10400 | .0348 | -20.3               | 5.1     | 1.0 | 0.6 |      |      | 0.3  |
| 51  | 563 | d2e   | (15.5)             | 4975  | .0167 | (-18.9)             | 5.8×3.2 | 1.0 | 0.3 |      |      | 1.0  |
| 52  | 564 | d2    | (16)               | 5575  | .0187 | (-18.7)             | 4.0×2.6 |     |     |      |      | >1.0 |
| 53  | 566 | ds2   | 15.4               | 9680  | .0324 | -20.4               | 6.3     | 1.0 | 0.7 | 0.5  |      | 0.5  |
| 54* | 577 | s2e:  | 14.2               | 12600 | .042  | -22.2               | 7.8     |     |     |      |      | 0.65 |
| 55  | 585 | sd3   | (15.5)             | 6325  | .0210 | (-19.4)             | 4.1×3.2 |     |     |      |      | 0.9  |
| 56* | 599 | d3e   | 15.0               | 8845  | .0293 | -20.6               | 6.8×5.1 |     |     |      |      | 0.3  |
| 57* | 600 | d2e   | 15.2               | 990   | .0030 | -15.5               | 0.9×0.5 |     |     |      |      | >1.3 |
| 58  | 606 | sd3   | (16.5)             | 9000  | .0296 | (-19.2)             | 4.6×3.5 | 1.0 | 0.5 |      |      | 0.7  |
| 59  | 615 | ds3e: | (16)               | 4645  | .0149 | (-18.3)             | 2.3     | 1.0 | 0.5 | 0.4  |      | 0.8  |
| 60* | 618 | s2e   | (14.5)             | 10840 | .035  | (-21.7)             | 6.9     |     |     |      |      | >1.6 |
| 61  | 620 | sd3   | 12.5               | 1950  | .0063 | -20.1               | 6.5×4.9 | 1.0 | 0.8 | 0.2  | -0.1 | 0.8  |
| 62* | 622 | sd2e: | 14.4               | 7075  | .0231 | -20.9               | 6.3×5.4 | 1.0 | 0.8 |      |      | 0.7  |
| 63  | 623 | sd3e: | (16.5)             | 12650 | .0415 | (-20.1)             | 5.6     | 1.0 | 0.7 |      |      | 1.0  |
| 64  | 624 | d2    | (16.5)             | 8455  | .0275 | (-19.2)             | 5.3     | 1.0 | 0.1 |      |      | 0.6  |
| 65  | 625 | s3    | 15.1               | 4525  | .0145 | -19.2               | 4.5     | 1.0 | 0.5 |      |      | 0.5  |
| 66  | 626 | ds3   | 13.8               | 3934  | .0126 | -20.1               | 5.5     | 1.0 | 0.5 |      |      | 0.8  |
| 67  | 627 | ds2e  | 15.6               | 3215  | .0102 | -17.8               | 2.6×1.8 | 1.0 | 0.2 |      |      | 1.3  |
| 68* | 628 | d3    | 15.3               | 8100  | .0262 | -20.2               | 6.2×4.6 | 1.0 | 0.8 |      |      | 0.7  |
| 69* | 629 | d3    | (16)               | 9725  | .0318 | (-19.8)             | 8.0     |     |     |      |      | 0.8  |
| 70* | 630 | d3    | 14.6               | 3560  | .0113 | -19.0               | 4.4×3.5 | 1.0 | 0.3 | 0.05 | 0.05 | 0.95 |
| 71  | 631 | ds3   | 15.2               | 3215  | .0101 | -18.2               | 2.4×1.6 |     |     |      |      | 1.0  |
| 72* | 632 | ds2e  | 15.4               | 11900 | .0392 | -20.8               | 19×10   | 1.0 | 0.8 | 0.3  | 0.3  | 0.9  |
| 73  | 633 | d2e:  | (17)               | 10730 | .0358 | (-19.0)             | 6.9     | 1.0 | 0.5 | 0.6  |      | 0.7  |
| 74  | 636 | d3e:  | (17)               | 5245  | .0171 | (-17.4)             | 3.0     | 1.0 | 0.3 |      |      | 0.6  |

## Примечания к таблице 1

- Маркарян 403*—Имеет слабое ядро. На 3 спектрограммах наблюдается довольно узкая  $H_2$  со слабыми крыльями, простирающимися до  $[N II] 6548-84 \text{ \AA}$ .
- Маркарян 404*—По виду спектра, абсолютной величине и лучевой скорости объект можно считать сверхассоциацией в NGC 2964.
- Маркарян 406*—На 3 спектрограммах наблюдается  $H_2$  аналогично Маркарян 403, но несколько уже.
- Маркарян 409*—Согласно [6] линии  $H_2$  и  $[S II]$  в спектре объекта имеют примерно равную интенсивность и слабы. По нашим наблюдениям  $H_2$  заметно ярче и довольно интенсивна.
- Маркарян 414*—На 2 спектрограммах  $H_2$  уширена. Второй компонент пары имеет слабую  $H_2$  с тем же красным смещением. Значение  $z$  на 0.001 меньше, чем в [6].
- Маркарян 415*—Значение  $z$  на 0.001 меньше, чем в [6].
- Маркарян 417*—На 2 спектрограммах  $H_2$  слегка уширена.
- Маркарян 423*—На 2 спектрограммах  $H_2$  уширена, линии  $[S II] 6717-30 \text{ \AA}$  также шире инструментального контура.
- Маркарян 427*—Значение  $z$  на 0.001 меньше, чем в [6].
- Маркарян 429*—Значение  $z$  на 0.001 меньше, чем в [6].
- Маркарян 430*—Возможно, линия  $[N II] 6584 \text{ \AA}$  уширена.
- Маркарян 432*—На щели объект выглядит весьма диффузным. Ядро ярче  $18^m.5$  отсутствует.
- Маркарян 435*—Щель была ориентирована по  $\delta$ . Эмиссионные линии у этой галактики узкие.
- Маркарян 440*—Возможно, есть слабая линия  $[OI] 6300 \text{ \AA}$ . Значение  $z$  на 0.001 больше, чем в [6].
- Маркарян 442*—Существование широкой линии  $H_2$  невысокого контраста, отмеченное в [4], несколько сомнительно, нужны повторные наблюдения.
- Маркарян 446*—В спектре наблюдается узкая  $H_2$  с асимметричными слабыми крыльями. Условно объект можно отнести к сейфертовскому типу. Необходимы наблюдения в области  $H\beta$  со спектральным разрешением лучше  $5 \text{ \AA}$ .
- Маркарян 447*—На щели объект выглядит практически звездным.
- Маркарян 449*—Значение  $z$  больше на 0.001, чем в [6].
- Маркарян 450*—Непрерывный спектр крайне слаб.
- Маркарян 456*—Имеет яркое звездобразное ядро.
- Маркарян 463*—Все линии в спектре этого объекта уширены. Наблюдается довольно яркая линия  $[OI] 6300 \text{ \AA}$  с относительной интенсивностью 0.0, которая также слегка уширена. Галактика может быть отнесена к объектам сейфертовского типа.
- Маркарян 464*—Лучевая скорость измерена неуверенно, так как единственная наблюдаемая широкая линия  $H_2$  проектируется на линии гидроксила. Непрерывный спектр весьма слаб. Сейфертовская галактика.
- Маркарян 559*—Линии в спектре блендируются сильными полосами  $OH$ .
- Маркарян 577*—Лучевая скорость измерена неуверенно, единственная широкая эмиссионная линия блендируется линиями  $OH$ . Необходимы наблюдения со спектральным разрешением лучше  $8 \text{ \AA}$ . Вероятно, галактика сейфертовского типа.
- Маркарян 599*—Наблюдается одна слабая эмиссионная линия. Отождествление ее с  $H_2$  не совсем уверенное.
- Маркарян 600*—Непрерывный спектр практически отсутствует.

- Маркарян 618*—У объекта наблюдается яркое звездообразное ядро. Лучевая скорость измерена по единственной широкой линии  $H_2$ . Сейфертовская галактика.
- Маркарян 622*—На 4 спектрограммах, одна из которых получена с дисперсией  $35 \text{ \AA/m.m.}$ , наблюдаются линии  $H_2$  и  $[N II] 6584 \text{ \AA}$  с ширинами  $23\text{--}30 \text{ \AA}$ . Можно считать, что объект обладает слабыми сейфертовскими свойствами.
- Маркарян 628*—Галактика имеет заметное, но слабое ядро.
- Маркарян 629*—Есть слабое звездообразное ядро.
- Маркарян 630*—Наблюдается заметное ядро.
- Маркарян 632*—Эмиссионные линии как-будто уширены, но блендируются полосами ОН. Не исключено, что объект обладает слабыми сейфертовскими признаками.

ными оценками, являясь в то же время намного более трудоемкими.

Для оценок относительных интенсивностей эмиссионных линий применялась следующая методика. Яркость эмиссионной линии  $H_2$  во всех спектрах принималась за десять. Другие линии оценивались по отношению к ней обычными методами, применяемыми при глазомерных оценках переменных звезд. Для отношения интенсивностей линий  $[NII] 6548 \text{ \AA}$  и  $6584 \text{ \AA}$  было принято теоретическое значение  $1:3$ . Проверка линейности шкалы была произведена по двум спектрограммам планетарной туманности  $Hu 1\text{--}2$ , снятым на той же аппаратуре. Относительные интенсивности большого числа эмиссионных линий в ней были тщательно профотометрированы Л. Н. Кондратьевой.

Наша шкала визуальных оценок относительных интенсивностей оказалась линейной, за исключением областей сильных недодержек и передержек. Погрешность индивидуальной оценки составляет  $\pm 0.1$  в логарифме интенсивности. Иллюстрацией к принятой шкале могут служить спектры, приведенные на рис. 1.

Приведенные в столбце 13 таблицы оценки сравнительной интенсивности линии  $H_2$  по отношению к непрерывному спектру являются мерой контраста линии и имеют скорее качественный характер. Мы приняли, что логарифм относительной интенсивности линии  $H_2$  равен нулю, если эквивалентная ширина линии приблизительно равна спектральному разрешению с возможной ошибкой в  $2\text{--}3$  раза. Необходимо иметь в виду, что из-за того, что непрерывный спектр часто недодержан, для объектов с широкими линиями оценки интенсивностей линии  $H_2$  крайне неуверенны.

Оценим эквивалентную ширину наиболее слабых обнаружимых линий. Флуктуации интенсивности ниточного спектра на прямой части характеристической кривой составляют примерно

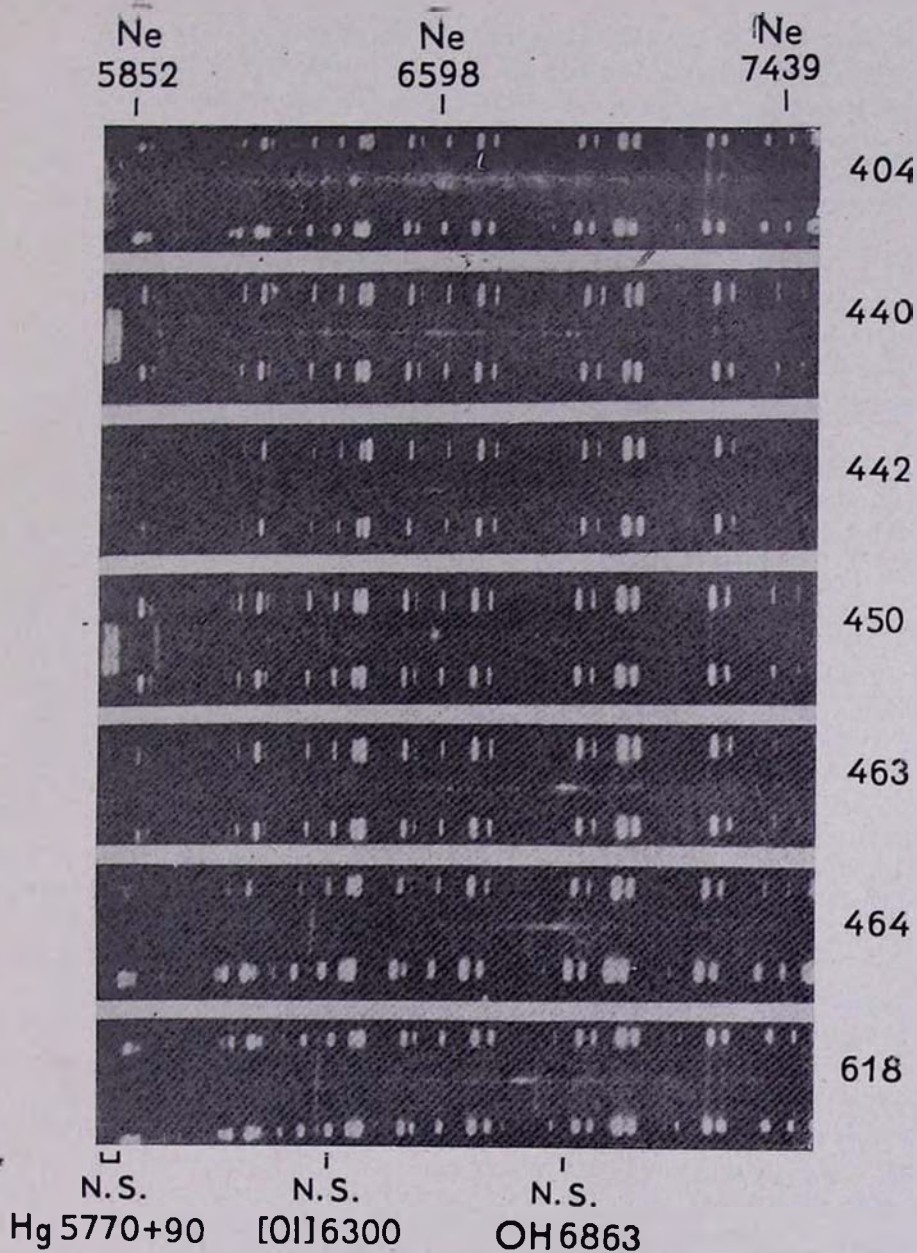


Рис. 1.

К ст. Е. К. Денисюка, В. А. Липоведского

0.20 среднего значения. Это суммарный результат действия дробового эффекта, разброса яркости отдельных вспышек фотоэлектронов и шумов фотоэмульсии. Одиночная линия надежно регистрируется при отклонении от среднего фона на 0.5—0.6, что соответствует, при нашем спектральном разрешении, 3—5 Å. В случае группы с характерной конфигурацией могут быть обнаружены линии с эквивалентной шириной 1.5—2 Å.

*Выводы.* В настоящей работе приводятся только те объекты, у которых эмиссионные линии были обнаружены. Для остальных галактик необходимы повторные наблюдения, чтобы решить вопрос о наличии эмиссионных линий. Работа в этом направлении продолжается, результаты будут опубликованы позднее.

В январе—феврале 1974 г. были повторены наблюдения нескольких галактик, описанных в [4]. Относительно этих объектов можно сказать следующее. У галактики Маркарян 435 эмиссионные линии узкие. Новые спектры не подтвердили существования широкой линии  $H_\alpha$  у Маркарян 421. Обращаем внимание на тот интересный факт, что Маркарян 421 = III Zw 1102 + 38 отождествляется с радиосточником B2 1101 + 38 [8]. Радионизлучение Маркарян 421 ранее было независимо открыто Г. М. Товмасыаном и Р. Шрамеком [7]. Результаты спектральных наблюдений этой галактики приведены в работах [8, 9]. Оказалось, что в диапазоне 3600—7000 Å при спектральном разрешении 6 Å эмиссионные или абсорбционные линии отсутствуют. М.—Е. Ульрих считает [8], что этот объект может быть кандидатом в объекты типа BL Lac, для чего необходимы фотометрические исследования. Нам классификация Ульрих кажется сомнительной, поскольку объекты типа BL Lac практически звездные, в то время как Маркарян 421 имеет характерный вид компактной галактики с весьма ярким звездообразным ядром.

Новые наблюдения подтверждают наличие уширенных линий у галактик Маркарян 403, 406, 414, 417 и 423, остальные объекты, описанные в [4], не наблюдались.

Половина всех галактик, приведенных в нашей работе, наблюдалась независимо на Южной станции ГАИШ [6]. Полученные результаты в целом хорошо согласуются с нашими, но для нескольких объектов имеются заметные расхождения в наличии и интенсивностях линий по всем наблюдениям 1973—74 гг., что позволяет заподозрить их в переменности. Это объекты: Маркарян 409, 414, 446 и 622. Возможно, к ним следует отнести Маркарян 417 и 422, хотя и менее уверенно. Наиболее вероятным переменным объектом, с нашей точки зрения, является Маркарян 622, у которого меняются, по-видимому, интенсивность и ширина линии [NII] 6584—48Å.

Таким образом, из 74 объектов с эмиссионными линиями четыре объекта — Маркарян 463, 464, 577 и 618 — имеют широкие эмиссионные линии и могут быть отнесены к типу сейфертовских галактик. Три объекта — Маркарян 423, 446 и 622 обладают слабыми сейфертовскими признаками. У ряда галактик — Маркарян 403, 406, 414, 417, 442 и 632 — наблюдаются эмиссионные линии небольшой ширины, 15–25 Å. Большинство из них имеет слабые звездообразные ядра. Эти объекты могут быть причислены к промежуточному между обычными и сейфертовскими галактиками типу. Для более подробных исследований этих объектов необходимо спектральное разрешение лучше 3–4 Å.

В заключение авторы выражают благодарность Б. Е. Маркаryanу за предоставление VI и VII списков галактик до публикации и Л. Н. Кондратьевой за возможность использования в данной работе ее результатов по спектрофотометрии туманности H<sub>II</sub> 1–2.

Астрофизический ин-т АН Каз.ССР  
Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES

E. K. DENISYUK, V. A. LIPOVETSKY

Spectroscopic observations of 74 objects from Markarian's V, VI and VII lists of galaxies have been accomplished with a slit spectrograph—image-tube combination, attached to the 28" telescope of Alma-Ata. The spectra covered the wavelength range 5900–7500 Å. The spectra of all galaxies showed emission lines, which have been used for the determination of redshifts and absolute magnitudes of these objects. The relative intensities of emission lines, normalized to  $\lg I(H_\alpha) = 1.00$ , and equivalent widths of H<sub>1</sub> lines have been determined. It has been found, that the objects Markarian 463, 464, 577 and 618 show the properties of Seyfert galaxies, and that the objects Markarian 423, 446 and 622 probably possess weak characteristics of Seyfert galaxies. Some galaxies as Markarian 403, 406, 417, 442 and 632, have emission lines of moderate width (15–25 Å). These objects probably belong to the intermediate type between normal and Seyfert galaxies. The Markarian 622, possibly, shows spectral variations.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 9, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 8, 165, 1972; 9, 5, 1973.
4. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрон. цирк.*, № 798, 1973.
5. F. Zwicky et al. *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, v. I—VI, Pasadena, California Institute of Technology, 1961—1968.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 319, 1973; 9, 325, 1973.
7. H. M. Toumassian, R. Shramek, *Ap. J.* (in press).
8. М.-Н. Ulrich, *Ap. Let.*, 14, 89, 1973.
9. Keltchi Kodaira, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 23, 589, 1971.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

### КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК\*. III

Ф. В. БАЙЕР, М. Б. ПЕТРОСЯН, Г. ТИРШ, Р. К. ШАХБАЗЯН

Поступила 19 марта 1974

Приводится третий список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением первых двух списков [1, 2]. В список вошли 54 новых объекта этого класса, обнаруженные в Бюракане на картах Паломарского атласа. Поиски проводились в зонах  $+60^\circ$ ,  $+66^\circ$ ,  $+72^\circ$  атласа. Эти зоны просмотрены полностью, если не считать области, близкие к галактическому экватору. Частично просмотрены зоны  $+30^\circ$ ,  $+36^\circ$ ,  $+54^\circ$ .

К статье прилагаются репродукции всех групп, переснятые с карт Паломарского атласа в красных лучах.

В настоящее время в Бюракане продолжается работа по выявлению компактных групп компактных галактик на картах Паломарского атласа. Список 54 новых объектов, приведенный в настоящей статье, представляет собой продолжение первых двух списков, опубликованных ранее [1, 2]. В отличие от прежних работ, в настоящей работе выбор просматриваемых участков носил более систематический характер. Полностью просмотрены зоны  $+60^\circ$ ,  $+66^\circ$ ,  $+72^\circ$  и частично просмотрены зоны  $+30^\circ$ ,  $+36^\circ$ ,  $+54^\circ$  Паломарского атласа. При этом исключались из рассмотрения области низких галактических широт.

Некоторые из групп настоящего списка были затем отождествлены на негативах, полученных посредством телескопа Шмидта Таутенбургской обсерватории. Рассмотрение изображений галактик на этих негативах не дало оснований для исключения какой-либо группы из данного списка. Тем не менее, следует отметить, что были случаи,

---

\* Работа выполнена во время пребывания сотрудников Центрального института астрофизики АН ГДР Ф. В. Байера и Г. Тирша в Бюраканской обсерватории в рамках программы обмена между АН ГДР и АН Арм.ССР.

когда отдельные галактики, входящие в наши группы, на негативах казались менее компактными, чем на картах, а также случаи, когда объект, принимавшийся за проектирующуюся звезду, на самом деле оказывался галактикой. Результаты изучения негативов будут опубликованы отдельно.

Некоторые объекты, вошедшие в настоящий список, представляют собой цепочки компактных галактик (№ 100, 107). Причем, общая угловая длина цепочки иногда в несколько раз превосходит средний угловой диаметр других групп, вошедших в список. Однако мы все же не побоялись включить их в список, поскольку размеры площади, занимаемой цепочкой в каждом из этих случаев, очень малы.

Следует отметить, что компактные группы компактных галактик наблюдаются не только в виде изолированных систем. Иногда они входят в состав больших скоплений галактик, образуя в них отдельные группировки, цепочки и т. д. Мы уже не говорим о том, что в составе населения больших скоплений иногда входит заметное число отдельных компактных галактик. Компактные группы, заведомо входящие в большие скопления, исключались из рассмотрения, однако исследование подобных скоплений, содержащих компактные группировки компактных галактик, нам представляется также весьма интересным. Примерами подобных скоплений могут служить Zw CIII 1367+39, Zw CIII 1135+45, Zw CIII 0903+52.

При поисках объектов для настоящего списка мы, как и прежде, старались, чтобы отобранные группы были достаточно изолированными и компактными и чтобы большинство объектов, вошедших в их состав, имели компактные изображения хотя бы на одной из пары карт Паломарского атласа.

Однако изучение смешанных компактных групп, состоящих из компактных и некомпактных объектов, а также несколько более широких групп компактных галактик, образующих структуры периферийного типа (замкнутые и незамкнутые кольца круглой или вытянутой формы), несомненно представляет интерес и весьма важно для понимания природы компактных групп компактных галактик. В таких случаях перечисленные выше условия не всегда соблюдались вполне строго, и в наши списки вошло значительное число как смешанных групп, так и несколько более широких систем компактных галактик, имеющих структуру периферийного типа. Эти последние системы представляют особый интерес, и мы еще вернемся к ним в отдельной статье.

В нижеследующей табл. 1 приводятся данные о 54 новых группах, обнаруженных за последнее время. Как и прежде, мы судили о принадлежности группы к рассматриваемой категории объектов по

степени компактности более ярких галактик. К группам „смешанного“ типа мы причисляли те системы, в которых среди ярких членов, наряду с компактными объектами, встречаются и более или менее диффузные объекты. Номера систем смешанного типа отмечены в прилагаемой таблице звездочками. Стоит отметить, что судить о компактности или некомпактности наиболее слабых членов групп практически невозможно, так как в обоих случаях они по своему виду могут быть неотличимы от звезд. Нумерация настоящего списка является продолжением нумерации списка II из работы [2].

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ  
ГАЛАКТИК. III

| №    | Координаты                         |                   | n   | m <sub>r</sub> | Размеры | P   |
|------|------------------------------------|-------------------|-----|----------------|---------|-----|
|      | α <sub>1950</sub>                  | δ <sub>1950</sub> |     |                |         |     |
| 1    | 2                                  | 3                 | 4   | 5              | 6       | 7   |
| 85   | 07 <sup>h</sup> 51 <sup>m</sup> .7 | -54°55'           | 10  | 18.0           | 1.5     | 0.4 |
| 86   | 54.1                               | 50 48             | 5   | 18.2           | 0.5     | 0.8 |
| 87   | 08 00.8                            | 54 56             | 7   | 17.0           | 1.0     | 0.5 |
| 88   | 01.4                               | 51 14             | 10  | 18.7           | 1.3     | 0.4 |
| 89   | 02.4                               | 50 29             | 8   | 18.5           | 0.9     | 0.6 |
| 90   | 02.5                               | 55 19             | 12  | 17.5           | 2.5     | 0.3 |
| 91   | 03.3                               | 51 36             | 6   | 17.0           | 1.0     | 0.5 |
| 92   | 04.1                               | 55 10             | 7   | 17.5           | 1.0     | 0.5 |
| 93   | 07.2                               | 54 09             | 7   | 17.0           | 2.5     | 0.3 |
| 94   | 20.3                               | 54 03             | 8   | 17.5           | 2.5     | 0.3 |
| 95*  | 25.2                               | 50 28             | 6   | 16.5           | 1.1     | 0.8 |
| 96   | 34.4                               | 52 46             | ~16 | 17.5           | 4.5     | 0.3 |
| 97   | 39.6                               | 51 49             | 9   | 17.5           | 3.0     | 0.2 |
| 98   | 48.5                               | 53 46             | 10  | 16.7           | 3.0     | 0.3 |
| 99*  | 09 04.7                            | 60 29             | 7   | 18.0           | 1.8     | 0.3 |
| 100  | 11.3                               | 53 48             | 16  | 17.5           | 5.0     | 0.2 |
| 101  | 14.5                               | 62 04             | 5   | 18.3           | 0.9     | 0.3 |
| 102  | 16.5                               | 61 29             | 8   | 17.7           | 2.2     | 0.3 |
| 103  | 17.4                               | 53 34             | 14  | 17.5           | 4.0     | 0.2 |
| 104  | 23.7                               | 53 12             | 6   | 17.8           | 1.2     | 0.4 |
| 105* | 37.8                               | 62 16             | 11  | 16.5           | 2.6     | 0.3 |
| 106  | 45.3                               | 52 00             | 13  | 18.5           | 2.0     | 0.2 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1    | 2                                  | 3       | 4    | 5    | 6   | 7   |
|------|------------------------------------|---------|------|------|-----|-----|
| 107  | 09 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup> .8 | +50°25' | 8    | 18.2 | 4.0 | 0.1 |
| 108  | 51.0                               | 50 21   | 5    | 17.5 | 1.5 | 0.3 |
| 109  | 03.3                               | 67 41   | 7    | 18.5 | 1.1 | 0.4 |
| 110  | 10.5                               | 29 57   | 5    | 17.7 | 1.1 | 0.3 |
| 111  | 13.5                               | 27 54   | 8    | 16.5 | 3.5 | 0.2 |
| 112  | 14.1                               | 28 13   | 6    | 17.4 | 0.8 | 0.5 |
| 113  | 17.6                               | 61 27   | 8—11 | 17.0 | 1.5 | 0.4 |
| 114* | 30.8                               | 54 38   | 8    | 17.5 | 1.8 | 0.3 |
| 115  | 44.2                               | 33 11   | 8    | 18.1 | 3.3 | 0.1 |
| 116  | 47.0                               | 59 54   | 9    | 18.2 | 2.7 | 0.2 |
| 117  | 48.8                               | 50 37   | 6    | 18.4 | 0.7 | 0.5 |
| 118  | 56.8                               | 52 29   | 9    | 18.6 | 1.2 | 0.4 |
| 119  | 58.6                               | 37 57   | 6    | 17.4 | 1.2 | 0.5 |
| 120* | 11 01.8                            | 36 09   | 10   | 16.8 | 1.6 | 0.5 |
| 121  | 28.2                               | 38 08   | 5    | 18.0 | 1.5 | 0.2 |
| 122  | 40.6                               | 57 34   | 11   | 18.0 | 3.0 | 0.3 |
| 123* | 42.0                               | 57 47   | 12   | 16.7 | 1.9 | 0.5 |
| 124  | 12 03.0                            | 59 40   | 14   | 16.5 | 3.6 | 0.3 |
| 125  | 04.0                               | 53 59   | 12   | 17.3 | 1.7 | 0.7 |
| 126* | 38.7                               | 53 07   | ~13  | 17.5 | 3.0 | 0.3 |
| 127* | 13 04.3                            | 71 50   | 7    | 17.8 | 1.1 | 0.3 |
| 128  | 13 17.8                            | 56 01   | 7    | 17.2 | 0.8 | 0.6 |
| 129  | 44.7                               | 74 20   | 8    | 17.5 | 1.0 | 0.5 |
| 130  | 14 01.8                            | 67 50   | 11   | 18.3 | 2.0 | 0.3 |
| 131  | 37.2                               | 62 58   | 6    | 17.0 | 1.9 | 0.4 |
| 132* | 50.7                               | 64 55   | 5    | 17.4 | 0.9 | 0.6 |
| 133  | 15 26.8                            | 57 10   | 6    | 18.0 | 0.9 | 0.5 |
| 134  | 44.0                               | 67 25   | 7    | 17.5 | 1.8 | 0.3 |
| 135* | 16 13.3                            | 64 30   | 11   | 16.8 | 2.4 | 0.3 |
| 136  | 52.8                               | 65 59   | 11   | 17.5 | 2.9 | 0.2 |
| 137  | 17 11.3                            | 67 37   | 9    | 17.5 | 2.7 | 0.2 |
| 138  | 27.3                               | 64 42   | 16   | 17.0 | 3.2 | 0.3 |

В столбцах табл. 1 последовательно даны:

1 — Порядковый номер группы.

2 — 3 — Экваториальные координаты центра группы, с точностью 0<sup>m</sup>1 для прямых восхождений и 1' для склонений.

4 — Число галактик в группе.

5 — Приближенная звездная величина самой яркой галактики группы, обозначенной на карте отождествления номером 1.

6 — Размеры группы в минутах дуги.

7 — Коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

К таблице прилагаются карты отождествления для групп списка III, переснятые с карт Паломарского атласа в красных лучах. На картах члены группы обозначены соответствующими номерами. Объектам, которые мы считали звездами, номера не даны. Однако не исключается, что некоторые из нумерованных объектов при проверке также окажутся звездами.

### *Примечания к таблице*

85 — Группа красных компактных галактик. В окрестности группы имеются другие компактные галактики 18 — 18.5 величины. Объекты № 1 и 3 — нейтральные и могут оказаться проектирующимися звездами.

86 — Самая яркая галактика группы имеет наиболее красный цвет. Объект № 4 — относительно голубой.

87 — Компактная изолированная группа весьма компактных галактик.

88 — Не вполне изолированная группа галактик, простирающаяся как на запад, так и на восток. Члены группы весьма слабы и об их компактности судить трудно.

89 — Изолированная компактная группа из трех компактных (1, 2 и 3), двух не вполне компактных (4 и 5) и трех слабых (6, 7 и 8) объектов. Галактика № 6 — вытянутая. Самая яркая галактика № 1 является наиболее красным и компактным членом группы.

90 — Компактная группа красных и нейтральных компактных галактик. В окрестности наблюдаются и другие компактные галактики 18-ой величины. Все члены группы имеют весьма компактные изображения. Объекты № 9, 10, 12 и 13 — очень слабые.

91 — Группа компактных галактик. К востоку от группы наблюдается другая более широкая группировка красных компактных галактик. Объект № 1 имеет очень красный цвет и звездное изображение на красной карте атласа. Однако на голубой карте ее изображение несколько отличается от изображений звезд.

92 — Изолированная компактная группа компактных галактик. Объект № 8 имеет голубой цвет и весьма компактное изображение на обеих картах Паломарского атласа. Вероятно, это все же звезда. Менее вероятно, однако не исключено, что объект № 1 также окажется звездой.

93 — Группа красных, весьма компактных галактик. В окрестности группы наблюдаются и другие компактные галактики. Объект № 1 имеет звездное изображение и очень красный цвет ( $CI_{int} \sim +2$ ). Не вполне компактные изображения имеют объекты № 3 и 6.

94 — Компактная группа весьма компактных галактик. В окрестности группы имеются и другие компактные галактики 18-ой величины. Объект № 2 может оказаться звездой.

95 — Компактная, изолированная группа смешанного типа. Галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы и имеет слабый ореол. Галактика № 3 имеет вытянутое и не вполне компактное изображение. Объекты № 2, 4 и 5 — компактные.

96 — Широкая вытянутая группа. Объекты № 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7 имеют компактные изображения, № 8, 9 и 15 — некомпактные галактики. Наиболее яркая галактика № 1 имеет компактное изображение и красный цвет, а объект № 5 имеет звездное изображение на красной карте и едва отличается от звезд на голубой карте атласа. Объект № 2 очень красный и имеет звездное изображение на обеих картах атласа, однако в голубом цвете он очень слабый. Группа находится в участке скопления Zw СIII 0829 + 52.

97 — Компактные изображения имеют галактики № 1, 2, 4 и 5. № 9 — не вполне компактная галактика, а 7 и 8 — слабые объекты. Особенно красный цвет имеют галактики № 1 и 2. Объект № 6 может оказаться проектирующейся звездой.

98 — Цепочка из восьми компактных галактик около яркой эллиптической галактики. Особенно компактные изображения на обеих картах атласа имеют объекты № 1, 2, и 3. Мы думаем, что почти наверно это галактики.

99 — Компактная группа, состоящая из красных и нейтральных компактных галактик. Объект № 7 имеет компактное изображение только в голубом цвете. Остальные члены группы имеют компактные изображения на красной карте атласа. Объекты № 1, 2, 3, 4 и 7 довольно компактны и в голубом цвете.

100 — Широкая группа типа цепочки, состоящая из компактных галактик красного цвета. Объекты № 7 и 8 могут оказаться проектирующимися звездами.

101 — Изолированная группа красных компактных галактик.

102 — Изолированная, не вполне компактная группа. Компактные объекты группы — № 2, 3, 4 и 6. Галактика № 1 имеет менее компактное изображение.

103 — Широкая группа компактных галактик красного цвета и близких яркостей. Весьма компактные изображения на красной карте атласа имеют объекты № 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 и 9. Среди них особенно красными цветами обладают объекты № 1, 3, 5 и 6. Объекты № 4, 8 и 9 на красной и голубой картах атласа имеют почти звездные изображения.

104 — Компактная группа галактик. Галактики № 1 и 2 — красные и компактные. Объект № 4 имеет голубой цвет и весьма компактное изображение. Остальные члены группы слабые.

105 — Компактная группа из четырех (№ 3, 4, 5 и 6) компактных, двух не вполне компактных (№ 1 и 2) и пяти слабых галактик. Почти все объекты — красные. Галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы и вокруг нее наблюдается слабый ореол.

106 — Изолированная группа, состоящая из слабых галактик, расположенных полукругом. Кроме яркой звезды на юге, все остальные объекты являются галактиками. Два относительно ярких объекта группы № 1 и 2 имеют компактные изображения. Остальные члены группы слабые и о степени их компактности судить трудно. Группа была внесена в список из-за ее интересной периферической структуры.

107 — Широкая, вытянутая цепочкой группа из слабых компактных галактик красного цвета. Объект № 3 может оказаться звездой.

108 — Изолированная группа из пяти компактных галактик красного цвета.

109 — Изолированная группа слабых компактных объектов. Объект № 3 имеет голубой цвет и звездоподобное изображение. По всей вероятности, это голубая звезда. Все члены группы очень компактные в обоих цветах и не исключено, что среди них окажется звезда.

110 — Изолированная компактная группа, состоящая из красных компактных галактик. Только объект № 5 имеет не вполне компактное изображение. Объект № 1 может оказаться звездой, хотя нам кажется, что скорее это галактика.

111 — Изолированная не вполне компактная группа компактных галактик. Группа имеет периферийную структуру. Компактные изображения имеют объекты № 1, 2, 3, 4, 6 и 7. Галактика № 8 — некомпактна. По всей вероятности № 3 — проектирующаяся звезда.

112 — Изолированная компактная группа. Объекты № 1, 2 и 3 компактные и очень красные. Галактики № 5 и 6 относительно слабые и имеют диффузные изображения. В двух минутах дуги к востоку от группы находится относительно яркая и весьма компактная в обоих цветах галактика.

113 — Изолированная компактная группа смешанного типа. Объект № 3 — голубой и весьма компактный. Не исключено, что это проектирующаяся на область звезда. Объекты № 7, 8 и 9 очень слабые. В группе четыре компактные галактики (№ 1, 2, 4 и 6). Галактика № 5 — вытянутая и имеет слабые придатки.

114 — Не вполне изолированная группа из пяти компактных галактик (№ 1, 2, 3, 4 и 7) и двух некомпактных галактик (№ 5 и 6). Объект № 8 — слабый.

115 — Несколько широкая группа, состоящая из красных весьма компактных галактик (№ 1, 3, 4 и 5). Особенно красный цвет имеет объект № 1. Объект № 2 — нейтральный и весьма компактный. Возможно, что это также галактика. Большинство галактик, входящих в группу, имеют близкие яркости.

116 — Цепочка, состоящая из близких по яркости весьма компактных галактик красного цвета. Объект № 3 может оказаться звездой. Остальные члены группы на обеих картах атласа имеют почти звездные изображения.

117 — Изолированная компактная группа компактных галактик. Объект № 1 имеет относительно голубой цвет и может оказаться проектирующейся на область звездой. Голубой цвет имеет также объект № 6. Галактики № 3, 4 и 5 — красные.

118 — Изолированная группа, состоящая из слабых галактик красного цвета.

119 — Компактная группа из двух весьма компактных (№ 2 и 4), двух менее компактных (№ 1 и 3) и двух слабых объектов (№ 5 и 6). Возможно, что галактика № 4 не входит в состав рассматриваемой тесной группы.

120 — Группа смешанного типа, состоящая из более или менее компактных (2, 3, 4 и 7) и некомпактных галактик. Яркая галактика группы имеет диффузное изображение.

121 — Бедная группа, состоящая из красных компактных галактик. Или это очень далекая широкая группа галактик высоких светимостей, или же это компактная группа, состоящая из галактик низких светимостей.

122 — Группа плохо изолирована. По всей вероятности, она входит в состав большого скопления галактик, богатого компактными галактиками и их группировками. Нас заинтересовала структура периферийного типа этой группы и то, что входящие в ее состав члены имеют весьма близкие яркости. Почти все более или менее яркие объекты группы имеют компактные изображения и красный цвет. Только объекты № 4 и 9 сравнительно голубые. Объект № 4 может оказаться звездой.

123 — Плохо изолированная, смешанная группа периферического типа, состоящая из компактных и некомпактных объектов, расположенных полукругом. Возможно, что объекты, расположенные к югу и к северу от группы, также входят в ее состав. Галактика № 2 имеет диффузное изображение, а вокруг галактики № 1 наблюдается слабый ореол.

124 — Широкая группа галактик. Весьма компактные изображения и красный цвет имеют галактики № 2, 3 и 7. Галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы и на красной карте атласа замечается окружающий ее очень слабый ореол. Не вполне компактное изображение имеет галактика № 4. Объекты № 13 и 14 очень слабы и диффузные. Объект № 5 может оказаться звездой.

125 — Изолированная компактная группа. Яркие галактики группы: № 1, 2, 3, 4, 6, 7 и 9 имеют весьма компактные изображения.

126 — Широкая группа, состоящая из компактных галактик близких яркостей. К югу от группы расположено отдаленное скопление Zw CIII 1238 + 53. Хотя скопление Цвикки и рассматриваемая группа примыкают друг к другу, впечатление такое, что они физически друг с другом не связаны и что скопление Цвикки состоит из более отдаленных объектов. Может быть, было бы правильнее отнести эту группу к объектам, занимающим промежуточное положение между компактными группами и протяженными скоплениями компактных галактик.

127 — Не вполне изолированная компактная группа смешанного типа, состоящая из трех компактных (№ 2, 3 и 5), двух не вполне компактных (№ 1 и 4) и двух слабых (№ 6 и 7) галактик.

128 — Изолированная компактная группа красных галактик. Яркие члены группы № 1, 2 и 3 имеют компактные изображения. Менее яркие галактики № 4 и 5 имеют менее компактные изображения. Объекты № 6 и 7 — слабые.

129 — Группа красных галактик, имеющая периферийную структуру. Галактики № 1, 3 и 4 имеют весьма компактные изображения. Относительно голубой объект № 2 может оказаться проектирующейся звездой.

130 — Компактная группа не вполне компактных объектов красного цвета, расположенных дугой. Нейтральный объект № 5 может оказаться звездой.

131 — Компактная группа, состоящая из трех компактных (№ 2, 4 и 6), одного более или менее компактного (№ 1) и двух не вполне компактных (№ 3 и 5) объектов.

132 — Изолированная компактная группа смешанного типа. Группа состоит из трех компактных (№ 2, 3 и 5), одного не вполне компактного (№ 1) и одного диффузного (№ 4) объектов. Все члены группы красные. Особенно компактное изображение и красный цвет имеет объект № 2.

133 — Изолированная компактная группа, состоящая из красных компактных галактик. Самый яркий член группы, галактика № 1, имеет слабый ореол, который лучше виден на голубой карте атласа. Объект № 2 может оказаться звездой.

134 — Изолированная не вполне компактная группа, состоящая из красных компактных галактик. Только объект № 5 — нейтральный. Вероятно, это — звезда.

135 — Группа смешанного типа с периферической структурой. Галактика № 2 не вполне компактная, а галактика № 1, имеет диффузное изображение и, возможно, не входит в состав группы. Остальные члены группы имеют довольно компактные изображения и красный цвет, за исключением нейтральных объектов № 5 и 8, которые могут оказаться звездами.

136 — Не вполне компактная группа периферического типа. Она состоит из слабых компактных галактик, красных и нейтральных, расположенных парами. Объект № 7 может оказаться звездой.

137 — Компактная группа компактных галактик. Все члены группы имеют красный цвет, только объекты № 5 и 8 — нейтральные. Компактные изображения имеют объекты № 1, 2, 4, 5, 7, 8 и 9. Из них № 1 и 5 могут оказаться звездами.

138 — Не вполне изолированная группа периферического типа, состоящая из красных компактных галактик (1, 2, 3, 4, 5 и 7). Особенно компактное изображение и красный цвет имеет объект № 1. Объект № 3 может оказаться звездой. В окрестности группы имеются и другие компактные галактики.

Авторы выражают глубокую признательность директору Бюраканской обсерватории В. А. Амбарцумяну за ценную дискуссию в процессе работы, а также помощь и полезные советы при выборе объектов, вошедших в настоящий список.

Центральный институт астрофизики  
АН ГДР  
Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

### COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. III

F. W. BAIER, M. B. PETROSIAN, H. TIERSCH, R. K. SHAHBAZIAN

The third list of compact groups of compact galaxies is presented. The list contains 54 new objects of this type, discovered in Byurakan on the maps of the Palomar Sky Atlas.

The study covered completely the  $+60^\circ$ ,  $+66^\circ$ ,  $+72^\circ$  and partly the  $+30^\circ$ ,  $+36^\circ$ ,  $+54^\circ$  zones of the Sky Atlas.

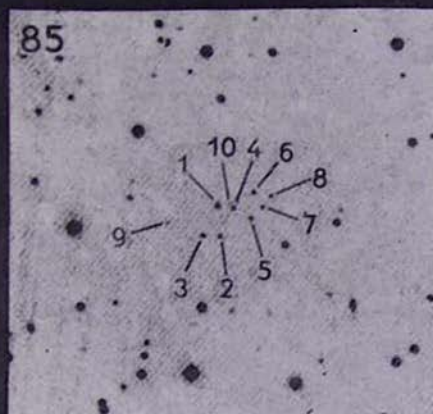
The identification charts of all groups in red colour are given.

### ЛИТЕРАТУРА

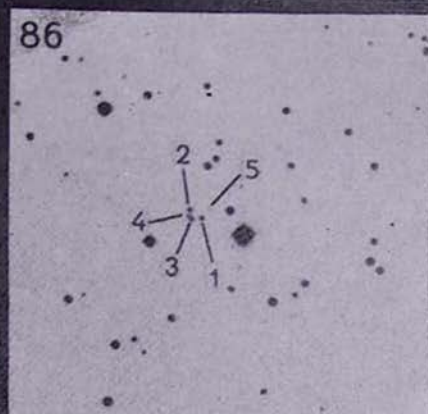
1. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1974.

Север сверху. Восток слева. Масштаб 1 мм = 8.9. В левом верхнем углу отмечены номера, под которыми группы приводятся в списке.

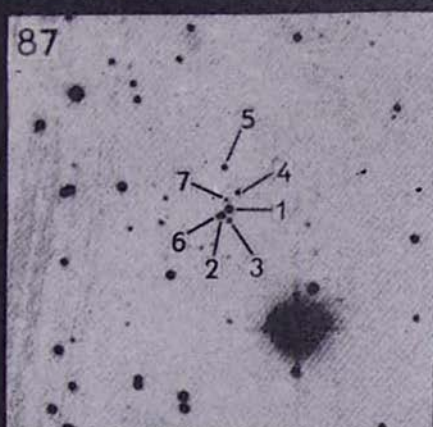
85



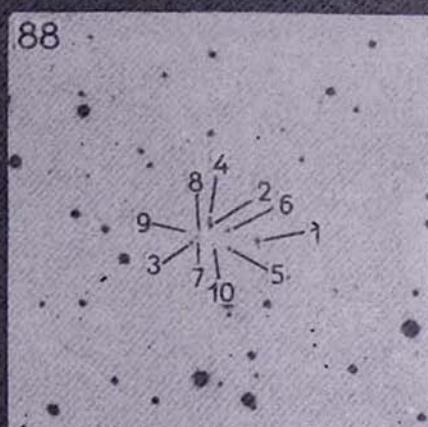
86



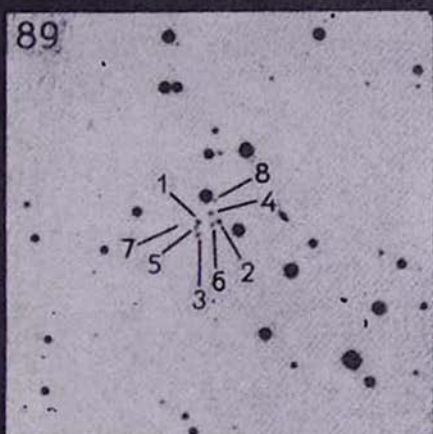
87



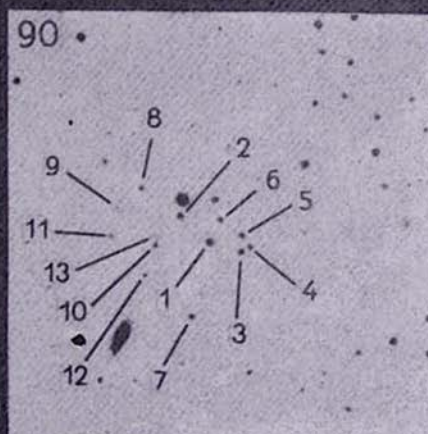
88



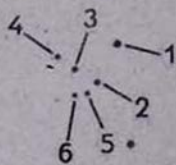
89



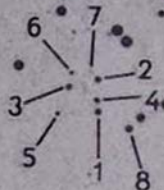
90



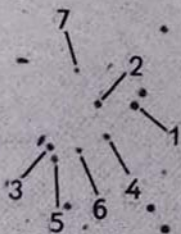
91



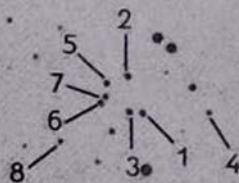
92



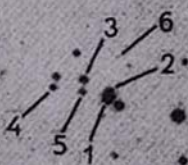
93



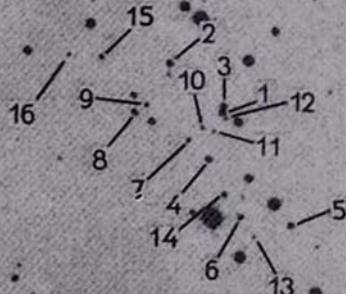
94



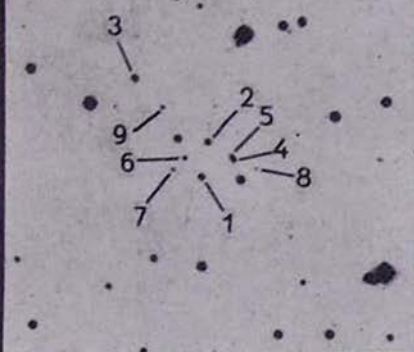
95



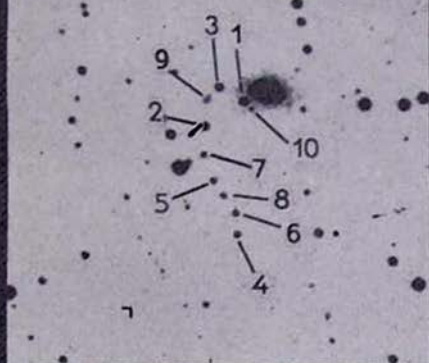
96



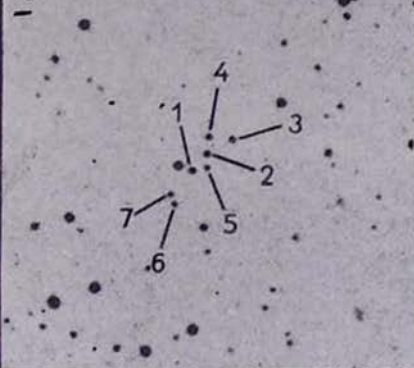
97



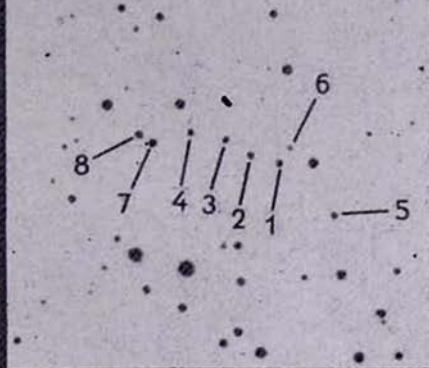
98



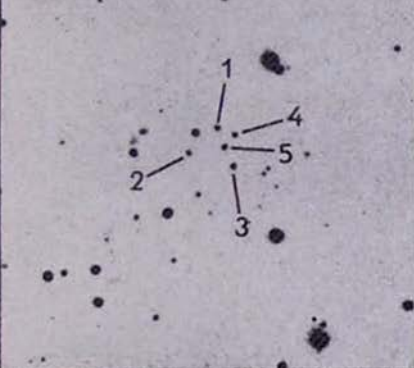
99



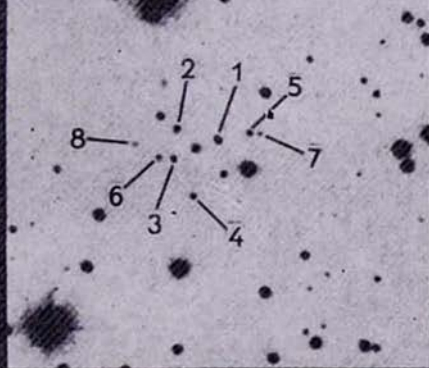
100



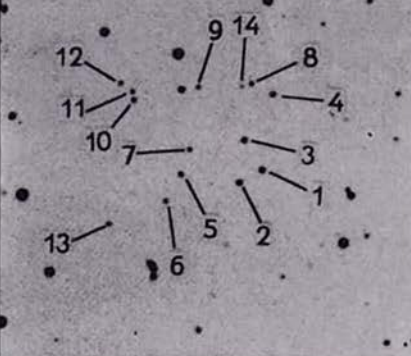
101



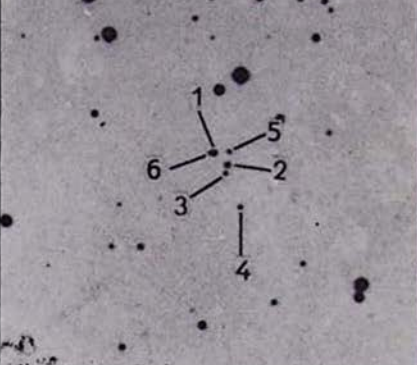
102



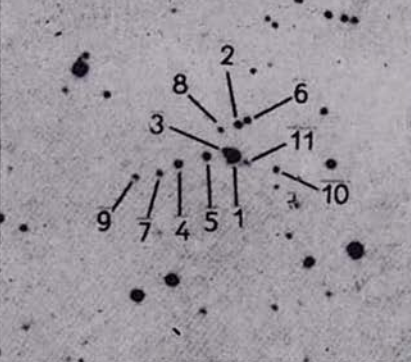
103



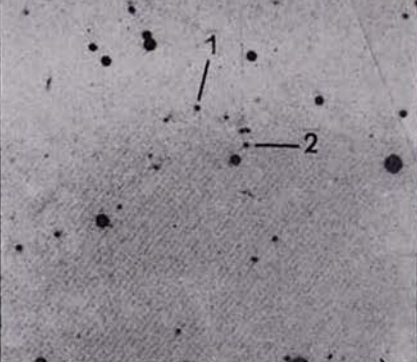
104



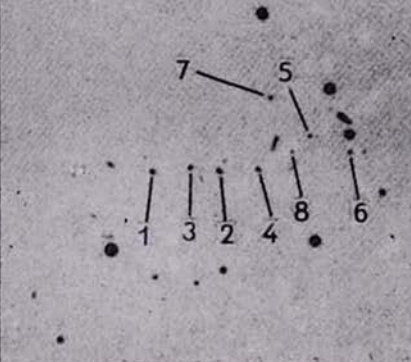
105



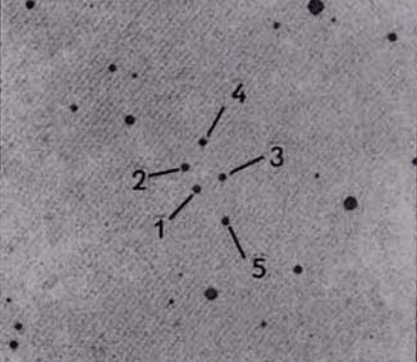
106



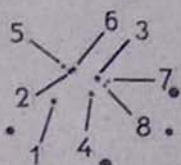
107



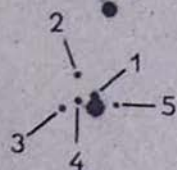
108



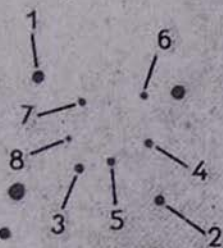
109



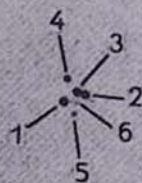
110



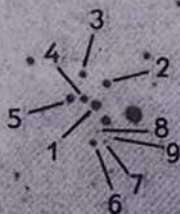
111



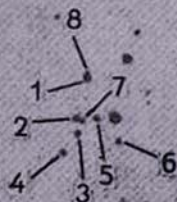
112



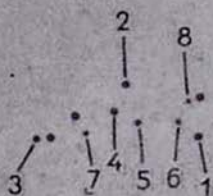
113



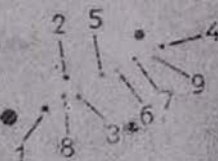
114



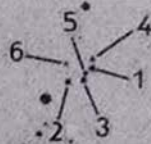
115



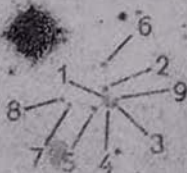
116



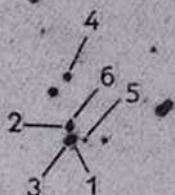
117



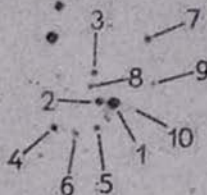
118



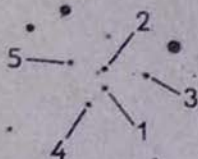
119



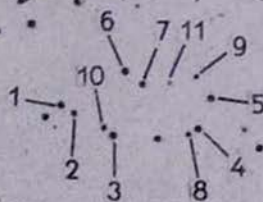
120



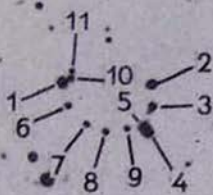
121



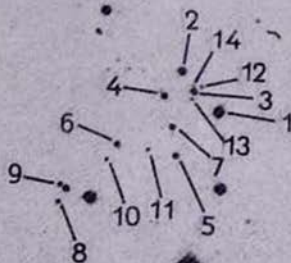
122



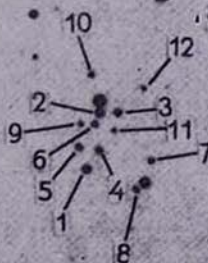
123



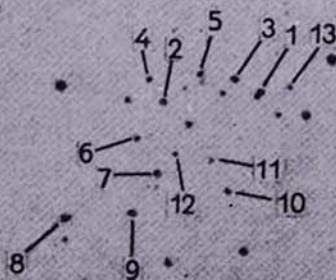
124



125



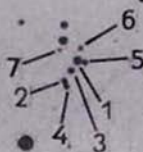
126



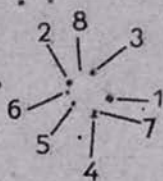
127



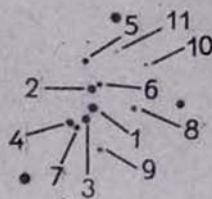
128



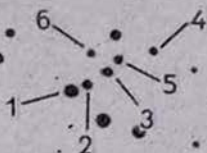
129



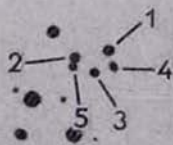
130



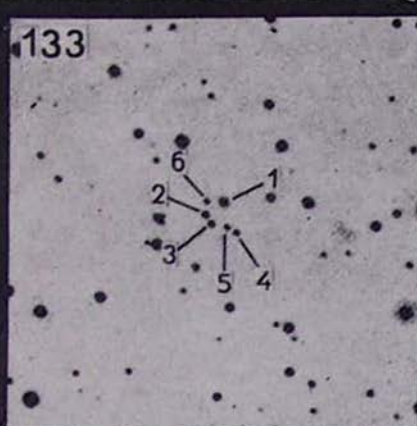
131



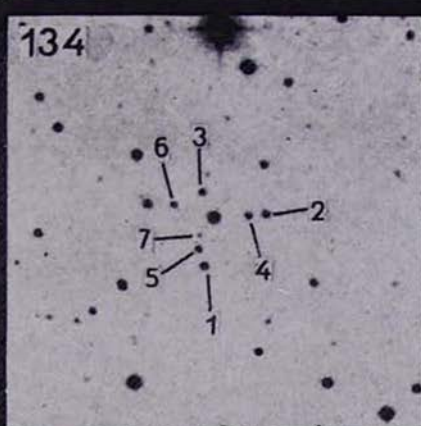
132



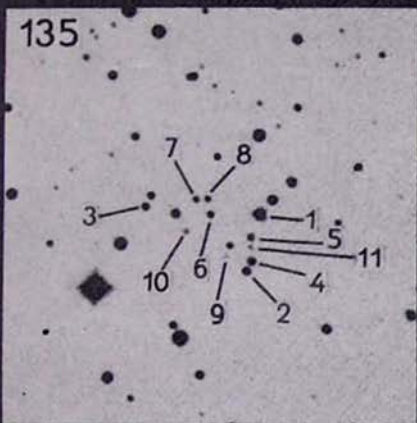
133



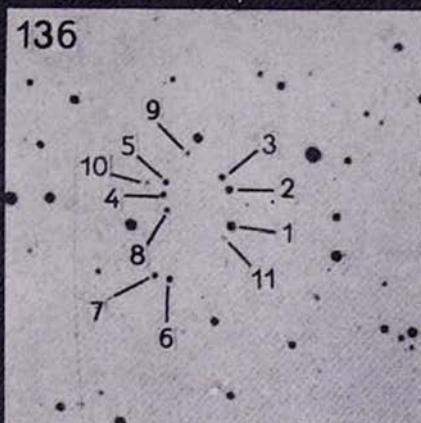
134



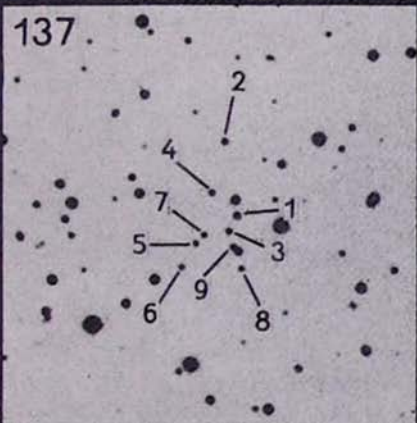
135



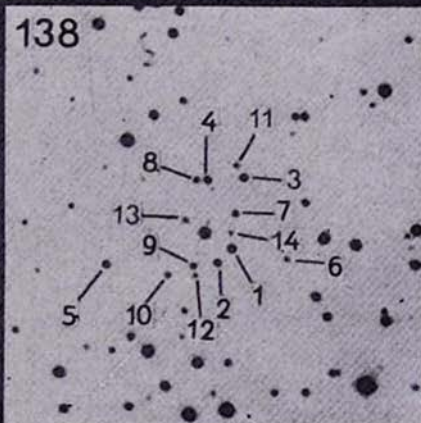
136



137



138



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## SIMULTANEOUS OPTICAL AND RADIO OBSERVATIONS OF FLARE STARS IN THE PLEIADES

H. M. TOVMASSIAN, G. HARO, J. C. WEBBER, G. W. SWENSON, Jr.,  
K. S. YANG, K. M. YOSS, D. DEMING, R. F. GREEN

Received 26 May 1974

Simultaneous optical (at Tonantzintla, Palomar and Prairie Observatories) and radio (at the Vermilion River and Owens Valley Radio Observatories) observations of the flare stars in the Pleiades cluster were made from 1 to 6 October 1972.

11 optical flare-ups were detected. One large flare-up ( $>8^m$  in U) was accompanied by radio flare at 170 MHz. The ratio of optical to radio energy output of this flare is about  $6 \cdot 10^3$ .

*1. Introduction.* To study the behaviour of flare stars at radio wavelengths a few flare stars of UV Ceti type in the solar neighbourhood have been monitored for several hundred hours [1-7]. Only a few radio flares have been recorded, since a flare event does not occur often. More promising are observations of groups or clusters of flare stars, in which the probability of detection of a flare is much higher for the large number of flare stars in the group. Observations of the Orion nebula region rich with flare stars, have been conducted by Slee and Higgins [8]. In spite of a large dilution factor ( $\sim 1000$ ) in intensity in comparison with flare stars in the solar neighbourhood, the observations made during only 34 hours resulted in the detection of 9 bright flares. Seven of the optical flares appeared to be accompanied by detectable radio emission at 136/150 MHz.

The Pleiades cluster represents another good location to look for radio emission from flare stars. As it is shown by Ambartsumian et al. [9] the number of flare stars in the Pleiades must be about 1000, and more than 400 of which have been detected up to March,

1974. Moreover, the distance of the Pleiades, equal to 126 pc, is more than threefold less than the distance of the Orion nebula ( $\sim 400$  pc). Thus the probability of detection of both optical and radio flares in the Pleiades is very high.

In the present paper the results of an experiment which attempted to detect the radio emission of the flare stars in the Pleiades are given. Simultaneous optical and radio observations were made from 1 to 6 October, 1972, at the following observatories:

1. Tonantzintla Observatory, Mexico,
2. Hale Observatories, California,
3. Prairie Observatory, Illinois,
4. Vermilion River Radio Observatory, Illinois,
5. Owens Valley Radio Observatory, California.

II. *Optical observations.* 1. *Observations at Tonantzintla Observatory.* Observations were made as part of a regular search of the Pleiades region carried out at Tonantzintla with the 24" Schmidt telescope. During the six first days of October 1972, 22 ultraviolet multiple exposure plates centered in Alcyone were obtained. The number of different exposures was 122 and the total time of effective observations,  $25^h 10^m$ . In some of the plates 6 successive exposures of 10 minutes each were made, with a time interval between exposures of less than one second. In some cases 8 exposures of 10 minutes each were made and in the remainder, 6 exposures of 15 minutes each. On the average, the limiting U magnitude of this material is  $17^m.0$ . Table 1 contains the information of the dates (UT), the total times of observations spent each day and

Table 1

PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS AT TONANTZINTLA

| Data (1972) | Times (UT)            | Number of detected flare-ups |
|-------------|-----------------------|------------------------------|
| 1 Oct.      | $6^h 03^m - 8^h 12^m$ | 1                            |
| 2 Oct.      | 5 56 — 9 16           | 2                            |
| 3 Oct.      | 5 50 — 10 42          | 2                            |
| 4 Oct.      | 5 01 — 11 00          | 1                            |
| 5 Oct.      | 5 29 — 11 05          | 0                            |
| 6 Oct.      | 5 43 — 11 11          | 3                            |

the numbers of flare-ups detected in a given day. The flare-ups detected at Tonantzintla are listed in Table 2; the first column gives the original number assigned to the flare star; A-means Asiago and T-To-

Table 2

## OPTICAL FLARE-UPS DETECTED AT TONANTZINTLA

| Original No.<br>Flare Stars | Star     | R. A.<br>(1900)                   | Dec.<br>(1900) | Mag. in<br>U (Mini-<br>mum) | Mag. in<br>U (Maxi-<br>mum) | Date<br>(UT) | Time at<br>Maximum             | Notes |
|-----------------------------|----------|-----------------------------------|----------------|-----------------------------|-----------------------------|--------------|--------------------------------|-------|
| A 66                        | —        | 3 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> .4 | +23° 21'       | 20:                         | 14.2                        | 1 Oct.       | 7 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> | 1—2   |
| T 35b                       | —        | 3 34.1                            | 24 28          | 19.8                        | 15.8                        | 2 Oct.       | 6 21                           | 2     |
| T 53b                       | —        | 3 44.1                            | 24 18          | 22:                         | 13.5                        | 2 Oct.       | 8 26                           | 2—3   |
| T 18                        | —        | 3 41.5                            | 22 02          | 18.2                        | 16.6                        | 3 Oct.       | 7 36                           | —     |
| T 75                        | —        | 3 38.9                            | 25 02          | 16.3                        | 14.3                        | 3 Oct.       | 9 34                           | 2     |
| T 40b                       | —        | 3 38.1                            | 25 21          | 14.8                        | 12.0                        | 4 Oct.       | 6 18                           | 2—4   |
| T 39b                       | —        | 3 37.6                            | 25 17          | 19.0                        | 16.0                        | 6 Oct.       | 6 38                           | 2     |
| T 55                        | HII 2411 | 3 43.7                            | 24 01          | 16.8                        | 16.3                        | 6 Oct.       | 8 28                           | 5     |
| T 160                       | HII 347  | 3 38.5                            | +24 32         | 16.6                        | 15.9                        | 6 Oct.       | 8 58                           | 2—6   |

## Notes to Table 2:

1) In the case of flare star A 66 in the first exposure of the plate taken from 7<sup>h</sup>12<sup>m</sup> to 7<sup>h</sup>22<sup>m</sup> the outburst reaches the maximum, mag. U is equal to 14.2. In the second exposure, from 7<sup>h</sup>22<sup>m</sup> to 7<sup>h</sup>32<sup>m</sup>, mag. U is equal to 14.9. In the third exposure, from 7<sup>h</sup>32<sup>m</sup> to 7<sup>h</sup>42<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.2. In the fourth exposure from 7<sup>h</sup>42<sup>m</sup> to 7<sup>h</sup>52<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.8. In the fifth and sixth exposures of this plate the star is not visible. In the preceding plate, in the last exposure which ended at 7<sup>h</sup>03<sup>m</sup> the star was not visible.

2) The photographic reproduction of the flare-up has been published by Haro et al. [10].

3) In the case of flare star T 53b in the first exposure of the plate taken from 3<sup>h</sup>16<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>26<sup>m</sup>, mag. U is equal to 13.7. In the second exposure, from 8<sup>h</sup>26<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>36<sup>m</sup>, mag. U is equal to 13.5. In the third exposure, from 8<sup>h</sup>36<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>46<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.0. In the fourth exposure, from 8<sup>h</sup>46<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>56<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.8. In the fifth and sixth exposures of the plate, the star is not visible. In the preceding plate the last exposure which ended at 8<sup>h</sup>10<sup>m</sup> the star was not visible. In the blue and red Mt. Palomar glass copy plates the star does not appear. We suppose that the peak of the outburst took place at 8<sup>h</sup>26<sup>m</sup>.

4) The maximum of the outburst of flare star T 40b is reached in the first exposure of the plate taken from 6<sup>h</sup>11<sup>m</sup> to 6<sup>h</sup>26<sup>m</sup>, mag. U is equal to 12.0. After the first exposure the brightness decreases monotonically and is still brighter than at normal minimum during the last exposure that ends at 7<sup>h</sup>41<sup>m</sup>. This is one of the brightest flare star found in the Pleiades region.

5) Flare star T 55 (HII 2411), a Hyades member, flare-up in the eighth and last exposure of a plate taken from 8<sup>h</sup>23<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>33<sup>m</sup>. In the following plate, in which the first exposure was taken 7 minutes later, the star appears at normal minimum.

6) Flare star T 160 (HII 347) in the first exposure of the plate taken from 8<sup>h</sup>43<sup>m</sup> to 8<sup>h</sup>53<sup>m</sup> appears at normal minimum. In the second exposure from 8<sup>h</sup>53<sup>m</sup> to 9<sup>h</sup>03<sup>m</sup>, mag. U is equal to 15.9. In the third exposure taken from 9<sup>h</sup>03<sup>m</sup> to 9<sup>h</sup>13<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.2. In the fourth exposure taken from 9<sup>h</sup>13<sup>m</sup> to 9<sup>h</sup>23<sup>m</sup>, mag. U is equal to 16.4. From exposure five through eight — 9<sup>h</sup>23<sup>m</sup> to 10<sup>m</sup>03<sup>m</sup> — the star goes back to minimum.

nantzintla. Of the 9 flare stars listed, 5 were already known flare stars in which the outbursts repeated, the other 4 (indicated by letter b) were „new“ flare stars. The coordinates and magnitudes in U during minimum are just approximate. The magnitude U at maximum was derived using as standards the U magnitudes from Johnson and Mitchell [11], the time at maximum corresponds either to the mid-point of the exposure when the star reaches its maximum or to the time obtained from the derived light curve.

2. *Observations at Palomar.* Observations were made with Palomar 18" Shmidt. While Moon was down, Kodak Commercial film, baked 24 hours at 63°C, was used with a Schott GG13 filter. This film has the spectral response of an O emulsion and yields a standard B magnitude. Four 15-minute exposures were taken on each film, with a limit of 17-th magnitude per exposure. With the Moon up, an amber Kodak Wratten 106 filter in combination with GAF 2863 film, a panchromatic emulsion with spectral sensitivity that cuts off just before H<sub>α</sub> was applied. It gives an approximate V magnitude with maximum response at about 5500Å. Again, four exposures were taken on each film, with exposure times of 3 to 5 minutes each, depending on the brightness of the Moon.

Magnitudes were determined with an iris photometer on the bases of photographic measurements by Johnson and Mitchell [11]. Pre-flare magnitudes were estimated by Charles Kowal from the Palomar Sky Survey prints. Positions were obtained with a Grant measuring engine on the bases of 1900 coordinates given by Hertzsprung [12]. The total times of observations and the number of flare-ups detected at Palomar are given in Table 3. In Table 4 the information on the detected flare-ups is given. The large flare-up observed in B was detected also in Tonantzintla in U. The finding charts for the flares detected only at Palomar are presented in Fig. 1.

Table 3

PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS AT PALOMAR

| Date (1972) | Times (UT)                                                       | Number of<br>detected flare-ups |
|-------------|------------------------------------------------------------------|---------------------------------|
| 1 Oct.      | 10 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> —11 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | 1                               |
| 2 Oct.      | 06 23 —11 20                                                     | 1                               |
| 3 Oct.      | 05 58 —11 18                                                     | —                               |
| 4 Oct.      | 05 52 —09 52                                                     | 1                               |

Table 4

## OPTICAL FLARE-UPS DETECTED AT PALOMAR

| Original No.<br>Flare Stars | Star     | R. A.<br>(1900)                                | Dec.<br>(1900) | Mag. in<br>Minimum | Date<br>(UT) | Mag. in<br>Maximum | Time at<br>Maximum              |
|-----------------------------|----------|------------------------------------------------|----------------|--------------------|--------------|--------------------|---------------------------------|
| P 1                         | —        | 3 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 20 <sup>s</sup> | +25°52.3       | 15.3(V)            | 1 Oct.       | 14.8 (V)           | 11 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> |
| P 2, T 53b                  | —        | 3 44 03                                        | 24 18.5        | >21 (B)            | 2 Oct.       | 15.5 (B)           | 08 21                           |
| P 3                         | HII 2940 | 3 45 09.1                                      | 24 10.75       | 16.65 (B)          | 4 Oct.       | 16.15(B)           | 07 36                           |

3. *Observations at Prairie Observatory.* The 102-cm reflector at Prairie Observatory was used for direct photography at  $f/8$  focal ratio; the resulting field was  $0.9 \times 1.2$  degrees, thus covering the central region of the cluster. Exposures were 10 minutes each on unfiltered Ia-O emulsion; they were limited by cluster nebulosities rather than moonlight. The limiting magnitude was 17<sup>m</sup>, and no flares with  $m \geq 0.3$  magnitude were observed.

III. *Radio observations.* 1) *Observations at the Vermilion River Observatory.* Observations were made at a frequency of 170 MHz with the 37-meter radio telescope of the University of Illinois. A receiver on loan from the NRAO had a system noise of 1200°K. An IF bandwidth of 2 MHz was employed to reduce contributions from man-made interference at low frequencies which was frequently severe at the site of the radio telescope. During observations reported here the interference was relatively less. Two helical feeds were employed: one on-axis the width of which at half-power points is equal to  $4.5^\circ$ , and pointed towards the Alcyone covers the whole region of the Pleiades, and one providing a comparison beam eight degrees south of the main beam. A three-port Dicke switch was used, which switched between main beam, comparison beam and a resistive load at ambient temperature. Two programmable phase detectors provided outputs representing main beam minus load and comparison beam minus load. The comparison of records of both outputs permitted distinguishing the external interference and gain fluctuations of the receiving system from the expected radio flares of flare stars. A noise generator was used to inject a 40°K calibration signal. The phase detectors were balanced by a programmable gain modulator which acted only upon the resistive-load segment of the IF signal.

Calibration of the sensitivity of the overall system was done by taking declination scans of Cygnus A and Taurus A, whose flux densities were assumed to be 8700 and 1500 f.u. respectively (1 f.u.  $\equiv 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ). The average measured sensitivity was  $12.6 \pm 2 \text{ f.u./}^\circ\text{K}$ , corresponding to a system overall efficiency of 21 percent.

In total, only 8 hours 40 minutes of relatively interference-free observations were made during the observing period from 1 to 6 October, 1972. Observations obtained from 07<sup>h</sup>15<sup>m</sup> to 08<sup>h</sup>20<sup>m</sup> and from 09<sup>h</sup>20<sup>m</sup> to 09<sup>h</sup>40<sup>m</sup> on the 1 October (in UT), from 07<sup>h</sup>30<sup>m</sup> to 10<sup>h</sup>20<sup>m</sup> on the 2 October, from 07<sup>h</sup>45<sup>m</sup> to 08<sup>h</sup>30<sup>m</sup> on 3 October, from 09<sup>h</sup>00<sup>m</sup> to 09<sup>h</sup>20<sup>m</sup> and from 09<sup>h</sup>30<sup>m</sup> to 10<sup>h</sup>10<sup>m</sup> on the 5 October, and from 06<sup>h</sup>08 to 06<sup>h</sup>50<sup>m</sup> and from 08<sup>h</sup>00<sup>m</sup> to 10<sup>h</sup>00<sup>m</sup> on the 6 October are relatively free from interference which makes only about 7<sup>h</sup>40<sup>m</sup> of useful observations made simultaneously with optical observations.

2. *Observations at Owens Valley Radio Observatory.* The 40 meter telescope at OVRO was used for observations at 327 MHz. A total power system was employed on 1 and 2 October, and a switched radiometer on 3 to 6 October. Observations were severely hampered by electrical storms and by airborne communications. Only a few hours of satisfactory data were obtained, mostly on 5 and 6 October. Baseline drift and the lack of an off-source comparison beam made it impossible to determine if any radio flare were detected.

IV. *Results and discussion.* Due to bad weather at Tonantzintla, Palomar and Prairie Observatories, and heavy interference at the Vermilion River and Owens Valley Radio Observatories, the total duration of simultaneous optical and radio observations of the Pleiades is less than 8 hours.

The inspection of radio records obtained at the VRO revealed a radio event associated by a large optical flare (T53b) on 2 October, observed at Tonantzintla and Palomar. Although the radio record is not free from interference, the presence of a radio flare seems to be definite. The star which flared is very weak — it is fainter than 22<sup>m</sup> in U and fainter than 21<sup>m</sup> in B — and thus is a dwarf of late M type with absolute magnitude equal to or greater than  $V = 15.0$ , if it is a member of the Pleiades. As it is shown by Haro [13] at least 25% of 437 flare stars, discovered up to March 1974 in an area of about 20 square degrees centered in Alcyone may not belong to the Pleiades cluster. Therefore it is difficult to say with certainty if the detected

flare stars without known proper motions are members or non-members of the Pleiades group. They can be members of the Hyades, members of UMa stream which are widely dispersed over the sky or members of some other groups of stars or just field stars. It may be a relatively nearby star similar to van Biesbrock's star on which Herbig [14] found a flare-up. Radio and light curves of this flare-up are shown in Fig. 2.

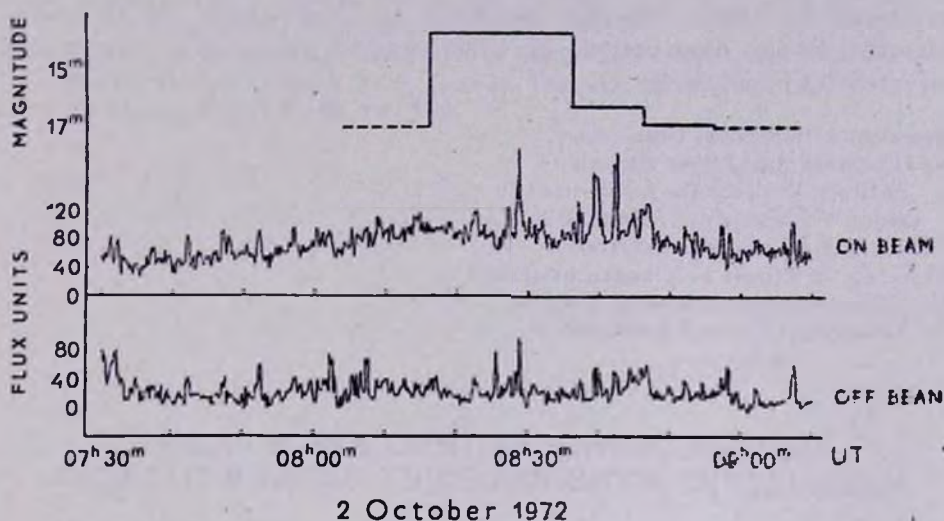


Fig. 2. The light (in U) and radio (at 170 MHz) curves of the flare occurred on 2 October, 1972.

The radio curve was plotted by reading off the positions of the recorder pen above an arbitrary zero level at intervals of 12 sec. The comparison beam minus load output is also presented in the same way in Fig. 2. The optical and radio flares started and finished almost simultaneously, the radio one being just slightly longer. The peak radio flux density of this flare is about 35 f.u. (corrected for being at the distance of 22 arc min from the beam center). The energy emitted at radio wavelengths is about  $4 \cdot 10^{28}$  J, assuming that the spectral index of the flare is equal to  $-1.65$  [8] and that the star radiates uniformly through  $4\pi$  steradians. It was also assumed that the star is a member of the Pleiades the distance of which is 126 pc. The optical energy of the flare was calculated assuming that a star with radius of  $0.1 R_{\odot}$  radiates as a black-body with a temperature of about  $3000^{\circ}\text{K}$  and flares uniformly into  $4\pi$  steradians. The excess flare power  $B_e$ , of the order of  $2.5 \cdot 10^{29}$  J, was obtained from the relationship  $I_{B_e} = I_{20} (10^{-0.4 m_B} - 1)$ .

Thus the ratio of optical to radio energy output of the flare is about  $6 \cdot 10^2$ , which is of the order of that found by other observers for UV Ceti type flare stars and flare stars in the Orion stellar association. Obtained ratio of optical to radio energy output of the flare will not change appreciably if the star is not a member of the Pleiades cluster.

Only the upper limits of radio flares, equal to about 30 f.u. could be stated for three flare-ups observed at Tonantzintla on the 6-th October. Radio observations of other optical flares are very much affected by interference.

Byurakan Astrophysical Observatory,  
 NRAO, Green Bank, West Virginia,  
 Instituto Nacional De Astrofisica  
 Optica Y Electronica, Tonantzintla,  
 University of Illinois Observatory,  
 University of Illinois at Urbana-Champaign,  
 Hale Observatories, California Institute  
 of Technology, Carnegie Institution of  
 Washington.

## ОДНОВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И РАДИО- НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

Г. М. ТОВМАСЯН, Г. АРО, ДЖ. С. ВЕББЕР, Г. В. СВЕНСОН,  
 К. С. ЯНГ, К. М. ЙОСС, Д. ДЕМИНГ, Р. Ф. ГРИН

Представлены результаты одновременных оптических (в обсерваториях Тонанцинтла, Паломарской и Прерии) и радио (в радиоастрономических обсерваториях Вермилион Ривер и Оуэнс Велли) наблюдений вспыхивающих звезд в Плеядах, выполненных с 1 по 6 октября 1972 г.

Обнаружено 11 оптических вспышек. Одна вспышка ( $> 8^m$  в U) была сопровождается радиовспышкой, зарегистрированной на частоте 170 Мгц. Отношение энергий этой вспышки в оптическом и радиодиапазонах равно около  $6 \cdot 10^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. B. Lovell, P. L. Whipple, L. H. Solomon, *Nature*, 198, 228, 1963.
2. B. Lovell, P. L. Whipple, L. H. Solomon, *Nature*, 201, 991, 1964.
3. O. B. Slee, L. H. Solomon, G. E. Patston, *Nature*, 199, 991, 1963.

4. *P. F. Chugainov, B. Lovell*, *Nature*, 203, 1213, 1964.
5. *C. S. Higgins, L. H. Solomon, F. M. Bateson*, *Austr. J. Phys.*, 21, 725, 1968.
6. *B. Lovell*, *Nature*, 222, 1126, 1969.
7. *B. Lovell*, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, 12, 98, 1971.
8. *O. B. Slee, C. S. Higgins*, *Austr. J. Phys.*, 24, 247, 1971.
9. *V. A. Ambartsumian et al.*, *Astrofizika*, 8, 485, 1972.
10. *G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez*, *Boletin Instituto Tonantzintla*, 1, 3, 1973.
11. *H. L. Johnson, R. I. Mitchell*, *Ap. J.*, 128, 33, 1958.
12. *E. Hertzsprung et al.*, *Ann. Leiden Obs.*, XIX A, 1947.
13. *G. Haro*, "An Observational Approach to Stellar Evolution", paper presented at the 142 Meeting of the A. A. S., Lincoln, Nebraska, 26—29 March, 1974.
14. *G. H. Herbig*, *P. A. S. P.*, 68, 531, 1956.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

### ПЕРЕМЕННОСТЬ ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ В КОНТИНУУМЕ И ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ

А. М. ЧЕРЕПАЩУК

Поступила 21 февраля 1974

В течение пяти лет проводились узкополосные ( $\Delta\lambda = 90 \text{ \AA}$ ) фотозлектрические наблюдения HD 191765 (WN 6) и HD 192103 (WC 7) в континууме  $\lambda 4789$  и эмиссионных полосах  $\lambda 4686$  и  $4653$ . Для обеих звезд WR среднеквадратическая амплитуда переменности составляет  $0^m.010$ — $0^m.014$  для континуума и  $0^m.019$ — $0^m.023$  для интенсивностей эмиссионных полос. Характерное время переменности континуума и линий — несколько суток. Блеск обеих звезд WR в континууме держался в среднем постоянным в течение пяти лет в пределах  $\pm 0^m.005$ . Интенсивности эмиссионных полос в течение пяти лет в среднем также были постоянны в пределах  $\pm 0^m.02$ . Не обнаружено заметных флуктуаций континуума и линий в течение ночи. Средняя амплитуда переменности континуума изученных звезд WR в три-четыре раза меньше средней амплитуды физической переменности «ядра» звезды WR в двойной системе V 444 Cyg, что может служить указанием на то, что HD 191765 и HD 192103 — действительно одиночные звезды WR, лишённые каких-либо спутников.

Оптическая переменность одиночных звезд типа Вольфа-Райе (WR) до последнего времени исследовалась либо с помощью широкополосных фотометрических наблюдений [1—3], либо спектрофотометрической методикой [4—7]. Оба этих метода не позволяют изучать раздельно переменность интенсивности линий и континуума. Поскольку эмиссионные линии (вклад которых в интегральный поток звезд WR достигает 50—60 % [8]) и континуум формируются в областях с различными физическими условиями, естественно ожидать различия в их переменности. Это различие является дополнительным источником информации о природе звезд WR.

Узкополосные фотозлектрические наблюдения двух одиночных звезд WR HD 191765 и HD 192103 проведены нами в период с 1969 г.

по 1973 г. на 60- и 48-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ. HD 191765 (WN 6) исследовалась в двух областях:  $\lambda$  4686 (эмиссионная линия He II) и  $\lambda$  4789 (континуум). HD 192103 (WC 7) изучалась в областях:  $\lambda$  4653 (эмиссионная полоса C II—C IV, N III) и  $\lambda$  4789 (континуум). Наблюдения проводились на узкополосном электрофотометре с интерференционными клиновыми фильтрами, описанном в [9]. Ширина по половинной интенсивности контура полосы пропускания фотометра в этой области спектра составляет 60 Å, эффективная ширина полосы пропускания (с учетом крыльев контура) — около 90 Å. Звездой сравнения была HD 191917 ( $m_{\text{в}}$  = 7.8, B3), контрольной служила звезда K [10]. Для каждой  $\lambda$  наблюдения велись дифференциальным способом по схеме: HD 191917—K—WR—HD 191917—K—WR—и т. д. По выполнении  $\sim 4$  измерений блеска в данной  $\lambda$ , последняя изменялась, и наблюдения повторялись по той же схеме. Используя наблюдения в континууме  $\lambda$  4789 и данные о среднем распределении энергии в спектре звезды WR в этой области спектра, можно вычислить интенсивность континуума, расположенного „под“ эмиссионной полосой  $\lambda$  4686 или  $\lambda$  4653. Разность между измеренной интенсивностью излучения в эмиссионной области спектра ( $\lambda$  4686 или  $\lambda$  4653) и интенсивностью низлежащего континуума „дает абсолютную интенсивность эмиссионной полосы, выраженную в долях интенсивности излучения звезды сравнения HD 191917 в соответствующей области спектра. Если известно абсолютное распределение энергии в спектре звезды сравнения HD 191917, то интенсивности эмиссионных полос  $\lambda$  4686 и  $\lambda$  4653 могут быть выражены в абсолютных энергетических единицах. Таким образом, в отличие от результатов работ [1—7], наши данные позволяют исследовать независимо переменность интенсивности континуума и эмиссионных линий. Предварительные результаты наблюдений за период J.D. 2440420—96 опубликованы в [11]. В дальнейшем оптическая схема фотометра была несколько изменена — интерференционный клиновый фильтр был установлен позади (а не впереди) диафрагмы, что привело к незначительному уширению полосы пропускания фотометра. Поэтому в интенсивности эмиссионных линий, полученные в период J.D. 2440496—2441958 была внесена поправка — 0.06 (уширение полосы пропускания фотометра на  $\sim 5\%$  практически не повлияло на узкополосные наблюдения в континууме  $\lambda$  4789).

Результаты исследования переменности указанных звезд WR от ночи к ночи представлены в табл. 1 и на рис. 1. Все результаты выражены по отношению к звезде сравнения HD 191917 в звездных величинах. В табл. 1 в третьем и шестом столбцах даны интенсивно-

сти эмиссионных полос  $\lambda$  4686 и  $\lambda$  4653, определенные способом, описанным выше, и выраженные в звездных величинах. Каждое значение—среднее за ночь (4—6 измерений). На рис. 1 приведены (снизу вверх):

Таблица I

| J.D.<br>244... | HD 191765            |                      | J.D.<br>244... | HD 192103            |                      |
|----------------|----------------------|----------------------|----------------|----------------------|----------------------|
|                | $\lambda$ 4789       | $\lambda$ 4686       |                | $\lambda$ 4789       | $\lambda$ 4653       |
| 0420.53        | +0 <sup>m</sup> .148 | -0 <sup>m</sup> .411 | 0420.60        | +0 <sup>m</sup> .358 | -0 <sup>m</sup> .725 |
| 0421.40        | .173                 | .460                 | 0422.42        | .372                 | .738                 |
| 0436.35        | .172                 | .485                 | 0436.45        | .361                 | .770                 |
| 0441.42        | .153                 | .450                 | 0442.32        | .392                 | .770                 |
| 0443.53        | .178                 | .420                 | 0443.58        | .375                 | .755                 |
| 0446.41        | .210                 | .465                 | 0450.38        | .404                 | .769                 |
| 0455.52        | .167                 | .435                 | 0455.54        | .405                 | .760                 |
| 0458.40        | .180                 | .440                 | 0458.40        | .371                 | .766                 |
| 0459.51        | .171                 | .450                 | 0459.53        | .361                 | .770                 |
| 0460.42        | .165                 | .452                 | 0460.43        | .385                 | .765                 |
| 0461.50        | .173                 | .477                 | 0461.52        | .370                 | .754                 |
| 0475.34        | .225                 | .511                 | 0475.37        | .382                 | .758                 |
| 0476.43        | .170                 | .471                 | 0476.45        | .371                 | .825                 |
| 0489.51        | .158                 | .428                 | 0489.53        | .394                 | .762                 |
| 0491.44        | .165                 | .441                 | 0491.46        | .370                 | .753                 |
| 0494.55        | .177                 | .439                 | 0494.58        | .380                 | .753                 |
| 0495.45        | .172                 | .440                 | 0495.47        | .375                 | .748                 |
| 1158.43        | .176                 | .459                 | 1161.45        | .395                 | .765                 |
| 1161.37        | .187                 | .510                 | 1163.43        | .381                 | .775                 |
| 1163.46        | .198                 | .432                 | 1167.45        | .390                 | .775                 |
| 1167.37        | .180                 | .485                 | 1169.46        | .372                 | .759                 |
| 1169.42        | .184                 | .450                 | 1171.42        | .391                 | .794                 |
| 1171.39        | .193                 | .468                 | 1173.51        | .379                 | .795                 |
| 1173.42        | .193                 | .475                 | 1175.51        | .405                 | .725                 |
| 1175.42        | .204                 | .460                 | 1456.51        | .378                 | .730                 |
| 1456.48        | .162                 | .425                 | 1460.53        | .378                 | .731                 |
| 1460.52        | .180                 | .420                 | 1462.53        | .375                 | .740                 |
| 1462.51        | .167                 | .403                 | 1957.47        | .388                 | .750                 |
| 1957.45        | .180                 | .435                 |                |                      |                      |

наблюдения контрольной звезды К в континууме  $\lambda$  4789, континуум  $\lambda$  4789 и абсолютная интенсивность эмиссионной полосы  $\lambda$  4686 для HD 191765, континуум  $\lambda$  4789 и абсолютная интенсивность эмиссионной полосы  $\lambda$  4653 для HD 192103. На основе результатов, приве-

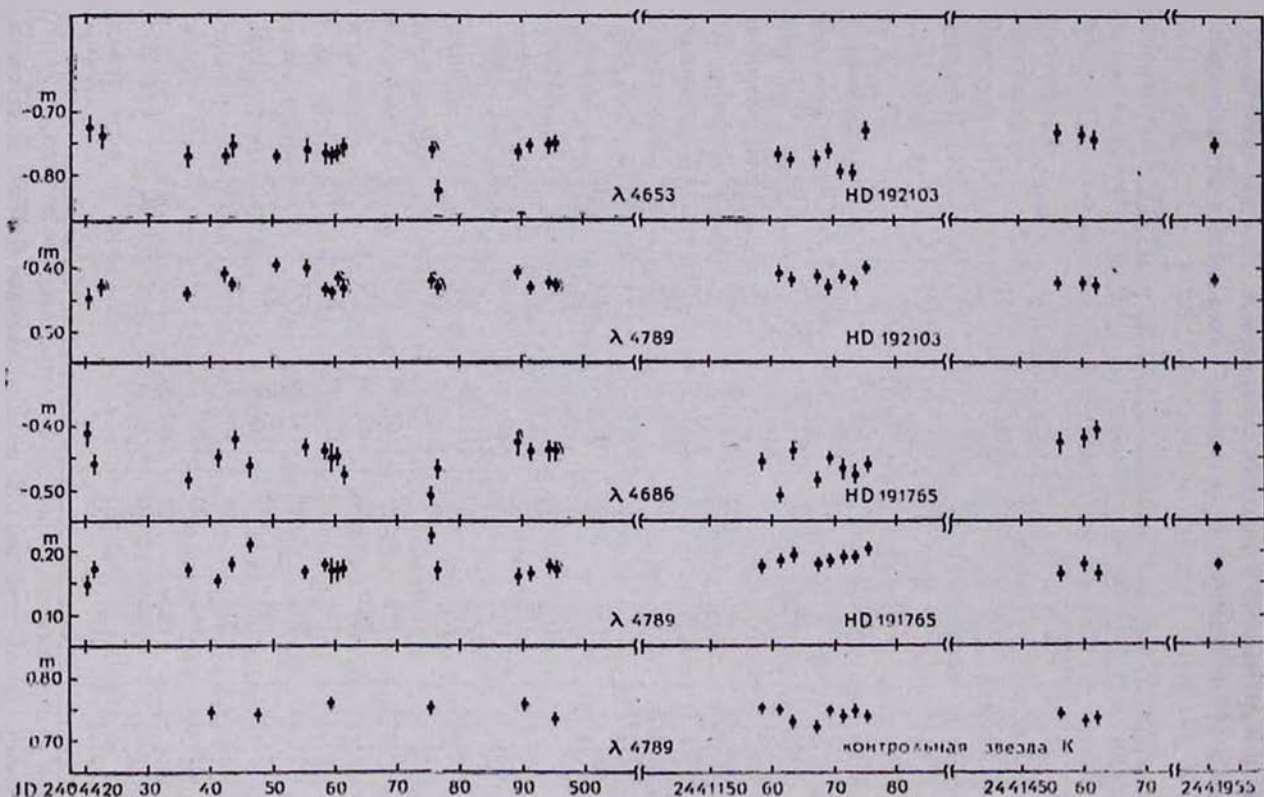


Рис. 1. Узкополосные фотоэлектрические наблюдения одиночных звезд WR (снизу вверх): контрольная звезда К в континууме  $\lambda$  4789, континуум  $\lambda$  4789 и интенсивность эмиссионной полосы  $\lambda$  4686 для HD 191765, континуум  $\lambda$  4789 и интенсивность эмиссионной полосы  $\lambda$  4653 для HD 192103. Вертикальные линии — среднеквадратические погрешности среднего. Каждая точка — среднее за ночь (4–6 индивидуальных наблюдений).

денных в табл. 1 и на рис. 1, были вычислены величины  $\sigma$  — среднеквадратичные амплитуды рассеяния нормальных точек от ночи к ночи, с учетом неравноточности этих точек, (см. табл. 2). Тот факт, что  $\sigma_{WR}$  для звезд WR превышает величину  $\sigma_k$  для контрольной звезды K,

Таблица 2

| Контрольная<br>звезда K | HD 191765            |                      | HD 192103            |                      |
|-------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $\sigma_k^{4789}$       | $\sigma_{WR}^{4789}$ | $\sigma_{WR}^{4656}$ | $\sigma_{WR}^{4789}$ | $\sigma_{WR}^{4653}$ |
| 0 <sup>m</sup> 011      | 0 <sup>m</sup> 017   | 0 <sup>m</sup> 025   | 0 <sup>m</sup> 014   | 0 <sup>m</sup> 022   |

свидетельствует о наличии физической переменности звезд WR в континууме и линиях. Оценку амплитуды этой физической переменности можно провести, исходя из следующих простейших соображений. Значение  $\sigma_k = 0^m011$  характеризует возможную физическую переменность контрольной звезды или звезды сравнения, а также аппаратурные эффекты. Значения  $\sigma_{WR}^{4789}$  для обеих звезд WR отражают как действие отмеченных факторов, так и реальную физическую переменность этих звезд. Считая эти процессы независимыми и случайными, мы можем оценить „минимальные“ среднеквадратичские амплитуды физической переменности звезд WR в континууме  $\lambda$  4789, воспользовавшись формулой сложения дисперсий:

$$\sigma_{WR}^{4789} = \sqrt{(\sigma_{WR}^{4789})^2 - (\sigma_k^{4789})^2} \quad (1)$$

Оценка „минимальной“ среднеквадратической амплитуды физической переменности интенсивности эмиссионных полос более сложна и неопределенна, поскольку в погрешность определения интенсивности эмиссионной полосы входит, помимо описанных факторов, также и погрешность, допустимая при учете низлежащего континуума. Однако, поскольку интенсивности исследуемых эмиссионных полос почти вдвое превышают интенсивность континуума (в полосе пропускания нашего фотометра), влиянием этого фактора можно пренебречь и считать „минимальные“ среднеквадратичские амплитуды физической переменности эмиссионных полос по формулам, аналогичным формуле (1):

$$\sigma_{WR}^{4656} = \sqrt{(\sigma_{WR}^{4656})^2 - (\sigma_k^{4789})^2}; \quad \sigma_{WR}^{4653} = \sqrt{(\sigma_{WR}^{4653})^2 - (\sigma_k^{4789})^2}. \quad (2)$$

„Минимальные“ среднеквадратичские амплитуды физической переменности звезд WR от ночи к ночи в континууме и линиях, вычисленные по формулам (1), (2), приведены в табл. 3.

Для современной теории эволюции звезд WR представляет интерес исследование этих объектов на микропеременность с характерным временем  $0^d01$ — $0^d04$  [12]. Такое исследование естественно проводить в континууме, поскольку континуум непосредственно отражает свойства „ядра“ звезды WR, содержащего основную часть массы (согласно [12] именно пульсационная неустойчивость „ядра“ звезды WR должна вызывать указанную выше микропеременность). Предва-

Таблица 3

| HD 191765                       |                                 | HD 192103                       |                                 |
|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $\lambda 4789$<br>$\sigma_{WR}$ | $\lambda 4686$<br>$\sigma_{WR}$ | $\lambda 4789$<br>$\sigma_{WR}$ | $\lambda 4653$<br>$\sigma_{WR}$ |
| 0.014                           | 0.023                           | 0.010                           | 0.019                           |

рительные результаты поиска быстрых флуктуаций блеска у одиночных звезд WR опубликованы в [10], где не найдено микрофлуктуаций блеска, больших  $0^m02$  за время от 5 минут до 4—5 часов. Если использовать данные работы [10], отбросив наблюдения, соответствующие большим воздушным массам, то можно понизить верхний предел микрофлуктуаций. На рис. 2 приведены наблюдения HD 191765 и HD 192103, выполненные в моменты J.D. 2441158 и 2441167, соответственно, для которых воздушная масса меньше 1.3. Для каждой ночи вычислена среднеквадратическая ошибка индивидуального наблюдения контрольной звезды ( $\sigma_k$ ) и звезды WR ( $\sigma_{WR}$ ) в континууме  $\lambda 4795$  (см. табл. 4.) Данные табл. 4 позволяют заключить, что у обеих звезд WR отсутствуют физические изменения блеска за время от 5 минут до 4 часов, превышающие  $0^m01$ . При этом блеск обеих звезд WR в

Таблица 4

| J.D.24411... | Звезда    | $\lambda 4795$<br>$\sigma_{WR}$ | $\lambda 4795$<br>$\sigma_k$ |
|--------------|-----------|---------------------------------|------------------------------|
| 58           | HD 191765 | $0^m014$                        | $0^m016$                     |
| 67           | HD 192103 | 0.014                           | 0.014                        |

континууме остается в среднем постоянным в течение 4 часов в пределах  $\pm 0^m002$ . Если объединить наблюдения континуума группами в интервалах  $0^d01$ , то можно гарантировать отсутствие физических флуктуаций блеска, превышающих  $0^m006$  за время, большее  $0^d01 \approx 15$  минут. Изменения интенсивностей эмиссионных полос  $\lambda 4686$  и  $\lambda 4653$  не

превышают  $0^{\text{m}}01-0^{\text{m}}02$  за время  $\sim 4$  часов (см. рис. 2). За все время наблюдений ( $\sim 30$  ночей) нам не удалось наблюдать быстрые (за время  $\sim 15$  минут) флуктуации интенсивностей эмиссионных полос  $\lambda 4686$  и  $\lambda 4653$  у обеих звезд WR, превышающие  $0^{\text{m}}02$ .

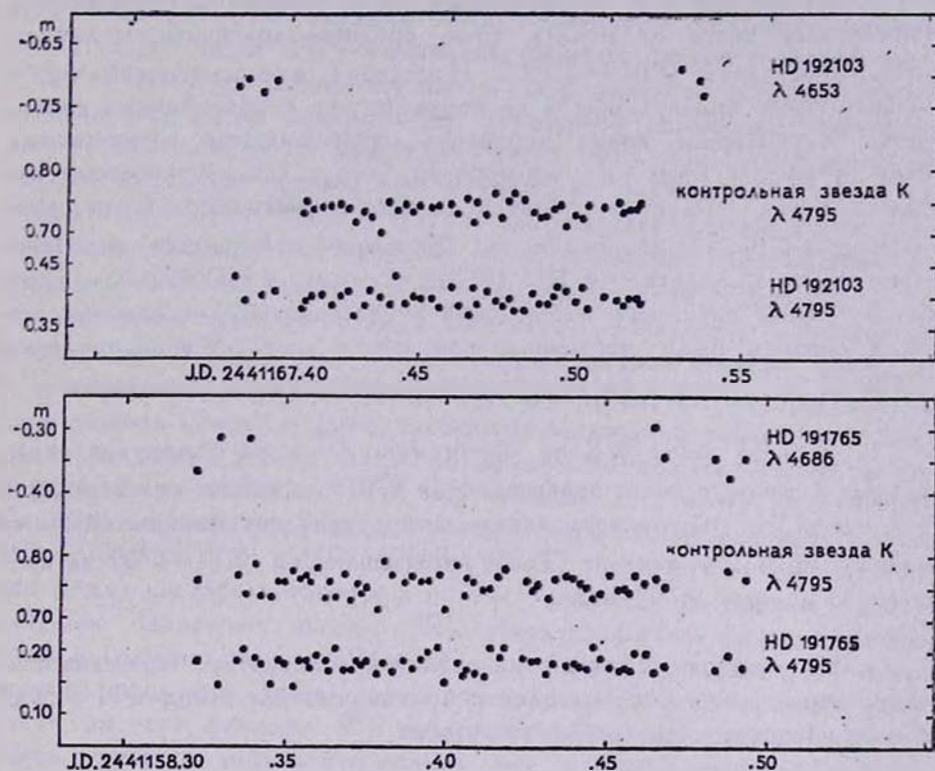


Рис. 2. Узкополосные фотометрические наблюдения HD 191765, HD 192103 и контрольной звезды K в течение ночи. Каждая точка — индивидуальное наблюдение.

**Выводы.** 1. Обе одиночные звезды WR обнаруживают физическую переменность континуума от ночи к ночи, среднеквадратическая амплитуда которой  $0^{\text{m}}010-0^{\text{m}}014$ . Эта переменность носит иррегулярный характер. Флуктуации континуума от ночи к ночи, превышающие  $0^{\text{m}}03$ , чрезвычайно редки: в течение 29 ночей наблюдений такие флуктуации у HD 192103 не наблюдались ни разу, у HD 191765 — один раз. Характерное время флуктуаций континуума от ночи к ночи — порядка нескольких суток. Блеск обеих звезд WR в континууме

остается в среднем практически постоянным в интервалах времени, превышающих один-два месяца. За пять лет наблюдений не замечено медленных систематических изменений блеска обеих звезд WR в континууме: блеск держался в среднем постоянным в пределах  $\pm 0^m005$ .

2. Обе звезды WR обнаруживают переменность интенсивностей эмиссионных полос от ночи к ночи, среднеквадратичная амплитуда которой составляет  $0^m019-0^m023$ . Изменения интенсивностей эмиссионных полос иррегулярны и не коррелируют с изменениями континуума. Характерное время изменения интенсивностей эмиссионных полос от ночи к ночи того же порядка, что и для континуума — несколько суток. Флуктуации интенсивностей эмиссионных полос, превышающие  $0^m06$ , весьма редки: за 29 ночей наблюдений подобные флуктуации наблюдались у HD 191765 два раза, у HD 192103 — один раз. В течение пяти лет наблюдений интенсивности эмиссионных полос в среднем были постоянны для обеих звезд WR в пределах  $\pm 0^m02$  (2 %), никаких систематических изменений не обнаружено.

3. У обеих звезд WR не обнаружено быстрых флуктуаций континуума в течение ночи, превышающих  $0^m01$  за время от 5 минут до 4 часов. Не обнаружено также флуктуаций интенсивностей эмиссионных полос в течение ночи, превышающих  $0^m01-0^m02$  за время от 15 минут до 4 часов.

4. Не обнаружено заметных различий в характере переменности интенсивности эмиссионных полос и континуума для звезд WN и WC во всех изученных временных масштабах.

Таким образом, наши данные свидетельствуют о том, что одиночные звезды WR — весьма стабильные объекты. По-видимому, сильная физическая переменность в континууме и линиях звезд WR — компонент двойных систем [13—15] связана с эффектами близости компанента: приливными эффектами, газовыми потоками и переработкой излучения спутника в газовых потоках и оболочке. Для выяснения природы феномена WR представляет большое значение решение вопроса о том, все ли звезды WR двойные или действительно существуют одиночные звезды WR. Большой процент двойных среди звезд WR не может служить доказательством того, что все звезды WR двойные. С другой стороны, спектроскопические критерии позволяют лишь дать ограничения сверху на массу и светимость спутника в двойной системе, но не доказывают отсутствия спутника. Поэтому

не исключено, что на самом деле многие „одиночные“ звезды WR двойные со слабыми маломассивными спутниками. В последнее время появились косвенные указания на то, что действительно существуют одиночные звезды WR: из семи звезд WR, окруженных оболочечными туманностями [16], нет ни одной, которая обладала бы признаками двойственности. Косвенным указанием на существование одиночных звезд WR могло бы служить также различие в характере переменности „ядер“ звезд WR — компонент двойных систем и „ядер“ звезд WR без заметных следов спутников. Это различие в характере неустойчивости „ядер“ может быть следствием различных эволюционных путей двойных и одиночных звезд WR. Как показано в [14], средняя амплитуда физических флуктуаций континуума двойной системы V 444 Cyg (WN 5 + O6) в моменты соединений, когда экранируется физически нестабильная область между компонентами, составляет  $\sim 0^m01$ . Учитывая отношение светимостей компонент системы, получаем оценку средней амплитуды собственных физических флуктуаций блеска „ядра“ звезды WR в двойной системе V 444 Cyg  $\sim 0^m05$  (эта амплитуда, по-видимому, характеризует физическую неустойчивость „ядра“ и слабо зависит от близости спутника, поскольку размеры „ядра“ весьма малы по сравнению с расстоянием между компонентами системы V 444 Cyg, меньше 7 % этого расстояния). Средняя амплитуда флуктуаций континуума, наблюдаемая нами у звезд HD 191765 (WN 6) и HD 192103 (WC 7) в три-четыре раза меньше, что может свидетельствовать в пользу того, что эти звезды — действительно одиночные звезды WR. Доказательство факта существования одиночных звезд WR имело бы большое значение для понимания эволюции этих резко пекулярных объектов и свидетельствовало бы о том, что феномен WR может реализоваться двумя независимыми путями: в результате обмена масс в тесных двойных системах звезд большой массы [12] и вследствие интенсивной потери массы одиночными массивными звездами в области красных сверхгигантов на стадии горения гелия [17].

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

# THE VARIABILITY OF SINGLE WOLF-RAYET STARS IN THE CONTINUUM AND EMISSION LINES

A. M. CHEREPASHCHUK

Narrow band photoelectric observations HD 191765 (WN 6) and HD 192103 (WC 7) were carried out for a period of 5 years in continuum  $\lambda$  4789 and emission lines  $\lambda$  4686 and  $\lambda$  4653. For both WR stars the average square amplitude of variability is  $0^{\text{m}}010$ — $0^{\text{m}}014$  for continuum and  $0^{\text{m}}019$ — $0^{\text{m}}023$  for the intensity of emission lines. The characteristic time of variability of continuum and lines is about a few days. The brightness of both WR stars in continuum was kept constant during 5 years in the limits of  $\pm 0^{\text{m}}005$ . The intensity of emission lines during 5 years was also constant in the average in the limits of  $\pm 0^{\text{m}}02$ . Noticable fluctuation of continuum and lines during night has not been revealed. The average amplitude of variability of continuum of the investigated WR stars was 3—4 times less than the average amplitude of physical variability (of the nucleus) of the WR star in the double system V 444 Cyg which can serve as an indication that HD 191765 and HD 192103 are really single WR stars without any satellites.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. С. Бродская, Изв. КрАО, 6, 84, 1951.
2. L. W. Ross, P.A.S.P., 73, 365, 1961.
3. S. Demers, J. D. Fernie, P.A.S.P., 76, 350, 1964.
4. M. K. V. Varpi, A. J., 56, 120, 1951.
5. A. Underhill, B.A.N., 19, 173, 1967.
6. L. F. Smith, L. V. Kuhi, Ap., J., 162, 535, 1970.
7. Т. Нуис, Т. Евсеевко, Астрон. Цирк. № 664, 1971.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., 23, 9, 1946.
9. А. М. Черепашук, В. М. Лютый, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. ж., 50, 1105, 1973.
10. А. М. Черепашук, Астрон. Цирк. № 682, 1972.
11. А. М. Черепашук, В. А. Ерижков, Астрон. Цирк. № 561, 1970.
12. B. Paczynsky, Acta Astron., 17, 355, 1967.
13. А. М. Черепашук, Переменные звезды, 16, 226, 1967.
14. А. М. Черепашук, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. ж., 50, 516, 1973.
15. А. М. Черепашук, Астрон. ж., 48, 1201, 1971.
16. H. M. Johnson, D. E. Hogg, Ap. J., 142, 1033, 1965.
17. G. S. Bisnovatyi-Kogan, D. K. Nadyozhkin, Astrophys. Space Sci., 15, 353, 1972.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $H_\alpha$ И КОНТИНУУМА В СПЕКТРЕ RY TAU

Г. З. ЗАЙЦЕВА, В. М. ЛЮТЫЙ, А. М. ЧЕРЕПАЩУК

Поступила 5 ноября 1973

Пересмотрена 30 января 1974

По наблюдениям с интерференционным клиновым фильтром обнаружена значительная ( $>1^m$ ) переменность интенсивности эмиссионной линии  $H_\alpha$  в спектре RY Tau. Изменения интенсивности  $H_\alpha$  коррелируют с изменениями блеска звезды и показателя цвета  $U-B$ . Это свидетельствует о том, что эмиссия  $H_\alpha$  в основном возбуждается излучением, т. е. имеет рекомбинационное происхождение.

Неправильная переменная RY Tau, связанная с кометообразной туманностью, является одной из наиболее ярких звезд типа Т Тельца. Спектральный класс RY Tau, определенный по линиям поглощения, меняется в пределах F8—G2 [1]. В эмиссии наблюдаются лишь первые члены серии Бальмера, H и K CaII, [S II] и [OI] [2, 3]. Различные авторы отмечали изменения интенсивностей ярких линий в спектре RY Tau [1, 4, 5] (по фотографическим наблюдениям). Однако связь этих изменений с изменениями общего блеска звезды неясна. Обнаружение такой связи может дать важную дополнительную информацию о природе звезд типа Т Tau.

В течение трех сезонов (1971—73 гг.) мы проводили на Крымской станции ГАИШ фотоэлектрические UVV-наблюдения RY Tau и параллельно узкополосные наблюдения в линии  $H_\alpha$ . UVV-наблюдения проводились на 60-см рефлекторе с электрофотометром, описанным в [6]. Наблюдения в линии  $H_\alpha$  проводились на 125-см рефлекторе с узкополосным электрофотометром [7]. При этом использовался интерференционный клиновый фильтр, описанный в [8]. Уточненная полоса пропускания фильтра составляет:  $\Delta\lambda_{1/2} = 90$ ,  $\Delta\lambda_{\text{эфф}} = 135 \text{ \AA}$  [9].

Узкополосные наблюдения проводились в трех спектральных областях:  $\lambda$  6563 (линия),  $\lambda$  6380 и  $\lambda$  6740 Å (континуум).

Все наблюдения (в том числе и узкополосные) проводились дифференциальным способом по отношению к звезде сравнения „d“, контрольной звездой является звезда „f“ (обозначения звезд согласно [10]). Величины и показатели цвета звезд сравнения определены нами по наблюдениям в четыре разные ночи с хорошей прозрачностью:

| Звезда | V     | B—V   | U—B   |
|--------|-------|-------|-------|
| d      | 10.65 | +0.53 | +0.51 |
| f      | 11.18 | +0.72 | +0.36 |

Интенсивность эмиссионной линии  $H_\alpha$  определялась как разность между интенсивностью излучения RY Tau в эмиссионной области  $\lambda$  6563 Å и проинтерполированной на эту длину волны интенсивностью континуума. Таким образом, наши наблюдения дают интенсивность линии  $H_\alpha$ , которая может быть выражена в абсолютных энергетических единицах (если известно абсолютное распределение энергии в спектре звезды сравнения).

В табл. 1 приводятся результаты узкополосных наблюдений. В столбцах 2—4 приведены отношения интенсивностей излучения RY Tau в  $\lambda$  6380, 6563 и 6740 Å к интенсивности излучения звезды сравнения „d“ в соответствующих областях спектра. Интенсивность континуума RY Tau, проинтерполированная на  $\lambda$  6563 Å, приведена в столбце 5 и выражена в звездных величинах. Интенсивность линии  $H_\alpha$ , также выраженная в звездных величинах, приведена в столбце 6. Результаты UBВ-наблюдений приведены на рис. 1. На том же рисунке внизу приводится интенсивность линии  $H_\alpha$  (в звездных величинах). Отметим, что поскольку вклад эмиссионных линий в спектре RY Tau в полосы UBВ мал, можно считать, что UBВ-наблюдения описывают поведение континуума. Это иллюстрируется рис. 2, который, кроме того, свидетельствует о надежности узкополосных наблюдений.

*Результаты наблюдений и выводы.* I. UBВ-наблюдения RY Tau показывают следующие особенности фотометрического поведения звезды. 1) Имеются периоды, когда с уменьшением блеска показатели цвета B—V и U—B увеличиваются, т. е. звезда „краснеет“. Назовем это первой формой активности. 2) Периоды, когда с уменьшением блеска показатели цвета уменьшаются [11], т. е. звезда „голубеет“ — вторая форма активности. 3) Периоды как в максимуме, так

и в минимуме, когда блеск звезды меняется незначительно (так же, как и показатель цвета  $B-V$ ), а показатель цвета  $U-B$  меняется на  $0^m.2-0^m.3$  (при вероятной погрешности определения  $U-B$ :  $0^m.02-3^m.03$ ), причем независимо от небольших флуктуаций блеска (третья форма активности). Следовательно, можно предположить, что на тепловой видимый спектр RY Тау накладывается дополнительная непрерывная эмиссия, относительный вклад которой возрастает в ультрафиолетовой области спектра. Эта дополнительная эмиссия меняется в значительной степени независимо от изменений общего блеска звезды. На существование и нетепловую природу подобного дополнительного непрерывного излучения в спектрах звезд типа Т Тау впервые указал Амбарцумян [12, 13].

Таблица 1

| JD 2441... | $I_v / I_c$<br>$\lambda$ 6380 | $I_v / I_c$<br>$\lambda$ 6563 | $I_v / I_c$<br>$\lambda$ 6740 | cont. ( $\Delta m$ )<br>$\lambda$ 6563 | $H_\alpha$ ( $\Delta m$ ) |
|------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|----------------------------------------|---------------------------|
| 254.42     | $1.461 \pm .010$              | $1.775 \pm .003$              | $1.607 \pm .019$              | $-0^m.47 \pm .01$                      | $+1^m.54 \pm .08$         |
| 265.41     | $1.274 .003$                  | $1.720 .014$                  | $1.395 .028$                  | $-0.31 .01$                            | $+1.05 .05$               |
| 313.38     | $1.065 .010$                  | $1.290 .010$                  | $1.225 .025$                  | $-0.15 .01$                            | $+2.10 .12$               |
| 321.44     | $1.462 .041$                  | $1.894 .015$                  | $1.572 .010$                  | $-0.45 .02$                            | $+1.02 .07$               |
| 331.35     | $1.441 .031$                  | $1.800 .010$                  | $1.564 .004$                  | $-0.44 .02$                            | $+1.31 .10$               |
| 336.28     | $1.415 .015$                  | $1.875 .005$                  | $1.560 .005$                  | $-0.43 .01$                            | $+1.03 .03$               |
| 339.23     | $1.495 .005$                  | $1.925 .015$                  | $1.640 .020$                  | $-0.49 .01$                            | $+1.12 .05$               |
| 340.36     | $1.555 .005$                  | $1.970 .010$                  | $1.670 .030$                  | $-0.52 .01$                            | $+1.11 .05$               |
| 356.36     | $1.594 .010$                  | $2.015 .015$                  | $1.703 .008$                  | $-0.54 .01$                            | $+1.09 .05$               |
| 548.52     | $0.818 .012$                  | $1.066 .001$                  | $0.887 .001$                  | $+0.17 .01$                            | $+1.68 .06$               |
| 549.49     | $0.830 .002$                  | $1.080 .002$                  | $0.880 .010$                  | $+0.17 .01$                            | $+1.62 .04$               |
| 566.50     | $0.939 .006$                  | $1.211 .022$                  | $1.002 .008$                  | $+0.03 .01$                            | $+1.55 .10$               |
| 619.40     | $0.860 .001$                  | $1.126 .012$                  | $0.922 .003$                  | $+0.13 .01$                            | $+1.57 .05$               |
| 682.43     | $0.855 .014$                  | $1.108 .008$                  | $0.984 .030$                  | $+0.09 .02$                            | $+1.82 .12$               |
| 708.25     | $0.948 .124$                  | $1.306 .020$                  | $1.170 .010$                  | $-0.06 .06$                            | $+1.52 .24$               |
| 920.52     | $1.743 .013$                  | $2.224 .015$                  | $1.905 .033$                  | $-0.65 .02$                            | $+1.00 .05$               |
| 936.54     | $1.818 .005$                  | $2.348 .034$                  | $2.018 .013$                  | $-0.71 .01$                            | $+0.92 .09$               |
| 961.52     | $1.390 .006$                  | $1.824 .029$                  | $1.552 .016$                  | $-0.42 .01$                            | $+1.13 .09$               |

II. Узкополосные наблюдения показывают сильную переменность интенсивности эмиссионной линии  $H_\alpha$  — амплитуда больше  $1^m$ . Изменения интенсивности линии, как видно из рис. 1, коррелируют с изменениями континуума. Зависимость между интенсивностью  $H_\alpha$  и континуума (в фильтрах V и U) показана на рис. 3.

Тот факт, что интенсивность  $H_\alpha$  прямо пропорциональна интенсивности континуума (рис. 3), может говорить о том, что механизм возбуждения  $H_\alpha$  в спектре RY Tau — флуоресцентный механизм, подобный предложенному Соболевым [14].

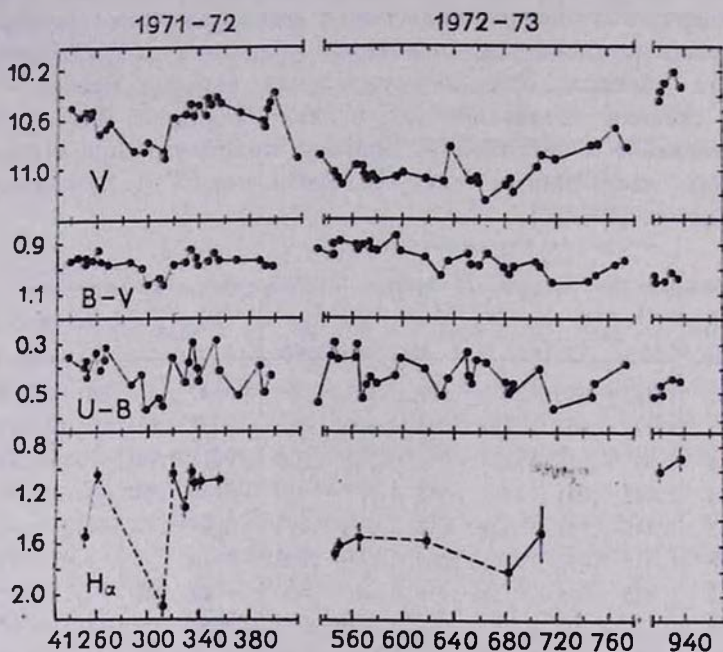


Рис. 1. Изменения блеска, показателей цвета и интенсивности линии  $H_\alpha$  для RY Tau.

Этот механизм, как известно, состоит в том, что излучение в  $H_\alpha$  образуется в результате переработки  $L_\alpha$ -квантов горячих подфотосферных слоев и выходит наружу благодаря действию дифференциального эффекта Доплера. Само же горячее подфотосферное излучение звезды перерабатывается в фотосфере в кванты низких частот, формируя видимый тепловой континуум. Изменения этого континуума должны коррелировать с изменениями интенсивности  $H_\alpha$ . Вопрос о природе переменности подфотосферного излучения остается открытым. Возможно, что причина этой переменности связана с конвективной неустойчивостью верхних слоев звезды.

Дисперсия точек на рис. 3 существенно превышает (в 4—5 раз) вероятную погрешность определения интенсивности  $H_\alpha$  ( $\sim \pm 0.08$ ). Это указывает на то, что помимо основного механизма переменности интенсивности  $H_\alpha$ , описанного выше, существует дополнительный механизм переменности этой линии, независимый от общего блеска звезды.

Для выяснения природы этого механизма обратимся к рис. 4, на котором показана зависимость интенсивности  $H_\alpha$  от показателя цвета  $U-B$ . Здесь точки соответствуют интенсивности  $H_\alpha$  в максимуме

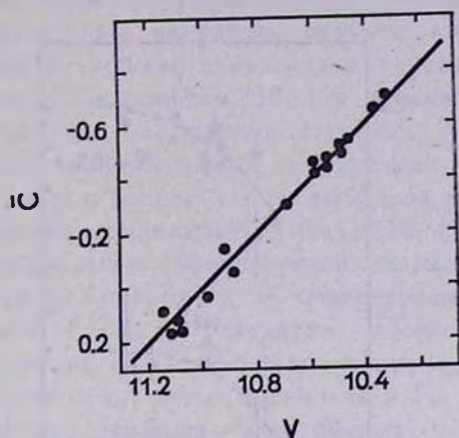


Рис. 2. Зависимость между изменениями блеска RY Тау в фильтре V и континуума, проинтерполированного на  $\lambda$  6563.

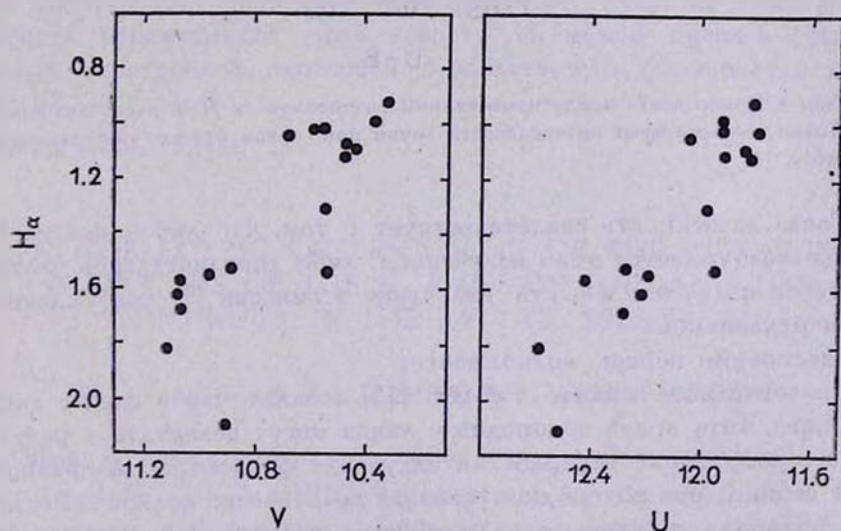


Рис. 3. Корреляция между изменениями интенсивности  $H_\alpha$  и блеска в фильтрах V и U.

блеска RY Тау ( $\bar{V} = 10^m 5$ , JD 2441260 и 41320—360), треугольники — в минимуме ( $\bar{V} = 11^m 0$ , JD 2441315 и 41550—710 — см. рис. 1). Видно,

что как в максимуме, так и в минимуме блеска интенсивность  $H_\alpha$  растет с уменьшением показателя цвета  $U-B$  (т. е. с увеличением интенсивности дополнительного ультрафиолетового излучения).

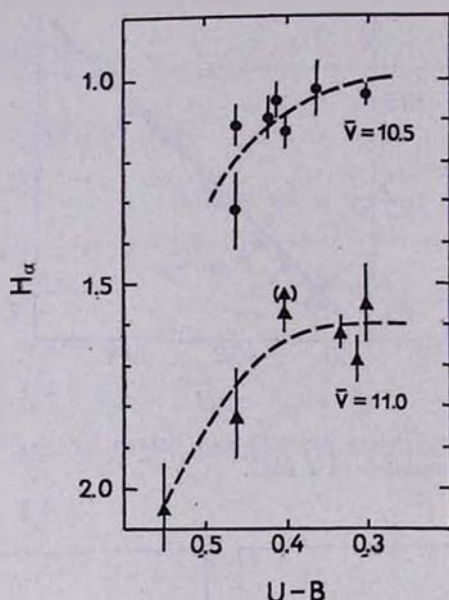


Рис. 4. Зависимость между изменениями интенсивности  $H_\alpha$  и показателя цвета  $U-B$ . Точки соответствуют интенсивности линии при ярком блеске, треугольники — при слабом.

Такая зависимость свидетельствует о том, что либо эмиссия  $H_\alpha$  частично возбуждается этим излучением, либо дополнительное ультрафиолетовое излучение и часть излучения в эмиссии  $H_\alpha$  возбуждаются единым механизмом.

Рассмотрим первую возможность.

Сравнительно недавно Рублев [15] показал, что в случае звезд типа Миры Кита яркие водородные линии могут возникать в результате флуоресцентной переработки излучения фотосферы за границей второй серии атома водорода в условиях практически полной нейтральности водорода в атмосфере (требуемая электронная температура  $T_e \lesssim 4000^\circ$ ). При этом роль переработки  $L_\alpha$ -квантов в возникновении ярких линий пренебрежимо мала, населенность второго уровня водородного атома определяется столкновениями с электронами. Хотя в [15] количественные расчеты проведены для Мирид, кажется перспективным, в свете полученных нами данных о переменности интенсив-

ности  $H_\alpha$  и континуума, развитие этой идеи и на случай звезд типа Т Тельца.

Вторая возможность объяснения обнаруженного эффекта состоит в привлечении механизма индуцированных рекомбинаций [16—19]. В этом случае неправильные изменения яркости линии и континуума связываются с нерегулярными изменениями величины неравновесного избытка электронов. Как известно [18, 19], неравновесная плазма может образовываться при расширении сгустков вещества (со скоростями  $\sim 40$  км/сек), выбрасываемых нерегулярно из внутренних областей звезды, причем в основе таких выбросов лежит конвективная неустойчивость молодых сжимающихся звезд [18, 20].

Помимо формирования неравновесной плазмы эта конвективная неустойчивость должна приводить к существованию мощных хромосфер у звезд типа Т Тау (в результате диссипации порождаемых конвекцией акустических и магнито-гидродинамических волн [21]). Не исключено, что некоторая часть излучения в  $H_\alpha$  формируется в подобной хромосфере под действием электронных ударов. Однако обнаруженные нами корреляции между изменениями интенсивности  $H_\alpha$  и параметров излучения RY Тау в континууме позволяют заключить, что эмиссия  $H_\alpha$  у звезд типа Т Тау в основном порождается излучением, т. е. имеет рекомбинационное происхождение. Тогда по наблюдаемой скорости переменности интенсивности  $H_\alpha$  можно оценить нижнюю границу электронной плотности в области, где формируется линия:  $n_e \geq 10^6 + 10^7$  см $^{-3}$ .

Крымская станция ГАИШ

## PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE INTENSITY VARIATIONS OF THE $H_\alpha$ EMISSION LINE AND THE CONTINUUM IN THE RY TAU SPECTRUM

G. V. ZAJTSEVA, V. M. LYUTYI, A. M. CHEREPASHCHUK

Using a wedge interference filter, considerable variations of the intensity of  $H_\alpha$  ( $> 1^m$ ) in RY Tau spectrum are discovered. The variations correlate with the star brightness and color index (U—B) variations, which may be explained by the assumption, that the  $H_\alpha$ -emission is mainly excited by stellar radiation, i. e. it has a recombination origin.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. H. Joy, Ap. J., 102, 168, 1945.
2. J. H. Herbig, Ap. J., 133, 337, 1961.
3. W. K. Volsack, J. L. Greenstein, Ap. J., 131, 83, 1960.
4. Э. А. Дибай, Астрофизика, 5, 249, 1969.
5. Э. А. Исмаилов, Астрон. цирк., № 763, 1973.
6. В. М. Лютый, Сообщ. ГАИШ, № 172, 1971.
7. А. М. Черепашук, В. М. Лютый, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. ж., 50, 1105, 1973.
8. А. М. Cherepashchuk, V. M. Lyutyl, Ap. Lett., 13, 165, 1973.
9. Х. Ф. Халиуллин, Кандидатская диссертация. М., 1973.
10. П. Н. Холопов, ПЗ, 10, 180, 1955.
11. Г. В. Зайцева, ПЗ, 16, 435, 1968.
12. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954.
13. В. А. Амбарцумян, Труды IV совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, 1955.
14. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, изд. АГУ, 1947.
15. С. В. Рублев, Изв. САО, 1, 5, 1970.
16. Д. А. Франк-Каменецкий, Астрон. ж., 40, 235, 1963.
17. И. Г. Колесник, сб. "Физика звезд и межзвездной среды", Наукова думка, Киев, 1966, стр. 38.
18. И. Г. Колесник, сб. "Проблемы звездной эволюции и переменные звезды" Наука, М., 1968, стр. 44.
19. И. Г. Колесник, Астрон. ж., 42, 67, 1965.
20. С. Hayashi, Publ. Astron. Soc. Japan, 13, 450, 1961.
21. М. М. Кацова, Астрон. ж., 50, 774, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

### ИЗМЕНЕНИЯ КОНТУРОВ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ $H_2$ И $H_3$ В СПЕКТРЕ RY TAU

Е. А. КОЛОТИЛОВ, Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 7 февраля 1974

Проведены в 1971—73 гг. спектральные и фотоэлектрические UVB-наблюдения неправильной переменной звезды RY Tau на 125- и 60-см рефлекторах Крымской станции ГАИШ. Контуры эмиссионных линий  $H_2$  и  $H_3$  (дисперсия  $\sim 20$  А/мм) получены на дифракционном спектрографе, работающем с ЭОП. Линии являются переменными, со временем меняется не только вид контура, но и интенсивности эмиссий. Анализ эмиссии  $H_2$  показал, что крылья линии хорошо описываются доплеровскими контурами. Вычисленная по крыльям характерная скорость движения  $v_D$  меняется на протяжении периода наблюдений, среднее значение  $v_D \approx 200$  км/сек. Определены некоторые характеристики оболочки: светимости в линиях  $H_2$  и  $H_3$ , соответственно,  $2.2 \cdot 10^{31}$  эрг/сек и  $4.6 \cdot 10^{30}$  эрг/сек, отношение  $H_2/H_3 \approx 7$ , оптическая толщина  $\tau_{H_2} \approx 40$ .

**Введение.** RY Tau, переменность блеска которой открыта в 1907 г. мисс Ливитт на Гарвардских фотографиях, является одной из наиболее ярких звезд типа Т Тау. Звезда расположена в голове слабой веерообразной туманности длиной  $\sim 7'$  дуги. Пластины более крупного масштаба обнаруживают яркую туманность, простирающуюся на  $15'' - 20''$  к северо-западу от звезды. В 1961 г. Хербиг [1] сообщил об изменении яркости этой туманности.

Анализ характера изменений блеска RY Tau на основе фотографического материала проводился Холоповым [2] и Драгомирецькой и Цесевичем [3]. Отмечены большие, достигающие в фотографических лучах  $3^m$ , медленные флуктуации яркости, а также накладывающиеся на эти флуктуации мелкие колебания блеска. Согласно фотоэлектрическим наблюдениям [4—6] для RY Tau нет однозначной зависи-

мости между изменениями блеска и показателей цвета ( $B - V$ ) и ( $U - B$ ), т. е. изменения интенсивности излучения в ультрафиолетовой области спектра происходят в значительной степени независимо от общего блеска звезды.

Мендоза [7, 8], на основе многоцветной фотометрии в диапазоне  $0.36 - 5.0\mu$  обнаружил значительный инфракрасный избыток у RY Tau, показатель цвета ( $V - M$ )  $\sim 7^m$ . Он оценил также массу звезды ( $\sim 2.8 M_{\odot}$ ) и её возраст ( $\sim 3 \cdot 10^5$  лет).

Спектральный класс RY Tau, согласно Джою [9], меняется в пределах F8 — G2. Эмиссионный спектр, характерный для звезд типа T Tau, представлен у RY Tau довольно слабо. В эмиссии наблюдаются лишь четыре первых члена серии Бальмера и линии H и K Ca II. Хербиг [1] обнаружил в минимуме блеска у этой звезды эмиссионные линии [S II]  $\lambda 4068$  и  $\lambda 4076$ . Бонзак и Гринстейн [10] наблюдали наряду с линиями [S II] линии [OI] в районе 6300 Å (тоже в минимальном блеске).

В работах [9, 11] отмечалось изменение интенсивностей ярких линий в спектре RY Tau. Исмаилов [12] наблюдал изменения контура линии H $_{\alpha}$  в течение одной ночи.

Контур эмиссионных линий H $_{\alpha}$  и H $_{\beta}$  и линии K Ca II в спектре RY Tau изучались Кухи [13]. Кухи использовал для вычислений по два контура линий H $_{\alpha}$  и K Ca II и один контур линии H $_{\beta}$ . Он построил стационарную модель расширяющейся оболочки, в которой выброшенные с поверхности звезды атомы имеют одинаковую начальную скорость и подвержены только силам гравитации. Была получена оценка скорости потери массы, равная для RY Tau  $0.3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ .

Спектральные и фотовольтрические UBV наблюдения звезды RY Tau проводились нами в 1971 — 73 гг. Целью работы было выяснение характера изменений контуров эмиссионных линий H $_{\alpha}$  и H $_{\beta}$ , а также возможной их связи с изменениями блеска звезды.

**Наблюдательный материал.** Спектральные наблюдения проводились на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с помощью дифракционного спектрографа, работающего с контактным ЭОП. Спектры фотографировались на подсвеченную пленку А-600, дисперсия спектрограмм 20 Å/мм в области H $_{\alpha}$  и 25 Å/мм в области H $_{\beta}$ . Все спектрограммы были измерены в интенсивностях на микрофотометре ГАО АН УССР, описание микрофотометра дано в [14]. Характеристики применявшейся аппаратуры, методика наблюдений и обработки спектрограмм приводятся нами в [15].

Были выполнены также спектральные наблюдения звезд BD + 54° 1207 (F 8 V) и BD + 25° 1858 (G 3 V), которые послужили нам стан-

дартами при построении контуров звездных линий поглощения для RY Tau. Получены для BD + 54° 1207 три спектрограммы в области  $H_\alpha$  и три спектрограммы в области  $H_\beta$  и, соответственно, три и две спектрограммы для BD + 25° 1858. По этим спектрограммам для каждой звезды были построены контуры абсорбционных линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . Поскольку спектральный класс RY Tau меняется в пределах F8—G2, то в качестве контуров её линий поглощения  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  были приняты контуры, полученные осреднением соответствующих контуров стандартных звезд.

Фотоэлектрические UVB-наблюдения RY Tau проводились на 60-см. рефлекторе Крымской станции ГАИШ.

Всего для RY Tau получены 14 спектрограмм в области  $H_\alpha$  и 4 спектрограммы в области  $H_\beta$ , даты наблюдений указаны в 1 столбце табл. 1. На рис. 1 приведены для примера репродукции двух спектрограмм области  $H_\alpha$ . Времена экспозиции при расширении спектров до 0.5 м.м составляли в среднем 40 мин для  $H_\alpha$  и 50 мин для  $H_\beta$ . В столбцах 2, 3 и 4 табл. 1 приведены UVB величины RY Tau, полученные одновременно со спектральными наблюдениями. Следует отметить, что в период наблюдений звезда находилась в слабом блеске, около 11<sup>m</sup> в V, в то время как в максимуме она достигает 10<sup>m</sup>.0—10<sup>m</sup>.2.

*Анализ эмиссионной линии  $H_\alpha$ .* На рис. 2 представлены наблюдаемые в спектре RY Tau контуры эмиссионной линии  $H_\alpha$ . Как видно из рисунка, меняется не только вид контура, но и общая интенсивность линии. Минимальное время переменности, которое можно выделить по нашим наблюдениям, составляет одни сутки (рис. 1, контуры для 24. III и 25. III. 73). Для всех контуров была измерена величина  $W_\lambda$  — наблюдаемая эквивалентная ширина эмиссии, результаты изменений содержатся в столбце 5 табл. 1.

а) *Исследование центральной абсорбции контуров.* Практически у всех наблюдаемых контуров хорошо выделяется двухкомпонентная структура линии — фиолетовый и красный эмиссионные компоненты, разделенные центральной абсорбцией. Для этих контуров были измерены следующие величины (см. рис. 1, контур для 14. XII. 71): отношение центральных интенсивностей фиолетового и красного эмиссионных компонентов  $V/R$ ; лучевые скорости вершин этих компонентов  $VE$  и  $RE$ , соответственно; лучевая скорость  $V_{abs}$  центра абсорбционной компоненты; лучевые скорости краев фиолетового и красного эмиссионных компонентов  $v_B$  и  $v_R$ , соответственно, по которым вычислялась величина  $v_m = 1/2(v_B + v_R)$ , принимаемая нами за лучевую

| Дата                         | V                  | B                  | U                  | W <sub>λ</sub> (A) |
|------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 11—12.X.71                   | 10 <sup>m</sup> 86 | 11 <sup>m</sup> 86 | 12 <sup>m</sup> 29 | 15.1               |
| 14—15.XII.71                 | —                  | —                  | —                  | 19.0               |
| 21—22.VIII.72                | —                  | —                  | —                  | 25.5               |
| 10—11.XI.72                  | 11.11              | 12.13              | 12.64              | 19.0               |
| 1—2.XII.72                   | 11.09              | 12.04              | 12.37              | 31.2               |
| 6—7.XII.72 (H <sub>β</sub> ) | 11.11              | 12.09              | 12.47              | 2.7                |
| 3—4.I.73                     | 11.18              | 12.18              | 12.68              | 16.7               |
| 4—5.I.73                     | —                  | —                  | —                  | 14.1               |
| 17—18.I.73                   | —                  | —                  | —                  | 18.6               |
| 23—24.I.73                   | 10.97              | 11.94              | —                  | 20.6               |
| 24—25.I.73                   | —                  | —                  | —                  | 16.1               |
| 3—4.II.73                    | —                  | —                  | —                  | 21.9               |
| 5—6.II.73                    | 10.92              | 11.98              | 12.55              | 12.1               |
| 8—9.III.73 (H <sub>β</sub> ) | 10.81              | 11.84              | 12.30              | 2.2                |
| 24—25.III.73                 | —                  | —                  | —                  | 28.0               |
| 25—26.III.73                 | 10.67              | 11.65              | —                  | 16.0               |

Примечание: величины в 7—12 столбцах выражены в км/сек.

Таблица 1

| V/R  | VE   | RE   | $v_{\text{обо}}$ | $v_B$ | $v_R$ | $v_D$ | $N_3/N_2$ |
|------|------|------|------------------|-------|-------|-------|-----------|
| 0.64 | -135 | + 45 | -115             | -460  | +410  | 180   | 0.60      |
| 0.53 | -150 | + 70 | - 90             | -500  | +500  | 225   | 0.90      |
| —    | —    | —    | —                | -420  | +530  | 205   | 0.90      |
| 0.45 | -230 | + 10 | -175             | -540  | +420  | 195   | 0.85      |
| 0.68 | - 90 | +135 | 0                | -590  | +640  | 245   | 0.90      |
| 0.44 | -205 | + 50 | -150             | -420  | +490  | 210   | 0.85      |
| 0.47 | -195 | 0    | -155             | -430  | +390  | 175   | 0.60      |
| 0.26 | -250 | 0    | -205             | -480  | +430  | 190   | 0.85      |
| 0.52 | -250 | - 45 | -205             | -570  | +430  | 220   | 0.90      |
| 0.51 | -250 | - 20 | -205             | -520  | +390  | 180   | 0.60      |
| 0.85 | -135 | +115 | - 45             | -530  | +430  | 200   | 0.50      |
| 1.27 | -125 | +135 | + 20             | -440  | +430  | 200   | 0.55      |
| 1.10 | -186 | + 80 | - 75             | -570  | +560  | 250   | 0.80      |
| 0.45 | -186 | + 95 | -120             | -490  | +470  | 220   | 0.80      |

Е. А. КОЛОТИЛОВ, Г. В. ЗАПЦЕВА

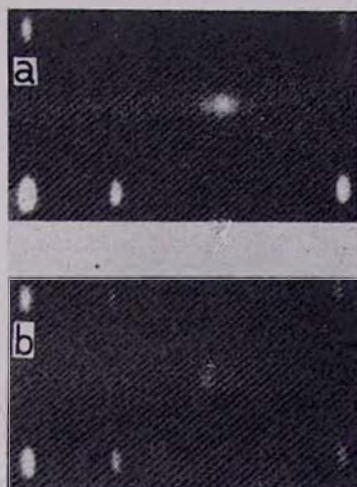


Рис. 1. Спектры области  $H_{\alpha}$  для RY Tau а) 24—25.I.73, б) 5—6.II.73.

К ст. Е. А. Колотилова, Г. В. Зайцевой

скорость линии. Результаты измерений содержатся в столбцах 6—11 табл. 1.

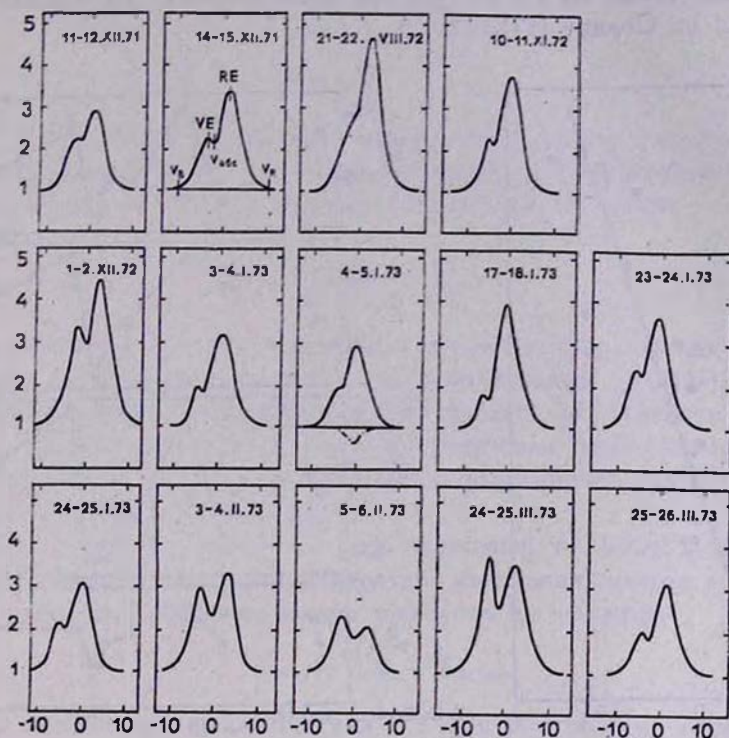


Рис. 2. — контуры эмиссионной линии  $H_2$  в спектре RY Тау, — — — контур линии поглощения для звезды G0V. Контуры построены в единицах интенсивности непрерывного спектра, масштаб оси ординат одинаков для всех контуров. По оси абсцисс отложены  $\pm \Delta\lambda$  в Å.

На рис. 3 а) и б) показаны зависимости величины  $V/R$  от  $v_{abs}$  и изменение величин  $VE$ ,  $RE$ ,  $v_{abs}$  и  $v_{sm}$  со временем. Можно отметить существование корреляции между величинами  $V/R$  и  $v_{abs}$ , а также согласованный характер изменений величин  $VE$ ,  $RE$  и  $v_{abs}$ . Как видно из рисунка, лучевая скорость абсорбционного ядра меняется в значительных пределах, в то время, как  $v_{sm}$  изменяется не сильно. Можно подозревать также некоторую периодичность в изменении  $v_{abs}$ , но для окончательных выводов необходимы дальнейшие наблюдения. По 14 спектрограммам среднее значение  $v_{abs} \approx -130$  км/сек.

б) *Исследование механизма расширения эмиссии.* При анализе наблюдаемых контуров линии  $H_2$  мы последовали методике, применен-

ной А. А. Боярчуком и И. И. Проник [16] при изучении контуров эмиссии  $H_\alpha$  в спектрах некоторых Ве-звезд. Аналогичная методика применялась также А. Н. Коваль при исследовании водородной эмиссии в усах на Солнце [17].

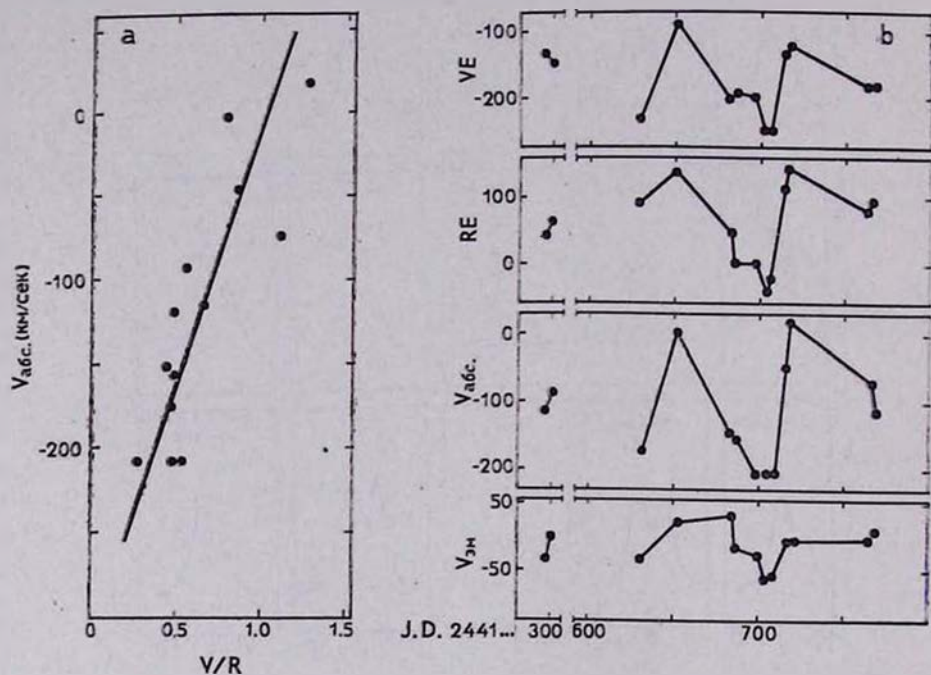


Рис. 3. а) Зависимость величины  $V/R$  от  $v_{abs}$ ; б) Изменение величин  $VE$ ,  $RE$ ,  $v_{abs}$  и  $v_{em}$  (выражены в км/сек) во времени (юлианские дни).

Будем считать для крыльев эмиссионной линии  $H_\alpha$  справедливым приближение оптически тонкого слоя. Тогда можно записать выражение для интенсивности излучения в виде

$$I(\Delta\nu) = \frac{1}{4\pi} A_{32} h\nu_{32} N_3 \varphi(\Delta\nu),$$

где  $N_3$  — число водородных атомов на луче зрения над  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды,  $A_{32}$  — вероятность перехода  $3 \rightarrow 2$ ,  $\varphi(\Delta\nu)$  — частотный профиль коэффициента излучения. Функция  $\varphi(\Delta\nu)$  удовлетворяет условию:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\Delta\nu) d\nu = 1.$$

Если форма коэффициента излучения определяется движением атомов, тогда для интенсивности в крыльях (в шкале  $\lambda$ ) получим

$$I(\Delta\lambda) \sim e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2},$$

где  $\Delta\lambda$  — расстояние от центра линии,  $\Delta\lambda_D = (v/c)\lambda_0$  — величина, зависящая от характерной скорости движения излучающих атомов  $v$ . Когда определяющим является затухание вследствие излучения,

$$I(\Delta\lambda) \sim \frac{1}{\Delta\lambda^2}.$$

Таким образом, при доплеровском механизме расширения линии существует пропорциональность между величинами  $\lg(I(\Delta\lambda)/I')$  и  $\Delta\lambda^2$ , где коэффициент пропорциональности зависит от скорости движения атомов. Для затухания вследствие излучения величина  $\lg(I(\Delta\lambda)/I')$  пропорциональна  $\lg \Delta\lambda$  и коэффициент пропорциональности равен 2. Здесь  $I'$  — некоторая постоянная.

Если оболочка прозрачна для излучения, то наблюдаемая интенсивность есть сумма интенсивностей излучения звезды и оболочки. Тогда излучение оболочки можно выделить по формуле:

$$I_{\text{обл}} = I_{\text{набл}} - I_{\text{звезд}}.$$

Контур линии поглощения  $H_\alpha$  для RY Tau построен по нашим наблюдениям стандартных звезд F8V и G3V. Этот контур использовался при определении интенсивности  $I_{\text{обл}}$  в крыльях ( $\Delta\lambda > 4\text{Å}$ ) эмиссионной линии  $H_\alpha$ . Принималось во внимание при этом значение лучевой скорости RY Tau + 26 км/сек, взятое из [13].

Для каждого наблюдаемого контура были построены графики в двух системах осей:  $\lg(I_{\text{обл}}/I')$ ,  $\Delta\lambda^2$  и  $\lg(I_{\text{обл}}/I')$ ,  $\lg \Delta\lambda$ . Вообще говоря, крылья линии у большинства контуров несимметричны, и измерения для фиолетового и красного крыльев контура сдвигались по оси ординат до совмещения. На рис. 4 приведены для примера графики обоих типов для нескольких спектрограмм линии  $H_\alpha$ .

Построенные таким образом графики показали, что для всех контуров в координатах  $\lg(I_{\text{обл}}/I')$ ,  $\Delta\lambda^2$  точки удовлетворительно ложатся на прямые в отличие от графиков типа  $\lg(I_{\text{обл}}/I')$ ,  $\lg \Delta\lambda$ , т. е. наблюдения свидетельствуют, что крылья линии  $H_\alpha$  в спектре RY Tau хорошо описываются доплеровскими контурами. Далее, по каждому графику в осях  $\lg(I_{\text{обл}}/I')$ ,  $\Delta\lambda^2$  были определены коэффициенты пропорциональности и, соответственно, вычислены характерные скорости

движения  $v_D$  излучающих атомов. Результаты вычислений содержатся в столбце 12 табл. 1. Как видно из таблицы, величина  $v_D$  менялась на протяжении периода наблюдений, среднее значение ее  $\sim 200$  км/сек.

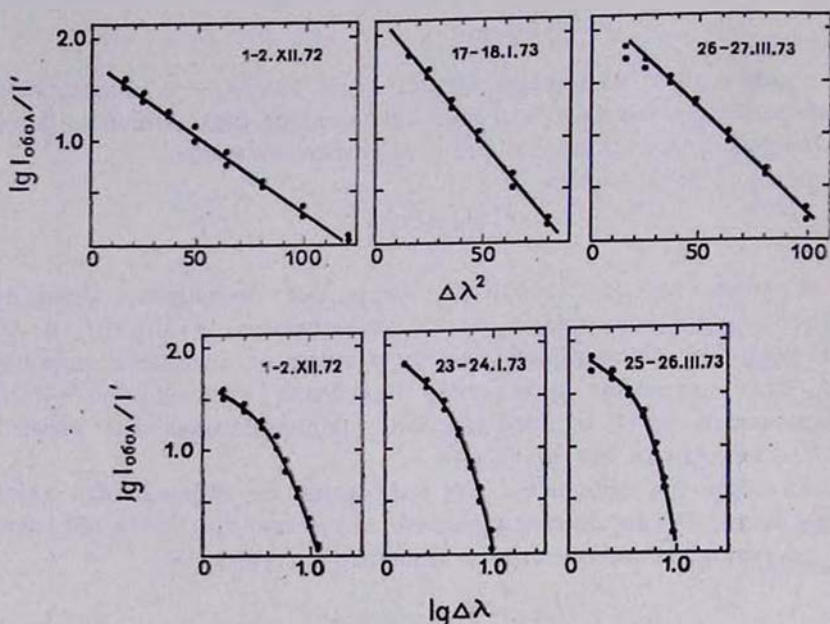


Рис. 4. Зависимости величин  $\lg I_{\text{обол}}/I'$  от  $\Delta\lambda^2$  и  $\lg \Delta\lambda$  для крыльев ( $\Delta\lambda > 4 \text{ \AA}$ ) линии  $H_\alpha$ .

Так как проведенный анализ показал, что эмиссия в крыльях линии  $H_\alpha$  оптически тонкая, то их протяженность до 10–12  $\text{\AA}$  указывает на скорости, достигающие до  $\sim 500$  км/сек.

в) О самопоглощении излучения в  $H_\alpha$ . Если предположить, что оболочка прозрачна во всех частотах линии  $H_\alpha$ , то можно определить число излучающих атомов  $N'_3$  по формуле:

$$E(H_\alpha) = \frac{1}{4\pi} A_{32} h\nu_{32} N'_3,$$

где  $E(H_\alpha)$  — энергия, излученная столбцом оболочки с основанием  $1 \text{ см}^2$  в линии  $H_\alpha$ . С другой стороны, так как проведенное исследование показало, что в крыльях линии оболочка прозрачна и расширение линии вызывается эффектом Доплера, можно определить число  $N_3$  из выражения:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} A_{32} \frac{hc}{\lambda \Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} N_3,$$

где  $I(\Delta\lambda)$  — интенсивность излучения столбца оболочки в крыле линии на расстоянии  $\Delta\lambda$  от центра. Величины  $N'_3$  и  $N_3$  можно вычислить, если выразить  $E(H_2)$  и  $I(\Delta\lambda)$  в абсолютных энергетических единицах и знать размеры излучающей области. Однако, если взять отношение:

$$\frac{N'_3}{N_3} = \frac{E(H_2)}{I(\Delta\lambda)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2},$$

то здесь вместо величин  $E(H_2)$  и  $I(\Delta\lambda)$  можно использовать соответствующие эквивалентные ширины, выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра. Вместо  $E(H_2)$  подставлялись измеренные  $W_\lambda$  эмиссии  $H_2$  и вместо  $I(\Delta\lambda)$  эквивалентные ширины участка линии шириной в 1 Å на расстоянии  $\Delta\lambda = 5.5$  Å от центра. Результаты вычисления отношений  $N'_3/N_3$  представлены в столбце 13 табл.1. Величины  $N'_3/N_3$  меньше единицы (среднее значение  $\sim 0.75$ ), что указывает на самопоглощение излучения в линии  $H_2$ .

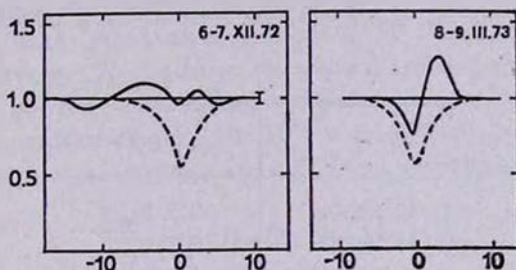


Рис. 5. — контуры эмиссионной линии  $H_\beta$  в спектре RY Тау, --- контур линии поглощения  $H_\beta$  для звезды G0V. Контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра, вертикальной черточкой указана ошибка построения контура. По оси абсцисс отложены  $\pm \Delta\lambda$  в Å.

**Наблюдаемые контуры линии  $H_\beta$ .** На рис. 5 приводятся два наблюдаемых в спектре RY Тау контура линии  $H_\beta$ . На двух других спектрограммах области  $H_\beta$ , полученных 3.III.73 и 7.III.73, линия не видна ни в эмиссии, ни в поглощении. Точность построения контуров по нашим спектрограммам оценивалась ранее [15] и составляет 0.03

от единицы непрерывного спектра. Контур линии  $H_3$ , наблюдавшийся 6.XII.72, очень похож на контур этой линии, приведенный Куки [13].

Кроме изменения вида контура со временем, обращает на себя внимание малая интенсивность эмиссии в  $H_3$  по сравнению с эмиссией в  $H_2$ . На рис. 5 показан также контур линии поглощения, построенный по наблюдениям стандартных звезд. Излучение оболочки выделялось согласно формуле  $I_{\text{обол}} = I_{\text{набл}} - I_{\text{звезд}}$ , величины  $W_\lambda$  эмиссии указаны в столбце 5 табл. 1. Ширина эмиссии оболочки, как видно из рис. 5, не превосходит ширины линии поглощения.

*Определение интенсивности излучения в линиях  $H_2$  и  $H_3$  в абсолютных энергетических единицах.* Как уже отмечалось, в некоторые ночи одновременно со спектральными наблюдениями были проведены фотоэлектрические измерения блеска RY Тау в фильтрах UBV. Это позволяет, определив эквивалентную ширину эмиссионной линии из фотографических наблюдений, выразить интенсивность излучения в линии в абсолютных энергетических единицах, Код [18] дает значение освещенности, равное  $3.8 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup> сек А (для  $\lambda = 5560 \text{ \AA}$ ) у Земли для звезды с  $m_V = 0^m 00$ . Относительное распределение энергии в спектре звезды G 0 V мы взяли из [19]. Используя эти данные, а также фотоэлектрические величины  $V$ , полученные в моменты спектральных наблюдений, мы вычислили наблюдаемые потоки в линиях  $H_2$  и  $H_3$  в эрг/сек см<sup>2</sup> (табл. 2, 2 столбец).

Таблица 2

| Дата                 | $F_{\text{набл}}$ (эрг/см <sup>2</sup> сек) |
|----------------------|---------------------------------------------|
| 11—12.XII.71         | $2.2 \cdot 10^{-12}$                        |
| 10—11.XI.72          | $2.2 \cdot 10^{-12}$                        |
| 1—2.XII.72           | $3.7 \cdot 10^{-12}$                        |
| 6—7.XII.72 ( $H_3$ ) | $4.1 \cdot 10^{-13}$                        |
| 3—4.I.73             | $1.8 \cdot 10^{-12}$                        |
| 23—24.I.73           | $2.7 \cdot 10^{-12}$                        |
| 5—6.II.73            | $1.65 \cdot 10^{-12}$                       |
| 8—4.III.73 ( $H_3$ ) | $4.2 \cdot 10^{-15}$                        |
| 25—26.III.73         | $2.8 \cdot 10^{-12}$                        |

Как видно из табл. 2, изменения наблюдаемого потока в линии  $H_2$  (по линии  $H_3$  мы располагаем недостаточным числом наблюдений) происходят так же, как и колебания блеска звезды, неправильным об-

разом. Максимальное изменение потока достигает двух раз. Средние значения за период наблюдений

$$F_{\text{нба}}(H_1) \approx 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек} \text{ и } F_{\text{нба}}(H_2) \approx 4.15 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$$

Принимая, согласно [20], расстояние до RY Tau равным 200 пс и величину межзвездного поглощения  $A_V = 0.9$ , вычислим средние светимости оболочки в линиях  $H_1$  и  $H_2$

$$F(H_1) \approx 2.2 \cdot 10^{31} \text{ эрг/сек} \text{ и } F(H_2) \approx 4.5 \cdot 10^{30} \text{ эрг/сек.}$$

В декабре 1972 г. были получены спектрограммы для RY Tau в две довольно близкие даты — 1.XII в области  $H_1$  и 6.XII в области  $H_2$ . Блеск звезды в этот интервал менялся незначительно (см. табл. 1). Можно определить по этим спектрограммам отношение энергий, излученных оболочкой в линиях  $H_1$  и  $H_2$

$$\frac{H_1}{H_2} \approx 7.$$

Наблюдения более высоких членов серии Бальмера нами не проводились. Отметим здесь, что, согласно Джою [9], слабая эмиссия наблюдается в фиолетовых крыльях линий поглощения  $H_1$  и  $H_2$  в спектре RY Tau.

**Обсуждение результатов.** Модель газовой оболочки, окружающей RY Tau, была предложена Кухи [13]. Согласно его расчетам, звезду с радиусом  $R_{**} \approx 3R_\odot$  окружает обширная, движущаяся с постоянной скоростью, эмиссионная область радиусом  $R \approx 10 R_{**}$ . Была определена плотность  $N_H(R_{**}) \approx 10^{10}$  и масса оболочки  $M_{\text{обл}} \approx 10^{22}$  г. Скорость потери массы вычислялась Кухи по формуле:

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R_{**}^2 N_H(R_{**}) v_0 m_H.$$

Входящая в это выражение скорость истечения вещества  $v_0$  считалась равной лучевой скорости края фиолетового эмиссионного крыла (величина  $v_B$  для наших измерений линии  $H_1$ ). Недавно Гам [21] показал, что для RW Aur (звезда типа T Tau с сильными эмиссионными линиями) величина  $v_B$  зависит от блеска звезды и значение  $dm/dt$  переоценено Кухи, по-видимому, на фактор  $> 2$ . Для RY Tau в [13] принимается значение скорости истечения  $v_0 = 325$  км/сек. Измерение  $v_B$  для RY Tau на наших спектрограммах линии  $H_1$  показало, что эта величина является переменной, однако зависимости от блеска не обнаружено. По 14 спектрограммам среднее значение  $v_B \approx 470$  км/сек.

Подобные изменения спектральных линий свойственны, по-видимому, многим звездам типа Т Тау, что заставляет с осторожностью относиться к оценкам потери массы.

В настоящее время не известны причины, вызывающие свечение в линиях оболочек звезд типа Т Тау. Согласно [13], для звезды с  $R_{\text{вн}} = 3R_{\odot}$  и  $T = 4500^\circ$  размер зоны Н II, создаваемый звездной радиацией, очень мал и составляет  $10^{-3}R_{\text{вн}}$ . Кухи считает возможным источником свечения поток частиц высокой энергии. Недавно Зайцева, Лютый, Черепашук [6] провели электрофотометрические наблюдения интенсивности линии  $H_\alpha$  в спектре RY Тау. Они обнаружили, что как в минимуме блеска ( $\bar{V} = 11^{\text{m}}0$ ), так и при более ярком блеске ( $\bar{V} = 10^{\text{m}}5$ ) интенсивность эмиссии  $H_\alpha$  коррелирует с показателем  $(U - B)$  — интенсивность линии растет с увеличением ультрафиолетового потока. В работе [6] сделан вывод, что эмиссия  $H_\alpha$  у RY Тау имеет рекомбинационное происхождение.

Сопоставление полученных по нашим фотографическим наблюдениям величин  $F_{\text{вн.б.л.}}(H_\alpha)$  с показателями  $(U - B)$  показано на рис. 6. Как видно из рисунка, наши наблюдения не противоречат результатам, полученным в [6] по электрофотометрическим наблюдениям. Согласно [6], время переменности излучения в линии  $H_\alpha$  меньше суток, такой же вывод следует и из наших спектральных наблюдений. В таком случае нижняя граница электронной плотности в излучающей области  $n_e \geq 10^7 \text{ см}^{-3}$ .

Для интерпретации двухкомпонентного вида контуров линий в спектре RY Тау в [13] принимается, что эмиссионная область полностью прозрачна для излучения в линиях и поглощение происходит в слое, окружающем эту область и имеющем оптическую толщину  $\tau \sim 1$ . Тогда мы могли бы, для освобождения от влияния самопоглощения, достроить контур по наблюдаемым крыльям линии, увеличив тем самым интенсивность линии. Такая методика применялась в некоторых работах при интерпретации водородного спектра солнечных протуберанцев и усов. Однако, как показано в [22], это будет справедливо только для случая истинного поглощения света в линии, и в действительности необходимо учитывать процессы рассеяния квантов и их дробления. При этом, если диффузия излучения происходит с вероятностью переизлучения, равной единице, интенсивность линии не меняется с увеличением оптической толщины. Однако контур линии с увеличением  $\tau$  становится все более и более „седлообразным“. Для оценки  $\tau$  воспользуемся расчетами Гринина [23]. Им были вычислены интенсивности водородных линий в спектре оптически толстой плазмы, частично непрозрачной в бальмеровской серии, при рекомбинационном

механизме заселения уровней. Для линии  $H_2$  в его расчетах было принято предположение о чистом рассеянии излучения. Сравнение наблюдаемого для оболочки RY Тау отношения  $H_\alpha/H_3 \approx 7$  с результатами [23] приводит к  $\tau \approx 40$ . Но здесь следует отметить, что расчеты [23] проведены для среды, движущейся с небольшим градиентом скорости.

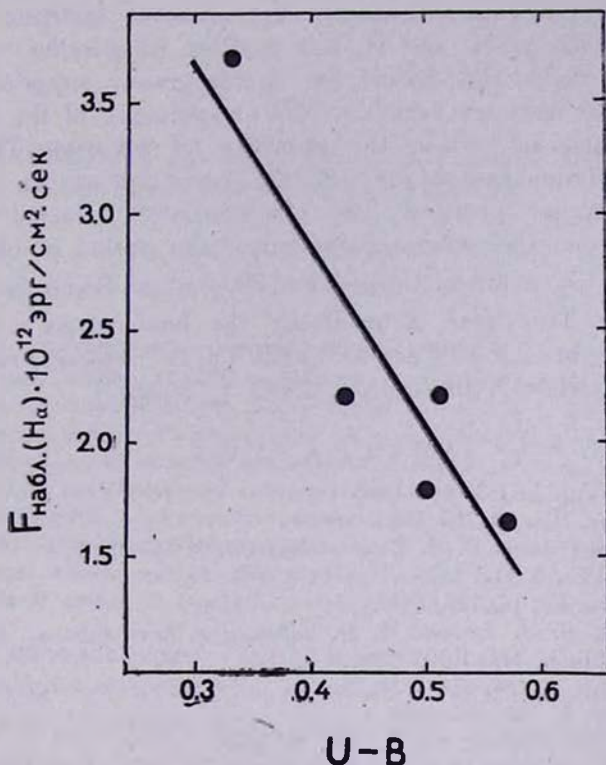


Рис. 6. Зависимость наблюдаемого потока в линии  $H_\alpha$  от (U-B).

Для более точных оценок при сравнении наблюдаемого и теоретического бальмеровских декрементов следует использовать расчеты, аналогичные выполненным в [24].

Авторы благодарны Э. А. Дибак за постоянное внимание к работе, В. Ф. Есипову за помощь в организации наблюдений и критические замечания, сделанные при прочтении статьи, а также В. П. Гринину за полезное обсуждение результатов работы. Мы благодарны дирекции ГАО АН УССР за предоставленную возможность работы на микрофотометре обсерватории.

Крымская станция ГАИШ

# VARIATIONS OF EMISSION $H_\alpha$ AND $H_\beta$ LINE PROFILES IN THE SPECTRUM OF RY TAU

E. A. KOLOTILOV, G. V. ZAYTSEVA

Spectral and photoelectric UVB observations of the irregular variable star RY Tau were carried out in 1971—73 with the 125 and 60-cm reflectors of the Sternberg Astronomical Institute Southern Station. The emission  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  line profiles (dispersion  $\sim 20 \text{ \AA/mm}$ ) were obtained with the diffraction spectrograph supplied with an image tube. The lines are variable. The appearance of the line profile changes with time as well as the intensity of emission. The analysis of the  $H_\alpha$ —emission has shown that the line wings can be represented well by the Doppler profiles. The characteristic velocity of motions  $v_D$  obtained from the wings changes over the period of observations, the mean value  $v_D$  being of the order of  $200 \text{ km/sec}$ . Some characteristics of the envelope have been determined: the luminosities in  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  lines are equal to  $2.2 \cdot 10^{31} \text{ erg/sec}$  and  $4.6 \cdot 10^{30} \text{ erg/sec}$ , respectively, the ratio of  $H_\alpha/H_\beta \approx 7$ , the optical depth  $\tau_{H_\alpha} \approx 40$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Herbig, *Ap. J.*, 133, 337, 1961.
2. П. Н. Холопов, *ПЗ*, 10, 180, 1955.
3. В. А. Dragomiretskaya, V. P. Tsessevitch, *IBVS*, № 546, 1961.
4. W. Wenzel, *MVS*, 5, 117, 1970.
5. Г. В. Зайцева, *ПЗ*, 16, 435, 1968.
6. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, А. М. Черепашук, *Астрофизика*, 10, 357, 1974.
7. E. Mendoza, *Ap. J.*, 143, 1010, 1966.
8. E. Mendoza, *Ap. J.*, 151, 977, 1968.
9. A. H. Joy, *Ap. J.*, 102, 168, 1945.
10. W. Borsack, J. Greenstein, *Ap. J.*, 131, 83, 1960.
11. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 5, 240, 1969.
12. Э. А. Исмаилов, *Астрон. цирку.*, № 763, 1973.
13. L. V. Kuhl, *Ap. J.*, 140, 1409, 1964.
14. Л. А. Бугаенко, О. И. Бугаенко, сб. „Физика Луны и планет“, Киев, 1966.
15. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов, *Астрофизика*, 9, 185, 1973.
16. А. А. Боярчук, И. И. Проник, *Изв. КРАО*, 31, 3, 1964.
17. А. Н. Коваль, *Изв. КРАО*, 44, 94, 1972.
18. А. Д. Код, сб. „Звездные атмосферы“, М., 1963.
19. В. Страйжис, Э. Свидерскене, *Бюлл. Вильнюсской астрон. обсерватории*, № 35, 1972.
20. П. Н. Холопов, *Астрон. ж.*, 36, 295, 1965.
21. G. Gahm, *Astron. Astrophys.*, 8, 73, 1970.
22. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 39, 632, 1962.
23. В. П. Гриник, *Астрофизика*, 5, 371, 1969.
24. А. А. Боярчук, *Изв. КРАО*, 35, 45, 1966.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

### ИНТЕРЕСНАЯ „УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ“ ЗВЕЗДА, ОБНАРУЖЕННАЯ „ОРИОНОМ-2“

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 19 апреля 1974

Во время астрофизических экспериментов с помощью „Ориона-2“ было обнаружено много звезд, слабее  $11-12^m$  и особо сильных в ультрафиолетовых лучах — в области длин волн, короче  $3000 \text{ \AA}$ . Одна такая звезда (№ 1, рис. 1) рассматривается в настоящей статье. Распределение энергии в спектре этой звезды — наблюдаемое (кружки) и исправленное за межзвездное поглощение (точки) — представлено на рис. 4 наряду с теоретическими кривыми. Эффективная температура этой звезды оказалась выше  $20000^\circ\text{K}$ , а абсолютная светимость  $M > 0$ . Не менее интересна структура эмиссионных линий у этой звезды (рис. 3 табл. 2). Особо выделяются резонансные эмиссионные линии: дублет  $2800 \text{ Mg II}$  и квартет  $3080 \text{ Ti II}$ . По всем данным „ультрафиолетовая“ звезда № 1 отличается от известных нам типов звезд.

В ходе внеатмосферных астрофизических экспериментов, проведенных с помощью обсерватории „Орион-2“, установленной на космическом корабле „Союз-13“, были обнаружены звезды, слабее  $11-12^m$  и особо сильных в ультрафиолетовых лучах — в области длин волн, короче  $3000 \text{ \AA}$ . Одна такая звезда, не входящая в существующие каталоги и обозначенная нами номером 1, рассматривается в настоящей заметке.

Местоположение звезды № 1 указано на рис. 1; она находится недалеко от Капеллы, в соседстве со звездами SAO 040303 и SAO 040307 ( $\alpha \sim 05^h20^m$ ,  $\delta \sim +47^\circ$ ). На рис. 2 приведена репродукция изображения спектра этой звезды, полученного при 18 минутной экспозиции с помощью 24-сантиметровой объективной призмы и менискового телескопа „Ориона-2“. Фотографирование осуществлено на фотопленке Kodak 103-O-UV. На этом рисунке видны изображения спектров еще двух звезд, почти таких же по блеску в фотографических лучах, что и № 1, но заведомо поздних классов.

По нашему определению фотографическая величина звезды № 1 равна  $12^m6$ , вместе с тем, коротковолновая граница ее спектра может быть прослежена, судя по рис. 2, до пределов 2500 Å. Микрофотометрическая запись этого спектра изображена на рис. 3; она состоит из сплошного фона (непрерывный спектр), а также многочисленных эмиссионных линий и линий поглощения. Часть этих линий, вероятно, не вызвана флуктуациями фотографической плотности и безусловно реальна, в виду того, что спектральное разрешение нашего спектрографа не так уж мало — 14 Å и 28 Å на длинах волн 2500 Å и 3000 Å, соответственно (подробности об аппаратуре „Орион-2“ см. [1]).

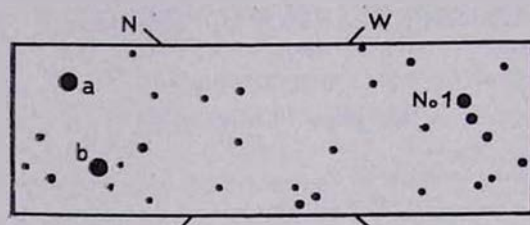


Рис. 1. Карта отождествления звезды № 1. а = SAO 040303 ( $\alpha=05^h20^m1$ ,  $\delta=+47^\circ55'$ ), b=SAO 040307 ( $\alpha=05^h20^m5$ ,  $\delta=+47^\circ49'$ ).

Обработка приведенной на рис. 3 микрофотограммы была произведена обычным способом. Стандартные спектрограммы, по которым построена характеристическая кривая, были получены в лабораторных условиях на кусках штатной фотопленки, побывавшей в условиях космоса и оставшейся неиспользованной в кассете „Ориона-2“. Что касается спектральной чувствительности нашей аппаратуры, то она в данном случае была найдена с помощью трех сравнительно ярких звезд класса A0, а именно SAO 040194 ( $m_p=9.0$ ), SAO 040265 ( $8^m4$ ) и SAO 040280 ( $7^m5$ ), для которых наблюдаемые показатели цвета B—V равны нулю, а следовательно, они в меньшей степени подвержены влиянию межзвездного селективного поглощения (расстояние этих звезд равно 400, 300 и 200 пс, соответственно). Путем сравнения найденных из наблюдений спектров этих звезд с теоретическим распределением энергии в спектре звезды класса A0 при эффективной температуре  $T=10\,000^\circ\text{K}$  [2] и была выведена спектральная чувствительность системы  $\delta_\lambda$ . При этом  $\delta_\lambda$  все-таки исправлено за эффект межзвездного поглощения, соответствующего среднему расстоянию наших „стандартных“ звезд  $r=0.3$  клс. Не имея конкретных данных об интересующей нас области неба, приходится использовать данные о межзвездном поглощении в ультрафиолете  $a_\lambda$ , най-

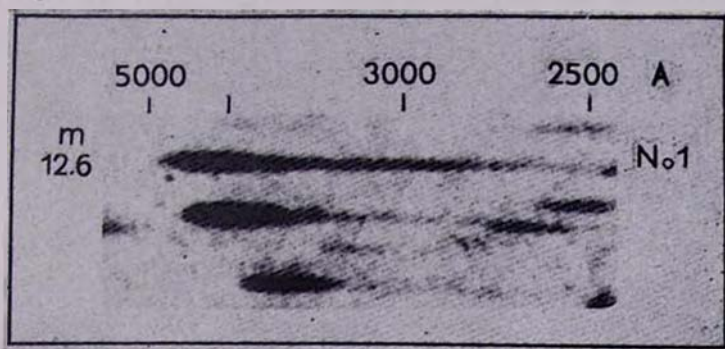


Рис. 2. Фрагмент кадра F 21, полученного телескопом „Ориона-2“ с экспозицией 18 минут. Виден спектр звезды №1 до 2500А, а также спектры двух соседних звезд поздних классов.

К ст. Г. А. Гурзаяна

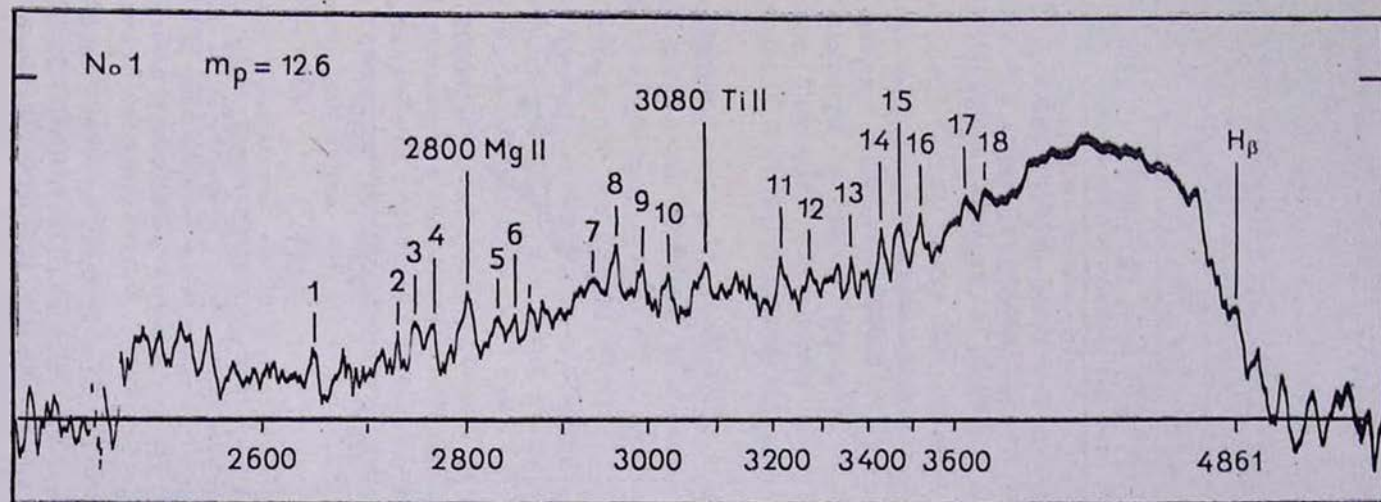


Рис. 3. Микрофотометрическая запись спектра звезды № 1, снятая на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4.

денные Блессом и Саваджем [3] для направления в сторону звезды  $\alpha$  Сет; эти величины, снятые из средней сглаженной кривой, приведены в табл. 1.

Таблица 1

ПРИНЯТЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В  
УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

| Длина волны $\lambda$             | 4500    | 4000 | 3500 | 3000 | 2800 | 2600 | 2400 | 2200 | 2000 |
|-----------------------------------|---------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Поглощение $a_{\lambda}$ на 1 клс | $1^m30$ | 1.50 | 1.63 | 1.85 | 2.0  | 2.20 | 2.60 | 3.24 | 2.80 |

При исправлении  $\delta_{\lambda}$  за эффект межзвездного поглощения с использованием упомянутых „стандартных“ звезд, для которых  $B-V=0$ , принято  $a_{\lambda}=0$  на  $\lambda=4500 \text{ \AA}$ , а дальше, в сторону коротких волн, учтены разницы  $a_{\lambda} - a_{4500}$ .

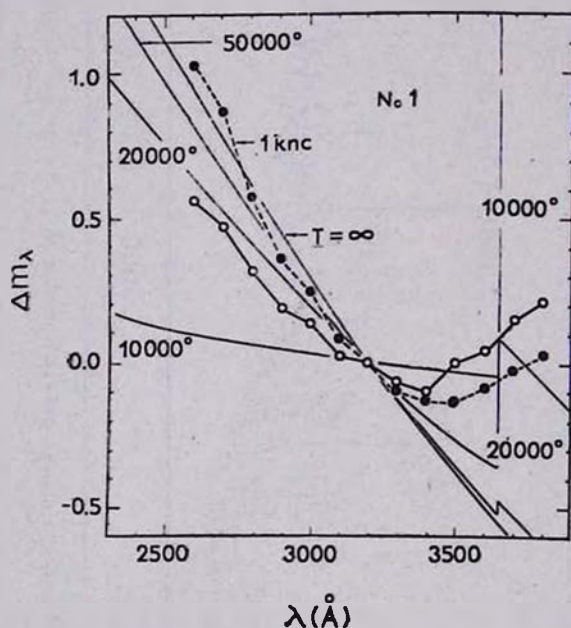


Рис. 4. Распределение энергии в спектре звезды № 1 в области длин волн 3800—2600  $\text{\AA}$ : кружки — наблюдения, точки — исправленное за межзвездное селективное поглощение. Кривые суть теоретическое распределение непрерывного спектра по данным [2]. Кривая  $T=\infty$  соответствует планковскому распределению при бесконечной температуре.

Описанным способом было найдено относительное распределение энергии в спектре звезды № 1 в области 3800—2600  $\text{\AA}$ ; оно приведено на рис. 4 (кружки с жирной линией). При этом интенсивность

излучения в шкале длин волн, выраженная в звездных величинах, принята за единицу на  $\lambda = 3200 \text{ \AA}$  (положительный знак  $\Delta m$  соответствует возрастающей интенсивности). Там же, на рис. 4, приведены теоретические кривые, взятые из [2] и соответствующие распределению энергии в непрерывных спектрах фотосферического излучения звезд с эффективной температурой  $10\,000^\circ$ ,  $20\,000^\circ$ ,  $50\,000^\circ\text{K}$  (при  $\lg g = 4.0$ ), а также  $T \rightarrow \infty$ .

Как следует из рис. 4, наблюдаемое и не исправленное за эффект межзвездного поглощения распределение энергии в спектре звезды № 1 довольно близко к кривой, соответствующей  $T = 20\,000^\circ\text{K}$ . Но влияние межзвездного поглощения в области длин волн короче  $3000 \text{ \AA}$  довольно велико и учитывать его необходимо.

Мы ничего не знаем об абсолютной светимости или расстоянии звезды № 1. Примем условно  $r = 1000 \text{ пс}$ , имея в виду, что она сравнительно слаба. Тогда, после исправления результатов наблюдений за эффект межзвездного поглощения с использованием данных табл. 1, мы найдем распределение энергии в спектре этой звезды в форме, изображенной на рис. 4 черными точками с пунктирной линией. Эти точки оказались значительно выше теоретической кривой, соответствующей  $T = 20\,000^\circ\text{K}$  и находятся где-то в области с  $T > 50\,000^\circ\text{K}$ .

Таким образом, хотя по распределению непрерывного спектра в области  $3000\text{--}2500 \text{ \AA}$  мы не можем установить в точности величину эффективной температуры звезды № 1, тем не менее, можно с уверенностью сказать, что она больше  $20\,000^\circ\text{K}$ . Это значит, что звезда № 1 должна быть по крайней мере класса раннего В, если не О. Но если это обычная звезда, то при такой высокой температуре ее абсолютная светимость должна быть  $-3^m$  или  $-4^m$ . Тогда ее расстояние получается поистине огромным — больше  $10\,000 \text{ пс}$ . Между тем, звезда № 1 находится в направлении антицентра Галактики ( $l \sim 175^\circ$ ,  $b \sim +7^\circ$ ). Стало быть, чтобы она оказалась в пределах Галактики, необходимо, чтобы ее расстояние не превышало нескольких тысяч парсек, то есть допустить, что для нее  $M > 0$  (при  $r = 1000 \text{ пс}$  получается  $M \sim +2$ ).

Не менее интересной оказалась структура спектральных линий звезды № 1. Мы имеем в виду прежде всего эмиссионные линии; некоторые из них выделены на рис. 3, а в табл. 2 приведены длины этих линий, их эквивалентные ширины (весьма приблизительно), а также вероятные отождествления. Конечно, как к самому выделению, так и к отождествлению этих линий следует относиться с оговоркой, имея в виду трудности стандартизации длин волн в случае слабых звезд, к тому же неизвестного класса.

Представляет особый интерес наличие в спектре интересующей нас звезды ультрафиолетового дублета ионизованного магния 2800 Mg II (2796 Mg II и 2803 Mg II) в эмиссии, и то довольно сильной. Не менее интересно присутствие группы из четырех близко расположенных линий ионизованного титана — квартета (или сикстета ?) с приведенной длиной волны 3080 Å (3073, 3075, 3078 и 3088 Å) также в эмиссии. Отождествление указанных двух групп линий — дублета магния и квартета титана, по-видимому, реально хотя бы потому, что обе они — резонансные — обстоятельство, заслуживающее особого внимания.

Таблица 2

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В  
СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ № 1

| Номер<br>линии | Длина<br>волны Å | Эквивалент.<br>ширина, Å | Вероятное отождествление |      |       |      |
|----------------|------------------|--------------------------|--------------------------|------|-------|------|
| 1              | 2645?            | 10                       | Ne I                     |      |       |      |
| 2              | 2733             | 3                        | He II                    |      |       |      |
| 3              | 2745             | 10                       | Mo II                    | Co I | Cu II |      |
| 4              | 2760             | 10                       | Cr II                    | Ni I |       |      |
| —              | 2800             | 13                       | Mg II                    |      |       |      |
| 5              | 2830             | 4                        | He I                     |      |       |      |
| 6              | 2852             | 2:                       | Mg I                     |      |       |      |
|                | 2945             | 4                        | He I                     |      |       |      |
|                | 2960             | 8                        | Cu I                     |      |       |      |
|                | 2990             | 3                        | Ne I                     | Fe I | Si I  | Cr I |
| 10             | 3030             | 7                        | Cr I                     | Fe I | Si II |      |
| —              | 3080             | 4                        | Ti II                    |      |       |      |
| 11             | 3205             | 10                       | He II                    |      |       |      |
| 12             | 3280             | 5                        | Cu I                     |      |       |      |
| 13             | 3370             | 3                        | Ne I                     |      |       |      |
| 14             | 3430             | 10                       | Co I                     |      |       |      |
| 15             | 3470             | 8                        | O II                     | Ni I |       |      |
| 16             | 3530             | 10                       | Co I                     | Fe I | Ni I  |      |
| 17             | 3620             | 5                        | He I                     | Ni I |       |      |
| 18             | 3680             | 5                        | He I                     | Fe I |       |      |

То, что 2800 Mg II может присутствовать в виде эмиссии в спектрах звезд, было известно и раньше [4]. Но в этих случаях речь шла о *холодных* звездах, класса К—М. В нашем же случае 2800 Mg II присутствует в виде эмиссии в спектре *высокотемпературной* звезды. Далее, насколько нам известно, это первый случай, когда квартет 3080 Ti II присутствует вообще в спектрах звезд в виде эмиссии.

Из остальных эмиссионных линий, указанных в табл. 2, заслуживают внимания линии ионизованного и нейтрального гелия; их, по-видимому, целая группа — 3205 He II (= 3203 A), 2733 He II, 2945 He I, 2830 He I, возможно 3620 He I и 3680 He I уже в обычном оптическом диапазоне. Не исключена также возможность блендирования этих линий эмиссионными линиями металлов: 2945 Ti II, 3205 Si II, 3620 Ni I, 3680 Fe I и т. д. Несколько линий, по-видимому, принадлежит нейтральному неону (3370 Ne I, 2990 Ne I).

Линия нейтрального магния 2582 Mg I (обозначенная цифрой 6 на рис. 3) очень слабая, но интересна тем, что она также резонансная и также присутствует наряду с дублетом ионизованного магния в эмиссии. Что касается остальных линий, в том числе и не зафиксированных на рис. 3, то большинство из них, по-видимому, принадлежит нейтральному и ионизованному железу, хрому, титану, никелю, кремнию, кобальту, меди, возможно марганцу, молибдену и т. д.

Эмиссионный спектр звезды № 1 не похож на спектры известных нам объектов — звезд Вольфа-Райе, Of или Be, а также ядер планетарных туманностей или других пекулярных объектов. Во всяком случае, нам не известен случай, когда линии квартета 3080 Ti II, находящихся на границе пропускания земной атмосферы, были бы обнаружены в эмиссии, хотя известен случай, когда один из компонентов этого квартета, к тому же самый слабый — 3073 Ti II, был обнаружен в спектре звезды в виде линии поглощения межзвездного происхождения [5].

Перечисленные факты хотя и очень интересные, все-таки поражают нас своей непривычностью (следует иметь в виду, что «орионовские» спектрограммы предназначены прежде всего для изучения непрерывных спектров звезд, а не их спектральных линий). Очевидно, потребуются дополнительные данные, полученные, в частности, и средствами наземной астрономии хотя бы для области, длиннее 3100 Å, прежде чем сделать из этих фактов далеко идущие выводы. Ведь в случае подтверждения этих фактов придется задуматься над вопросом: что это — мощная хромосфера или же не менее мощная газовая оболочка вокруг звезды № 1?

Среди известных нам звезд трудно подыскать аналог звезды № 1 по структуре и составу эмиссионных линий. С другой стороны, как видели выше, для этой звезды  $M > 0$ . В числе обычных высокотемпературных звезд также трудно найти объекты с такой низкой абсолютной светимостью. Среди же необычных звезд таковыми являются объекты типа Хьюмасона-Джикки и, частично, бывшие ядра планетарных туманностей [6]. Так или иначе, истинная природа «ультрафиолетовой» звезды № 1 остается для нас неясной.

# A REMARKABLE „ULTRAVIOLET“ STAR DISCOVERED BY „ORION-2“

G. A. GURZADYAN

Many stars fainter than  $11-12^m$  and with a strong ultraviolet in the wavelength region shorter than  $3000 \text{ \AA}$  were discovered during the space astrophysical experiment by means of the observatory „Orion-2“. The spectra of one of such star (No. 1, Fig. 1) is examined in the present article. The observed (open circles) and corrected (full circles) distributions of the energy in the spectrum of this star are shown in Fig. 4, together with the theoretical curves. The effective temperature of this star is too high —  $T > 20000^\circ\text{K}$ , and the absolute luminosity is too low —  $M > 0$ , in order to be an ordinary hot giant. This star has also an interesting emission-line structure (Fig. 3, Table 2). The resonance doublet  $2800 \text{ Mg II}$  and resonance quartet  $3080 \text{ Ti II}$  are distinguished particularly. The real nature of „ultraviolet“ star No. 1 is not certain.

Гарнийская Лаборатория  
Космической Астрономии

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзядян, А. Л. Кашии, М. Н. Крмоян, Дж. Б. Оганесян, *Астрофизика*, 10, стр. 177, 1974.
2. D. Mihalas, *Ap. J., Suppl.*, 9, No. 92, 321, 1965.
3. R. C. Bless, B. D. Savage, *Ap. J.*, 171, 293, 1972.
4. L. R. Doherty, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A, 270, 189, 1971.
5. T. Dunham, W. S. Adams, *P.A.S.P.*, 9, 5, 1939.
6. Г. А. Гурзядян, *Планетарные туманности*, М., 1962.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## ДИССИПАЦИЯ ЗВЕЗД В РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ NGC 188

В. М. ДАНИЛОВ

Поступила 25 января 1974

Определены полная масса  $M = (1240 \pm 210) m_{\odot}$ , радиус модели, аппроксимирующей скопление  $R = 26.7$  пс, распределение звезд по радиусу и скорость распада рассеянного звездного скопления NGC 188. Время полного распада скопления получено равным  $1.18 \cdot 10^{11}$  лет.

В работах [1, 2] был рассмотрен метод расчета скоростей диссипации звезд в скоплении с неоднородным по массе звездным составом и произвольным распределением звезд по пространственной координате. Функция распределения звезд по скоростям предполагалась сферически симметричной во всех точках скопления и обреченной на критической скорости  $v_0$ . Возмущения скоростей движения звезд рассматривались имеющими характер возмущений Ландау [3].

Оценим скорость распада скопления. Согласно (5), из [2] имеем:

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{2t(\bar{v})} \int_0^{v_0} f(v) dv \approx \frac{n}{2t(\bar{v})}, \quad (1)$$

где  $n$  — концентрация звезд в точке, удаленной на расстояние  $r$  от центра скопления (скопление предполагается сферически симметричным);  $1/2t(\bar{v})$  — средняя относительная частота „выброса“ звезд из скопления;  $f(v)$  — функция распределения абсолютных скоростей звезд,  $v_0$  — критическая скорость.

Согласно (7), из [2] приближенно имеем:

$$\frac{1}{t(\bar{v})} = \frac{\lambda}{(v_0 - \bar{v})^2} \int_{\bar{v}}^{v_0} \frac{f(v) dv}{v} \approx \frac{\lambda n}{2\bar{v}^3}, \quad \lambda = 4\pi G^2 \bar{m}^2 \ln N, \quad (2)$$

где  $\bar{v}$  — средняя квадратическая скорость звезды в скоплении,  $\bar{m}$  — средняя масса звезды скопления,  $N$  — общее число звезд скопления.

Подставим (2) в (1).

$$-\frac{\partial n}{\partial t} \approx \frac{\lambda n^2}{4\bar{v}^3}. \quad (3)$$

Усредним функцию  $1/\bar{v}^3$  по всему скоплению. Для этого запишем:

$$\left\langle \frac{1}{\bar{v}^2} \right\rangle = \frac{\int_0^R r^2 n(r) \frac{1}{\bar{v}^2(r)} dr}{\int_0^R r^2 n(r) dr}. \quad (4)$$

Поскольку все рассуждения носят чисто оценочный характер, то для вычисления интегралов в (4) воспользуемся приближенной моделью сферического скопления, рассмотренной в работе [4].

$$\Phi = \frac{G\bar{m}N}{1 + \frac{a^2}{r^2}}, \quad n(r) = n(0) \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{5/2}}, \quad \bar{v}^2 = \frac{1}{2} \Phi \quad (5)$$

где  $\Phi$  — потенциал регулярных сил скопления;  $a$  — постоянная интегрирования, определяемая из условия в центре скопления  $\Phi(0) = G\bar{m}N/a$ .

Для определения  $\Phi(0)$  воспользуемся результатами расчетов моделей квазистационарных звездных скоплений [5].

$$\Phi(0) = \zeta w(0) = \pi \eta^2 \mu w(0), \quad N = 62120 \pi \eta^3, \quad R = 131.1 \eta \text{ пс}, \quad (6)$$

где  $w$  — безразмерный потенциал;  $\eta$  — масштаб измерения расстояний в модели [5];  $\mu$  — относительная масса звезды;  $\zeta$  — масштаб измерения средних квадратов скоростей звезд в модели [5].

Приравнявая  $\Phi(0)$  из (5) и (6), получаем  $a$ .

$$\Phi(0) = \frac{N\mu}{R_{\text{пс}}} 0.134 \left( \frac{\kappa \text{ м}^2}{\text{сек}^2} \right) = \frac{G\bar{m}N}{a}, \quad a = 0.323 R_{\text{пс}}. \quad (7)$$

Поскольку  $\bar{m}$  в работе [4] вычисляется в массах Солнца, то в формуле (7)  $\mu = \bar{m}$ . Подставим (5) в (4) и вычислим полученные интегралы.

$$\left\langle \frac{1}{v^2} \right\rangle = \frac{2.808 a}{GmN} = 1.404 \frac{1}{v^2(0)}; \quad \left\langle \frac{1}{v^3} \right\rangle \simeq 1.664 \left( \frac{2}{\Phi(0)} \right)^{3/2}. \quad (8)$$

Легко видеть, что

$$N = 4\pi \int_0^R r^2 n(r) dr \simeq \frac{4}{3} \pi a^3 n(0), \quad J = 4\pi \int_0^R r^2 n^2(r) dr \simeq \frac{4}{3} \pi a^3 n^2(0) \cdot 0.190 \quad (9)$$

Подставляя  $a$  из (7) в выражение для  $J$ , находим:

$$J = 0.429 \frac{N^2}{R^2}. \quad (10)$$

Подставим  $\langle 1/v^3 \rangle$  из (8) в (3) и проинтегрируем (3) по всему объему, занимаемому скоплением. Получим скорость диссипации скопления в настоящий момент

$$-\frac{dN}{dt} = 0.560 \lambda \left( \frac{2}{\Phi(0)} \right)^{3/2} \frac{N^2}{R^2}. \quad (11)$$

Поскольку  $\Phi(0) \sim N$  (см. (7)),  $R^2 \sim N$  (см. (6)), то  $dN/dt \sim 1/\sqrt{N}$ . Таким образом, заниженные значения величин  $R$  и  $N$  существенно завышают скорость диссипации звезд в скоплении и, следовательно, при расчете величины  $dN/dt$ , кроме вычисления общей массы скопления  $M$  необходимо знать закон, по которому эта масса в скоплении распределена. В работе [2] скорость распада звездного скопления NGC 6819 оказалась завышенной в связи с учетом вклада в регулярное поле, вносимого подсистемой звезд малых масс, невидимых из-за удаленности скопления. Кроме того, значение скорости диссипации в [2] получилось завышенным в результате того, что радиус скопления определяется из звездных подсчетов неточно и его величина часто оказывается заниженной. Для получения вышеизложенных характеристик скопления воспользуемся результатами работы [6], которые запишем в следующем виде:

$$C_i = \frac{(1 - u_{01})}{u_{01}} \frac{m_i n_{0i}}{\sum_{j=2}^k m_j n_{0j}} \left( 1 + \frac{m_2 (1 - u_{01})}{u_{01}} \frac{\sum_{l=2}^k n_{0l}}{\sum_{j=0}^k m_j n_{0j}} \right)^{\alpha_i}$$

$$i = 2, 3, \dots, k; z_i = \frac{m_i - m_1}{m_1}; m_1 < m_2 < \dots < m_k. \quad (12)$$

Скопление разбито на  $k$  групп звезд по их массам  $m_i$ . В (12) парциальные плотности звезд  $i$ -ой группы  $u_{0i}$  выражены через  $u_{01}$ , т. е.

$$u_{0i} = (1 - u_{01}) \frac{m_i n_{0i}}{\sum_{j=2}^k m_j n_{0j}}. \quad n_{0i} - \text{концентрация звезд } i\text{-ой группы в центре}$$

скопления.  $C_i$  — постоянные интегрирования, определяемые из (12). Звезды с малыми массами  $m_1$  будем считать невидимыми из-за удаленности скопления. В связи с этим в формулах (12) концентрации  $n_{01}$  выражены через все остальные параметры. После того, как получены постоянные  $C_i$ , значения парциальных плотностей  $u_i$  опреде-

ляются по формулам работы [6],  $u_i = \frac{C_i \omega^{\alpha_i}}{\sum_{j=1}^k C_j \omega^{\alpha_j}}$ , где  $\omega$  связано с

пространственной координатой при помощи соотношения (13).

$$\rho = \sqrt{\frac{1}{\left(\sum_{j=1}^k \frac{C_j \omega^{\alpha_j + 1}}{\alpha_j + 1}\right)^{1/3} - 1}}, \quad \rho = \frac{r}{a}. \quad (13)$$

В качестве примера использования соотношений (12), (13) определим массу скопления NGC 188. Это скопление было подробно изучено в работах [7–12]. Расстояние до скопления 1.2 кпс [11]. Возраст скопления  $1.4\text{--}1.6 \cdot 10^{10}$  лет [7]. В работе [10] приводится функция светимости скопления до абсолютной звездной величины  $M_{\text{pg}} = +10^{\text{m}}$ . Функция показывает систематическое уменьшение числа звезд, начиная с  $M_{\text{pg}} = +5^{\text{m}}$  и до  $M_{\text{pg}} = +10^{\text{m}}$ , которое в работах [13–15] объясняется диссипацией звезд малых масс из скопления. Для вычисления пространственных концентраций звезд в скоплении воспользуемся звездными подсчетами в кольцевых зонах, приводимыми в работе [8]. Подсчеты звезд [8] выполнены до звездной величины  $V = +16^{\text{m}}.0$  и  $B = +16^{\text{m}}.0$  ( $M_{V,B} = +5^{\text{m}}.5$ ). Звезды с массами  $m < 0.9 m_{\odot}$  уже не видны на фотопластинках. По формуле перевода видимых плотностей звезд  $F(r)$

в пространственные  $n(\rho) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^R \sqrt{r^2 - \rho^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} F(r) \right) dr$ , [16], по-

лученной в предположении о сферической симметрии скопления, находим конкретное распределение звезд по координатам на интервале

$[0, 11.6 \text{ пс}]$  от центра скопления.  $n(0) = 7.25 \text{ пс}^{-3}$ . Среднюю массу звезды в полученном распределении  $n(r)$  находим при помощи функции светимости [8] с использованием таблиц [17] и эволюционных треков звезд [18, 19].  $\bar{m}_2 = 1.28 \bar{m}_\odot$ . Пусть  $k=2$ . Для определения общей массы скопления необходимо уравновесить видимое распределение звезд в NGC 188 подсистемой звезд малых масс, невидимых из-за удаленности скопления. Изменением процентного содержания слабых звезд  $u_0$  на интервале  $[0; 1]$  достигается совпадение наблюдаемого распределения  $n(r)$  с функцией  $n_2(\rho)$ . Соответствующее распределение  $n_2(\rho)$  позволяет определить полную массу скопления. Сравнение функций  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  необходимо проводить в интервале  $r \in (0, R_n]$  так, чтобы число звезд под кривой  $n_2(\rho)$  равнялось наблюдаемому на указанном интервале числу звезд  $N_n$  в скоплении.

$$4\pi a^3 \int_0^{\frac{R_n}{a}} n_2(\rho) \rho^2 d\rho = N_n. \quad (14)$$

(14) является условием для определения  $a = 0.323 R_{nc}$ , то есть после совмещения распределений  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  должен быть получен и действительный радиус скопления  $R$ .

В результате уравниваний было получено следующее свойство. Чем больше средняя масса слабой звезды  $\bar{m}_1$ , тем большее число звезд  $N_1$  массы  $\bar{m}_1$  необходимо для уравнивания наблюдаемого распределения  $n(r)$ , тем больше масса скопления.

Для вычисления величины массы  $\bar{m}_1$  использовалась функция светимости, полученная в фотографической (pg) системе в работе [10]. При помощи диаграммы цвет — светимость и нормальных точек диаграммы цвет — светимость [9] функции светимости [10] была переведена в систему V-величин. Для звездных величин  $M_V = 6, 7, 8$  в работе [13] приведены значения функции светимости скопления NGC 188. Общая динамическая эволюция правой части функции светимости среднего скопления была приближенно изучена в работе [20]. Функция с индексом  $i = 36$  была совмещена с переведенной функцией светимости на интервале от  $M_V = -5^m5$  до  $M_V = +8^m5$ . Переведенные в систему V значения функции светимости [10] на этом интервале и значения, взятые из работ [13, 20], были усреднены между собой. Функция светимости с индексом  $i = 36$ , [20], постепенно убывая, достигает  $M_V = 11^m5$ , что соответствует звездам с  $m < 0.22 m_\odot$ . После сравнения функции светимости [8] с полученной было определено приближенное значение средней массы звезды из подсистемы

звезд малых масс  $\overline{m}_1 = 0.73 m_\odot$ . В результате совмещения функций  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  получено значение общей массы скопления  $\mathfrak{M} \sim 10^3 + 10^4 m_\odot$  и радиуса скопления  $R \sim 3 \cdot 10^1$  пс, что позволяет считать видимую конфигурацию NGC 188 малой примесью к действительной системе звезд в скоплении NGC 188. Для уточнения полученных значений  $\mathfrak{M}$  и  $R$  использовалась аппроксимация наблюдаемого распределения звезд  $n(r)$  квазистационарными моделями подсистем массивных звезд, представляющих собой малую примесь к однородному скоплению. Методика расчета таких моделей приводится в работе [21]. Введение условия диссипации позволяет уточнить ход плотностей звезд вблизи внешней границы скопления. Уравнения квазистационарной подсистемы массивных звезд ( $m = \overline{m}_2$ ) малой примеси имеют вид (15), [21].

$$\begin{aligned} x' &= \frac{1}{z^2 - b^2 \rho^2} \left[ \left( \frac{5}{2} b^2 \rho + v - u + b \rho \varphi \right) x + (-b - \varphi) y \right], \\ y' &= \frac{1}{z^2 - b^2 \rho^2} \left[ \left( -\frac{5}{2} b z + b \rho u - b \rho v - z \varphi \right) x + \left( 3b^2 \rho - 2 \frac{z}{\rho} + b \rho \varphi \right) y \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

В этих уравнениях  $x$  — звездная плотность,  $y$  — количество движения центроида,  $z$  — средний квадрат радиальной компоненты скорости звезд,  $w$  — потенциал,  $\rho$  — расстояние от центра,  $z' = u$ ,  $w' = v$ ,  $\varphi$  — темп диссипации в точке с координатой  $\rho$ ,  $b/2 = \overline{\varphi}$  — доля звезд подсистемы, диссипирующих из скопления за единицу времени.

Пусть  $q$  — процентное содержание звезд с массой  $\overline{m}_2$  в скоплении, тогда средняя масса звезды скопления определяется соотношением  $\overline{m} = q \overline{m}_2 + (1 - q) \overline{m}_1$ . Функциональная зависимость величины средней квадратической скорости звезд относительной массы  $\overline{m}_2/\overline{m}$  от пространственной координаты  $\rho$  вычисляется по методике [21]. При интегрировании системы дифференциальных уравнений (15) относительные скорости диссипации были заданы согласно работе [22], так как в работе [21] скорости диссипации звезд с различной относительной массой вычислены лишь для малого интервала звездных масс. Полученное в результате интегрирования системы (15) решение  $n_2(\rho)$  было совмещено с наблюдаемым распределением звезд  $n(r)$  таким же образом, как это указано в (14), причем центральная концентрация положена равной наблюдаемому значению  $n(0) = 7.25$  пс<sup>-3</sup>.

После уравнивания получены: радиус модели, аппроксимирующей скопление  $R = 26.7$  пс, общее число звезд  $N = 1472$ ,  $N_1 = 1178$ ,  $N_2 = 294$  ( $N_n = 252$ ) и общая масса скопления  $\mathfrak{M} = N_3 \left( \overline{m}_2 + \frac{1-q}{q} \overline{m}_1 \right)$

$$\mathcal{M} = (1240 \pm 210) m_{\odot}. \quad (16)$$

Ошибка в  $\mathcal{M}$  возникает из-за неточностей совмещения функций  $n_2(r)$  и  $n(r)$ , неточности в определении величины средней массы  $\bar{m}_1$  и неточности самих моделей [21]. Ошибка в (16) учитывает только неточности совмещения распределений звезд. Ее можно уменьшить после учета дисперсии масс в видимой и невидимой подсистемах звезд NGC 188, что одновременно несколько уменьшает и радиус скопления. Ошибка в определении  $\bar{m}_1$ , по-видимому, очень не велика, так как при вычислении  $\bar{m}_1$  остались неучтенными лишь самые слабые звезды с массами  $m < 0.22 m_{\odot}$ , и, кроме того, функция светимости скопления сильно убывает в направлении увеличения  $M_V \left( \frac{\varphi(5^m 5)}{\varphi(11^m 5)} > 10 \right)$ .

Поскольку вклад в величину массы  $\mathcal{M}$  (и в  $\bar{m}_1$ ) дает произведение функции светимости  $\varphi(M_V)$  на соответствующие массы звезд, которые тоже сильно убывают в направлении увеличения  $M_V$ , то ошибка в  $\bar{m}_1$  получается лишь во 2–3-м знаках после запятой, что, в свою очередь, гораздо слабее влияет на  $\mathcal{M}$  скопления в сравнении с неточностями совмещения. Общая масса скопления получена завышенной в связи с тем, что в качестве  $\bar{m}_1$  взята несколько завышенная величина. В работах [23] и [24] значение полной массы NGC 188 определено равным  $881 m_{\odot}$  и  $2800 m_{\odot}$ , соответственно.

Оценим скорость диссипации скопления (11) с учетом характеристик (16). Грубый учет эффекта кратности звездных сближений может быть сделан в результате замены  $\ln N$  на  $2 \ln [(4\pi/3)^{1/3} N^{1/6}]$  в формуле (2) для величины  $\lambda$  [2]. Тем самым максимальное придельное расстояние получается равным среднему по всему скоплению расстоянию между звездами. Величина потенциала в центре скопления  $\Phi(0) = 2.051 \text{ пс}^2/\text{млн.лет}^3$  была получена из решения уравнения Пуассона.

$$\Delta\Phi = -4\pi G \sum_{l=1}^2 \bar{m}_l n_l = -4\pi G \bar{m} \sum_{j=1}^2 n_j, \quad (17)$$

где  $n_1 = n_1 \frac{(\bar{m} - \bar{m}_2)}{(\bar{m}_1 - \bar{m})}$ . В формулах (11), (17) приняты следующие единицы измерения:  $t \sim 1 \text{ млн.лет}$ ,  $r \sim 1 \text{ пс}$ ,  $m \sim 1 m_{\odot}$ . Окончательно для скорости распада скопления имеем

$$-\frac{dN}{dt} = 0.278 \cdot 10^{-3} \frac{N^2}{R^3} = 0.328 \cdot 10^{-1} \text{ млн.лет}^{-1}, \quad (18)$$

что соответствует уменьшению числа звезд в  $e$  раз за время  $T_e = 2.87 \cdot 10^{10}$  лет и полному распаду скопления за время  $T = 4.49 \cdot 10^{10}$  лет (в случае равномерного по времени распада). Формула (18) с очевидностью носит приближенный характер из-за всех сделанных допущений, а также в связи с использованием в качестве  $n_i(r)$  бесстолкновительных моделей [4]. Использование, к примеру, нормального распределения звезд по координате ( $n(r) = n(0)e^{-r/r_0}$ ) дает следующую скорость распада скопления:

$$-\frac{dN}{dt} = 0.915 \cdot 10^{-4} \frac{N^2}{R^3} = 0.106 \cdot 10^{-1} \text{ млн. лет}^{-1},$$

$$T_e = 8.89 \cdot 10^{10} \text{ лет}, \quad T = 1.39 \cdot 10^{11} \text{ лет} \quad (19)$$

Определим скорость распада NGC 188 из соотношения

$$-\frac{dN}{dt} = N \frac{a_1}{\tau} \quad (20)$$

где  $a_1$  — доля звезд массы  $\bar{m}$ , диссипирующих за время релаксации скопления  $\tau$ . По Чандрасекару [25],

$$\tau = \frac{1}{16} \left( \frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{N\bar{R}^3}{G\bar{m}}} \frac{1}{\ln(N/2^{3/2})}, \quad (21)$$

где  $R$  — средний радиус скопления.

Для определения скоростей диссипации скопления, составленного из звезд массы  $\bar{m}$ , воспользуемся значениями  $a_1$ , приведенными в работе [20] по Чандрасекару и Спитцеру и Харму [26]. Средний радиус в (21) определим, считая звезды распределенными по нормальному закону  $n(r) \sim l^{-r/r_0}$  в скоплении. В этом случае  $\bar{R} = 0.477 R$ ,  $r_0 = 0.159 R$ . Время полного распада получено равным  $T = 9.98 \cdot 10^{10}$  лет ( $-dN/Ndt = 0.1002 \cdot 10^{-4}$  млн. лет $^{-1}$ ) и  $T = 9.23 \cdot 10^{10}$  лет ( $-dN/Ndt = 0.108 \cdot 10^{-4}$  млн. лет $^{-1}$ ) по Чандрасекару и Спитцеру и Харму, соответственно. Относительная скорость диссипации звезд средней массы  $\bar{m}$  равна  $\varphi_0 = -[1/n(\bar{m})][dn(\bar{m})/dt]$

$$\varphi_0 = \frac{1 - \frac{4}{\pi} \int_0^{\sqrt{6}} x^2 e^{-x^2} dx}{\tau}, \quad (22)$$

где  $n(\bar{m})$  — концентрация звезд средней массы  $\bar{m}$  в точке с координатой  $r$ . Согласно [21] имеем

$$\varphi_i = \varphi_0 \frac{t_{e0}/\tau_0}{t_{ei}/\tau_0} \quad (23)$$

где  $\varphi_i$  — относительная скорость диссипации звезд массы  $\bar{m}_i$ ,  $t_e$  — время „испарения“, полученное в работе Спитцера и Харма [26] в предположении, что потенциал постоянен внутри и равен нулю вне скопления. Время испарения определяется как время, за которое, вследствие испарения (диссипации), число звезд скопления уменьшается в  $e$  раз при постоянном времени релаксации  $\tau_0$ . Значения величин  $(t_{ei}/\tau_0, i = 0, 1, 2)$  были взяты из работы [22] по причинам, уже излагавшимся выше. Время релаксации в точке  $r$  (см. (22)) будем вычислять по формуле „кумулятивного эффекта“ (4.48), приводимой в [27],  $\langle \Delta v^2 \rangle =$   

$$= 4\pi \bar{m}^3 \int_0^\infty \frac{f(V) dV}{V},$$
 где  $V$  — относительная скорость движения звезд.

Перед употреблением формулы для  $\langle \Delta v^2 \rangle$  рассмотрим следующее ее уточнение. При выводе формулы (4.48) функция распределения относительных скоростей предполагалась сферически симметричной, то есть зависящей только от  $|V|$ . Следовательно,  $f(V) = f(-V)$ . Пусть кумулятивный эффект испытывает на себе звезда с номером  $i$ , движущаяся со скоростью  $v_i$ . Легко видеть, что величина относительной скорости равна  $V = v \cos \psi - v_i$ , где  $v, v_i$  — модули скоростей рассматриваемых звезд,  $\psi$  — угол между  $\vec{v}$  и  $\vec{v}_i$ ,  $\psi \in [0, 2\pi]$ ,  $\cos \psi \in [-1, +1]$ . Пусть  $v = 0$ , тогда  $V = -v_i \in [-v_0, 0]$ . Пусть  $v = v_0$ , тогда  $V = v_0 \cos \psi - v_i$ , то есть  $V \in [-v_0 - v_i, +v_0 - v_i]$ . Если учесть, что  $v_i \in [0, v_0]$ , то  $V \in [-2v_0, +v_0]$ . Но тогда  $f(V)$  не является сферически симметричной функцией, так как она достигает своего нуля в несимметричных относительно  $V = 0$  точках.  $f(V) \neq f(-V)$  при любом значении  $v_i$  из интервала  $(0, v_0]$  (кроме  $v_i = 0$ ). Пусть  $f(V) = f(-V)$  и, в частности,  $f(v_0) = f(-v_0)$ . Последним двум соотношениям можно удовлетворить, полагая  $V = v - v_i$  (то есть  $\cos \psi = +1$ ). Действительно, при  $v = 0$ ,  $V = -v_i \in [-v_0, 0]$ , при  $v_i = 0$ ,  $V = v \in [0, +v_0]$  кроме того, при  $v = v_0$ ,  $V = (v_0 - v_i) \in [0, +v_0]$ . Объединяя полученные области интегрирования, находим  $V \in [-v_0, +v_0]$ . В формуле (4.48) величина  $V$ , стоящая в знаменателе подынтегральной функции, равняется величине относительной скорости, а не ее модулю (так как  $(v - v_i)/(v - v_i)^2 = 1/(v - v_i)$ ). Следовательно, функция  $f(V)/V$  является нечетной на интервале  $V \in [-v_0, +v_0]$ . Пределы интегрирования в (4.48) с учетом  $V = v - v_i$  необходимо считать равными  $[-v_i, +v_0]$ , так как звезда  $i$  уже имеет в рассматриваемый момент скорость  $v_i$ , а  $v \geq 0$ . В силу нечетности функции

$f(V)/V$  интеграл от этой функции по области  $[-v_i, +v_0]$  равняется интегралу по области  $[+v_i, v_0]$ . Тем самым, среднее время релаксации  $\tau$  увеличивается приблизительно в два раза ( $v_i \approx V\sqrt{v}$ ) в сравнении с тем случаем, когда интегрирование по  $V$  проводится в области  $[0, v_0]$ . Указанное изменение величины  $\tau$ , однако, не выходит за рамки точности вычисления времени релаксации, оговоренной при выводе (4.48) в [27]. Вышеизложенное рассмотрение величины  $\tau$  основано на том физическом факте, что две звезды, движущиеся противоположно друг другу с равными по модулю относительными скоростями  $V$  и  $-V$  ( $V = v - v_i$ ) и имеющие между собой расположенную на одной с ними линии и равноудаленную от обеих звезд  $i$ -ю звезду, не возмущают ее.

На основании (23) и найденных распределений звезд  $n_1(r)$ ,  $n_2(r)$ ,  $n = n_1(r) + n_2(r)$  были получены зависимости величины относительных скоростей диссипации  $-(1/n_i)(dn_i/dt) = \varphi_i$  от пространственной координаты. Зависимость  $\varphi_0 = \varphi_0(r)$  приведена на рис. 1, из которого

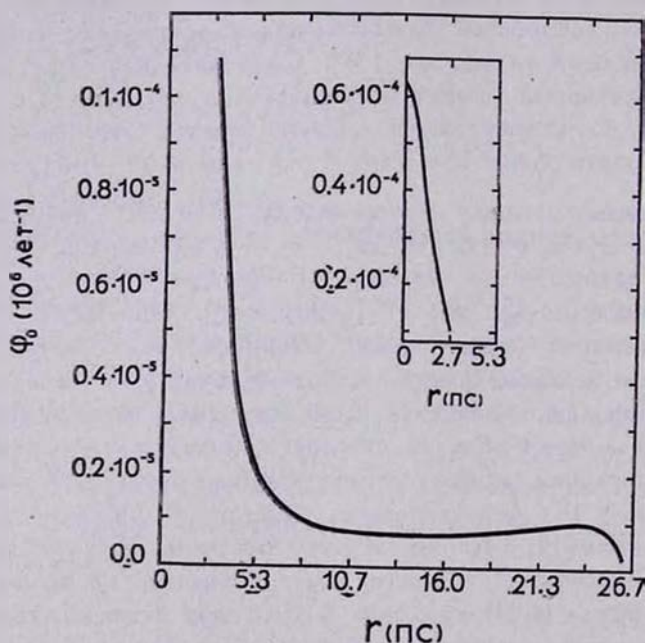


Рис. 1.

видно, что внешняя активная зона диссипации очень слаба (практически отсутствует). Это объясняется очень малой плотностью звезд во внешних областях NGC 188. Действительно, 1260 звезд из 1472

сконцентрированы внутри сферы радиуса 11.6 пс, в то время как оставшиеся 212 звезд распределены во внешних областях скопления вплоть до  $R = 26.7$  пс. На расстоянии  $r = 23.3$  пс от центра скопления имеется лишь очень небольшой подъем относительной скорости диссипации. Интегрирование величин  $\varphi_i(r)$  ( $i = 0, 1, 2$ ) по всему объему скопления дает следующие скорости распада скопления:  $-dN_1/dt = 0.120 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 9.82 \cdot 10^{10}$  лет),  $-dN_2/dt = 0.267 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 1.1 \cdot 10^{12}$  лет),  $-dN_0/dt = 0.105 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 1.42 \cdot 10^{11}$  лет). Таким образом, подсистема более массивных звезд в NGC 188 распадается приблизительно на порядок дольше в сравнении со звездами массы  $\bar{m}_1$ . Скорость распада (19) практически совпадает со скоростью распада скоплений, полученной из уравнений (22), (23) с учетом найденного распределения звезд  $n(r) = n_1 + n_2$ . Следовательно, использование в уравнениях (3), (11) в качестве  $n(r)$  нормального распределения звезд по координатам оказывается более приемлемым, чем использование моделей [6]. Среднее время полного распада скопления NGC 188, составленного из звезд средних масс, необходимо считать равным  $1.18 \cdot 10^{11}$  лет, что приблизительно на порядок больше возраста скопления. По указанной выше причине времени распада, полученные из (18), при усреднении не учитывались.

Астрономическая обсерватория  
Уральского государственного университета

## DISSIPATION OF STARS IN OPEN STELLAR CLUSTER NGC 188

V. M. DANILOV

The total mass  $\mathfrak{M} = (1240 + 210)m_\odot$ , the radius of model which approximates cluster  $R = 26.7$  pc, stellar distribution on radius and the rate of disruption of the open steller cluster NGC 188 were determined. The time of total disruption was deduced to be  $1.18 \cdot 10^{11}$  year.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Данилов, Астрон. ж., 50, 217, 1973.
2. В. М. Данилов, Астрон. ж., 50, 541, 1973.
3. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 203, 1937.
4. В. М. Баши, Астрон. ж., 46, 1201, 1969.
5. Т. А. Атекян, Астрон. ж., 41, 523, 1964.

6. В. М. Бабин, Астрон. ж., 45, 543, 1971.
7. A. Sandage, Ap. J., 135, 349, 1962.
8. К. А. Бархатова, М. Б. Зиники, Уч. зап. Уральского ун-та, сб. работ. по астрономии, 2, 1965.
9. A. Sandage, Ap. J., 135, 333, 1962.
10. S. v. d. Bergh, Sherr, Publ. David Dunlap Obs. Univ. Toronto, 2, 7, 1960.
11. К. А. Бархатова, Астрон. цирку., 191, 1958.
12. К. А. Бархатова, Астрон. ж., 33, 550, 1956.
13. S. v. d. Bergh, Sherr, Ap. J., 134, 553, 1961.
14. J. R. King, A. J., 64, 351, 1959.
15. S. v. Hoerner, Z. Astrophys., 50, 184, 1950.
16. H. Zetpel, Ann. Obs. Paris, Mem., 25F, 1908.
17. H. L. Johnson, Ann. Rev., Astron. Astrophys., 4, 192, 1955.
18. B. Paczynski, Acta Astron., 20, 43, 1970.
19. B. Paczynski, Acta Astron., 20, 195, 1970.
20. И. М. Мухомов, Вестн. АГУ, 1, 125, 1967.
21. J. M. Mihalik, St. cercetare de astron., 11, 249, 1966.
22. J. R. King, A. J., 70, 5, 375, 1955.
23. W. Lohmann, A. Nachr., 293, 6, 1972.
24. К. Н. Schmidt, A. N., 287, 41, 1963.
25. С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ., М., 1948.
26. L. Spitzer, R. Harm, Ap. J., 127, 544, 1958.
27. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## ВЫДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ СЖАТИЯ ОБОЛОЧКИ БЕЛОГО КАРЛИКА В ПРОЦЕССЕ ЕГО ОСТЫВАНИЯ

Т. А. ЭМИНЗАДЕ

Поступила 11 февраля 1974

Белые карлики имеют невырожденную оболочку, масса которой растет с увеличением внутренней температуры. В процессе эволюции белого карлика уменьшается внутренняя температура. Поэтому масса оболочки постепенно уменьшается и переходит в вырожденное ядро звезды. Это приводит к выделению энергии, значение которой сравнимо с тепловой энергией для масс  $M < 0.5 M_{\odot}$ . Если оболочка содержит водород, то в результате его перехода во внутренние части звезды может выделяться ядерная энергия, которая больше тепловой энергии белого карлика.

В теории строения звезд считается, что единственным источником энергии белых карликов является их тепловая энергия (на что впервые указал С. А. Каплан [1]), а эволюция этих звезд определяется их остыванием.

Однако в последнее время Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Д. М. Седракян, Э. Р. Чубарян указали, что в белых карликах могут быть эффективные источники энергии. В [3] указывается, что в недрах белых карликов могут существовать значительные запасы ядерной энергии, обусловленные превращением средних и тяжелых ядер в неустойчивое ядро. В [4] показано, что гравитационная энергия быстровращающихся белых карликов, связанная с их разбуханием, порядка их тепловой энергии или даже больше.

В настоящей заметке указывается, что в результате сжатия оболочки белого карлика может выделяться значительная энергия.

Белые карлики окружены лучистой невырожденной оболочкой. В оболочке градиент температуры велик из-за высокой лучистой непрозрачности и малого радиуса звезды. В нижней части оболочки наступает вырождение электронного газа и в переносе энергии главную

роль начинает играть теплопроводность электронов. Теплопроводность электронного газа сильно растет с увеличением плотности. Соответствующая теплопроводности кондуктивная непрозрачность  $K_c$  приблизительно может быть представлена выражением [2]:

$$K_c = 8.19 \cdot 10^{-5} (1 + X) \rho^{-5/3} T^{3/2}, \quad (1)$$

где  $X$  — весовое содержание водорода.

Из-за уменьшения  $K_c$  с ростом плотности градиент температуры уменьшается. В вырожденной области белых карликов температура растет очень медленно и поэтому в первом приближении можно принять, что она изотермична. Принимая за нижнюю границу лучистой невырожденной оболочки условие равенства давлений невырожденного и вырожденного газов

$$9.91 \cdot 10^{11} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} T^{3/2} = 8.31 \cdot 10^7 \frac{\rho T}{\mu}, \quad (2)$$

можно оценить температуру на этой границе [5].

В [6] были определены протяженность и масса лучистой оболочки белых карликов для двух предельных законов лучистого поглощения в оболочке: закона Крамерса  $K = K_0 \rho T^{-3.5}$  и закона  $K = K_0 T^{-2}$  [7]. Конечно, значения массы оболочки, данные в [6], приблизительно из-за принятия для непрозрачности аналитического выражения и условного определения нижней границы оболочки. Однако, как видно из расчетов в [6], разные законы непрозрачности мало влияют на результаты. Что касается условия определения нижней границы оболочки, то его более точное определение скорее повысит значение массы оболочки. Сравнение со значениями, полученными из точных расчетов, например в [8], показывает, что согласие в значениях масс оболочки удовлетворительное. Протяженность и масса оболочки уменьшаются с уменьшением центральной температуры.

Хотя гравитационная энергия белых карликов велика, сжатие вырожденной звезды не может быть источником энергии. При данной массе вырожденной звезды ее радиус определен однозначно и соответствует единственному устойчивому состоянию. Вырожденная звезда может сжиматься лишь при увеличении ее массы. Если исключить аккрецию вещества в двойных системах, то кажется невозможным указать причину, могущую привести к увеличению массы и, следовательно, к сжатию белого карлика. Поэтому гравитационная энергия обычно не учитывается при изучении эволюции белых карликов (за исключением начальной стадии образования белого карлика — перехода в вырожденное состояние).

Однако, как мы покажем в настоящей работе, гравитационная энергия может играть заметную роль в энергетическом балансе белых карликов. Дело в том, что белые карлики окружены невырожденной оболочкой. В ходе эволюции белый карлик остывает, тогда уменьшается масса оболочки. Эта убыль массы оболочки переходит в основное, вырожденное ядро звезды; рассеиваться она не может. Следовательно, масса вырожденного ядра белого карлика непрерывно растет. Хотя увеличение массы вырожденного ядра невелико — масса всей оболочки очень мала по сравнению с массой звезды — этот процесс оказывается довольно эффективным с энергетической точки зрения из-за большого значения гравитационной энергии белого карлика.

Полная энергия белых карликов, если их рассматривать как полностью вырожденные конфигурации, состоит из суммы гравитационной и внутренней энергий (энергии вырожденного электронного газа). Полная энергия отрицательна и уменьшается с увеличением массы звезды. При увеличении массы звезды гравитационная энергия звезды  $\Omega$  уменьшается; часть ее идет на увеличение внутренней энергии, а оставшаяся часть излучается. Излучаемая энергия как раз равна разности значений полной энергии. (Заметим, что для белых карликов теорема вириала не выполняется и полная энергия составляет все меньшую часть гравитационной энергии по мере увеличения массы). Энергия белых карликов для разных значений масс вычислена в [9]. Эти расчеты относятся к полностью вырожденным конфигурациям. Чтобы вычислить малое приращение полной энергии  $\Delta E$ , вспомним, что полная энергия равна [9]:

$$E = \frac{3-n}{3} \Omega = -\frac{3-n}{5-n} \frac{GM^2}{R}, \quad (3)$$

где  $n$  — индекс политропы ( $n = 3/2$  для малых масс и растет до 3 при приближении массы к предельной). Отсюда получаем выражение

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta M}{M} - \frac{\Delta R}{R}, \quad (4)$$

где  $\Delta M$  — прирост массы вырожденной звезды (за счет уменьшения массы оболочки), а  $-\Delta R$  — уменьшение радиуса вырожденной звезды вследствие некоторого увеличения ее массы. Наши оценки показывают, что  $\Delta R/R \approx \Delta M/M$ . Используя из [6] данные о массе оболочки и из [9] о значении энергии вырожденной звезды, можно вычислить изменение полной энергии белых карликов за счет сжатия и уменьшения массы оболочки в процессе охлаждения белого карлика. Результаты приведены в табл. 1. Молекулярный вес электронного газа

$\mu_s = 2$  (в вырожденном ядре водорода нет). В оболочке принято, что  $\mu = 1$ ;  $Z = 0.1$ ;  $X = 0.22$ . Принято, что в оболочке коэффициент поглощения описывается законом Крамерса  $K = K_0 Z(1 + X)\rho T^{-3.5}$ . Там же приведены времена охлаждения  $\tau$  и изменения тепловой энергии звезды за указанные времена. Для вырожденного ядра принят химический состав  $Y = 0.9$ ;  $Z = 0.1$ ;  $\mu_A = 4.44$  [5].

Таблица 1

$Z=0.1$ ;  $X=0.22$ ;  $\mu=1$ ;  $\mu_A=4.44$ ;  $T_1=T/10^7$   
 $M=1.08 M_\odot$ ,  $-\Delta R/R=1.78 (\Delta M/M)$ ;  $-E=2.045 \cdot 10^{49}$

| $T_1$ | $\tau$ (годы)        | $\Delta E_t$ (эрг) | $\Delta E$ (эрг)     | $\Delta E_n$ (эрг)   |
|-------|----------------------|--------------------|----------------------|----------------------|
| 5.0   | $3.44 \cdot 10^7$    | $6 \cdot 10^{47}$  | $4.56 \cdot 10^{46}$ | $1.95 \cdot 10^{49}$ |
| 4.0   | $6.10 \cdot 10^7$    | $6 \cdot 10^{47}$  | $3.30 \cdot 10^{46}$ |                      |
| 3.0   | $1.23 \cdot 10^8$    | $6 \cdot 10^{47}$  | $2.11 \cdot 10^{46}$ |                      |
| 2.0   | $3.40 \cdot 10^8$    | $6 \cdot 10^{47}$  | $1.06 \cdot 10^{46}$ |                      |
| 1.0   | $1.92 \cdot 10^9$    | $3 \cdot 10^{47}$  | $1.73 \cdot 10^{45}$ |                      |
| 0.5   | $1.09 \cdot 10^{10}$ |                    |                      |                      |

$M=0.50 M_\odot$ ,  $-\Delta R/R=0.50 (\Delta M/M)$ ;  $-E=3.78 \cdot 10^{49}$

|     |                      |                     |                      |                      |
|-----|----------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| 5.0 | $3.44 \cdot 10^7$    | $2.8 \cdot 10^{47}$ | $1.31 \cdot 10^{47}$ | $3.18 \cdot 10^{49}$ |
| 4.0 | $6.1 \cdot 10^7$     | $2.8 \cdot 10^{47}$ | $1.09 \cdot 10^{47}$ |                      |
| 3.0 | $1.23 \cdot 10^8$    | $2.8 \cdot 10^{47}$ | $8.13 \cdot 10^{46}$ |                      |
| 2.0 | $3.40 \cdot 10^8$    | $2.8 \cdot 10^{47}$ | $4.68 \cdot 10^{46}$ |                      |
| 1.0 | $1.92 \cdot 10^9$    | $1.4 \cdot 10^{47}$ | $9.83 \cdot 10^{45}$ |                      |
| 0.5 | $1.09 \cdot 10^{10}$ |                     |                      |                      |

$M=0.22 M_\odot$ ,  $-\Delta R/R=0.36 (\Delta M/M)$ ;  $-E=3.81 \cdot 10^{46}$

|     |                      |                      |                      |                   |
|-----|----------------------|----------------------|----------------------|-------------------|
| 5.0 | $3.44 \cdot 10^7$    | $1.22 \cdot 10^{47}$ | $7.18 \cdot 10^{46}$ | $8 \cdot 10^{49}$ |
| 4.0 | $6.10 \cdot 10^7$    | $1.22 \cdot 10^{47}$ | $6.40 \cdot 10^{46}$ |                   |
| 3.0 | $1.23 \cdot 10^8$    | $1.22 \cdot 10^{47}$ | $5.52 \cdot 10^{46}$ |                   |
| 2.0 | $3.40 \cdot 10^8$    | $1.22 \cdot 10^{47}$ | $4.72 \cdot 10^{46}$ |                   |
| 1.0 | $1.92 \cdot 10^9$    | $6.1 \cdot 10^{46}$  | $1.98 \cdot 10^{46}$ |                   |
| 0.5 | $1.09 \cdot 10^{10}$ |                      |                      |                   |

$\Delta E_t$  — тепловая энергия,  $\Delta E_n$  — ядерная энергия ( $X=1$ ),  
 $\Delta E_s$  — энергия, выделяющаяся при сжатии оболочки.

Как видно из табл. 1, энергия, которая выделяется при сжатии оболочки для  $M=0.22$  и  $0.50 M_{\odot}$ , сравнима с тепловой энергией белого карлика и ее роль растет с увеличением центральной температуры. Для  $M=1.08 M_{\odot}$  этот процесс не играет существенной роли.

Оболочка белых карликов может содержать водород. В результате сжатия оболочки водород переходит в ядро, где температура и плотность велики и поэтому водород может вступать в реакцию. По существу, это аналогично процессу аккреции вещества на белый карлик. В работах [10] и [11] этот процесс рассматривается с целью объяснения явления взрыва новых в двойных системах. Сжатие оболочки одиночной звезды к явлению взрыва типа новой, по-видимому, не может привести. Сжатие происходит довольно медленно и водород, накапливаясь в вырожденной области, постепенно будет гореть. В таком случае горение водорода будет дополнительным, еще более существенным источником энергии. В табл. 1 приведены значения энергии, выделяемой при горении водорода. Эта энергия значительно больше тепловой энергии для  $M=0.22$  и  $0.5 M_{\odot}$ , а для  $1.08 M_{\odot}$  почти равна ей. Эти оценки относятся к случаю, когда в оболочке  $X=1.0$ . Если водорода в оболочке меньше, то, конечно, запасы ядерной энергии меньше. Но для  $M=0.5 M_{\odot}$  запасы тепловой и ядерной энергий равны, если  $X \approx 0.05$ , а для  $M=0.22 M_{\odot}$  они равны, если  $X \approx 0.008$ . Такое низкое содержание водорода в оболочке вполне допустимо.

Указанный механизм освобождения энергии в белых карликах является еще одним указанием на то, что белые карлики вовсе не лишены источников энергии (кроме тепловой). Оболочка существует у всех белых карликов и поэтому все они имеют указанный здесь источник энергии. Если учесть, что средняя масса белых карликов составляет  $0.5-0.7 M_{\odot}$  [12], то, следовательно, довольно много белых карликов имеет запас энергии, сравнимый (или даже больше) с их тепловой энергией.

Шемахинская астрофизическая  
обсерватория

## ENERGY RELEASE DUE TO THE COMPRESSION OF A WHITE DWARF ENVELOPE IN THE PROCESS OF ITS COOLING

T. A. EMINZADE

White dwarfs are known to have a non-degenerated envelope the mass of which increases with the increase of the inner temperature.  
7-578

In the process of evolution the inner temperature of white dwarfs decreases. Therefore the envelope mass gradually decreases and passes into the degenerated star core. It leads to the release of an energy which is comparable with the thermal energy for masses  $M < 0.5 M_{\odot}$ . If hydrogen exists in the core, then as a result of the hydrogen transfer into the star interior, nuclear energy may be released which is more than the thermal energy of the white dwarf.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. А. Каплан, Астрон. ж., 27, 31, 1950.
2. P. Bodenheimer et al., Ap. J., 141, 1019, 1965.
3. Г. С. Саакян, Р. М. Авакян, Астрон. ж., 49, 316, 1972, *Астрофизика*, 8, 123, 1972.
4. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 8, 541, 1972.
5. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.
6. П. И. Свидова, Т. А. Эминзаде, *Цирк. ШАО*, № 1, 1973.
7. R. E. Marshak, in "Perspectives in Modern Physics" N.-Y., 1966.
8. S. A. Vlla, Ap. J., 170, 153, 1971.
9. Т. А. Эминзаде, *Цирк. ШАО*, № 3, 1971.
10. Ю. Н. Редкобородый, *Астрофизика*, 8, 261, 1972.
11. А. В. Тутуков, Л. Ю. Юнгельсон, *Астрофизика*, 8, 381, 1972.
12. J. L. Greenstein, *Handbuch der Physik*, Bd. 50, ed. S. Flugge, Berlin, Springer-Verlag, 1968.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ЛОКАЛЬНОГО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

В. Н. САЗОНОВ

Поступила 10 декабря 1973

Пересмотрена 8 апреля 1974

Показано, что система уравнений переноса для параметров Стокса поляризованного излучения распадается на независимые уравнения после перехода к базису, состоящему из некоторых характерных для данной среды векторов поляризации, которые предлагается называть переносными поляризациями. Переносные поляризации, вообще говоря, не совпадают с нормальными поляризациями данной среды, так как они ортогональны нормальным поляризациям. Получено решение уравнений в базисе из переносных поляризаций. Это решение используется для исследования поляризации в линии поглощения, которая сильно расщеплена из-за эффекта Зеемана.

В данной работе мы покажем, каким образом систему зацепляющихся уравнений переноса для параметров Стокса поляризованного излучения можно свести к четырем независимым уравнениям, которые легко решаются (разделы 1, 2, 3). В разделе 4 дается простая интерпретация полученных результатов. В разделе 5 развитый выше способ решения применяется для исследования поляризации в линии поглощения, сильно расщепленной из-за эффекта Зеемана.

1. Генерация и перенос излучения в изотропной среде описывается уравнением

$$\frac{dI}{ds} = \epsilon - \mu I, \quad (1)$$

где  $I(r, n, \omega)$  — интенсивность излучения, зависящая от частоты  $\omega$ , направления распространения  $n$  и радиус-вектора  $r$ ,  $\epsilon(r, \omega)$  — излучательная способность среды,  $\mu(r, \omega)$  — коэффициент поглощения;

$d/ds$  — производная вдоль луча зрения (см., например [1]). В условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР)  $\varepsilon = \mu B(\omega, T(r))$ , где  $B$  — универсальная планковская функция,  $T(r)$  — локальная температура.

В анизотропной среде излучение будет, вообще говоря, поляризованным. Поляризованное излучение характеризуется четырьмя параметрами Стокса  $I, Q, U, V$  [2]. Следующие комбинации параметров Стокса

$$I_{ik} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix}$$

образуют тензор по отношению к преобразованию осей в плоскости, перпендикулярной лучу зрения. По аналогии с (1) можно сразу написать уравнение

$$\frac{d}{ds} I_{ik} = E_{ik} - M_{iklm} I_{lm}. \quad (2)$$

Здесь и далее индексы  $i, k, l, m$  пробегает значения 1, 2. По дважды повторяющимся латинским индексам производится суммирование. Как показано в [3], тензор  $M_{iklm}$  выражается через тензор второго ранга  $T_{ik}$ :

$$M_{iklm} = -\frac{i}{2} [T_{il} \delta_{km} - T_{km}^* \delta_{il}], \quad (3)$$

причем

$$T_{ik} = \frac{\omega}{c} (\varepsilon_{ik} - \delta_{ik}),$$

где  $\varepsilon_{ik}$  — тензор диэлектрической проницаемости среды,  $i, k = 1, 2$ , ось 3 декартовой системы координат направлена на наблюдателя; подразумевается, что  $(c/\omega) |T_{ik}| \ll 1$ . Мы будем называть  $T_{ik}$  тензором переноса.

Тензор  $E_{ik}$ , характеризующий излучательную способность среды, в условиях ЛТР найдем, положив при ЛТР

$$I_{ik}^{th} = \frac{B}{2} \delta_{ik}, \quad \frac{d}{ds} I_{ik}^{th} = 0.$$

Из (3) и (2) тогда получим

$$E_{ik} = \frac{-iB}{4} [T_{ik} - T_{ki}^*] \quad (4a)$$

Итак,

$$\frac{d}{ds} I_{ik} = E_{ik} + \frac{i}{2} [T_{ii} I_{ik} - T_{ki} I_{ii}]. \quad (46)$$

Наша задача — свести систему (4) к четырем независимым уравнениям типа (1).

2. С этой целью напомним некоторые электродинамические свойства однородной анизотропной среды. Будем искать электрическое поле в виде плоской волны  $E_i = E_0 \operatorname{Re} e_i \exp[-i\omega t + ikr]$ . Из уравнений Максвелла следует, что волна может распространяться без изменения своей поляризации, если

$$\left[ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ik}(\omega, k) - k^2 \delta_{ik} + k_i k_k \right] e_k = 0. \quad (5)$$

При заданном  $k$  задача (5) на собственные векторы  $e^z$  определяет закон дисперсии  $\omega^2(k)$  и векторы поляризации  $e^z$  так называемых нормальных волн. Здесь и далее верхние индексы без скобок отмечают различные решения задачи (5). Мы ограничимся высокочастотными волнами, которые можно считать поперечными ( $ke^z = 0$ ); как известно (см., например, [4]), существуют две такие волны, поэтому далее  $\alpha, \beta = 1, 2$ . По дважды повторяющимся греческим индексам суммирования не производится.

Когда  $(c/\omega) |T_{ik}| \ll 1$  уравнение (5) можно переписать в виде

$$T_{ik} e_k^z = T^z e_k^z, \quad (6)$$

где  $T^z = 2 \left( k - \frac{\omega^2}{c} \right)$ ;  $T_{ik} = T_{ik}(ck, k)$ . Векторы поляризации нормальных волн  $e^z$ , которые мы будем называть просто нормальными поляризациями, нормированы на единицу:  $e_i^z e_i^{z*} = 1$ .

Введем в рассмотрение векторы  $t^z$ , определяемые из условия

$$T_{ki} t_i^z = u^z t_i^z. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует  $(u^z - T^z) e_i^z t_i^{z*} = 0$ . Если  $e_i^z t_i^{z*} \neq 0$ , что мы будем предполагать, то  $u^z = T^z$ .

Теперь из (6) и (7) следует  $(T^z - T^\beta) e_i^z t_i^{\beta*} = 0$ . Если  $T^z \neq T^\beta$ , что мы будем предполагать, то  $e_i^z t_i^{\beta*} = 0$  при  $\alpha \neq \beta$ . Нормируем  $t^z$  так, что

$$e_i^z t_i^{\beta*} = \delta_{\alpha\beta}. \quad (8)$$

Будем называть векторы  $t^z$  векторами переносных поляризаций или просто переносными поляризациями. Согласно (8) переносные

поляризации ортогональны нормальным. Если сами нормальные ортогональны друг другу, разница между переносными и нормальными поляризациями исчезает.

Нормальные поляризации могут быть не ортогональны, если тензор  $T_{ik}$  имеет как эрмитовскую, так и антиэрмитовскую часть, причем они сравнимы по величине.

Легко видеть, что

$$T_{ik} = \sum_n T^n e_i t_k^{n*}. \quad (9)$$

Заметим, что нормировка (8), вообще говоря, несовместима с нормировкой  $t_i^* t_i = 1$ .

3.1. Теперь вернемся к системе (4). Следуя [5], введем вместо тензора  $I_{ik}$  тензор  $I_{ik}^H$ :

$$I_{ik} = H_{il} I_{lm}^H H_{km}^*. \quad (10)$$

Из (10) и (4б) получим уравнение для  $I_{ik}^H$

$$\frac{d}{ds} I_{ik}^H = E_{ik}^H + \frac{i}{2} [T_{il}^H I_{lm}^H - T_{ki}^{H*} I_{il}^H], \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} E_{ik}^H &= H_{il}^{-1} E_{lm} H_{km}^{-1*}, \\ T_{ik}^H &= H_{il}^{-1} T_{lm} H_{mk} + 2i H_{il}^{-1} \frac{d}{ds} H_{lk}. \end{aligned} \quad (12)$$

Пусть

$$H_{ik} = e_i^k, \quad H_{ik}^{-1} = t_k^i = \begin{pmatrix} t_1^{1*} & t_2^{1*} \\ t_1^{2*} & t_2^{2*} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Преобразование (10), (13) есть переход от декартова базиса к базису, состоящему из переносных поляризаций (см. раздел 4).

Предположим, что изменением  $H_{ik}$  по лучу зрения можно пренебречь. Тогда согласно (9), (10) и (12) тензор переноса в новом базисе  $T_{ik}^H$  будет диагональным

$$T_{ik}^H = \sum_n T^n \delta_{xi} \delta_{ok} = \begin{pmatrix} T^1 & 0 \\ 0 & T^2 \end{pmatrix}.$$

Для  $E_{ik}^H$  получим

$$E_{ik}^H = \frac{-iB}{4} \begin{bmatrix} (T^1 - T^{1*})(t_i^1 t_i^{1*}) & (T^1 - T^{2*})(t_i^1 t_i^2) \\ (T^{1*} - T^2)(t_i^1 t_i^{2*}) & (T^2 - T^{2*})(t_i^2 t_i^{2*}) \end{bmatrix}.$$

Из-за диагональности  $T_{ik}^H$  система (4) распадается на 4 независимых уравнения

$$\frac{d}{ds} I_{11}^H = E_{11}^H - \nu^1 I_{11}^H, \quad (14a)$$

$$\frac{d}{ds} I_{22}^H = E_{22}^H - \nu^2 I_{22}^H, \quad (14б)$$

$$\frac{d}{ds} I_{12}^H = E_{12}^H - \left( \frac{\nu^1 + \nu^2}{2} - i \frac{\nu^1 - \nu^2}{2} \right) I_{12}^H, \quad I_{21}^H = I_{12}^{H*}; \quad (14в)$$

где  $T^1 = \nu^1 + i\mu^1$ ,  $T^2 = \nu^2 + i\mu^2$ .

3.2. Все уравнения (14) переобозначением можно представить в виде

$$\cos \theta \frac{d}{dr} I^H = E - M I^H, \quad (15)$$

(напомним, что  $(d/ds) = \cos \theta (d/dr)$ ). Решение (15) получим следующим образом; введем  $\tau = \int_r^\infty dr' \bar{\mu}(r')$ , где  $\bar{\mu}(r)$  — средний коэффициент поглощения неполяризованного излучения; далее предположим, что  $M(\tau, \omega)/\bar{\mu}(\tau)$  не зависит от  $\tau$ . Тогда из (15) легко получить

$$I^H(\tau = 0, \omega) = \int_0^\infty d\tau \sec \theta e^{-\tau \sec \theta} \frac{E(\omega, \tau \frac{\bar{\mu}}{M})}{M(\tau, \omega)}. \quad (16)$$

Найдя таким образом  $I_{ik}^H$ , с помощью преобразования (10) можно вернуться к исходному базису.

4. Обсудим полученные результаты и дадим им наглядную интерпретацию. Поскольку  $\frac{I_{11}^H}{|t^1|^2} = \frac{t_i^{1*} t_i^1}{|t^1|^2} I_{ik}$ , то  $\frac{I_{11}^H}{|t^1|^2}$  есть интенсивность излучения, прошедшего через анализатор, настроенный на пропускание поляризации  $t^1$ . Отсюда ясно, что система уравнений переноса распалась при переходе не к нормальным, но к переносным поляри-

зациям. Это может показаться странным, так как комплексная амплитуда нормальных волн (при стационарной постановке задачи) зависит от координаты  $z$  по закону

$$E_i^1 = E_0^1 e_i^1 \exp \left[ i \frac{\omega}{c} z + i \frac{\nu^1}{2} z - \frac{\mu^1}{2} z \right],$$

$$E_i^2 = E_0^2 e_i^2 \exp \left[ i \frac{\omega}{c} z + i \frac{\nu^2}{2} z - \frac{\mu^2}{2} z \right].$$

Отсюда легко получить, например,

$$\Delta (E_i^1 E_i^{1*}) = -\mu^1 (E_i^1 E_i^{1*}) \Delta z, \quad (17a)$$

$$\Delta (E_i^1 E_i^{2*}) = -\left( \frac{\mu^1 + \mu^2}{2} - i \frac{\nu^1 - \nu^2}{2} \right) (E_i^1 E_i^{2*}) \Delta z. \quad (17b)$$

В некоторых работах (см., например, [6, 7]) из (17) делается вывод, что система уравнений переноса распадается при переходе к нормальным поляризациям. Такой вывод неверен, так как после перехода к нормальным поляризациям компонента  $I_{11}$ , например, будет пропорциональна  $|e_i^{1*} (E_0^1 e_i^1 + E_0^2 e_i^2)|^2$ ; если нормальные поляризации не ортогональны, наблюдаемая величина  $I_{11}$  не сводится к  $E_i^1 E_i^{1*}$  и не подчиняется уравнению (17a).

Поясним сказанное на примере. Пусть между источником неполяризованного излучения и наблюдателем расположен слой вещества толщиной  $l$ . Нормальные поляризации в этом слое линейны и образуют между собой угол  $\pi/4^1$ . Направим ось 1 по вектору  $e^1$  (см. рис. 1). Наблюдатель измеряет  $E_1 E_1^*$ , где  $E_1$  — проекции электрического поля на ось 1. Очевидно  $E_1 E_1^*$  есть интенсивность излучения после прохождения его через анализатор линейной поляризации, настроенный на поляризацию  $e^1$ .

Пусть поглощение волны 1 велико, а поглощение волны 2 мало, так, что  $\mu^2 l \ll 1 \ll \mu^1 l$ . Несмотря на то, что волна 1 затухла в  $\exp[\mu^1 l]$  раз, наблюдатель увидит, что  $E_1 E_1^*$  не равно нулю, так как на ось 1 проектируется волна 2. Если же наблюдатель хочет избавиться от влияния волны 2, он должен настроить анализатор на поляризацию, ортогональную нормальной поляризации  $e^2$ , т. е. на переносную поляризацию  $t^1$ . Сигнал на выходе такого анализатора подчиняется уравнению (14a).

<sup>1</sup> Исходя из принципа Онсагера, нетрудно показать, что вещество не может обладать такими свойствами. Это обстоятельство, однако, для нас сейчас не существенно.

Этим объясняется смысл и значение переносных поляризаций, введенных в [8].

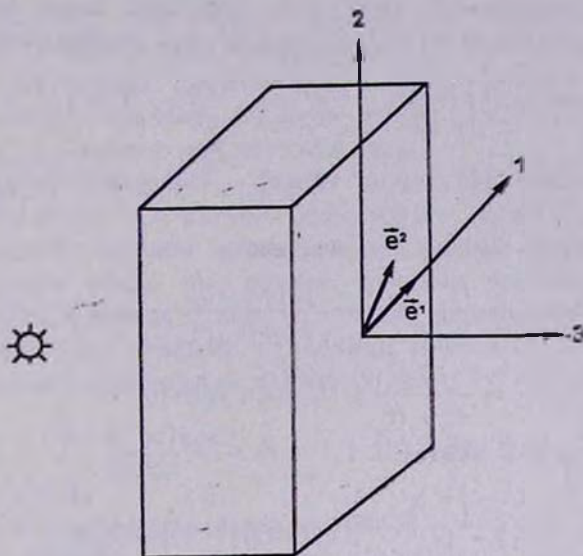


Рис. 1.

5.1. Основная цель данной работы — выяснить вопрос о нормальных и переносных поляризациях и показать, как решать систему уравнений переноса, переходя к переносным поляризациям. В качестве примера мы используем развитый выше способ решения в случае нормального эффекта Зеемана.

В декартовом базисе тензор переноса равен:

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} h & -if \\ +if & -h \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \mu_c + \delta\mu + \lambda & -i\rho \\ +i\rho & \mu_c + \delta\mu - \lambda \end{pmatrix} \quad (18)$$

где  $\mu_c$  — коэффициент поглощения в непрерывном спектре (континууме), слабо зависящий от частоты,  $h = h_a + h_p$ ,  $f = f_a + f_p$ . Коэффициенты  $f_a$ ,  $h_a$ ,  $\delta\mu$ ,  $\lambda$  и  $\rho$  описывают резонансное взаимодействие излучения с атомами в частотах линии.

Выражения для  $f_a$ ,  $h_a$ ,  $\delta\mu$ ,  $\lambda$  и  $\rho$  см. в [9] (см. также [6, 10]). Коэффициенты  $f_p$  и  $h_p$  описывают взаимодействие излучения с магнитоактивной плазмой в атмосфере звезды. Мы будем называть  $f$  — коэффициентом вращения (плоскости линейной поляризации), а  $h$  — коэффициентом пульсаций (см. [11] и [12]).

Рассмотрим сильно расщепленную линию, которая состоит из неперекрывающихся синего ( $-\sigma$ ), центрального ( $\pi$ ) и красного ( $+\sigma$ )

компонентов. Будем считать, что коэффициент вращения в плазме мал:  $f_p \ll h, \lambda^2$ .

5.2. В  $\pi$ -компоненте  $f_a = \beta = 0$ . Сохраняя лишь члены первого порядка по  $f_p$  получим из (6), (7) и (18) для  $\pi$ -компонента

$$\begin{aligned} T^1 &= i(\mu + \lambda) + h, & e^1 &= \begin{pmatrix} 1 \\ -\varphi \end{pmatrix}, & f^1 &= \begin{pmatrix} 1 \\ \varphi^* \end{pmatrix}, \\ T^2 &= i(\mu - \lambda) - h, & e^2 &= \begin{pmatrix} -\varphi \\ 1 \end{pmatrix}, & f^2 &= \begin{pmatrix} \varphi^* \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где для краткости записи мы обозначили

$$\varphi = -\frac{f_p}{2(\lambda - ih)} = -\frac{f_p(\lambda + ih)}{2(\lambda^2 + h^2)}, \quad \mu = \mu_c + \delta\mu.$$

Заметим, что  $e_i e_i^* = \frac{f_p \lambda}{i^2 + h^2} \neq 0$ , если  $f_p \neq 0$ .

Для  $I_{ik}^H$  и  $E_{ik}^H$  найдем

$$I_{ik}^H = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & (I - Q)\varphi + (I + Q)\varphi^* \\ (I - Q)\varphi^* + (I + Q)\varphi & 0 \end{pmatrix}$$

Мы опустили члены типа  $(U - iV)\varphi$ , так как они пропорциональны  $\varphi^2$ .

$$E_{ik}^H = \frac{B}{2} \begin{pmatrix} \mu + \lambda & (\mu - ih)(\varphi^* + \varphi) \\ (\mu + ih)(\varphi^* + \varphi) & \mu - \lambda \end{pmatrix}$$

Пусть  $\varphi$  не зависит от  $\tau$ . Используя (14), (16), получим

$$I \pm Q = \int_0^\infty d\tau \sec \theta e^{-\tau \sec \theta} B\left(\omega, \tau \frac{\bar{\mu}}{\mu \pm \lambda}\right), \quad (19a)$$

$$U - iV = I \frac{f_p h}{\lambda^2 + h^2} - iQ \frac{f_p h}{\lambda^2 + h^2} - \frac{f_p \lambda}{\lambda^2 + h^2} \int_0^\infty d\tau \sec \theta e^{-\tau \sec \theta} B\left(\omega, \frac{\bar{\mu}}{\mu - ih}\right). \quad (19b)$$

В (19b) следует подставить  $I$  и  $Q$  из (19a). Упростим выражения (19) с помощью так называемого  $\beta$ -приближения. Положим  $B(\tau) = B_0(1 + \beta\tau)$ , тогда из (19) следует

$$I = B_0 \left(1 + \beta \cos \theta \frac{\bar{\mu} \mu}{\mu^2 - \lambda^2}\right), \quad Q = -B_0 \beta \cos \theta \frac{\bar{\mu} \lambda}{\mu^2 - \lambda^2}; \quad (20a)$$

<sup>1</sup> Слабо расщепленная линия рассмотрена в [9]; там же рассмотрен случай сильного расщепления при сильном вращении в плазме, когда  $f_p \gg \mu_c$ .

$$|U| \ll Q, \quad V = -B_0^3 \cos \theta \frac{\bar{\mu}_i f_p h}{(\mu^2 - k^2)(\mu^2 + h^2)} \quad (206)$$

Формулы (20а) совпадают с известными выражениями (см., например, [14]). Формула (20б) описывает новый качественный эффект — появление циркулярной поляризации в  $\pi$ -компоненте, обусловленное в конечном счете отличием от нуля коэффициента  $f_p$  и связанной с этим неортогональностью нормальных волн.

Коэффициент вращения  $f_p$  слабо зависит от частоты в пределах линии; произведение  $\lambda h$  в случае нормального триплета является нечетной функцией частоты относительно центра линии. В принципе возможен случай, когда  $\lambda h$  — четная функция частоты, тогда параметр Стокса  $V$ , а вместе с ним и степень циркулярной поляризации  $p_c = V/I$  также будут четными функциями частоты<sup>1</sup>.

Коэффициент вращения в плазме равен

$$f_p = -\frac{4\pi |e|^2 n B \cos \gamma}{m^2 c^2 \omega^2} = -1.1 \cdot 10^{-25} n B \cos \gamma \left( \frac{\lambda}{4500} \right)^2,$$

где  $n$  — концентрация свободных электронов,  $\lambda = (2\pi c)/\omega$  — длина волны в ангстремах. Влияние фарадеевского вращения на образование линий в спектре становится существенным, если длина  $f_p^{-1}$  сравнима или больше толщины атмосферы  $\mu_c^{-1}$ . Для магнитной звезды ( $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $B \cos \gamma = 10^4 \text{ г}$ ) получим  $f_p^{-1} = 100 \text{ км}$ , что может быть заметно меньше толщины атмосферы. Условие  $f_p/\mu_c \gg 1$  еще лучше выполняется для магнитных белых карликов, у которых  $B \cos \gamma \simeq 10^8 + 10^7 \text{ г}$ ,  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_c^{-1} = 500 \text{ м}$ . Количественная теория образования линий в спектрах указанных объектов должна учитывать фарадеевское вращение.

6. В заключение заметим, что два предположения: 1) тензор  $1/\bar{\mu} T_{ik}$  не зависит от оптической толщи  $\tau$ ; 2. справедливо  $\beta$ -приближение (т. е. в разложении  $B(\omega, \tau)$  по степеням  $\tau$  можно ограничиться первыми двумя членами), позволяют решить систему (4), не затрагивая вопроса о переносных и нормальных поляризациях [9]. Однако полученные в [9] формулы довольно громоздки. Поэтому в ряде случаев удобнее решать систему развитым в этой работе способом, даже если для получения обзримых аналитических выражений потом все равно приходится делать предположения 1 и 2.

<sup>1</sup> См. в этой связи наблюдения [13].

Заметим также, что предположение о малой величине анизотропии среды, выражающееся в неравенстве  $(c/\omega)|T_{ik}| \ll 1$ , было для нас весьма существенно. Уравнение переноса без этого предположения рассматривается в работах [15].

В работе [16] для решения системы уравнений переноса применяется метод диагонализации матрицы переноса, близкий к методу, развитому в данной работе (см. также [17]).

Благодарю за обсуждение В. А. Гинзбурга и рецензента.

Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР  
Московский физико-технический институт

## RADIATION TRANSFER IN THE ANIZOTROPIC MEDIUM UNDER THE CONDITION OF LOCAL THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM

V. N. SAZONOV

The system of transfer equations for the Stokes' parameters splits into independent equations after a transform to the basis which consists of several vectors of polarization of the given medium. We suggest the term „transfer polarizations“ for these vectors. Generally speaking, transfer polarizations do not coincide with the normal polarizations of the given medium because they are orthogonal to normal polarizations.

The solution of equations on the basis of transfer polarizations is obtained. This solution is used for examining the polarization in the absorption line which is highly split due to the Zeeman effect.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики. Наука, М., 1967.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
3. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 11 (9), 1287, 1968.
4. В. М. Агранович, В. А. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов, Наука, М., 1965.
5. F. K. Lamb, D. ter Haar, Oxford preprint, 38, 1970.
6. Д. Н. Рачковский, Изв. Кр.АО, 27, 148, 1962.
7. K. Kat, Publ. Astron. Soc. Japan, 20, 154, 1968.
8. В. Н. Сазонов, ЖЭТФ, 58, (3), 1075, 1969.
9. В. Н. Сазонов, Астрон. ж., 51, 1974.
10. I. M. Beckers, Solar Phys., 9, 372, 1969.
11. В. Н. Сазонов, Астрон. ж., 46 (3), 502, 1969.
12. A. G. Pacholczyk, T. L. Swihart, Ap. J., 161, 415, 1970.

13. А. Б. Северный, *Ap. J. Lett.*, 159, 73, 1970. В. М. Кузников, *Астрон. цирку.* № 792, 1973.
14. R. Bray, R. Loughhead, *Sunspots*, London, 1964 (Р. Брей, Р. Лоухед, *Солнечные пятна*, Мир, М., 1967).
15. В. В. Железняков, *Astrophys. Space. Sci.*, 2, 403, 1968. В. В. Железняков, Е. В. Суворов, В. Е. Шапошников, *Астрон. ж.*, 51, 243, 1974.
16. Д. Н. Рачковский, *Изв. КРАО*, 47, 3, 1973.
17. A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Silantev, *JQSRT*, 10, 707, 1970.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## К ПРОБЛЕМЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

П. Р. АМНУЭЛЬ, О. Х. ГУСЕЙНОВ

Поступила 19 ноября 1973

Рассмотрено пространственное распределение и некоторые другие характеристики галактических рентгеновских источников. Показано, что в Галактике может существовать популяция слабых рентгеновских источников со светимостями  $\geq 10^{33}$  эрг/сек. Число слабых источников в Галактике может быть  $\sim 10^4$ . Несколько слабых неотожествленных рентгеновских источников из каталога [1] (с потоками меньше 10 кэ/сек в диапазоне 2—6 кэв) могут принадлежать к указанной галактической популяции.

За последние годы значительно возросло число зарегистрированных рентгеновских источников — третий каталог Ухуру [1] содержит координаты 161 объекта. Что касается физической природы этих замечательных образований, то она еще далека от ясности. К августу 1973 г. достаточно уверенными можно было считать лишь 13 отождествлений рентгеновских источников с галактическими объектами: семь источников являются остатками Сверхновых (Краб, Тихо, Cas A, Vela X, Pup A, IC 443 и Cyg Loop), два источника — члены двойных систем (источники Cyg X—1 и Her X—1 отождествлены со звездами HDE 226868 и HZ Her, соответственно), один источник — комплексный в направлении на центр Галактики и два источника отождествлены со звездообразными объектами (Sco X—1 и Cyg X—2), физическая природа которых неясна. С большой степенью вероятности можно полагать также, что источники 3U 0900—40 и 1700—37 также отождествляются с двойными системами.

Уже этот список показывает, что рентгеновские источники неоднородны по физической природе (см. также [2]). Ниже мы попробуем сделать некоторые выводы о свойствах рентгеновских источников, основываясь только на данных каталога [1].

1. *Переменные рентгеновские источники.* В [1] содержится 38 переменных рентгеновских источников, галактическое происхождение которых сомнений не вызывает [3]. Только три источника имеют галактическую широту  $|b| > 10^\circ$  (Sco X—1, Her X—1 и Cyg X—2). Источники Sco X—1 и Cyg X—2 относительно близки, поэтому их высокая широта не является необычной. Пекулярным остается источник Her X—1 (см. [4]). С учетом источников Sco X—1 и Her X—1 средняя широта переменных источников  $|\bar{b}| = 4.44$ , а без учета этих источников  $|\bar{b}| = 2.97$ .

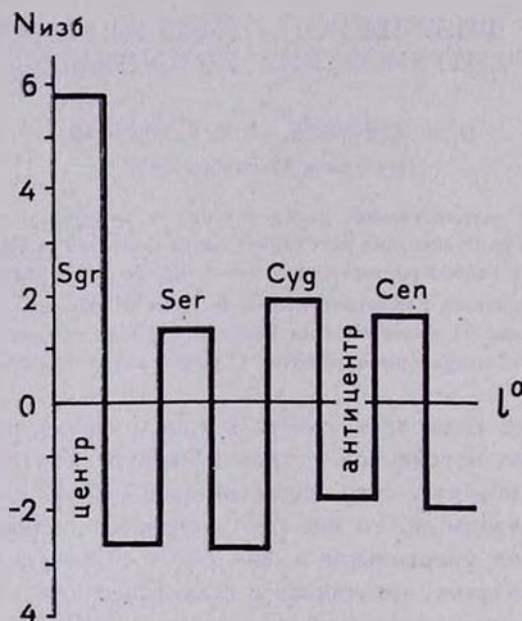


Рис. 1. Распределение переменных рентгеновских источников по галактической долготе.  $N_{изб} = N_H - N_p$ , где  $N_H$  — наблюдаемое число источников,  $N_p$  — ожидаемое число при равномерном распределении. Область Sgr включает долготы от  $322^\circ$  до  $19^\circ$ , область Ser — от  $30^\circ$  до  $37^\circ$ , область Cyg — от  $68^\circ$  до  $92^\circ$ , область Cen — от  $283^\circ$  до  $304^\circ$ .

На рис. 1 показано распределение рентгеновских источников в направлениях на галактические рукава, границы рукавов по долготе  $l$  взяты в соответствии с [3]. Показана разность между наблюдаемым числом источников  $N_H$  и числом  $N_p$ , ожидаемым при равномерном распределении 38 источников в галактическом диске. Наблюдается избыточная концентрация источников в направлениях на галактические рукава, но несравненно большее значение имеет концентрация к галакти-

ческому центру (последнее неудивительно, поскольку все типы звездного населения в той или иной степени проявляют концентрацию к центру Галактики). В направлении на центр (область долгот от  $322^\circ$  до  $19^\circ$ ) избыток источников равен 6, причем  $|\bar{b}| = 2^\circ 60$ . Если источники действительно концентрируются к центру, то расстояние до них от 5 до 10 *кпс* (возможно — и больше). Тогда источники этой группы в основном удалены от плоскости Галактики на расстояние более 200 *пс* (однако наиболее яркие источники расположены ниже). Аналогичный вывод сделан также в [5].

Источники в направлениях на рукава Лебеда и Змеи имеют, соответственно,  $|\bar{b}| = 4.25$  и  $4.66$ . Если и эти источники имеют  $|z|$  в пределах 200—400 *пс*, то расстояние до них 3—6 *кпс*. В направлении на рукав Центавра величина  $|\bar{b}|$  значительно меньше:  $|\bar{b}| = 0.48$ . Возможно, источники в этом направлении в действительности являются более далекими. Вывод этот подтверждается тем, что эти источники и более слабые. Средний поток от переменных источников (в максимуме) в направлении на центр Галактики равен 360 *кв/сек*, в направлениях на рукава Змеи и Лебеда, соответственно, 150 и 500 *кв/сек*, в то время как источники в направлении на рукав Центавра имеют средний поток около 80 *кв/сек*. Расстояние до этой группы источников может быть  $\sim 10$ —15 *кпс* при  $|z| \sim 150$  *пс*.

Распределение переменных источников свидетельствует о том, что, вероятно, расстояние до них колеблется от 3 до 15 *кпс* при  $|z|$  от 100 до 400 *пс*. Аналогичный вывод был сделан нами в [2] на основании отсутствия корреляций рентгеновских источников и галактических объектов плоской составляющей — областей Н I и Н II, рассеянных скоплений.

Светимости переменных источников в максимуме могут колебаться от  $\sim 10^{38}$  *эрг/сек* (Sco X—1) до  $\sim 10^{36}$  *эрг/сек* (источники вблизи центра и в направлении на рукав Центавра), см. [3]. Если принять, что средняя светимость переменных источников  $\sim 10^{37}$  *эрг/сек*, то информацию о расстоянии можно получить из зависимости  $\lg N - \lg F$  (рис. 2), где  $N$  — число переменных источников, имеющих потоки более  $F$  *кв/сек* (по данным [1]). Функция  $\lg N - \lg F$  плоская до потоков  $\sim 100$  *кв/сек*. Существует сильный недостаток переменных источников с потоками больше 100 *кв/сек*. Если светимость  $\sim 10^{37}$  *эрг/сек*, то указанный перелом свидетельствует, что большинство переменных источников расположено дальше 4 *кпс*. Зависимость  $\lg N - \lg F$ , таким образом, косвенно подтверждает сделанный раньше вывод о среднем расстоянии между переменными рентгеновскими источниками [2, 3].

Из сказанного следует также, что в Галактике невелико число источников со светимостями  $\sim 10^{36}$  эрг/сек (во всяком случае, нет ожидаемого роста числа источников с уменьшением светимости). В противном случае должны были бы наблюдаться источники типа Sco X—1 с потоками в максимуме  $\leq 10$  кв/сек, если расстояние до источника больше 12 клс. Однако, согласно [1], нет ни одного переменного источника, поток от которого в максимуме был бы меньше 10 кв/сек. Если светимости источников заключены в интервале  $10^{37} - 10^{38}$  эрг/сек, то 38 наблюдаемых переменных источников практически исчерпывают число переменных источников в Галактике.

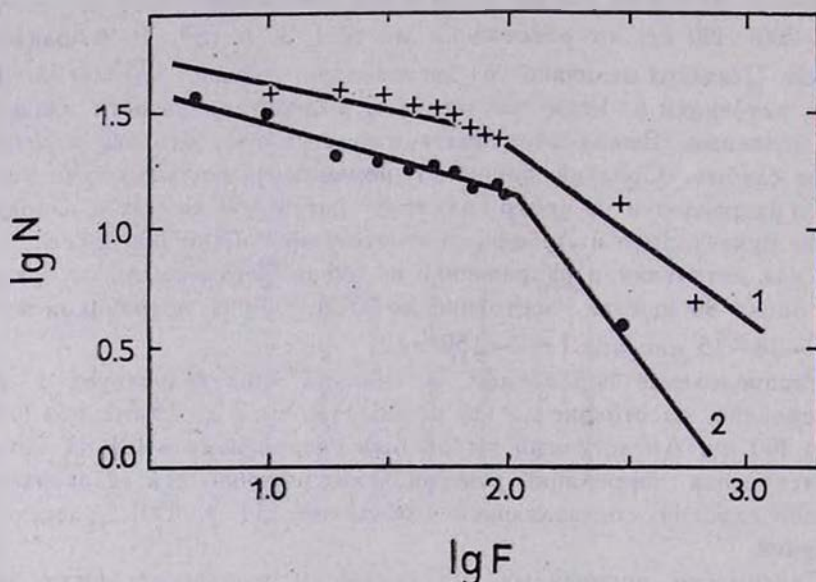


Рис. 2. Зависимость  $\lg N$  от  $\lg F$  для переменных источников. 1 — блеск в максимуме. 2 — блеск в минимуме.

В [3] отмечается, что большинство переменных галактических источников — двойные системы с перетеканием вещества на релятивистскую звезду. В [4] также делается вывод, что аккреция в двойной системе — единственный эффективный механизм поддержания рентгеновского излучения. Исключение делается лишь для остатков Сверхновых. Это заключение сейчас поддерживается большинством авторов [3, 4, 6, 7].

Пока, однако, не доказана двойственность источников Sco X—1 и Cyg X—2. Кроме того, неясен вопрос, почему не может быть относительно слабой аккреции на релятивистскую звезду, когда ожидаемая све-

тимостъ  $\sim 10^{36}$  эрг/сек или ниже. Аккреция ослабевает при увеличении расстояния между компонентами. В известных двойных рентгеновских источниках это расстояние  $\sim 10^{12}$  см (см., например, [8]). Отсутствие сильного роста числа источников при уменьшении светимости тогда может быть объяснено разрывом пары во время вспышки Сверхновой, если расстояние между компонентами  $> 10^{12}$  см.

Допустим, что все переменные рентгеновские источники являются двойными системами. Сейчас известны пять галактических рентгеновских источников, двойственность которых несомненна. Четыре из них — затменные. Сколько следует ожидать незатменных источников? В моделях Her X — 1 и Cen X — 3 [8] радиус главной звезды и расстояние до рентгеновского источника — одного порядка. Положим, что расстояние от центра главной звезды до рентгеновского источника равно удвоенному радиусу звезды. Тогда, если рентгеновский источник имеет малые размеры (по сравнению со звездой), следует ожидать один затменный источник на пять незатменных. Если размер источника такой же, как размер главной звезды, то один затменный источник на два незатменных. Поскольку известны четыре затменных источника, то следует ожидать открытия от 8 до 20 незатменных.

Могут ли незатменные источники быть постоянными? Если все переменные источники — затменные, то незатменных должно было бы быть от 70 до 150. Однако наблюдаемое число постоянных галактических источников не больше 22. Постоянные источники либо не являются двойными системами, либо на самом деле не постоянны (более вероятно последнее, см. [9]). Количество ожидаемых незатменных источников согласуется с количеством наблюдаемых переменных источников.

Нужно отметить, что и затменные источники показывают также переменность, с затмением не связанную. Поток от Cyg X—1 монотонно убывает [10]. Источники Cen X—3 и Her X—1 показывают длительные, в несколько десятков суток, изменения потока (не связанные также с 35-дневным циклом в случае Her X—1). Отмечена переменность блеска звезд HD 77581 и HD 153919, отождествляемых соответственно с источниками 3U 0900—40 и 3U 1700—37 [11, 12]. Причиной нестационарности может быть, например, прецессия оси вращения главной звезды. Горячее пятно, возникающее на поверхности главной звезды из-за переизлучения рентгеновского потока, перемещается в результате прецессии по поверхности звезды, создавая сильные перемещения масс в фотосфере.

На рис. 3 показана зависимость амплитуды изменения потока  $F_{\max}/F_{\min}$  переменных источников от величины максимума потока  $F_{\max}$ . Для сравнения на горизонтальной оси нанесены наиболее яркие посто-

янные источники. Видно наличие двух областей, где нет ни одного переменного источника — нет ярких высокопеременных источников и слабых низкопеременных. По-видимому, реально существует зависимость  $F_{\max}/F_{\min}$  от  $F_{\max}$ , причем без учета Sco X-1 и Her X-1 эта зависимость имеет вид

$$\lg \frac{F_{\max}}{F_{\min}} = 1.2 - 0.3 \lg F_{\max}. \quad (1)$$

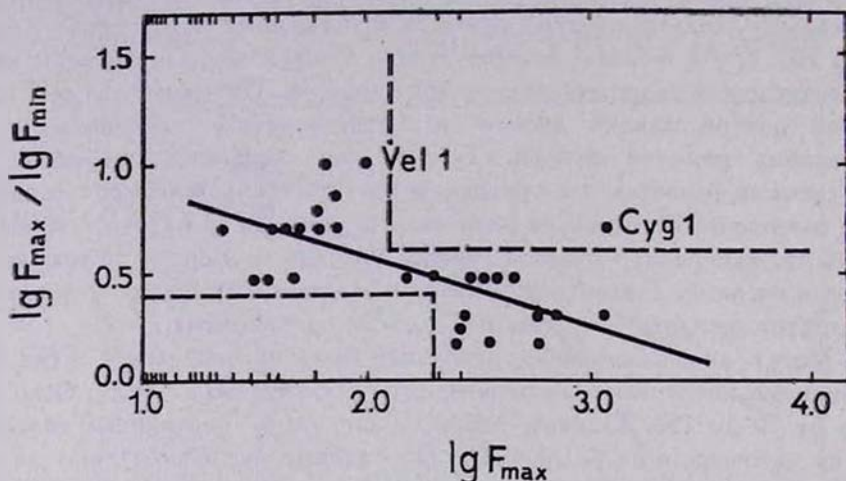


Рис. 3. Зависимость амплитуды изменения потока переменных источников от потока в максимуме.

Практически все известные яркие постоянные источники попадают на рис. 2 в незаполненную нижнюю область. В области больших потоков  $F_{\max}$ , где величина  $F_{\max}/F_{\min}$  мала, вообще нет постоянных источников.

Существование зависимости (1) означает, что переменные источники с меньшими потоками являются и более слабыми по светимости. В противном случае пришлось бы принять, что величина амплитуды зависит от расстояния до источника, что невероятно. Значительные отклонения от зависимости (1) показывают близкие источники Cyg X-1, Sco X-1. Если постоянные источники при дальнейших исследованиях покажут слабую переменность, то нижняя область на рис. 3 окажется заполненной, и зависимость  $F_{\max}/F_{\min}$  от  $F_{\max}$  станет более слабой.

На рис. 4 показана зависимость числа переменных источников от величины амплитуды  $F_{\max}/F_{\min}$ . Наибольшее количество источников имеет  $F_{\max}/F_{\min} \sim 3$ . Недостаток источников в области  $F_{\max}/F_{\min} \sim 4$

может объясняться неточностью в определении амплитуды в [1]. Несколько источников из областей  $F_{\max}/F_{\min} \sim 3$  и  $F_{\max}/F_{\min} \sim 5$  могут заполнить указанный завал. Однако недостаток источников в области  $F_{\max}/F_{\min} \sim 1-2$  нельзя объяснить лишь неточностью измерений. Монотонное возрастание числа источников при уменьшении  $F_{\max}/F_{\min}$ , ожидаемое если физическая природа постоянных и переменных источников одинакова, как видно, не имеет места.

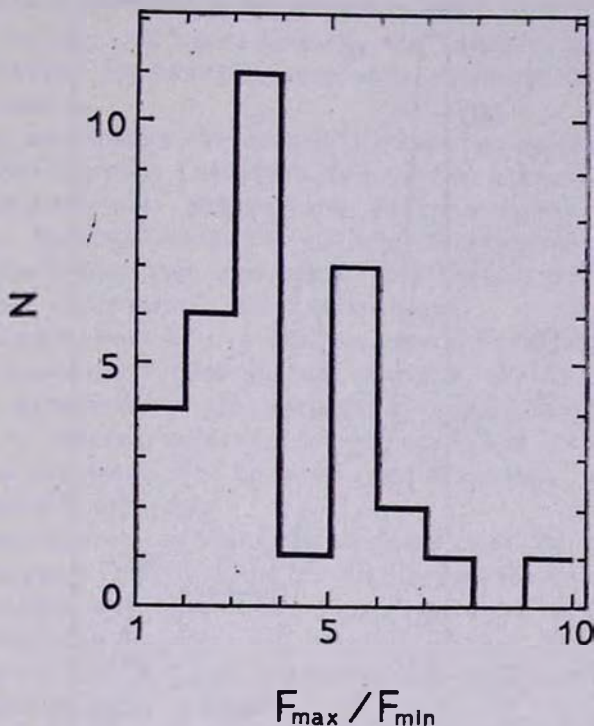


Рис. 4. Зависимость числа переменных источников от величины амплитуды изменения потока.

Уникальность рентгеновских двойных требует каких-то особенностей в характеристиках тех двойных систем, которые уже отождествлены с рентгеновскими источниками. Пока единственной особенностью этих систем является их относительно высокое  $|z|$ , свидетельствующее, что системы произошли в результате катастрофических процессов и получили скорость, позволившую им удалиться от галактической плоскости на величину  $|z|$ , в несколько раз большую, чем  $|\overline{z}|$  для обычных звезд классов О и В. Скорость центра масс будет достаточно велика, если в момент вспышки масса взрывающейся звезды окажется больше или такой же, как масса обычной компоненты.

2. *Постоянные рентгеновские источники.* В отличие от переменных постоянные источники наблюдаются во всем диапазоне потоков и на всей площади небесной сферы. Последнее свидетельствует что большая часть этих источников — внегалактические. Разделим постоянные источники на два подкласса: 1 — источники с потоками больше  $10 \text{ кэ/сек}$ , 2 — источники с потоками меньше  $10 \text{ кэ/сек}$ .

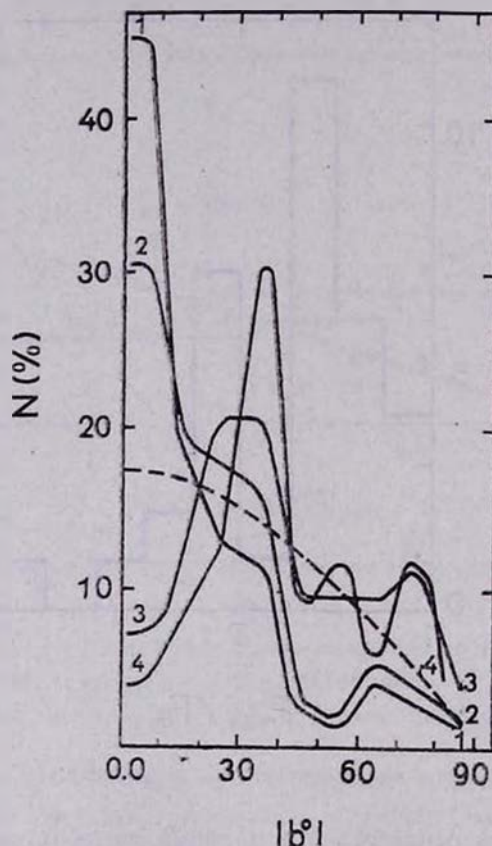


Рис. 5. Распределение постоянных рентгеновских источников по галактической широте. 1 — все неотожествленные постоянные источники, 2 — неотожествленные источники с потоками меньше  $10 \text{ кэ/сек}$ , 3 — отождествленные внегалактические источники, 4 — отождествленные внегалактические источники + неотожествленные источники на галактических широтах больше  $30^\circ$ . Пунктирная линия — равномерное распределение по широтам.

Всего наблюдается 78 неотожествленных постоянных источников. Еще 34 источника более или менее надежно отождествлены с внегалактическими объектами [1]. На рис. 5 показано распределение постоянных источников по галактической широте. Пунктиром показано

однородное распределение по широтам. Сильный избыток неотожествленных источников на низких широтах объясняется влиянием ярких постоянных источников, имеющих галактическое происхождение. Однако и слабые неотожествленные источники не показывают ожидаемого из-за поглощения некоторого дефицита на низких широтах. По-видимому, некоторая часть слабых постоянных источников также может иметь галактическую природу.

Средняя галактическая широта постоянных источников (I подкласс)  $\overline{|b|} = 7.34$ , то есть в 2.5 раза больше, чем величина  $\overline{|b|}$  для переменных источников. Постоянные источники являются более близкими и более слабыми.

Яркие постоянные источники показывают сильную избыточную концентрацию к центру Галактики, недостаток в направлении на антицентр, приблизительно равномерное распределение в остальных направлениях. Распределение по долготе постоянных источников 2-го подкласса приблизительно однородно. Это объясняется тем, что большинство этих источников — внегалактические.

Из рассмотрения по  $l$ ,  $b$  следует, что в Галактике, по-видимому, имеются постоянные источники всех потоков, вплоть до находящихся на пределе чувствительности счетчиков Ухуру (некоторые постоянные источники в действительности могут оказаться переменными [9]). Постоянные источники 2-го подкласса, по-видимому, являются также более слабыми и близкими.

Дополнительную информацию о распределении источников и их принадлежности к Галактике можно получить из зависимости  $\lg N - \lg F$ . При однородном пространственном распределении источников со случайным разбросом светимостей наклон прямой  $\lg N - \lg F$  должен быть около  $-1.5$  [5]. Для галактических источников угловой коэффициент должен быть меньше.

На рис. 6 показана зависимость  $\lg N - \lg F$  для постоянных рентгеновских источников разных типов. Все постоянные отождествленные источники 2-го подкласса, являющиеся заведомо внегалактическими, хорошо ложатся на прямую

$$\lg N = 2.12 - 1.35 \lg F. \quad (2)$$

Слабые постоянные источники с широтой  $|b| > 30^\circ$ , галактическая природа которых также весьма сомнительна, дают

$$\lg N = 2.33 - 2.60 \lg F. \quad (3)$$

Полагая, что отождествленные внегалактические источники и неотожествленные источники на  $|b| > 30^\circ$  суть источники одной природы, получаем для них

$$\lg N = 2.23 - 1.55 \lg F. \quad (4)$$

Зависимости (2) и (4) наглядно показывают, что источники, указанные в [1] как внегалактические, действительно ими являются, и что высокоширотные источники также не принадлежат Галактике.

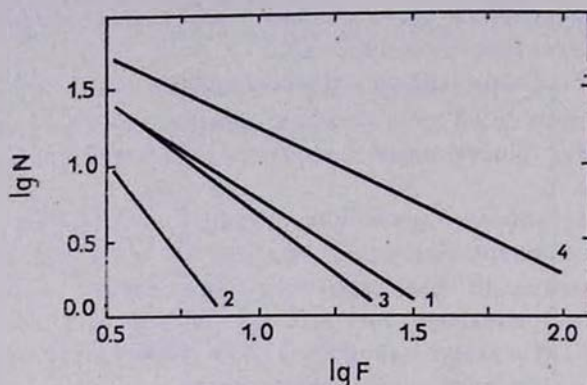


Рис. 6. Зависимость  $\lg N$  от  $\lg F$  для постоянных рентгеновских источников 1 — неотожествленные источники с  $|b| < 30^\circ$ , 2 — отождествленные внегалактические источники, 3 — неотожествленные источники с  $|b| > 30^\circ$ , 4 — отождествленные внегалактические + неотожествленные с  $|b| > 30^\circ$ .

С другой стороны, низкоширотные ( $|b| < 30^\circ$ ) неотожествленные постоянные источники хорошо ложатся на прямую

$$\lg N = 2.26 - 0.99 \lg F. \quad (5)$$

Величина углового коэффициента свидетельствует о вероятном галактическом происхождении части постоянных неотожествленных рентгеновских источников, не только сильных (1 подкласс), но и слабых (2 подкласс).

Наблюдения рентгеновского фона [3, 13] показывают в диапазоне 2—10 кэв избыток на 30% вблизи галактического экватора (в полосе широт  $\pm 2^\circ$ ) [13] и избыток вдвое в направлении на галактический центр [3] по сравнению с направлением на широту  $60^\circ$  [13]. Все это свидетельствует о наличии галактического фона в указанном диапазоне энергий. Полное излучение Галактики, согласно [13], полученное из данных о рентгеновском фоне,  $NL \sim 6 \cdot 10^{37}$  эрг/сек. Здесь  $N$  — число источников светимости  $L$  в Галактике. Из данных о фоне и из распределения слабых источников можно сделать вывод о наличии в Галактике популяции слабых рентгеновских источников (сейчас нам известны практически все источники высокой светимости  $\sim 10^{37} - 10^{38}$  эрг/сек, эти источники не дают вклада в фон). Если све-

тимность слабых источников  $\sim 10^{33}$  эрг/сек, то число их в Галактике может быть  $\sim 6 \cdot 10^4$ . С учетом концентрации источников к галактическому центру среднее расстояние до источников в области Солнца около 0.5 клс. Счетчики Ухуру могут фиксировать несколько таких источников (потoki 3—8 кв/сек). Следовательно, около 10% слабых низкоширотных неотожествленных постоянных источников, наблюдавшихся в [1], могут оказаться галактическими. Более естественно считать, что имеется непрерывная функция светимости рентгеновских источников от  $10^{33}$  эрг/сек до  $10^{36}$  эрг/сек. Число источников со светимостью  $\sim 10^{33}$  эрг/сек  $\sim 10^4$ , а со светимостью  $\sim 10^{36}$  эрг/сек около 10.

3. *Заключение.* Несмотря на то, что сведения о рентгеновских источниках все более пополняются, особенно с появлением каталога [1], все же природа большинства источников еще неясна. Предварительный анализ позволяет сделать вывод о том, что в Галактике может присутствовать популяция слабых рентгеновских источников, дающих основной вклад в рентгеновский фон в диапазоне 2—10 кэв. Часть слабых постоянных рентгеновских источников (потoki по [1] меньше 10 кв/сек) может быть галактическими, принадлежащими к указанной популяции слабых источников со светимостью  $\sim 10^{33} - 10^{34}$  эрг/сек. В Галактике может быть  $\sim 10^4$  таких источников. Все источники могут быть переменными и являться двойными системами с перетеканием вещества на релятивистскую звезду. В этом случае, как указывалось в [9], оптическим объектом должна быть скорее всего карликовая звезда класса не ранее F.

Для дальнейшего уточнения физической природы рентгеновских источников нужны отождествления рентгеновских источников с оптическими объектами, а также более надежные данные о спектрах и переменности рентгеновских источников. Необходимы также высокочувствительные обзоры источников в диапазоне  $\leq 1$  кэв, где можно установить расстояния до источников по завалу в энергетических спектрах.

Шемахинская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE PHYSICAL NATURE OF THE GALACTIC X-RAY SOURCES

P. R. AMNUEL, O. H. GUSEINOV

The spatial distribution and some other characteristics of the galactic X-ray sources are considered. It is shown that a population

of weak X-ray sources with luminosities  $\geq 10^{31}$  erg/s may exist in the Galaxy. The number of weak sources in the Galaxy may be  $\sim 10^4$ . A few weak unidentified X-ray sources of the Catalogue [1] (with fluxes less than 10 cts/s in the region of 2—6 keV) may belong to the indicated galactic population.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, T. Matlsky, D. Koch, H. Tananbaum, Preprint, ASE—3249, 1973.
2. П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов, ПЗ, 19, 19, 1973.
3. H. Gursky, Preprint, ASE—3066, 1972.
4. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 50, 233, 1973.
5. T. Matlsky, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, S. Murray, R. Giacconi, Ap. J., 181, 753, 1973.
6. S. Lea, B. Margon, Preprint, 1972.
7. Р. А. Сюняев, В. М. Черепищук, Ю. Н. Ефремов, ПЗ (в печати).
8. J. Arons, Preprint, 1973.
9. P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, Sh. Yu. Rakhimov, Astrophys. Space. Sci. (in press).
10. F. Seward, Preprint, UCID—15622, 1970.
11. W. Hiltner, L. Werner, P. Osmer, Ap. J., 175, L19, 1972.
12. S. Heap, Ap. J., 181, L 71, 1973.
13. R. Bleach, E. Boldt, S. Holt, D. Schwartz, P. Serlemitsos, Ap. J., 174, L 101, 1972.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗРЫВНОГО РАСПАДА ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Е. М. НЕЖИНСКИЙ

Поступила 14 февраля 1972

Пересмотрена 4 ноября 1973

В работе доказано, что в задаче  $n$  тел решения, описывающие одновременное столкновение или взрыв из одной точки, неустойчивы. Исследование ведется с небесно-механической точки зрения, т. е. считается, что при взрыве (столкновении) разлетаются (сталкиваются) материальные точки, между которыми действуют только гравитационные силы.

До недавнего времени астрономы, теоретики и наблюдатели, относительно мало внимания обращали на ядра галактик. Однако, по мере накопления наблюдательных данных, в ряде работ [1] все чаще появляется мысль о том, что значение ядер в галактиках недооценивалось. Например, по мнению В. А. Амбарцумяна, в ядрах происходят бурные процессы (истечение газа, эруптивные выбросы газовой материи и плазмы, взрывы, приводящие к расколу ядер на две или более сравнимые по величине части и т. п.), которые играют определяющую роль в образовании и эволюции галактик.

По-видимому, решение вопроса о том, какую функцию выполняют ядра в галактиках, еще далеко от завершения, но к нему можно приблизиться рассмотрением частных схем.

В этой работе мы попытались изучить взрывы, которые могут происходить в ядрах галактик или каких-либо других центрах конденсации материи. Задача рассмотрена с небесно-механической точки зрения, т. е. считается, что при взрыве разлетаются как бы материальные точки, между которыми действуют только гравитационные силы.

1. Введем следующие обозначения\*:  $\Sigma = \sum_{i=1}^n$ ;  $\Sigma' = \sum_{i=1, j \neq i}^n$ ;  $\Sigma^* = \sum_{1 \leq i < j \leq n}$ ;  $t$  — время;  $n$  — число частиц в системе;  $\kappa = 1$  — постоянная тяготения;  $\zeta_i$  — вектор положения  $i$ -ой частицы, его задание равносильно заданию координат  $(x_i, y_i, z_i)$ ;  $m_i$  — масса  $i$ -ой частицы;  $r_{ik} = |\zeta_i - \zeta_k|$ ;  $U = \Sigma^* \frac{m_i m_j}{r_{ij}}$  — силовая функция;  $J = \Sigma m_i \zeta_i$  — момент инерции.

*Замечание 1.* В статье все вычисления будем производить в барицентрической системе координат, т. е. инерциальной системе координат с началом в центре масс.

*Определение* (см. также [2] § 355). В трехмерном евклидовом пространстве  $n$  векторов  $\zeta_i$  (см. замечание 1), определяющих положения  $n$  тел с массами  $m_1, \dots, m_n$ , образуют центральную конфигурацию по отношению к этим телам, если сила, действующая на  $i$ -е тело в рассматриваемый фиксированный момент времени, пропорциональна массе  $m_i$  и вектору  $\zeta_i$ , т. е. если

$$U \zeta_i = \sigma m_i \zeta_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

причем скаляр  $\sigma = -U/J$  и не зависит от  $i$ .

*Замечание 2.* Будем считать две центральные конфигурации по отношению к одним и тем же массам одинаковыми, если одна переходит в другую при соответствующем изменении единицы масштаба.

*Замечание 3.* Очевидно, что понятие центральной конфигурации не связано с ориентацией барицентрической системы координат.

В [2] показано, что перед одновременным столкновением и сразу после взрыва частицы образуют центральные конфигурации. В статье мы рассмотрим, устойчива ли форма этих конфигураций перед столкновением (см. ниже разделе 4) и после взрыва (см. ниже разделы 6–10).

2. Если во все барицентрические координаты частиц, образующих центральную конфигурацию перед столкновением (сразу после взрыва), ввести множитель  $(t - t_0)^{-2/3}$  ( $t_0$  — момент столкновения), то новые координаты в окрестности  $t_0 = 0$

$$\zeta_i = t^{-2/3} \zeta_i, \quad i = 1, \dots, n \quad (1)$$

\* Эти обозначения такие же, как в книге А. Уинтера [2] (гл. V).

не меняются (см. [2]). Произведем, кроме того, следующую замену переменной  $t$

$$t = -\ln t \quad (1')$$

(ясно, что  $t \rightarrow +\infty$  при  $t \rightarrow 0$  и  $t = \exp(-t)$ ). Тогда

$$tf' = -\dot{f}, \quad t^2 f'' = \ddot{f} + \dot{f}, \quad (2)$$

где штрихами и точками обозначены производные по  $t$  и  $t$  соответственно, а  $f$  — произвольная, дважды дифференцируемая функция.

С помощью формул (2) легко установить (см. [2]), что уравнения движения

$$m_i \ddot{\zeta}_i = U_{\zeta_i}, \quad i = 1, \dots, n$$

в новых переменных (1), (1') можно переписать

$$m_i \left( \ddot{\zeta}_i - \frac{1}{3} \dot{\zeta}_i - \frac{2}{9} \zeta_i \right) = U_{\zeta_i}, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3)$$

где  $U = \sum' \frac{m_i m_j}{\rho_{ij}}, \quad \rho_{ij} = |\zeta_i - \zeta_j|, \quad U = t^{2/3} U, \quad U_{\zeta_i} = t^{4/3} U_{\zeta_i}.$

### 3. В момент $t_0$ на центральную конфигурацию

$$\zeta_i = \text{const}, \quad i = 1, \dots, n$$

(где  $\zeta_i = \text{const}, i = 1, \dots, n$  — частное решение уравнений (3) (см. [2])) наложим небольшое возмущение

$$\zeta_i + \Delta \zeta_i = (x_i + \alpha_i, \quad y_i + \beta_i, \quad z_i + \gamma_i), \quad i = 1, \dots, n.$$

Тогда из уравнений движения (3), сохраняя члены первого порядка малости, получим уравнения возмущенного движения в первом приближении, или уравнения в вариациях

$$\left\{ \begin{aligned} \ddot{\alpha}_i - \frac{\dot{\alpha}_i}{3} - \frac{2}{9} \alpha_i &= \sum_{j=1}^n \frac{m_j}{\rho_{ij}^3} [(\alpha_j - \alpha_i) - 3(x_j - x_i) d_{ij}], \\ \ddot{\beta}_i - \frac{\dot{\beta}_i}{3} - \frac{2}{9} \beta_i &= \sum_{j=1}^n \frac{m_j}{\rho_{ij}^3} [(\beta_j - \beta_i) - 3(y_j - y_i) d_{ij}], \\ \ddot{\gamma}_i - \frac{\dot{\gamma}_i}{3} - \frac{2}{9} \gamma_i &= \sum_{j=1}^n \frac{m_j}{\rho_{ij}^3} [(\gamma_j - \gamma_i) - 3(z_j - z_i) d_{ij}], \end{aligned} \right. \quad (4)$$

где  $i = 1, \dots, n$ ,

$$d_{ij} = \frac{(x_j - x_i)(\alpha_j - \alpha_i) + (y_j - y_i)(\beta_j - \beta_i) + (z_j - z_i)(\gamma_j - \gamma_i)}{\rho_{ij}^2}.$$

Если ввести новые переменные

$$x_i = \sqrt{m_i} z_i, \quad x_{i+n} = \sqrt{m_i} \beta_i, \quad x_{i+2n} = \sqrt{m_i} \gamma_i, \quad (i = 1, \dots, n), \quad (5)$$

систему (4) можно переписать

$$\ddot{x}_i + \sum_{j=1}^{3n} a_{ij} x_j = \frac{1}{3} \dot{x}_i, \quad i = 1, \dots, 3n, \quad (6)$$

где

$$a_{ij} = \begin{cases} -\frac{2}{9} + \sum_{l=1}^n \frac{m_l}{\rho_{li}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(x_l - x_i)^2}{\rho_{li}^2} \right] & \text{при } 1 \leq i = j \leq n \\ -\frac{2}{9} + \sum_{l=1}^n \frac{m_l}{\rho_{li}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(y_l - y_n)^2}{\rho_{li}^2} \right] & n < i = j \leq 2n, \\ & u = i - n \\ -\frac{2}{9} + \sum_{l=1}^n \frac{m_l}{\rho_{lv}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(z_l - z_n)^2}{\rho_{lv}^2} \right] & 2n < i = j \leq 3n, \\ & v = i - 2n \\ -\frac{\sqrt{m_i m_j}}{\rho_{ij}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(x_j - x_i)^2}{\rho_{ij}^2} \right] & i \neq j, 1 \leq i, j \leq n \\ -\frac{\sqrt{m_n m_i}}{\rho_{ni}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(y_i - y_n)^2}{\rho_{ni}^2} \right] & i \neq j, n < i, j \leq 2n, \\ & u = i - n, t = j - n \\ -\frac{\sqrt{m_n m_w}}{\rho_{nw}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(z_w - z_n)^2}{\rho_{nw}^2} \right] & i \neq j, 2n < i, j \leq 3n, \\ & v = i - 2n, w = j - 2n \\ \sum_{l=1}^n \frac{3m_l (x_l - x_i)(y_l - y_i)}{\rho_{il}^5} & 1 \leq i \leq n, j = i + n \\ 3 \frac{\sqrt{m_i m_t} (x_t - x_i)(y_t - y_i)}{\rho_{it}^5} & i + n \neq j, 1 \leq i \leq n, \\ & n < j \leq 2n, t = j - n \\ \sum_{l=1}^n \frac{3m_l (x_l - x_i)(z_l - z_i)}{\rho_{il}^5} & 1 \leq i \leq n, j = i + 2n \\ 3 \frac{\sqrt{m_i m_w} (x_w - x_i)(z_w - z_i)}{\rho_{wi}^5} & i + 2n \neq j, 1 \leq i \leq n, \\ & 2n < j \leq 3n, w = j - 2n \\ \sum_{l=1}^n \frac{3m_l (y_l - y_n)(z_l - z_n)}{\rho_{ln}^5} & n < i \leq 2n, j = i + n, \\ & u = i - n \\ 3 \frac{\sqrt{m_n m_w} (y_w - y_n)(z_w - z_n)}{\rho_{nw}^5} & i + n \neq j, n < i \leq 2n, \\ & 2n < j \leq 3n, u = i - n, w = j - 2n. \end{cases} \quad (7)$$

причем  $a_{ij} = a_{ji}$ .

Запишем (6) в векторном виде

$$\ddot{z} + Az = \frac{1}{3} \dot{z}.$$

Произведем в этом уравнении неособенное линейное преобразование  $z = D\tau$ , приводящее матрицу  $A$  к диагональному виду, т. е.  $D^{-1}AD = \Lambda$ , где  $\Lambda$  — диагональная матрица,

$$\ddot{\tau} + \Lambda\tau - \frac{1}{3}\dot{\tau} = 0,$$

или, что то же,

$$\ddot{\tau}_i + \lambda_i \tau_i - \frac{1}{3}\dot{\tau}_i = 0, \quad i = 1, \dots, 3n. \quad (8)$$

4. Изучим устойчивость произвольной центральной конфигурации перед столкновением (т. е. при  $t \rightarrow \infty$ ). Уравнения в вариациях (4), как показано в разделе 3, могут быть приведены к виду (8).

Используем спектральный анализ. Пусть  $\tau_i = r_i e^{\omega_i t}$ . Тогда из уравнений (8) получим дисперсионные уравнения

$$\omega_i^2 - \frac{1}{3}\omega_i + \lambda_i = 0, \quad i = 1, \dots, 3n. \quad (9)$$

По теореме Виета  $\omega_i + \omega_{i+n} = 1/3$ , следовательно, хотя бы одна из частот (скажем  $\omega_i$ ) будет иметь  $\operatorname{Re} \omega_i \geq 1/6$  и даст неустойчивое решение. То есть перед столкновением пространственная центральная конфигурация, состоящая из  $n$  частиц, имеет по крайней мере  $3n$  неустойчивых частот. Итак, можно сделать вывод, что в данном случае конфигурация распадается. (Это нетрудно видеть даже на примере столкновения двух тел).

5. Теперь обсудим более подробно, всегда ли найденные неустойчивые частоты указывают на неустойчивость формы центральной конфигурации.

В самом деле, неустойчивая частота может возникнуть, скажем, из-за смещения начала координат.\* Поэтому необходимо предваритель-

\* Если сместить начало инерциальной системы координат таким образом, чтобы центр масс центральной конфигурации имел координаты  $(a + bt, 0, 0)$ , то при переходе к переменным (1) появится формальная неустойчивая частота, так как (см. (1), (1'))  $a = t^{-2/3} \alpha + t^{1/3} b$ ,  $t = e^{-t}$ ,  $t \rightarrow +\infty$ ,  $a = e^{2/3} \alpha + e^{-1/3} b$ .

но исключить из рассмотрения возмущения, сохраняющие форму системы, но приводящие к появлению неустойчивых частот. К таким возмущениям следует отнести: 1) возмущения, приводящие к твердотельному сдвигу системы относительно выбранного начала координат, 2) возмущения, приводящие к изменению только размеров системы, но не ее формы.

Если же после исключения таких возмущений останется неустойчивая частота  $\omega$ , то форма системы неустойчива, так как хотя бы для одной совокупности индексов  $i, j$

$$\rho_{ij} - (\rho_{ij})_{t=t_0} \sim e^{\omega(t-t_0)}, \quad (10)$$

где  $t_0$  — момент, в который на центральную конфигурацию наложили возмущение.

Рассматриваемые динамические системы — системы обратимого типа, поэтому, если при столкновении имеются устойчивые частоты, то при разлете они превращаются в неустойчивые и наоборот. Действительно, как видно из (10), при столкновении  $\omega$  — устойчивая частота, если  $\operatorname{Re} \omega < 0$  ( $t \rightarrow \infty$ ), при разлете  $t_0 \rightarrow \infty$  и частота  $\omega$  становится неустойчивой.

6. Перейдем к рассмотрению центральных конфигураций, образующихся при взрыве.

Из дисперсионных уравнений (9) получим

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{6} \pm \sqrt{\frac{1}{36} - \lambda_1}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что если  $\lambda_1 \geq 0$ , то  $\operatorname{Re} \omega_{1,2} \geq 0$ , и для рассматриваемых нами конфигураций (см. последнее замечание в разделе 5) частоты  $\omega_{1,2}$  устойчивы; при  $\lambda_1 < 0$   $\omega_{1,2}$  — неустойчивая частота.

Следовательно, для выяснения устойчивости конфигурации, образующейся при взрыве, необходимо исследовать знаки  $\lambda_1$ . С этой

целью и рассмотрим квадратичную форму  $\sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} a_{ij} x_i x_j$ .

7. Учитывая замечания, сделанные в разделе 5, исключим возмущения, приводящие к сдвигу центра масс (т. е. возмущения, приводящие к сдвигу системы как целого); иначе говоря, наложим на возмущения линейные связи

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i m_i = 0, \quad \sum_{i=1}^n \beta_i m_i = 0, \quad \sum_{i=1}^n \gamma_i m_i = 0,$$

или в новых переменных (5)

$$\sum_{i=1}^n x_i \sqrt{m_i} = 0, \quad \sum_{i=0}^n x_{i+n} \sqrt{m_i} = 0, \quad \sum_{i=1}^n x_{i+2n} \sqrt{m_i} = 0. \quad (12)$$

Линейные условия (12) наложены на переменные, входящие в квадратичную форму  $\sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} a_{ij} x_i x_j$ . Зная матрицу коэффициентов этой квадратичной формы (см. (7)), найдем 3 ее собственных вектора и собственных значения ( $\delta_i^{(j)}$  — собственный вектор, соответствующий  $\lambda_j$ . Собственные векторы нормированы, т. е.  $\sum_{i=1}^{3n} \delta_i^{(j)^2} = 1$ ):

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = -2/9,$$

$$\begin{cases} \delta_i^{(1)} = \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{\sum m_i}}, & i = 1, \dots, n, \\ \delta_i^{(1)} = 0, & i = n+1, \dots, 3n, \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta_i^{(2)} = \frac{\sqrt{m_{i-n}}}{\sqrt{\sum m_j}}, & i = n+1, \dots, 2n, \\ \delta_i^{(2)} = 0, & i = 1, \dots, n, 2n+1, \dots, 3n, \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta_i^{(3)} = \frac{\sqrt{m_{i-2n}}}{\sqrt{\sum m_j}}, & i = 2n+1, \dots, 3n, \\ \delta_i^{(3)} = 0, & i = 1, \dots, 2n. \end{cases}$$

Теперь запишем квадратичную форму в виде

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} g_{ij} x_i x_j = & \frac{2}{9} \left[ \left( \sum_{i=1}^n \frac{\sqrt{m_i} x_i}{\sqrt{\sum m_j}} \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^n \frac{\sqrt{m_i} x_{i+n}}{\sqrt{\sum m_j}} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left( \sum_{i=1}^n \frac{\sqrt{m_i} x_{i+2n}}{\sqrt{\sum m_j}} \right)^2 \right] + \sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} a_{ij} x_i x_j. \end{aligned} \quad (13)$$

В силу линейных связей (12) выражения в квадратных скобках (13) равны нулю. Будем искать отрицательные характеристические числа  $\mu_l$  формы  $\sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} g_{ij} x_i x_j$  вместо характеристических чисел  $\lambda_l$  формы

$\sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} a_{ij} x_i x_j$ , при этом ясно [3], что  $\lambda_l = \mu_{l-3}$  при  $3 < l \leq 3n$ . Наконец,

отметим, что для доказательства неустойчивости формы конфигурации, образовавшейся после взрыва, осталось найти (см. раздел 5) только 2 отрицательных характеристических числа ( $\mu_1 < 0$ ,  $\mu_2 < 0$ ) формы

$$\sum_{i=1}^{3n} \sum_{j=1}^{3n} g_{ij} x_i x_j.$$

8. Теперь осуществим перенумерацию частиц таким образом, чтобы расстояние между первой и второй частицами ( $\rho_{12}$ ) было максимальным. Кроме того, ориентацию барицентрической системы координат выберем так, чтобы ось  $x$  была параллельна прямой, проходящей через точки 1 и 2. Тогда  $y_1 = y_2$ ,  $z_1 = z_2$ . Характеристическое уравнение для (13) в этом случае имеет вид (см. также (7))

$$\Delta(\mu) = \begin{vmatrix} g_{11} - \mu & g_{12} & \dots & g_{1,3n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{3n,1} & g_{3n,2} & \dots & g_{3n,3n} - \mu \end{vmatrix} = A^* \quad (14)$$

9. Введем новые обозначения

$$b_{ii} = a_{ii} + \frac{2}{9}, \quad i = 1, \dots, 3n. \quad (15)$$

В силу (13)

$$b_{ii} = g_{ii} + \frac{2}{9} \Sigma' m_j (\Sigma m_j)^{-1}, \quad i = 1, \dots, 3n. \quad (15')$$

В дальнейшем нам потребуются следующие леммы;

**Лемма 1.**  $b_{ii} + b_{i+n, i+n} + b_{i+2n, i+2n} = 0$ ,  $i = 1, \dots, n$  (или, если учесть (15'), то  $g_{ii} + g_{i+n, i+n} + g_{i+2n, i+2n} < 0$ ,  $i = 1, \dots, n$ ).

Доказательство очевидно (см. (15), (7)).

**Лемма 2.** Если для какого-либо  $i$  ( $i = 1, \dots, n$ )  $b_{ii} > 0$ , то существует такой поворот системы координат  $(x, y, z)$  вокруг оси  $x^{***}$ , что  $b_{i+n, i+n} < 0$ ,  $b_{i+2n, i+2n} < 0$ .

**Доказательство.**

По предыдущей лемме  $b_{ii} + b_{i+n, i+n} + b_{i+2n, i+2n} = 0$ . Так как, кроме того,  $b_{ii} > 0$ , то возможны 3 случая: 1)  $b_{i+n, i+n} < 0$ ,  $b_{i+2n, i+2n} < 0$ , что и утверждалось в лемме. 2)  $b_{i+n, i+n} < 0$ ,  $b_{i+2n, i+2n} > 0$ .

\* См. Приложение.

\*\* То есть в сумме  $\Sigma' m_j$  пропускается член с номером  $j \equiv i \pmod{n}$ .

\*\*\* Начало координат и направление оси  $x$  фиксированы (см. р. 8).

Если в этом случае повернуть систему координат  $(x, y, z)$  вокруг оси  $x$  на  $\pi/2$ , то

$$b_{i+n, i+n} > 0, \quad b_{i+2n, i+2n} < 0,$$

так как (см. (7)) при таком повороте все координаты  $x_i$  останутся теми же, а  $y_i$  и  $z_i$  меняются местами. Из (7) также видно, что функции  $b_{i-n, i+n}$ ,  $b_{i-2n, i-2n}$  непрерывно зависят от поворота осей  $y$  и  $z$  вокруг оси  $x$ . Сумма этих функций (см. лемму 1) отрицательна ( $b_{i-n, i+n} + b_{i+2n, i+2n} = -b_{ii} = \text{const} < 0$ ). Следовательно существуют такие положения осей  $y$  и  $z$ , при которых  $b_{i+n, i+n} < 0$ ,  $b_{i+2n, i+2n} < 0$ . 3)  $b_{i+n, i-n} > 0$ ,  $b_{i-2n, i-2n} < 0$ . Доказательство аналогично 2).

**Лемма 3.** Для центральных конфигураций, образовавшихся после взрыва,

$$\frac{2}{9}(\Sigma m_j)^{-1} \geq \rho_{12}^{-3},$$

где  $\rho_{12} = \max \{\rho_{ij}\}$ ,  $1 \leq i < j \leq n$ ,  $n > 2$ .

**Доказательство.**

Для центральных конфигураций (сразу после взрыва) верно следующее равенство ([2], § 365a).

$$\frac{2}{9}(\Sigma m_j)^{-1} = (\Sigma^* m_i m_j \rho_{ij}^{-1}) \cdot (\Sigma^* m_i m_j \rho_{ij}^2)^{-1}, \quad (16)$$

если  $\rho_{12} = \max \{\rho_{ij}\}$ , то из (16)

$$(\Sigma^* m_i m_j \rho_{ij}^{-1}) (\Sigma^* m_i m_j \rho_{ij}^2)^{-1} \geq \rho_{12}^{-3}.$$

**10. Теорема.** Для квадратичной формы (13) ( $n > 2$ ) всегда можно найти по крайней мере 2 отрицательных характеристических числа ( $\mu_1 < 0$ ,  $\mu_2 < 0$ ).

**Доказательство.**

Из леммы 1 следует, что для каждого  $i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) по крайней мере одно из  $g_{ii}$ ,  $g_{i+n, i+n}$ ,  $g_{i+2n, i+2n}$  меньше нуля.

Система координат  $(x, y, z)$  (см. 8) выбрана таким образом, что фиксировано только направление оси  $x$ . Поэтому, если  $b_{11}$  (или  $b_{22}$ )  $> 0$ , то (по лемме 2) всегда можно поворотом системы координат  $(x, y, z)$  вокруг оси  $x$  добиться того, чтобы и  $g_{n+1, n+1}$  и  $g_{2n+1, 2n+1}$  (или и  $g_{n+2, n+2}$  и  $g_{2n+2, 2n+2}$ ) были одновременно меньше нуля.

Из (14) видно, что если какие-либо два из  $g_{11}$ ,  $g_{n+1, n+1}$ ,  $g_{2n+1, 2n+1}$  или из  $g_{11}$ ,  $g_{n+2, n+2}$ ,  $g_{2n+2, 2n+2}$  меньше нуля, то

$$C_1 < 0, \quad C_2 > 0,$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — главные миноры первого и второго порядка соответственно\*.

Таким образом, осталось рассмотреть случай, когда  $b_{11} < 0$ ,  $b_{12} < 0$ ,  $g_{n+1, n+1} > 0$ ,  $g_{2n+1, 2n+1} > 0$ ,  $g_{n+2, n+2} > 0$ ,  $g_{2n+2, 2n+2} > 0$ . Действительно, пусть

$$C_1 = g_{11} < b_{11} < 0,$$

$$C_2 = \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{vmatrix}.$$

Оценим  $C_2$ . Из того, что  $g_{n+1, n+1} > 0$ ,  $g_{2n+1, 2n+1} > 0$ , следует  $b_{11} < -\frac{4}{9} \sum'_{j=1} m_j (\Sigma m_j)^{-1}$ . Аналогично  $b_{22} < -\frac{4}{9} \sum'_{j=2} m_j (\Sigma m_j)^{-1}$ . Отсюда  $|g_{11}| > \frac{2}{3} \sum'_{j=1} m_j (\Sigma m_j)^{-1}$ ,  $|g_{22}| > \frac{2}{3} \sum'_{j=2} m_j (\Sigma m_j)^{-1}$ . Для  $g_{12} (= g_{21})$  по лемме 3 можно дать следующую оценку:

$$g_{12} = \frac{2}{9} \sqrt{m_1 m_2} (\Sigma m_j)^{-1} + 2 \sqrt{m_1 m_2} \rho_{12}^{-3} \leq \frac{2}{3} \sqrt{m_1 m_2} (\Sigma m_j)^{-1}.$$

Тогда

$$C_2 \geq \begin{vmatrix} -\frac{2}{3} \sum'_{j=1} m_j (\Sigma m_j)^{-1} & \frac{2}{3} \sqrt{m_1 m_2} (\Sigma m_j)^{-1} \\ \frac{2}{3} \sqrt{m_1 m_2} (\Sigma m_j)^{-1} & -\frac{2}{3} \sum'_{j=2} m_j (\Sigma m_j)^{-1} \end{vmatrix} > 0.$$

Следовательно, всегда можно найти  $\mu_1 = C_1 < 0$ ,  $\mu_2 = \frac{C_2}{C_1} < 0$  [4].

\* Действительно, пусть, например,  $g_{11} < 0$ ,  $g_{n+1, n+1} < 0$ . Тогда (см. лемму 1) хотя бы одно из  $g_{11}$ ,  $g_{n+2, n+2}$ ,  $g_{2n+2, 2n+2}$  меньше нуля и (см. 14).

$$C_2 = \begin{vmatrix} g_{11} & 0 \\ 0 & g_{n+2, n+2} \end{vmatrix} > 0, \text{ если } g_{n+2, n+2} < 0; \quad C_2 = \begin{vmatrix} g_{11} & 0 \\ 0 & g_{2n+2, 2n+2} \end{vmatrix} > 0,$$

$$\text{если } g_{2n+2, 2n+2} < 0; \quad C_2 = \begin{vmatrix} g_{11} & 0 \\ 0 & g_{n+1, n+1} \end{vmatrix} > 0, \text{ если } g_{11} < 0.$$

**Выводы.** Итак, на основе результатов, полученных в этой работе, можно сделать следующие выводы. Центральные конфигурации, то есть конфигурации, образованные частицами непосредственно перед столкновением или сразу после взрыва, неустойчивы, форма их со временем искажается. Этот факт носит достаточно общий характер и, по-видимому, является одной из основных причин, вызывающих трудности при решении задачи  $n$  тел ( $n > 2$ ). Так как в окрестности точки столкновения (или в окрестности точки взрыва) гравитационное поле обладает слишком большой неоднородностью, даже малые возмущения вблизи особой точки радикальным образом меняют траектории частиц.

Намечается еще один своеобразный вывод. При взрыве движение частиц определяется силой  $F_i = \sum m_i \ddot{x}_i$ , т. е. подчинено обобщенному закону Гука. Иначе говоря, дискретная система продолжает в какой-то форме сохранять свойства непрерывной среды, однако в новых условиях (система дискретна) эти свойства неустойчивы, и суммарный закон сил очень быстро становится другим.

Теперь посмотрим, какие приложения полученные результаты имеют для звездных систем. Представим себе, что в ядре галактики происходит взрыв. Тогда разлетающиеся частицы образуют конфигурацию, близкую к центральной. Небольшие (всегда имеющие место) возмущения быстро исказят эту конфигурацию, и мы, изучая скорости и координаты образовавшихся осколков, уже не сможем восстановить первоначальную картину. Аналогичные рассуждения имеют место и в том случае, когда в результате взрыва образуется система галактик.

В заключение я хотел бы выразить благодарность кандидату физико-математических наук В. А. Антонову за руководство данной работой.

Институт теоретической астрономии  
АН СССР

## STUDY OF THE PROCESS OF AN EXPLOSIVE DISINTEGRATION OF SELF-GRAVITATING SYSTEMS

E. M. NEZHINSKI

The solutions of the  $n$ -body problem corresponding to simultaneous collision of all  $n$  bodies or to a situation arising immediately after the explosion are shown to be unstable. It is supposed that the system of  $n$  ( $> 2$ ) particles moves in accordance with Newton's law of gravitation.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции вселенной, Изд-во АН Арм.ССР, Ереван, 1968.
2. А. Уинтер, Аналитические основы небесной механики, Наука, М., 1967.
3. Р. Курант, Д. Гильберт, Методы математической физики, 1, Гостехиздат, М.-Л., 1951.
4. И. М. Бабаков, Теория колебаний, Наука, М., 1965.

$$\sum_{j=1}^{\prime} \frac{m_j}{\rho_{2j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(x_j - x_1)^2}{\rho_{2j}^2} \right] - \frac{2}{9} \sum_{j=1}^{\prime} m_j (\Sigma m_j)^{-1} - \mu \dots \frac{2}{9} \frac{\sqrt{m_1 m_1}}{\Sigma m_j} + 2 \frac{\sqrt{m_1 m_2}}{\rho_{12}^3} \dots g_{1, n+1}$$

$$\frac{2}{9} \frac{\sqrt{m_1 m_2}}{\Sigma m_j} + 2 \frac{\sqrt{m_1 m_2}}{\rho_{12}^3} \dots \sum_{j=2}^{\prime} \frac{m_j}{\rho_{2j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(x_j - x_2)^2}{\rho_{2j}^2} \right] - 0$$

$$- \frac{2}{9} \sum_{j=2}^{\prime} m_j (\Sigma m_j)^{-1} - \mu \dots$$

$$g_{n+1, 1} \dots 0 \dots \sum_{j=1}^{\prime} \frac{m_j}{\rho_{1j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(y_j - y_1)^2}{\rho_{1j}^2} \right] -$$

$$- \frac{2}{9} \sum_{j=1}^{\prime} m_j (\Sigma m_j)^{-1} -$$

$$0 \dots g_{n+2, 2} \dots g_{n+2, n+1}$$

$$g_{2n+1, 1} \dots 0 \dots g_{2n+1, n+1}$$

$$0 \dots g_{2n+2, 2} \dots 0$$

0 ...

$g_{1, 2n+1}$

0 ...

$g_{2, 2n+2} \dots$

0

$g_{2, 2n+2} \dots$

$g_{n+1, n+2} \dots$

$g_{n+1, 2n+1}$

0 ...

$$\sum_{j=2}^r \frac{m_j}{\rho_{2j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(y_j - y_1)^2}{\rho_{2j}^2} \right] -$$

0

$g_{n+2, 2n+2} \dots$

$$- \frac{2}{9} \sum_{j=2}^r m_j (\Sigma m_j)^{-1} - \mu \dots$$

0 ...

$$\sum_{j=1}^r \frac{m_j}{\rho_{1j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(z_j - z_1)^2}{\rho_{1j}^2} \right] -$$

$g_{2n+1, 2n+2} \dots$

$$- \frac{2}{9} \sum_{j=1}^r (m_j (\Sigma m_j)^{-1} - \mu \dots$$

$g_{2n+2, n+2} \dots$

$g_{2n+2, 2n+1}$

$$\sum_{j=2}^r \frac{m_j}{\rho_{2j}^3} \left[ 1 - 3 \frac{(z_j - z_1)^2}{\rho_{2j}^2} \right] -$$

$$- \frac{2}{9} \sum_{j=2}^r m_j (\Sigma m_j)^{-1} - \mu \dots$$

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### ПРИМЕЧАТЕЛЬНАЯ ПАРА КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Опубликование каталога компактных галактик Цвикки [1] привлекло к этим объектам внимание многих наблюдателей. Было показано [2], что компактные галактики распределены по небу весьма неоднородно и часто встречаются в изолированных группах. Очевидно, что исследование систем компактных галактик дает ценную дополнительную информацию об их природе, поскольку сам факт пространственной обособленности группы компактных галактик указывает на совместное происхождение ее членов. Измерение взаимных лучевых скоростей компактных галактик в скоплении Шахбазян 1 [3] обнаружило у них необычно малое отношение вириальной массы к светимости ( $M/L \lesssim 1$ ).

В данной заметке мы сообщаем о результатах исследования тесной пары компактных галактик — № 372 в Каталоге изолированных пар галактик северного неба [4]. Эта пара отмечена также в Морфологическом каталоге галактик [5] под номером 3—34—25/26 как пара звезд или галактик с одинаковыми видимыми величинами  $m = 15^m.5$ . В каталоге [1] объекты не содержатся.

Увеличенная репродукция пары галактик с Паломарского атласа представлена на рис. 1. Компоненты пары имеют звездообразный вид, расположены в контакте друг с другом и окружены слабой аморфной атмосферой (более выраженной возле восточного компонента „в“).

Фотоэлектрические наблюдения пары галактик были проведены 22—24 февраля 1974 г. на 60-см цейссовском телескопе САО АН СССР с фотометром, сконструированным Г. Н. Алексеевым и В. Г. Штолем. Диафрагма диаметром 56" охватывала оба компонента вместе

с атмосферой. Интегральная величина и цвет компонентов получились следующими:  $V = 14^m29$ ,  $B - V = +0^m66$ ,  $U - B = -0^m15$ . По ультрафиолетовому избытку цвета члены пары заметно отличаются от нормальных эллиптических галактик.

На ЗТШ КрАО АН СССР в фокусе Нэсмита с ЭОП-м УМ-92 были получены 2 спектра компонентов пары с дисперсией 108 Å/мм в области  $H_\beta$  (30/31.1.1974) и 354 Å/мм (17/18.4.1974). В спектрах обеих компактных галактик отчетливо выражены эмиссионные линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , [O III], [N II], [S II]; бальмеровские линии более сильны у восточного компонента. По спектрограммам средние лучевые скорости компонентов, приведенные к центру Галактики, составляют:

$$V_{0a} = (+7223 \pm 20) \text{ км/сек},$$

$$V_{0b} = (+7151 \pm 28) \text{ км/сек}.$$

При постоянной Хаббла  $H = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{млс}$  суммарная абсолютная величина пары, исправленная за межзвездное поглощение и К-поправку, равна  $M_{a+b} = -20^m32$ , суммарная светимость —  $L = 1.94 \cdot 10^{10} L_\odot$ , а линейные диаметры —  $D_a = 8.4 \text{ клс}$ ,  $D_b = 5.6 \text{ клс}$ .

В предположении кругового движения компонентов при  $\Delta v = (72 \pm 34) \text{ км/сек}$  и взаимном расстоянии 8.65 клс суммарная „орбитальная“ масса пары получилась равной  $M = 3.64 \cdot 10^{10} M_\odot$ , а отношение  $f = M/L = 1.88 f_\odot$ . Из-за ошибки измерения разности лучевых скоростей стандартный доверительный интервал, внутри которого заключена оценка  $f$ , составляет  $(0.54 + 4.00) f_\odot$ ; неопределенности в ориентации пары относительно луча зрения соответствует при круговом движении стандартный интервал:  $(0.85 + 36.9) f_\odot$ . Рассмотренная пара компактных галактик является, по-видимому, стабильной системой.

*The Remarkable Pair of Compact Galaxies.* Estimations of integral magnitude and color  $V = 14^m29$ ,  $B - V = +0^m66$ ,  $U - B = -0^m15$  for the pair of compact galaxies (No. 372 in the Catalogue [4]) are obtained. The radial velocities of components  $V_{0a} = (+7223 \pm 20) \text{ км/с}$ ,  $V_{0b} = (+7151 \pm 28) \text{ км/с}$  for emission lines are measured. Low ratio of orbital mass to luminosity  $f = 1.88 f_\odot$  indicate the probable stable state of the system.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР  
Крымская астрофизическая  
обсерватория АН СССР

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. И. ПРОНИК,  
К. К. ЧУВАЕВ

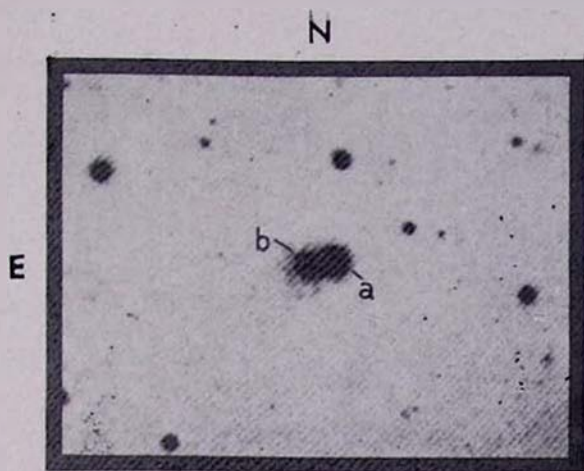


Рис. 1. Пара компактных галактик № 372. Масштаб 1 мм = 3.33.

К ст. И. Д. Караченцева и др.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies, Switzerland, 1971.
2. *Р. К. Шахбазян*, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
3. *L. B. Robinson, E. J. Wampler*, *Ap. J.*, 179, L135, 1973.
4. *И. Д. Караченцов*, *Сообщ. САО АН СССР*, 7, 3, 1972.
5. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова*, *Морфологический каталог галактик*, 2, МГУ, М., 1964.



# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

АВГУСТ, 1974

ВЫПУСК 3

ОБЗОРЫ

## ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. И. НАГИРНЕР

1. *Введение.* Теория нестационарного переноса излучения — важный раздел теории переноса, тесно связанный со стационарной теорией и развивавшийся вслед за ней. Наиболее полно развита теория нестационарного поля излучения в стационарных однородных средах. Значительно меньше работ посвящено исследованию случаев, когда оптические свойства среды меняются в пространстве или во времени заданным образом. Нелинейные же задачи, в которых учитывается зависимость свойств среды от самого поля излучения, рассматривались лишь в считанных работах.

Многие результаты теории изложены в монографиях С. Чандрасекара [1], В. В. Соболева [2], Винга [3], В. Г. Горбацкого и И. Н. Мина [4], Белмана и др. [5], Кейза и Цвайфеля [6], Вильямса [7]. Имеется несколько обзорных статей [8—11], однако ни в одной из этих работ не дается обзора всех разделов теории. Именно такую цель преследует настоящая статья.

В статье будет говориться о переносе излучения, хотя многие результаты получены для нейтронов. В то же время мы не будем касаться вопросов, связанных с диффузией частиц, описываемой обычным уравнением диффузии, с их замедлением и перераспределением по скоростям при рассеянии (о замедлении нейтронов см. в [7, 11]). Не затрагиваются очень схожие задачи, возникающие при решении линеаризованного уравнения Больцмана, которым посвящена книга К. Черчиньяни [12], а также другие близкие задачи, решаемые кинети-

ческими методами: изменение ионизации (см., например, в [2, 4]), а также температуры и населенностей уровней атомов [13]. Приходится оставить в стороне рассеяние излучения на электронах, изучаемое при помощи нестационарного уравнения Компанейца [14, 15].

Важными характеристиками поля излучения являются различные средние временных решений. Однако, как правило, они могут быть найдены без решения нестационарных уравнений. Определению таких средних посвящена обширная литература. Например, среднее число и дисперсия числа рассеяний фотонов находились в работах [16—20], среднее время пребывания фотонов в среде — в работах [2, 21], средний путь их — в [22]. Все эти величины определялись при помощи стационарных решений. Дальнейшую библиографию можно найти в указанных работах.

Мы будем обсуждать главным образом результаты, полученные аналитическим путем, численным же методам решения будет уделено немного внимания. Большинство результатов лишь описывается, приводятся только наиболее простые и наглядные формулы.

Мы будем в основном придерживаться не хронологического, а предметного принципа, описывая работы в порядке усложнения решаемых в них задач. Так вначале мы обратимся к монохроматическому нестационарному рассеянию света в одномерной среде, затем последовательно к монохроматическому рассеянию в трехмерной среде и резонансному рассеянию. Потом рассмотрим неоднородные и нестационарные среды и нелинейные задачи. Наконец, мы укажем на сделанные астрофизические и геофизические применения результатов теории. В каждом разделе по возможности выдерживая тот же принцип: вначале рассматриваются бесконечные среды, затем конечные; случай, когда учитывается конечность скорости света, — после случая, когда задержка излучения во времени происходит только при рассеянии. В статье употребляются единые обозначения, не всегда совпадающие с обозначениями авторов.

**2. Монохроматическое рассеяние в одномерной среде.** Несмотря на грубую схематичность одномерной среды, то есть такой, в которой возможно движение фотона только вдоль одной прямой, задачи о монохроматическом рассеянии излучения в ней долго привлекали внимание исследователей. Это объясняется, во-первых, тем, что интегро-дифференциальные и интегральные уравнения переноса для одномерной среды сводятся к дифференциальным, и многие решения удается получить не только в явном виде, но и в сравнительно простой форме. Во-вторых, приближенно трехмерные задачи сводятся к одномерным (метод Эддингтона, двухпотокное приближение и т. д.).

Уравнения, описывающие рассеяние монохроматического излучения в одномерной среде, могут быть записаны в виде

$$t_1 \frac{\partial I_{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial I_{\pm}}{\partial \tau} = -I_{\pm} + S_{\pm}, \quad (1)$$

где  $t$  — время,  $\tau$  — оптическая глубина точек среды ( $d\tau = \alpha dz$ ,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $z$  — геометрическая глубина);  $t_1 = 1/\alpha c$  — среднее время, проводимое фотоном в пути между двумя последовательными рассеяниями;  $I_{+}(\tau, t)$  — интенсивность излучения, идущего в сторону увеличения  $\tau$ ,  $I_{-}(\tau, t)$  — в противоположную сторону.  $S_{\pm}(\tau, t)$  — функции источников, то есть количества энергии, излучаемой единицей „объема“ в соответствующие стороны:

$$S_{\pm}(\tau, t) = g_{\pm}(\tau, t) + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^t [(1 \pm y) I_{+}(\tau, t') + (1 \mp y) I_{-}(\tau, t')] \psi(t - t') dt'. \quad (2)$$

В это уравнение входят характеристики элементарного акта рассеяния:  $\lambda$  — вероятность выживания фотона.  $(1 + y)/2$  — доля фотонов, рассеиваемых вперед,  $\lambda \psi(t) dt$  — вероятность того, что поглощенный

фотон переизлучится в момент от  $t$  до  $t + dt$   $\left( \int_0^{\infty} \psi(t) dt = 1 \right)$ . Если не

оговорено прстивное, мы будем считать, как это принималось в большинстве работ, что

$$\psi(t) = e^{-\frac{t}{t_1}} \frac{1}{t_1}, \quad (3)$$

где  $t_1$  — среднее время пребывания фотона в поглощенном состоянии. Наконец,  $g_{\pm}(\tau, t)$  — мощность первичных источников излучения:  $g_{\pm}(\tau, t) d\tau dt$  — энергия, излучаемая объемом  $d\tau$  на глубине  $\tau$  за время  $dt$  в направлениях  $+$  и  $-$ . В уравнениях (1) и (2) надо брать либо все верхние, либо все нижние знаки. К ним должны быть добавлены начальные и граничные условия.

Как известно, стационарное уравнение переноса в одномерной среде эквивалентно уравнению диффузии. Поэтому первые попытки рассмотрения нестационарных задач также были связаны с уравнением диффузии [23]. Вскоре, однако, Милн [24] вывел и правильное уравнение в предположении бесконечности скорости света ( $t_2 = 0$ ), изотроп-

ности и консервативности рассеяния ( $y = 0$ ,  $\lambda = 1$ ). В. А. Фок [25] и Б. И. Давыдов [26] получили уравнение для случая, когда фотон все время проводит в пути, а рассеивается мгновенно ( $t_1 = 0$ ; очевидно, при  $t_1 \rightarrow 0$   $\dot{\varphi}(t) \rightarrow \dot{\vartheta}(t)$ ). В работе [26] показано, как происходит предельный переход к уравнению диффузии (см. ниже).

При произвольных  $t_1$ ,  $t_2$  и  $\lambda$  уравнения (1) и (2), описывающие изотропное рассеяние в одномерной среде, были выведены В. В. Соболевым [27, 2]. Дифференциальное уравнение для функции источников  $S_+ = S_- = S(\tau, t)$ , равносильное системе (1) — (2), имеет вид

$$t_1 \frac{\partial^3 S}{\partial \tau^2 \partial t} + \frac{\partial^2 S}{\partial \tau^2} = t_1 t_2^2 \frac{\partial^3 S}{\partial t^3} + (2t_1 + t_2) t_2 \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + (t_1 + t_2(2 - \lambda)) \frac{\partial S}{\partial t} + (1 - \lambda) S. \quad (4)$$

Легко видеть, что при  $\lambda = 1$ ,  $\tau = \alpha z$ ,  $\alpha \rightarrow \infty$ ,  $t_1 + t_2 \rightarrow 0$  уравнение (4) переходит в диффузионное

$$\frac{\partial S}{\partial t} = D \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}, \quad (5)$$

если  $\alpha \rightarrow \infty$  и  $t_1 + t_2 \rightarrow 0$  таким образом, что коэффициент диффузии  $D = [\alpha^2(t_1 + t_2)]^{-1}$  остается постоянным. Переход  $\alpha \rightarrow \infty$  соответствует устремлению к нулю среднего свободного пробега частицы  $1/\alpha$ .

Для введенной им (сначала при решении стационарных задач) вероятности выхода фотона из среды с данной глубины через заданное время В. В. Соболев [27, 2] вывел дифференциальное (совпадающее с (4)), интегральное и функциональные уравнения. Теперь обратимся к полученным решениям.

В. В. Соболев [27, 2] при  $t_2 = 0$  нашел явное выражение для  $p(\tau, t, \lambda)$  двумя способами: методом разделения переменных в дифференциальном уравнении и путем применения преобразования Лапласа по времени. Для полубесконечной среды вероятность выхода фотона

$$p(\tau, t, \lambda) = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{t_1} \int_0^\infty (x \cos x\tau + \sin x\tau) e^{-\left(1 - \frac{\lambda}{1+x^2}\right) \frac{t}{t_1}} \frac{xdx}{(1+x^2)^2}. \quad (6)$$

Найден был также коэффициент отражения  $\rho(t)$  и режим высвечивания полубесконечной среды после выключения стационарных до этого источников.

Систематически к решению нестационарных задач применял преобразование Лапласа И. Н. Минин [28]. Он обратил внимание на связь

преобразованных по времени нестационарных величин с соответствующими стационарными. Например, если  $p(\tau, \lambda)$  стационарная вероятность выхода фотона из полубесконечной среды, то непосредственно из уравнений, определяющих  $p(\tau, t, \lambda)$  и  $p(\tau, \lambda)$ , следует

$$\int_{t_2}^{\infty} p(\tau, t, \lambda) e^{-st} dt = (1 + st_2) p\left(\tau(1 + st_2), \frac{\lambda}{(1 + st_1)(1 + st_2)}\right). \quad (7)$$

Путем обращения преобразования Лапласа в [28] найдены явные выражения для  $p(\tau, t, \lambda)$ , резольвенты соответствующего интегрального уравнения (или, что то же самое, функции Грина уравнения (1)) и других величин, характеризующих нестационарный перенос излучения в полубесконечной среде, в общем случае отличных от нуля  $t_1$  и  $t_2$  (но при  $y = 0$ ). В [28] получена резольвента и для бесконечной в обе стороны среды.

Важный случай  $t_1 = 0$ ,  $\lambda = 1$ , отвечающий рассеянию на аэрозольных частицах (в облаках, дымаках и др.), а также турбулентной диффузии, изучался в уже упоминавшихся работах [25, 26], а также [29—31]. Результаты [29—31] получаются из общих подстановкой  $\lambda = 1$ ,  $t_1 = 0$ .

Неизотропное ( $y \neq 0$ ) нестационарное рассеяние в полубесконечной одномерной среде при  $t_1 = 0$  рассматривалось в работе [32]. Там найдены  $p_{\pm}(\tau, t, \lambda)$  — функции источников, определяемые (1) и (2) при  $g_{\pm}(\tau, t) = \lambda((1 \pm y)/2) e^{-\tau/2} \delta(t - t_2\tau)$ , то есть вероятности выхода через время  $t$  фотонов, летевших на глубине  $\tau$  в момент  $t = 0$  в сторону границы и от нее и поглощенных там.

Рассеяние в среде конечной оптической толщины, даже одномерной, поддается исследованию с гораздо большим трудом. Здесь справедлива та же связь преобразований Лапласа по времени от нестационарных решений с соответствующими стационарными, в которых дополнительно надо оптическую толщину  $\tau_0$  заменить на  $\tau_0(1 + st_2)$ . Рассмотрим, например, вероятность выхода фотона из среды ( $y = 0$ ). Стационарная функция  $p(\tau, \tau_0, \lambda)$  определяется уравнением

$$p(\tau, \tau_0, \lambda) = \frac{\lambda}{2} e^{-\tau} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau - \tau'|} p(\tau', \tau_0, \lambda) d\tau' \quad (8)$$

и имеет явное выражение

$$p(\tau, \tau_0, \lambda) = \sqrt{\lambda} \frac{\operatorname{sh} [\sqrt{1 - \lambda}(\tau_0 - \tau) + \operatorname{arth} \sqrt{1 - \lambda}]}{\operatorname{sh} [\sqrt{1 - \lambda}\tau_0 + 2 \operatorname{arth} \sqrt{1 - \lambda}]}. \quad (9)$$

В наиболее простом случае  $t_2=0$  достаточно сделать замену  $\lambda \rightarrow \lambda/(1+st_1)$  (заменять  $\tau$  и  $\tau_0$  не нужно) и дело сводится к нахождению собственных чисел (с. ч.) и собственных функций (с. ф.) уравнения (8). Оно имеет, как фредгольмовское, счетное множество с. ч.  $\lambda_n = 1 + x_n^2$ , где  $x_n > 0$  определяются из условия обращения в нуль знаменателя в (9). Таким образом, при  $t_2=0$  у преобразования Лапласа от  $p(\tau, t, \tau_0, \lambda)$  имеется счетное множество полюсов и оно легко обращается:

$$p(\tau, t, \tau_0, \lambda) = \frac{\lambda}{t_1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x_n (x_n \cos x_n \tau + \sin x_n \tau)}{\left(1 + \tau_0 \frac{1+x_n^2}{2}\right) (1+x_n^2)} e^{-\left(1 - \frac{\lambda}{1+x_n^2}\right) \frac{t}{t_1}}. \quad (10)$$

Эта формула была получена В. В. Соболевым [27,2]. В числителе стоят с. ф. уравнения (8) (ненормированные). При  $\tau_0 \rightarrow \infty$  (10) переходит в (6).

Случай  $t_2 \neq 0$  также изучался в ряде работ. В [33] найдено преобразование Лапласа по времени от коэффициента отражения при  $y \neq 0$ . Наиболее полное исследование (при  $y=0$ ) принадлежит И. Н. Минину [34]. Он явным образом, исходя из формул типа (9), показал, что преобразования Лапласа по времени от нестационарных искомых функций имеют особенностями на комплексной плоскости  $s$  линию ветвления (уходящую на  $\infty$  при  $t_2 \rightarrow 0$ ), конечное число полюсов (стремящееся к  $\infty$  при  $\tau_0 \rightarrow \infty$  или  $t_2 \rightarrow 0$ ) и существенно особую точку  $\infty$ . Соответственно этому решения имеют вид суммы контурного интеграла и членов, отвечающих вычетам в полюсах и на  $\infty$ . В [34] приводятся выражения для вероятности выхода фотона из среды и коэффициентов отражения и пропускания для  $t_1=0$  и  $t_1=t_2$ .

Частная задача о размножающей среде ( $t_1=0$ ,  $y=0$ ,  $\lambda=2$ ,  $\tau_0 < \infty$ ) рассматривалась в [35]. Винг [35,3] при помощи функционального уравнения для коэффициента отражения  $\rho(t)$  доказал существование решения и нашел преобразование Лапласа по времени  $\bar{\rho}(s)$ . В книге [3] приводится список работ, в которых получены уравнения для различных величин при помощи принципов инвариантности (см. также [36]). Различные асимптотические формулы для величин, характеризующих нестационарное поле излучения в одномерной среде, были получены в работах [2,27—30,32]. Все они имеют вид диффузионных решений, так что уравнение (5) асимптотически правильно описывает рассеяние света. Но асимптотики мы обсудим в следующем разделе для случая трехмерной среды.

3. *Монохроматическое рассеяние в трехмерной среде.* Здесь уравнения, описывающие процесс переноса в плоской среде, имеют вид

$$t_2 \frac{\partial I}{\partial t} + \mu \frac{\partial I}{\partial \tau} = -I(\tau, \mu, \varphi, t) + S(\tau, \mu, \varphi, t), \quad (11)$$

$$S(\tau, \mu, \varphi, t) = g(\tau, \mu, \varphi, t) + \\ + \frac{\lambda}{4\pi} \int x(\gamma) d\omega' \int_{-\infty}^t \psi(t-t') I(\tau, \mu', \varphi', t') dt', \quad (12)$$

где  $\mu$  — косинус угла между лучом и внутренней нормалью к слоям среды,  $\varphi$  — азимут,  $\gamma$  — угол рассеяния,  $x(\gamma)$  — индикатриса рассеяния,  $d\omega'$  — элемент телесного угла. Остальные обозначения имеют тот же или аналогичный смысл, что и в разделе 2.

В ряде работ искалось приближенное решение (11) — (12). Например, каким-нибудь методом эта система сводилась к одномерной (1) — (2), из последней получалось выражение для функции источников, подставлявшееся в (11), откуда находилась интенсивность излучения  $I(\tau, \mu, \varphi, t)$ . Так делалось в работе [30] для  $t_1 = 0$ ,  $x(\gamma) = 1$ . В [37] при помощи двух итераций решений, найденных в малоугловом приближении, получены довольно точные формулы для интенсивности излучения на не очень больших глубинах полубесконечной среды. В [38] временные распределения восстанавливались по их найденным моментам.

Как легко показать непосредственно при помощи уравнений (11) и (12), преобразования Лапласа по времени от нестационарных решений можно получить формально из стационарных точно так же, как и для одномерной среды, то есть сделав замены  $\lambda \rightarrow \lambda/(1+st_1)(1+st_2)$ ,  $\tau \rightarrow \tau(1+st_2)$ . Для обращения этих преобразований необходимо исследовать поведение стационарных решений при комплексных  $\lambda$  и  $\tau$ .

Из свойств преобразования Лапласа следуют некоторые „принципы подобия“, исследованные наиболее подробно в [9] (частные случаи в работах [37, 39, 40]). Там показано, что в трех случаях  $t_1 = 0$ ,  $t_2 = 0$  и  $t_1 = t_2$  достаточно изучить чистое рассеяние, так как решения при любом  $\lambda$  выражаются через решения при  $\lambda = 1$ . В работе [41] доказано, что других таких случаев нет.

Точные решения практически найдены лишь для изотропного рассеяния и предельных случаев  $t_1 = 0$  и  $t_2 = 0$ . Монохроматическое изотропное рассеяние для  $t_2 = 0$  можно считать частным случаем резонансного (полное перераспределение по частотам при прямоугольном профиле коэффициента поглощения, см. раздел 4). Для изучения рассеяния в облаках, море и др. наибольший интерес, как уже отмечалось, представляет случай, когда фотоны рассеиваются мгновенно, а запаздывание происходит лишь за счет конечности скорости света.

Первое точное решение для бесконечной среды получено методом Кейза, наметившего путь его получения, Боуденом (изложение его результатов см. в книге [6]). Он нашел функцию Грина (11) и (12)  $G_-(\tau, \mu, \mu_0, t)$ , то есть интенсивность в задаче о „вспыхивающей“ плоскости, когда в правой части (12) стоит  $g(\tau, t) = \delta(\mu - \mu_0) \delta(\tau) \delta(t)$ . Важным вопросом при этом было установление существования корней характеристического уравнения

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1 \quad (13)$$

при комплексных  $\lambda$ . Было показано, что такой корень существует только, если  $\lambda$  принадлежит некоторой области на комплексной плоскости. Решение было получено в форме контурных интегралов в двух видах, соответствующих преобразованиям Лапласа от него по времени  $t$  или по координате  $\tau$ , причем доказана их равносильность. Путем применения к уравнениям двойного преобразования Фурье (по времени и по координате) функция  $G_-(\tau, \mu, \mu_0, t)$  найдена в работе [42]. Для анизотропного рассеяния при индикатрисе  $x(\gamma)$ , разлагающейся в конечную сумму полиномов Лежандра от косинуса угла рассеяния  $\gamma$ ,  $G_-(\tau, \mu, \mu_0, t)$  получена в [43] (методом Кейза).

Для полубесконечной среды первоначально усилия были направлены на исследование выходящего излучения. В [44] выведены уравнения для функций, определяющих интенсивность выходящего излучения при освещении изотропно рассеивающей излучение среды импульсом параллельных лучей или при равномерной вспышке всей среды. Это уравнение при  $t_2 = 0$  было численно решено в [45] методом итераций. Функция Грина  $G(\tau, \mu, 0, \mu_0, t)$  для полубесконечной среды при изотропном рассеянии и  $t_1 = 0$  была найдена И. Кушнером и Цвайфелем [39] в явном виде методом Кейза.

Специально исследовалось поле излучения в полубесконечной среде при освещении ее излучением, интенсивность которого гармонически меняется со временем (синусоидальная модуляция). В [7, 46] показано, что при больших частотах модуляции  $\omega$  в глубоких слоях при  $t_1 = 0$  не существует установившегося режима, то есть распределение по углам меняется с глубиной: поле излучения не успевает подстраиваться к слишком частым изменениям падающего сигнала. Это соответствует отсутствию корня характеристического уравнения (13), если  $\lambda$  заменить на  $\lambda/(1 + it_2\omega)$ , при больших  $\omega$ .

Ряд работ посвящен изотропному рассеянию в примыкающих полупространствах, отличающихся значениями  $\lambda$  и  $t_2$  ( $t_1 = 0$ ). В [47] рассмотрен импульсный плоский источник на границе, а в [48, 49] распространение волн яркости, пропорциональных  $e^{i\omega t}$ , от плоских источ-

ников с такой же временной зависимостью мощности, расположенных на бесконечной [48] и конечной [49] глубинах.

При изучении рассеяния в конечном слое при  $t_2 = 0$  возникает та же проблема, что и в случае одномерной среды, о числе полюсов преобразований Лапласа от решений. Много места этому вопросу уделено в книге [3], где исследуется чисто математически оператор переноса (его спектр, собственные функции, полнота их и т. д.). В частности, там строго доказано, что при  $t_1 = 0$  число таких полюсов конечно и дано предположительное физическое объяснение этому обстоятельству. Так как из результатов работы [50] следует, что число полюсов бесконечно для рассеяния в шаре, Винг считал, что их конечность объясняется возможностью фотону двигаться бесконечно долго вдоль прямой, параллельной границам слоя. Однако, поскольку число полюсов конечно и для одномерной среды (см. раздел 2), а там такая интерпретация не проходит, то она вызывает сомнения.

Формальное решение задачи о нестационарном диффузном отражении от изотропно рассеивающего плоского слоя конечной оптической толщины также получено Боуденом (см. книгу [6]). Для полного нахождения решения необходимо численно решить интегральное уравнение на собственные значения, что и было сделано в [51] для ряда значений  $\tau_0$ . Ранее спектр с.з. и методы их определения исследовались в [52, 53], в том числе и для сферической геометрии среды [50, 53] (другие работы см. в [3]).

Если точные решения получаются сложными даже в простейших случаях, то асимптотическое поведение их можно сравнительно просто найти для неизотропного рассеяния (при не слишком вытянутой индикатрисе) и произвольных  $t_1$ ,  $t_2$  и  $\lambda$ . Например, для бесконечной среды из асимптотики стационарной функции Грина при  $\tau \gg 1$  и  $1 - \lambda \ll 1$  [6, 54] в [9] получено при  $t \gg \tau \gg 1$ ,  $\lambda = 1$

$$G_-(\tau, \mu, \mu_0, t) \sim \frac{\sqrt{3-x_1}}{4\sqrt{\pi}\sqrt{t}} e^{-\frac{3-x_1}{4}\frac{\tau}{t}}. \quad (14)$$

Здесь  $x_1$  — коэффициент при  $P_1(\cos \gamma)$  в разложении индикатрисы  $x(\gamma)$  по полиномам Лежандра, а время измеряется в единицах  $t_1 + t_2$ . Более точная асимптотика получена в [43] для  $t_1 = 0$ .

Для полубесконечной среды остановимся лишь на задаче о диффузном отражении. Из точной формулы для коэффициента отражения, усредненного по азимуту, верной при  $1 - \lambda \ll 1$  [54], делая в ней замену  $\lambda$  на  $\lambda/(1 + st_1)(1 + st_2)$  и обращая преобразование Лапласа, легко получить, как и (14), при  $t \gg t_1 + t_2 = 1$  и  $\lambda = 1$  [9]

$$\rho(\mu, \mu_0, t) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u_0(\mu)u_0(\mu_0)}{\sqrt{3-x_1}t^{3/2}}. \quad (15)$$

Здесь  $u_0(\mu)$  — распределение по углам выходящего излучения в консервативной проблеме Милна, нормированное определенным образом [54]. Подобная формула получена в [37] при помощи приближенных формул.

Асимптотику интенсивности внутри полубесконечной среды, то есть решения (11) и (12)  $G(\tau, \mu, 0, \mu_0, t)$  при  $g(\tau, t) = \delta(\mu - \mu_0) \delta(\tau) \delta(t)$  и граничном условии  $G(0, \mu, 0, \mu_0, t) = 0$  ( $\mu > 0$ ), нашел И. Н. Минин также для чистого рассеяния [9]:

$$G(\tau, \mu, 0, \mu_0, t) \sim \frac{\sqrt{3-x_1} \tau}{\sqrt{\pi} t^{3/2}} u_0(\mu_0) e^{-\frac{3-x_1}{4} \frac{\tau^2}{t}}. \quad (16)$$

Различные частные случаи изучались в работах [55, 56].

Асимптотическое поведение нестационарных коэффициентов отражения и пропускания (и функций источников) исследовалось несколькими авторами, исходя из диффузионных решений, исправленных на границе [41], либо при помощи приближенных формул [10, 37, 56, 57], либо из точных асимптотик стационарных величин при  $1 - \lambda \ll 1$  [58, 59]. Можно сказать, что итог этим исследованиям подведен в работах [41, 59].

В. В. Иванов и С. Д. Гутшабаш [59] исходили из точных асимптотических формул, полученных В. В. Соболевым [54] для коэффициентов отражения и пропускания при слабом истинном поглощении в анизотропно рассеивающем плоском слое большой оптической толщины  $\tau_0$ . Обращая преобразования Лапласа после соответствующей замены  $\lambda$ , они получили для коэффициента отражения при  $\lambda = 1$

$$\rho(\mu, \mu_0, \tau_0, t) \sim \rho(\mu, \mu_0, t) - \frac{4u_0(\mu) u_0(\mu_0)}{(3-x_1)(\tau_0 + 2q)} \frac{1}{t_d} R\left(\frac{t}{t_d}\right), \quad (17)$$

где

$$t_d = (3-x_1)(\tau_0 + 2q)^2(t_1 + t_2), \quad (18)$$

$q$  — так называемая экстраполированная длина, выражающаяся через функцию  $u_0(\mu)$ , а  $R(x)$  определяется разложением

$$R(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi} x^{3/2}} - 2\pi^2 \sum_{l=1}^{\infty} l^2 e^{-l^2 \pi^2 x^2}. \quad (19)$$

Это разложение указывает на связь  $R(x)$  с  $\theta$ -функциями Якоби, являющимися частными решениями уравнения диффузии (5). Формулы для предельных случаев  $t \ll t_d$  и  $t \gg t_d$  были известны раньше [37, 56–58]. В работе [59] дана физическая интерпретация хода изменения функций

отражения и пропускания со временем, отражающая процесс распространения в слое волны яркости. Легко переписать формулы (14)–(17) для  $\lambda < 1$  и любых  $t_1$  и  $t_2$ . О второй работе [41] скажем несколько ниже.

Нестационарное рассеяние монохроматического излучения в средах, не сводящихся к плоскопараллельным, изучалось в сравнительно небольшом количестве работ. Получены различного рода уравнения на основании принципов инвариантности, описывающие поле выходящего из конечного слоя излучения от падающего узкого импульсного пучка света [60]. Вопрос о числе дискретных с. з. оператора переноса в шаре рассматривался в уже упоминавшейся работе [50].

Расплывание узких пучков в плоских средах изучалось Л. М. Романовой [37, 55, 10]. Она получила цепочку уравнений, определяющих  $J_{nk}$  — интегралы от произведений целых степеней прямоугольных координат на плоскостях, параллельных границам,  $x^n y^k$  на интенсивность излучения, и замкнула их для  $0 \leq n + k \leq 2$ . Это дало возможность найти координаты центра и дисперсию распределения яркости светового пятна. Функции  $J_{nk}$  оценивались по асимптотикам на больших глубинах и временах и численно.

При помощи диффузионных решений стационарных задач в работе [56] изучено свечение полубесконечной среды и оптически толстого плоского слоя после вспышки в них изотропного точечного источника. Там же учтено влияние ортотропной отражающей поверхности. В работах [37, 55, 60, 61] считалось  $t_1 = 0$ .

В работе Э. П. Зеге и И. Л. Кацева [41] подведен итог их предшествующим исследованиям и сделаны обобщения. Там, показано, что асимптотический временной режим можно находить для сред любой формы и любых источников, пользуясь решениями стационарных задач, полученными в диффузионном приближении. Исходя из этого, найден закон высвечивания среды, составляющей долю  $\alpha$  полного пространства по объему, если в момент  $t = 0$  на нее действовал источник измерения  $m$  ( $m = 0$  для точечного источника,  $m = 1$  для линейного и т. д.):

$$t^{-\frac{3-m}{2} + \log_2 \alpha} e^{-s_0 t}, \quad (20)$$

причем  $2s_0 t_1 t_2 = 1 - \sqrt{1 - 4(1 - \lambda)t_1 t_2}$ ,  $t_1 + t_2 = 1$ . Для нахождения закона затухания излучения в ограниченной по одной или несколькими координатам среде, необходимо определить первое с. ч. оператора Лапласа в такой среде, что легко сделать, если переменные разделяются. Это вопрос связан с известной проблемой критичности [6].

В [41] приводятся результаты для объемов, допускающих разделение переменных в прямоугольных декартовых координатах. Затем там находится асимптотический режим поля излучения в глубоких слоях полубесконечной среды и плоского слоя при освещении их узкими пучками. Обсуждается влияние отражающих границ, а также точность получаемых асимптотик путем сравнения с численными расчетами для конкретных индикатрис рассеяния, в том числе полидисперсных.

В заключение этого раздела отметим, что нестационарная задача при  $t_1=0$  эквивалентна задаче о нахождении распределения фотонов по пробегам в однородной среде, а при  $t_2=0$  — распределения их по числу рассеяний. На эти обстоятельства было указано Ван де Хюлстом и Ирвином [62]. Дальнейшему исследованию этих вопросов посвящены работы [37, 57, 63].

Отметим также, что численные методы, применявшиеся для решения нестационарных задач рассеяния, перечисляются в [9, 10].

**4. Резонансное рассеяние.** Нестационарное рассеяние в резонансной линии изучалось, как и стационарное, в рамках предположения о полном перераспределении по частотам (ППЧ) и изотропии при элементарном акте рассеяния. Эти предположения означают, что фотон при рассеянии полностью „забывает“ о частоте и направлении, которые он имел до поглощения. Сделанные приближения позволяют ввести функцию источников, не зависящую от частоты и равную с точностью до численного множителя степени возбуждения рассеивающих двухуровневых атомов.

Из-за возможности переизлучения фотона в крыле линии, где коэффициент поглощения мал, а средний свободный пробег велик, процесс переноса резонансного излучения не локален и его расчет не сводится к решению уравнения типа диффузии даже в приближении одномерной среды. Поэтому одномерная среда и не рассматривалась.

Уравнения, описывающие нестационарный перенос резонансного излучения в линейном приближении, в случае плоской геометрии выглядят следующим образом:

$$t_2 \frac{\partial I}{\partial t} + \tau \frac{\partial I}{\partial x} = -[\alpha(x) + \beta] I + W(x) S, \quad (21)$$

где  $\tau$  — оптическая глубина в центре линии,  $\beta$  — отношение коэффициентов поглощения в непрерывном спектре и центре линии  $\alpha_\infty$ ,  $t_2 = 1/c\alpha_\infty$ ,  $x$  — безразмерная частота,  $\alpha(x)$  — профиль коэффициента поглощения,  $\alpha(0) = 1$ . Далее  $W(x)$  — плотность распределения фотонов,

переизлучающихся в линии, по частоте. В большинстве работ  $W(x)$  считалась пропорциональной коэффициенту поглощения:  $W(x) = A\alpha(x)$ ,  $A$  — постоянная нормировки. Наконец,  $I(\tau, \mu, x, t)$  — интенсивность излучения, идущего на глубине  $\tau$  в момент  $t$  в направлении  $\mu$  и частоте  $x$ , рассчитанная на единицу безразмерных частот, а  $S(\tau, t)$  — функция источников, выражающаяся через интенсивность:

$$S(\tau, t) = g(\tau, t) + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_{-\infty}^t \psi(t-t') dt' \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, x, t') d\mu. \quad (22)$$

Здесь  $g(\tau, t)d\tau dt$  — энергия, излучаемая без рассеяний объемом единичной площади основания и высотой  $d\tau$  на глубине  $\tau$  за время от  $t$  до  $t+dt$  во всех частотах в единице телесного угла. Остальные обозначения совпадают с употреблявшимися ранее.

Достаточно рассмотреть источники такого вида, так как в противном случае одна итерация сводит уравнение к виду (21) и (22) при любых источниках.

Как и при монохроматическом рассеянии, преобразованные по Лапласу искомые характеристики поля излучения можно получить из соответствующих стационарных. Здесь надо в последних заменить  $\lambda$  на  $\lambda/(1+st_1)(1+st_2)$ , а  $\beta$  на  $\beta+st_1$ , где  $s$  — параметр преобразования. Таким образом, появляется необходимость изучать поведение стационарных решений при комплексных  $\lambda$  и  $\beta$ .

Для резонансного рассеяния наибольший интерес представляет случай, когда задержка излучения в среде обуславливается в основном временем, проводимым фотоном в поглощенном состоянии. Кроме того, случай  $t_2 \neq 0$  ставит, как кажется, непреодолимые трудности для аналитического исследования. Поэтому рассматривался лишь случай  $t_2 = 0$ . Везде также принималась функция  $\psi$  вида (3). Во всех последующих формулах положено  $t_1 = 1$ .

Нестационарное уравнение для функции источников для плоского слоя конечной оптической толщины было составлено Холстейном [64], одним из первых введшим предположение о ППЧ в теорию переноса. В наших обозначениях оно имеет вид

$$S(\tau, t) = g(\tau, t) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} K(|\tau - \tau'|) d\tau' \int_{-\infty}^t \psi(t-t') S(\tau', t') dt', \quad (23)$$

где

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} W'(x) \alpha(x) E_1[\tau \alpha(x)] dx. \quad (24)$$

Первое точное решение нестационарной задачи о рассеянии резонансного излучения, а именно функцию Грина для бесконечной однородной среды при пренебрежении непрерывным поглощением  $G_{\infty}(|\vec{r} - \vec{r}'|, t - t')$  получил Б. А. Векленко [65]. Сферическую задачу о распространении возбуждения в бесконечной среде, если в начальный момент оно имело  $\delta$ -образную плотность распределения, он свел к плоской задаче и нашел решение  $A(\tau, t)$  уравнения (23) при  $g(\tau, t) = \delta(\tau)e^{-t}$  и интегрировании по  $\tau'$  от  $-\infty$  до  $\infty$ :

$$A(\tau, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-[1-\lambda V(u)]t} \cos \tau u du, \quad (25)$$

где

$$V(u) = \int_0^{\infty} K(\tau) \cos \tau u d\tau. \quad (26)$$

Функция Грина выражается через  $A(\tau, t)$  следующим образом:

$$G_{\infty}(\tau, t) = -\frac{1}{2\pi\tau} \frac{\partial A(\tau, t)}{\partial \tau}. \quad (27)$$

В [65] исследовано асимптотическое поведение  $G_{\infty}(\tau, t)$  при  $\tau \gg 1$  и  $t \gg 1$  для доплеровского и лоренцовского профилей  $\alpha(x)$ , а также получены асимптотики при  $\tau \rightarrow \infty$  величины  $\bar{t}(\tau)$ , представляющей собой среднее время выхода фотона из сферы оптического радиуса  $\tau$  (в бесконечной среде).

Подробнее задача о свечении бесконечной среды рассматривалась Ю. Ю. Абрамовым и А. П. Напартовичем [66] (случай  $\beta = 0$ ), а также Д. И. Нагирнером [67] (любые  $\beta$ ). Они нашли резольвенту уравнения (23)  $\Phi_{\infty}(\tau, t)$  (с интегралом по  $\tau'$  от  $-\infty$  до  $\infty$ ), то есть решение задачи о вспыхивающей плоскости, отвечающее  $g(\tau, t) = \lambda/2 (K(|\vec{r}|) \psi(t))$  (для простоты ограничимся случаем  $\beta = 0$ ). При  $\tau > 0$

$$\Phi_{\infty}(\tau, t) = A(\tau, t) + \frac{\partial A(\tau, t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} V(u) e^{-[1-\lambda V(u)]t} \cos \tau u du. \quad (28)$$

Через  $\Phi_-(\tau, t)$  выражается и решение задачи о вспыхивающем точечном источнике (так же, как  $G_-$  через  $A$  в (27)). Из (28) видно, что имеет место принцип подобия, как и в разделе 3: функция  $\Phi_-(\tau, t)$  при любом  $\lambda$  получается из  $\Phi_-$  при  $\lambda = 1$ , если последнюю умножить на  $e^{-(1-\lambda)t}$  и заменить в ней  $t$  на  $\lambda t$ . Этим свойством обладают и все другие решения, поэтому достаточно найти их для  $\lambda = 1$ .

Асимптотики  $\Phi_-(\tau, t)$  в [66] и [67] были получены для достаточно общего случая, когда коэффициент поглощения  $\alpha(x)$  в крыле линии убывает как произведение некоторой степени частоты ( $x^{-1/(1-2\gamma)}$ , где  $0 < \gamma < 1/2$ ) на медленно меняющуюся функцию или постоянную. Тогда, как показано в [66], функция  $V(u)$  при  $u \rightarrow 0$  ведет себя следующим образом:

$$1 - V(u) \sim u^{2\gamma} V_0(u), \quad (29)$$

где  $V_0(u)$  также медленно меняющаяся функция или постоянная. Закон (29) справедлив и в более общем случае, например, для доплеровского профиля ( $\gamma = 1/2$ ) и даже для монохроматического рассеяния ( $\gamma = 1$ ).

При  $t \gg t_1 = 1$  и  $\tau \gg 1$  функция  $\Phi_-(\tau, t)$  выражается через функции одной переменной, то есть осуществляется „автомодельный режим“ распространения волны возбуждения. Мы здесь приведем выражения лишь для предельных случаев:

$$\Phi_-(\tau, t) \sim \begin{cases} \frac{1+t}{2} K(\tau), & \tau^{2\gamma} \gg t, \\ \frac{\Gamma\left(1 + \frac{1}{2\gamma}\right)}{\pi (V_0 t)^{\frac{1}{2\gamma}}} = c_\gamma(t), & \tau^{2\gamma} \ll t. \end{cases} \quad (30)$$

В первой формуле  $t$ , а во второй  $\tau$  не обязательно большие. Если  $V_0(u)$  функция, а не постоянная, то ее аргументом надо считать  $t^{1/2\gamma}$ .

В статье [68] задача о рассеянии фотона в бесконечной среде связана с задачей о случайном блуждании частицы и нахождении асимптотик распределения по числу рассеяний.

Для полубесконечной среды в [66] и [67] были получены асимптотики решений задачи о вспыхивающей граничной плоскости. При этом авторы [66] получали их непосредственно из асимптотик стационарных решений, а в [67] была решена более общая задача. Там найдено точное решение  $\Phi(\tau, t)$  уравнения (23) при  $\tau_0 = \infty$  и  $g(\tau, t) = \lambda K(\tau) \psi(t)/2$  при любом ядре  $K$ , представляющемся в виде суперпозиции экспонент, в частности, это позволило учесть непрерывное поглощение. В [67] было

найденно и точное выражение для интенсивности выходящего излучения в той же задаче, т. е. нестационарная  $H$ -функция. Для этого, исходя из явного выражения для стационарной  $H$ -функции, было изучено ее поведение при  $\lambda$  вблизи линии ветвления  $[1, +\infty)$ .

Из точных решений [67] или из асимптотик при  $\lambda \rightarrow 1$  получается

$$\Phi(\tau, t) \sim \begin{cases} c_1(t) \Psi(\tau) \sim c_1(t) \frac{\tau^{\frac{1}{2}}}{V \bar{V}_0 \Gamma(1+\frac{1}{2})}, & \tau^{\frac{1}{2}} \ll t, \\ \frac{1}{2} K(\tau) \left[ e^{-\frac{t}{2}} I_0\left(\frac{t}{2}\right) + \int_0^t e^{-\frac{t'}{2}} I_0\left(\frac{t'}{2}\right) dt' \right], & \tau^{\frac{1}{2}} \gg t. \end{cases} \quad (31)$$

Здесь  $\Psi(\tau)$  — решение однородного стационарного уравнения (проблема Милна) при  $\tau_0 = \infty$  и  $\lambda = 1$ ,  $\Psi(0) = 1$ . Вторая часть в первой строчке (31) справедлива при  $\tau \gg 1$ . В [67] найдены также асимптотики решений, полученных с учетом §. Результаты могут быть применены и к монохроматическому рассеянию.

В. В. Иванов и Ш. А. Сабашвили [69] изучили связанный с нестационарным рассеянием вопрос о поведении разложений стационарных решений по кратностям рассеяний  $n$  при  $n \rightarrow \infty$ .

Для решения уравнения (35) при  $\tau_0 < \infty$ , то есть для конечного слоя, необходимо найти с. ф. и с. ч. стационарного интегрального уравнения с ядром  $1/2 K(|\tau - \tau'|)$ . При больших  $t$  асимптотика нестационарных решений будет определяться наименьшим с. ч.  $\lambda_0(\tau_0)$  (все они больше единицы). Асимптотическое поведение  $\lambda_0(\tau_0)$  при  $\tau_0 \rightarrow \infty$  для доплеровского и лоренцовского профилей изучал еще Холстейн [74]. Он указал функциональную форму зависимости  $\lambda_0$  от  $\tau_0$ , а коэффициенты получил вариационным методом. До конца для плоского слоя эту проблему решил Вайдом [70] (см. также [71], где дано обобщение на среды любой формы и учтено наличие в (29) функции  $V_0(u)$ ). Результат [70, 71] заключается в следующем. Если справедливо соотношение (29), то при  $\tau_0 \rightarrow \infty$  и  $n = \text{const}$

$$\lambda_n(\tau_0) \sim 1 + \beta_n(\gamma) \bar{V}_0\left(\frac{1}{\tau_0}\right) \frac{1}{\tau_0}, \quad (32)$$

где численные коэффициенты  $\beta_n(\gamma)$  определяются путем решения некоторого стандартного интегрального уравнения (одного и того же для всех  $\tau_0$ ). Ван Тригт вычислил  $\beta_n$  для доплеровского ( $\gamma = 1/2$ ) и лоренцовского ( $\gamma = 1/4$ ) профилей [72], а затем обобщил результат на другие геометрии рассеивающих сред, а также многомерные области [73]. Обобщение для цилиндра было сделано раньше [74]. Отметим, что при  $\gamma = 1$  коэффициент  $\beta_n$  находится точно:  $\beta_n = (n+1)^2 \pi^2$ .

Как говорилось в начале раздела, во всех обсуждавшихся работах делалось предположение о ППЧ и считалось  $t_2=0$ . Исключение составляет работа Филда [75], где решена задача о высвечивании мгновенно вспыхивающего однородного бесконечного пространства, так что интенсивность излучения зависит лишь от частоты и времени. В [75] принималось, что  $t_1=0$ , а рассеяние происходит консервативно и по закону перераспределения по частотам, учитывающему лишь тепловое движение атомов. Ту же задачу, но при ППЧ решил В. В. Иванов [76], который использовал эти решения для обоснования приближения ППЧ, сравнив главные члены асимптотик функций источников при  $t \rightarrow \infty$  и показав их тождественность.

### 5. Неоднородные и нестационарные среды. Нелинейные задачи.

1. *Неоднородные среды.* Уравнения, описывающие нестационарное рассеяние излучения в неоднородных средах, были составлены несколькими авторами для плоской [77, 78] и для сферической геометрий [79]. В этих же работах предлагаются методы сведения исходных уравнений переноса к другим, более удобным для численных расчетов. Они пригодны и для однородных сред.

Общие соотношения между величинами, характеризующими поле рассеянного излучения при  $t_2=0$  и произвольной функции  $\psi(t)$  для сред любой формы, в частности, принцип подобия для вероятности выхода фотона из среды, найдены в работе [40].

Н. Б. Енгибарян [33] получил уравнение типа Риккати для преобразования Лапласа по времени от коэффициента отражения одномерной конечной среды, в которой величины  $\lambda$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  и  $y$  зависят от глубины. Когда от  $\tau$  зависит лишь  $\lambda$ , при помощи принципа инвариантности получено нелинейное уравнение Вольтерра для преобразования Лапласа от коэффициента отражения трехмерной среды [80]. Это уравнение предлагается решать разложением в ряд Лорана относительно параметра преобразования  $s$ .

И. Н. Минин [81] предложил обобщение своего метода на неоднородные среды. Именно, в решении стационарной задачи для плоского слоя, полученном для произвольной зависимости  $\lambda(\tau)$ , вместо этой функции надо подставить  $\lambda(\tau)/(1+st_1(\tau))(1+st_2(\tau))$ , а затем обращать преобразование Лапласа. Лишь в одном конкретном случае ему удалось проделать эту процедуру: были получены уравнения для вспомогательных функций, через которые выражается коэффициент отражения полубесконечной среды, в которой  $t_2=0$ ,  $t_1=\text{const}$ , а зависит от глубины  $\lambda$ .

В. В. Леонов [82] нашел точное выражение для вероятности выхода фотона из одномерной полубесконечной среды, когда  $t_2=0$ , а  $t_1$

является функцией глубины вида  $t_1(\tau) = t_1(0)/(1 + \delta_1\tau)$ , где  $t_1(0)$  и  $\delta_1$  — постоянные.

**2. Нестационарные среды.** Под этим термином мы понимаем среду, оптические свойства которой заданным образом, не зависящим от поля излучения, меняются со временем. Здесь уравнения все еще линейны, но, вообще говоря, не обладают свойством инвариантности по отношению к сдвигу во времени. Например, вероятность выхода зависит отдельно от моментов поглощения фотона и его выхода из среды, а не только от их разности.

Уравнения, определяющие коэффициенты отражения и пропускания плоским слоем с зависимостью коэффициента поглощения,  $\lambda$  и индикатрисы от времени и глубины при  $t_1 = 0$ , получены в [83].

Уравнения для вероятности выхода фотона из одномерной конечной среды и коэффициента отражения при  $t_2 = 0$ , когда оптические глубины в ней меняются по произвольному закону  $\tau = \tau(t)$ ,  $\tau_0 = \tau_0(t)$ , получил С. А. Каплан [84]. Им же рассмотрен кратко случай трехмерной среды и получено приближенное решение для ППЧ. В дальнейшем рассматривались два вида зависимости оптических глубин от времени.

**а) Среды с движущейся границей.** Уравнение для коэффициента отражения от одномерной среды с произвольно движущейся границей и  $t_1 = 0$  получены в [85] в связи с переносом нейтронов в стержнях. В [86] доказаны существование и единственность их решений. В остальных работах, упоминаемых ниже, рассматривался перенос излучения. Случай движения границы среды может осуществляться, например, когда рассеяние излучения в линии происходит в среде, где движется фронт ионизации (вызываемой внешним излучением или проходящей ударной волной). Тогда зона, где атомы, на которых рассеиваются фотоны данной линии, ионизованы, будет прозрачна для этих фотонов. Другой случай — отрыв вещества от среды.

Первая работа в этом направлении была выполнена С. А. Капланом, И. А. Климишиным и В. Н. Сиверсом [87]. Они рассмотрели полубесконечную одномерную среду с равномерно движущейся внутрь или наружу границей. Ясно, что при этом задача инвариантна относительно сдвига по времени. В [87] были составлены уравнения для вероятности выхода фотона  $p(\tau, t)$  в двух предельных случаях  $t_1 = 0$  и  $t_2 = 0$  и найдена функция  $P(\tau)$  — полная вероятность выхода из такой среды с данной глубины (за все время). Для  $P(\tau)$  было получено дифференциальное уравнение и при любых  $t_1$  и  $t_2$ . В следующей работе [88] были выведены уравнения для  $p(\tau, t)$  и найдена  $P(\tau)$  при произвольных  $t_1$  и  $t_2$ . В [89] получены  $p(\tau, t)$  и  $p(t)$  для  $t_2 = 0$  в явном виде,

а также их асимптотики при  $t \rightarrow \infty$ . Там же найдены закон высвечивания среды при линейных по  $\tau$  первичных источниках излучения и среднее время выхода фотона с любой глубины.

б) Среда, в которых оптические глубины во всех точках изменяются одинаково. Тогда при  $t_2 = 0$ , что принималось всеми авторами,  $\tau(t) = \tau g(t/t_1)$ . Здесь инвариантность к сдвигу по времени имеется только тогда, когда функция  $g(u)$  экспоненциальна:  $g(u) = e^{-\gamma u}$ . В этом случае зависимость от начального момента входит лишь через параметр  $\tau_0$ , а для полубесконечной среды вообще отсутствует.

В [90] рассмотрен такой закон изменения оптических глубин в полубесконечной одномерной среде при  $\gamma > 0$  и получено интегральное и дифференциальное уравнения для  $P(\tau)$ . Последнее решено методом определенных интегралов, а  $p(\tau, t)$  и  $\rho(t)$  найдены с точностью до линейных членов разложения по  $\gamma$ . Для  $g(u) = 1 - e^{-\gamma u}$  была найдена также асимптотика коэффициента отражения  $\rho(t, t')$ , зависящего от моментов падения  $t'$  и отражения  $t$  фотона отдельно.

И. Н. Минин [91] рассмотрел уравнения для вероятности выхода фотона  $p(\tau, t)$  и коэффициента отражения  $\rho(t)$ , также при  $g(u) = e^{-\gamma u}$ . Он вывел функциональное уравнение для преобразования Лапласа  $\bar{p}(s)$  от  $p(t)$  и решил его для некоторых частных случаев ( $\gamma = \pm \lambda/2$ ,  $\gamma = \pm \lambda/4$ ), что дало возможность найти для тех же случаев и  $\rho(t)$ . Затем [92] было показано, что  $\bar{p}(\tau, s)$  получается из  $P(\tau) = \bar{p}(\tau, 0)$  заменой  $\lambda$  на  $\lambda/(1 + st_1)$  и  $\gamma$  на  $\gamma/(1 + st_1)$ ; такова же связь  $\bar{\rho}(s)$  и  $\bar{\rho}(0)$ . Тем же методом, что и в [90], в работе [92] найдена функция  $P(\tau)$  и при  $\gamma < 0$ . Показано также, что при  $\gamma = \pm \lambda/2n$ ,  $n = 1, 2, \dots$  функция  $\bar{p}(s)$  является дробно-рациональной и  $\rho(t)$  можно найти в явном виде. При  $\gamma = \pm \lambda/2$  получено выражение и для  $p(\tau, t)$ . Отмечено, что при  $\lambda = 1$  и  $\gamma < 0$   $\bar{p}(0) < 1$ , то есть, если оптические глубины растут, то даже при чистом рассеянии не все фотоны выходят из среды.

Уравнения, определяющие коэффициент отражения трехмерной полубесконечной среды при  $g(u) = e^{-\gamma u}$  и любых  $t_1$  и  $t_2$  и его преобразование Лапласа, получены из принципа инвариантности в [93]. Там же найдены рекуррентные соотношения для коэффициентов асимптотического разложения  $\bar{p}$  по степеням  $s^{-1}$ .

В дальнейшем [94] были получены уравнения для вероятности выхода и коэффициентов отражения и пропускания одномерным конечным слоем при  $t_2 = 0$  и произвольной функции  $g(u)$ . Подробно рассмотрены  $g(u) = e^{-\gamma u}$  и полубесконечная среда, для которых найдены уравнения для преобразований Лапласа рассматриваемых величин.

3. *Нелинейные задачи.* Нелинейные нестационарные задачи, связанные с нахождением распространения возбуждения атомов резонансным излучением в линии с учетом отрицательного поглощения [95, 96], рассматривались Р. С. Варданием и Н. Б. Енгибаряном. Ими предложен алгоритм решения этих задач, сводящий их к легко, в принципе, решаемым интегральным уравнениям.

Некоторые нелинейные задачи решались методом линеаризации, например, в работах [97, 98], о которых мы скажем ниже.

6. *Некоторые приложения теории.* Хотя нестационарная теория переноса возникла и развивалась в связи с потребностями астрофизики, геофизики и нейтронной физики, многие ее результаты имеют пока чисто теоретический характер и не нашли применений. В этом разделе мы кратко перечислим те применения, которые уже были сделаны. Не будем касаться здесь переноса нейтронов, где нестационарные задачи имеют очевидное применение, а ограничимся астрофизикой и геофизикой.

1. *Свечение новых звезд.* Впервые нестационарную теорию излучения применил к интерпретации вспышек новых звезд В. В. Соболев [27, 2] (см. также [4, 8]). В одномерном приближении он нашел закон высвечивания горячих областей звезды после отрыва от нее оболочки. В [27] была оценена энергия высвечивания и отмечено, что она меньше энергии, которая выделяется при вспышке новой звезды согласно наблюдениям.

В [82] показано, что неоднородность атмосферы, заключающаяся в зависимости  $t_2$  от  $\tau$ , может изменить закон высвечивания лишь спустя годы после начала вспышки.

В [91] рассмотрена та же задача в предположении, что оптические глубины атмосферы уменьшаются (непрерывное истечение вещества). Был сделан качественный вывод об обусловленном этим сильным возрастании свечения звезды.

Подробно свечение новых в предмаксимальный период изучено в [99]. Непрерывное истечение вещества учитывалось допущением, что граница атмосферы движется вглубь, а часть кинетической энергии выбрасываемых газов переходит в излучение. Отмечено качественное согласие с наблюдениями.

2. *Свечение оболочек нестационарных звезд.* При объяснении свечения нестационарных звездных оболочек возникает несколько задач [4]. Одна из них — найти закон свечения оболочки, расширяющейся после отрыва ее от звезды при вспышке новой. Задача эта

существенно нестационарна, так как оптические свойства оболочки и источники излучения быстро меняются. Приближенно она была решена В. В. Соболевым [100]. Светимость оболочки определена как функция времени в предположении, что заданы зависимости от времени оптической толщины оболочки и мощности излучения звезды.

Другая задача — изменение со временем ионизации в оболочке. В [101, 102] ее решение было получено в предельных случаях малой [101] и большой [102] оптической толщины оболочки для  $L_*$ -излучения. Это дало возможность объяснить усиление свечения Новой Геркулеса 1934 г. после минимума.

Изменением ионизации в оболочках В. Г. Горбацкий объяснял появление узких линий поглощения в спектрах звезд Ве [103] (вследствие уменьшения мощности истечения вещества) и ярких линий водорода в спектрах долгопериодических переменных [104] (при прохождении ударной волны).

Уравнения, описывающие нестационарный перенос  $L_*$ -излучения в быстро расширяющейся оболочке в случае средних оптических толщин, были составлены в [105]. Там учитывалась также зависимость коэффициентов поглощения и излучения от частоты.

Можно указать еще задачу о свободном высвечивании оболочки, рассмотренную в [27, 2, 106].

**3. Эффект отражения.** Если на атмосферу падает поток излучения, то он может вызвать более или менее сильное возмущение ее. Когда поток сравнительно слабый, то увеличивается лишь светимость атмосферы. При сильных потоках повышается внутренняя температура атмосферы и изменяются ее оптические свойства. Рассмотрим сначала простой эффект отражения.

В одномерном приближении И. Н. Минин нашел закон свечения среды под действием периодической подсветки (при  $\lambda = 1$ ,  $t_0 = 0$  и  $y = 0$ ). Он применил этот результат к нахождению влияния на кривую блеска системы излучения, которое отражается от холодного спутника, освещаемого периодически главной звездой при обращении [107]. Эффект отражения излучения вспышки в эруптивных звездах изучался в [45].

Свайхартом численно рассчитано изменение распределения температуры в атмосфере со временем после того, как она была освещена внешним потоком излучения [108]. Та же задача аналитически в одномерном приближении решена в [8].

В. П. Гринин [97] также в одномерном и сером приближениях составил уравнения, описывающие изменение температуры со временем,

когда на границе полубесконечной атмосферы находится источник излучения, переменной мощности. Источник настолько сильный, что его излучение вызывает изменение коэффициента поглощения и времени  $t_2$  ( $t_2 = 0$ ) вследствие изменений температуры. Методом линеаризации была найдена приближенная зависимость отклонений температуры и интенсивности излучения от невозмущенных значений.

4. *Затухание температурных возмущений.* Выравнивание температурных возмущений вследствие лучистого переноса энергии было впервые рассмотрено Шпигелем [109]. Линеаризацией уравнений он нашел, что закон затухания гармонической температурной флуктуации в бесконечной среде — экспоненциальный с показателем  $-n(k)t + ikz$ .

Время пролета фотонов  $t_2$  учтено в работах [110, 98]. Там производилась линеаризация системы уравнений лучистого переноса в сером приближении и лучистой теплопроводности. Получено решение также в виде экспоненты. Дисперсионное уравнение, связывающее  $n(k)$  и  $k$ , является обобщением найденного в [109]. Оба времени  $t_1$  и  $t_2$  учитывались в рамках серого приближения в [111]. Результаты применены к лучистому охлаждению межзвездного газа и к нахождению среднего времени пребывания фотона  $L$  в спикалах. В [112] принята во внимание и теплопроводность вещества.

5. *Нахождение интенсивности излучения в полосе поглощения.* Если излучение в неразрешенной полосе поглощения распространяется в однородной среде, то стационарную интенсивность его можно найти, проинтегрировав произведение функции пропускания полосы на интенсивность, соответствующую определенной длине пробега фотонов. Как уже говорилось, эта интенсивность есть решение нестационарной задачи при  $t_1 = 0$ . Для конкретного случая, когда функция пропускания представляется суммой экспонент, интенсивность излучения в полосе найдена в работах [113, 114].

Отметим кратко другие применения. Нестационарные уравнения, описывающие развитие звезды, составлены в [21]. Там же найдено среднее время выхода фотона из звезды. Изучалось свечение газа при прохождении ударной волны [115]. О передаче модулированных сигналов [46] упоминалось в разделе 3.

THEORY OF NONSTATIONARY TRANSFER  
OF RADIATION

D. I. NAGIRNER

The fundamental directions of the theory of nonstationary transfer of radiation and their contemporary state are elucidated. Some applications of this theory to astrophysics are stated.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *S. Chandrasekhar*, Radiative Transfer, Oxford Univ. Press, London—N.-Y., 1959. (Русск. пер.: С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953).
2. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
3. *G. M. Wing*, An Introduction to Transport Theory. John Wiley and Sons, N.-Y.-London, 1962.
4. *В. Г. Горбачук, И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
5. *R. E. Bellman, H. H. Kagiwada, R. Kalaba, M. C. Prestud*, Invariant Imbedding and Time-Dependent Transport Processes, Elsevier Publ. Co., N.-Y., 1964.
6. *K. M. Case, P. F. Zweifel*, Linear Transport Theory. Addison-Wesley, Reading, Mass., 1967. (Русск. пер.: К. Кейз, П. Цвайфель, Линейная теория переноса. Мир, М., 1972).
7. *M. M. R. Williams*, Mathematical Methods in Particle Transport Theory., Butterworths., London, 1971.
8. *И. Н. Минин*, в сб. "Теория звездных спектров", Наука, М., 1966.
9. *И. Н. Минин*, в сб. "Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света", Наука и техника, Минск, 1971.
10. *Л. М. Романова*, в сб. "Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света", Наука и техника, Минск, 1971.
11. *N. J. McCormick, I. Kušcer*, Adv. in Nuclear Sci. and Technology, 7, 181, 1973.
12. *C. Cercignani*, Mathematical Methods in Kinetic Theory, MacMillan, Milan, 1969. (Русск. пер.: К. Черчиньяни, Математические методы в кинетической теории газов, Мир, М., 1973).
13. *M. Kafatos*, Ar. J., 182, 433, 1973.
14. *А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев*, Астрон. ж., 49, 58, 1972; 51, 698, 1974.
15. *G. Chapline, J. Stevens*, Ar. J., 184, 1041, 1973.
16. *В. А. Амбарцумян*, ДАН Арм.ССР, 8, 101, 1948.
17. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. I, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
18. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 2, 135, 239, 1966; 3, 5, 137, 1967.
19. *E. H. Avrett, D. G. Hummer*, M.N., 130, 295, 1965.
20. *Д. И. Нагирнер*, Астрофизика, 8, 353, 1972.
21. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 37, 387, 1960.
22. *В. В. Иванов*, Астрофизика, 6, 643, 1970.
23. *K. T. Compton*, Phil. Mag., 45, 750, 1923.
24. *E. A. Milne*, J. Lond. Math. Soc., 1, 40, 1926.
25. *В. А. Фок*, Труды ГОИ, 4, вып. 34, 1926.

26. Б. И. Давыдов, ДАН СССР, 2, 474, 1935.
27. В. В. Соболев, Астрон. ж., 29, 406, 517, 1952.
28. И. Н. Минин, Вестн. ЛГУ, № 13, 137, 1959; № 19, 124, 1962.
29. A. D. Code, G. Eason, Ap. J., 159, 1029, 1041, 1970.
30. И. А. Кацев, Ж. прикл. спектр., 9, 969, 1968.
31. А. С. Монин, Изв. АН СССР, сер. геофиз., 234, 1955.
32. В. П. Гринин, Астрофизика, 7, 203, 1971.
33. Н. Б. Енибарян, Астрофизика, 1, 167, 1965.
34. И. Н. Минин, Астрон. ж., 48, 333, 1971.
35. G. M. Wing, J. Math. Mech. 7, 757, 1958.
36. R. E. Bellman, R. Kalaba, S. Ueno, J. Math. Analysis and Appl. 9, 424, 1964.
37. Л. М. Романова, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 1, 599, 1965; 2, 844, 1966.
38. И. А. Кацев, Ж. прикл. спектр., 11, 85, 1969.
39. I. Kušcer, P. F. Zweifel, J. Math. Phys. 6, 1125, 1965.
40. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 4, 141, 1968.
41. Э. П. Зеге, И. А. Кацев, Временные асимптотические решения уравнения переноса излучения и их применение, Ин-т физ. АН БССР, Минск, 1973.
42. N. Partrich, Nucl. Sci. Eng., 24, 307, 1966.
43. V. C. Boffi, T. Trombetti, Nuovo Cimento, B 47, 210, 1967.
44. И. Н. Минин, ДАН СССР, 154, 1059, 1964.
45. В. П. Гринин, Изв. КРАО, 43, 52, 1971.
46. И. А. Кацев, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 7, 212, 1971.
47. R. C. Erdmann, H. Lurie, Nucl. Sci. Eng., 28, 190, 198, 1967.
48. O. C. Baldonado, R. C. Erdmann, Trans. Amer. Nucl. Soc., 10, 589, 1967.
49. O. C. Baldonado, R. C. Erdmann, Jap. J. Appl. Phys., 8, 374, 1969.
50. Roger Van Norton, N.-Y. Univ. Report NYO-9085, 1960.
51. B. I. Bowden, C. D. Williams, J. Math. Phys., 5, 1527, 1964.
52. J. Lehner, G. M. Wing, Commun. of Pure and Appl. Math., 8, 217, 1955.
53. T. Mullikin, RAND Corporation Report P-2150, 1960.
54. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
55. Л. М. Романова, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 5, 463, 1969.
56. Э. П. Зеге, И. А. Кацев, ДАН БССР, 13, 687, 1969.
57. W. M. Irvine, Ap. J., 144, 1140, 1966.
58. А. М. Гурфинк, С. Д. Гутшабаш, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 9, 255, 1973.
59. В. В. Иванов, С. Д. Гутшабаш, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 10, 851, 1974.
60. R. E. Bellman, R. Kalaba, S. Ueno, J. Math. Analysis and Appl., 7, 310, 1963.
61. Э. П. Зеге, И. А. Кацев, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 9, 945, 1972.
62. H. C. van de Hulst, W. M. Irvine, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, ser., 5, 7, 76, 1963.
63. В. В. Иванов, Астрофизика, 10, 193, 1974.
64. T. Holstein, Phys. Rev., 72, 1212, 1947.
65. Б. А. Векленко, ЖЭТФ, 36, 204, 1959.
66. Ю. Ю. Абрамов, А. П. Напартович, Астрофизика, 4, 195, 1968.
67. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 5, 31, 1969.
68. В. В. Иванов, Ш. А. Сабашвили, Astrophys. Space Sci., 17, 3, 1972.
69. В. В. Иванов, Ш. А. Сабашвили, Астрофизика, 9, 333, 1973.
70. H. Widom, Trans. Amer. Math. Soc., 100, 252, 1961.

71. А. М. Дыхне, А. П. Напартович, Перенос резонансного излучения в неоднородной плазме, ИАЭ-2026, М., 1970.
72. C. Van Trigt, Phys. Rev., 181, 97, 1969.
73. C. Van Trigt, J. Math. Phys., 14, 863, 1973.
74. T. Holstein, Phys. Rev., 83, 1159, 1951.
75. G. B. Field, Ap. J., 129, 551, 1959.
76. V. V. Ivanov, BAN, 19, 192, 1967.
77. S. Ueno, J. Math. Analysis and Appl., 4, 1, 1962.
78. S. Ueno, J. Math. Analysis and Appl., 11, 11, 1965.
79. T. K. Leong, K. K. Sel, M.N., 180, 21, 1972.
80. Н. Б. Ениббарян, Астрофизика, 2, 197, 1966.
81. И. Н. Минин, Астрофизика, 3, 345, 1967.
82. В. В. Леонов, Астрофизика, 3, 447, 1967.
83. R. W. Preissendorfer, Proc. Nat. Acad. Sci. Am., 44, 328, 1958.
84. С. А. Каплан, Астрон. ж., 39, 702, 1962.
85. R. E. Bellman, R. Kalaba, M. Wing, Proc. Nat. Acad. Sci. Am., 46, 128, 1960.
86. G. M. Wing, J. Math. and Mech., 11, 21, 1962.
87. С. А. Каплан, И. А. Климишин, В. Н. Сиверс, Астрон. ж., 37, 9, 1960.
88. С. А. Каплан, В. Н. Сиверс, Астрон. ж., 37, 824, 1960.
89. В. В. Леонов, Астрофизика, 6, 89, 1970.
90. В. Н. Сиверс, Укр. физ. ж., 10, 81, 1965.
91. И. Н. Минин, Астрофизика, 1, 173, 1965.
92. И. Н. Минин, Вестн. АГУ, № 19, 152, 1968.
93. Н. Б. Ениббарян, Астрофизика, 2, 267, 1966.
94. И. Н. Минин, Астрон. ж., 48, 333, 1971.
95. Р. С. Варданян, Н. Б. Ениббарян, Уч. зап. Ереванского ун-та, № 3 (109), 94, 1968.
96. Р. С. Варданян, Н. Б. Ениббарян, Астрофизика, 5, 203, 1969.
97. В. П. Гринин, Астрофизика, 7, 5, 1971.
98. F. Le Guel, Astron. Astrophys., 16, 356, 1972.
99. В. В. Леонов, Астрофизика, 5, 55, 1969.
100. В. В. Соболев, Астрон. ж., 31, 15, 1954.
101. W. Grotrian, Z. Astrophys., 13, 215, 1937.
102. В. В. Соболев, Астрон. ж., 27, 81, 1950.
103. В. Г. Горбачук, Астрон. ж., 31, 413, 1954.
104. В. Г. Горбачук, Астрон. ж., 38, 256, 1961.
105. Р. В. Воста, Astron. Astrophys., 21, 223, 1972.
106. В. Г. Горбачук, Вестн. АГУ, № 13, 178, 1957.
107. И. Н. Минин, Астрофизика, 1, 275, 1965.
108. T. Swthart, Ap. J., 139, 772, 1964.
109. E. A. Spiegel, Ap. J., 126, 202, 1957.
110. P. Delache, C. Froeschlé, Astron. Astrophys., 16, 348, 1972.
111. C. Froeschlé, Astron. Astrophys., 26, 229, 1973.
112. D. Anderson, Astron. Astrophys., 29, 23, 1973.
113. В. С. Малкова, Л. М. Романова, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 8, 763, 1972.
114. И. Н. Минин, Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 9, 1316, 1973.
115. С. А. Каплан, И. А. Климишин, Астрон. ж., 37, 281, 1960.

# CONTENTS

|                                                                                                                                               |                                                             |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. VII                                                                                                      |                                                             |
| <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky</i>                                                                                                      | 307                                                         |
| SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES                                                                                                   |                                                             |
| <i>E. K. Dentsyuk, V. A. Lipovetsky</i>                                                                                                       | 315                                                         |
| COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. III                                                                                                       |                                                             |
| <i>F. W. Baler, M. B. Petrostan, H. Tiersch, R. K. Shahbazian</i>                                                                             | 327                                                         |
| SIMULTANEOUS OPTICAL AND RADIO OBSERVATIONS OF FLARE STARS<br>IN THE PLEIADES                                                                 |                                                             |
| <i>H. M. Toumassian, G. Haro, J. C. Webber, G. W. Swenson, Jr.,<br/>K. S. Yang, K. M. Yoss, D. Deming, R. F. Green</i>                        | 337                                                         |
| THE VARIABILITY OF SINGLE WOLF-RAYET STARS IN THE CONTINUUM<br>AND EMISSION LINES . . . . .                                                   | <i>A. M. Cherepashchuk</i> 347                              |
| PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE INTENSITY VARIATIONS OF<br>THE $H_{\alpha}$ EMISSION LINE AND THE CONTINUUM IN THE RY TAU<br>SPECTRUM . . . | <i>G. V. Zajtseva, V. M. Lyuty, A. M. Cherepashchuk</i> 357 |
| VARIATIONS OF EMISSION $H_{\alpha}$ AND $H_{\beta}$ LINE PROFILES IN THE SPEC-<br>TRUM OF RY TAU . . . . .                                    | <i>E. A. Kolotilov, G. V. Zajtseva</i> 365                  |
| A REMARKABLE "ULTRAVIOLET" STAR DISCOVERED BY "ORION-2"                                                                                       | <i>G. A. Gurzadyan</i> 379                                  |
| DISSIPATION OF STARS IN OPEN STELLAR CLUSTER NGC 183                                                                                          | <i>V. M. Duntlov</i> 387                                    |
| ENERGY RELEASE DUE TO COMPRESSION OF A WHITE DWARF EN-<br>VELOPE IN THE PROCESS OF ITS COOLING . . . .                                        | <i>T. A. Eminzade</i> 399                                   |
| RADIATION TRANSFER IN THE ANIZOTROPIC MEDIUM UNDER THE CON-<br>DITION OF LOCAL THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM                                      | <i>V. N. Sazonov</i> 405                                    |
| ON THE PHYSICAL NATURE OF THE GALACTIC X-RAY SOURCES                                                                                          | <i>P. R. Amnysl, O. H. Guselnov</i> 417                     |
| STUDY OF THE PROCESS OF AN EXPLOSIVE DISINTEGRATION OF SELF-<br>GRAVITATING SYSTEMS . . . . .                                                 | <i>E. M. Nszlinski</i> 429                                  |
| NOTES                                                                                                                                         |                                                             |
| THE REMARKABLE PAIR OF COMPACT GALAXIES                                                                                                       | <i>I. D. Karachentsev, V. I. Prontk, K. K. Chuvasv</i> 441  |
| REVIEWS                                                                                                                                       |                                                             |
| THEORY OF NONSTATIONARY TRANSFER OF RADIATION . . . . .                                                                                       | <i>D. I. Nagirner</i> 445                                   |