

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 520	Э. Е. Хачикян	157
НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК Г. М. Товмасын		177
КОНТУРЫ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ ВОДОРОДА H_2 В СПЕКТРАХ НЕ- ПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилова		185
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД ВЕГА И АГЕНА В ОБЛАСТИ 2000—3800 Å Г. А. Гурвадян, Дж. Б. Оганесян		197
ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА ИСТОЧНИКОВ ОТ ПОТОКА И МЕТОД V/V_m В ИССЛЕДОВАНИИ ЭВОЛЮЦИИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ РАДИОИСТОЧ- НИКОВ	В. Ю. Терещук	209
ЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОУРОВНЕВНОГО АТОМА А. Г. Никольский		221
ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ.	Ю. М. Брук	237
НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РАЗВИТИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенский, С. Ф. Шандарин		257
МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛО- СКОМ СЛОЕ И ШАРЕ	Ш. А. Сабашвили	273
ЧЕРНАЯ ДЫРА—КОМПОНЕНТА МАССИВНОЙ ЭМИССИОННОЙ ЗВЕЗДЫ О. Х. Гусейнов		293
О СВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ГАЗОВОЙ И ПЫЛЕВОЙ СО- СТАВЛЯЮЩИМИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ	А. Н. Геращенко	301
О ТЕПЛОВЫХ ВОЛНАХ В ЗВЕЗДАХ	И. А. Климишин	307
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. VII. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов		319

Е Р Е В А Н

Խ Մ Բ Ե Գ Դ Ե Կ Ե Ա Ն Կ Ա Լ Ե Գ Ի Խ

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

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 предназначается 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.

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական ճանդիս է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդիսը ապագում է ինֆնատիվ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջավակտիկական աստղագիտության, ինչպիս նաև աստրոֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդիսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդները 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ առաջադիմանում «Մեծդուստրոգոլայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 520

Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 23 апреля 1973

Приведены результаты спектрального изучения иррегулярной галактики NGC 520. Спектры получены в каскагеновском фокусе 200" телескопа обсерватории Хейлл (США) с помощью спектрографа Боуэна, с дисперсией около 85 Å/мм.

В спектре северной части галактики наблюдаемы эмиссионные линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H β и [OII] λ 3727, причем первые три линии имеют точечное изображение, в то время как λ 3727 простирается по всей галактике на расстояние 5400 пс. Показано, что линии [OIII], H β и часть линии λ 3727 принадлежат сверхассоциации, имеющей размеры около 750 пс.

В спектре южной части галактики из эмиссионных линий наблюдается лишь λ 3727, которая также простирается по всей высоте щели. В обеих частях галактики, кроме отмеченных выше эмиссионных линий, наблюдается спектр поглощения раннего типа. Линии поглощения, как и λ 3727, наблюдаются по всей высоте щели. Предполагается наличие в спектре галактики триплета OII $\lambda\lambda$ 4070, 4072, 4076, наблюдаемого в спектрах ранних звезд типа B1—B2.

Делается заключение: либо в галактиках типа M 82 существенную роль играет звездное население I типа, либо NGC 520 не является галактикой типа M 82.

Линия H β в спектре сверхассоциации состоит из двух компонентов: эмиссионного и абсорбционного, причем эмиссионный компонент смещен относительно абсорбционного в длинноволновую часть спектра на величину, соответствующую скорости порядка 200—250 км/сек. Остальные эмиссионные линии также смещены относительно линий поглощения в сторону длинных волн примерно на ту же величину.

В спектре же южной части галактики λ 3727 смещена относительно линий поглощения в коротковолновую область на величину, соответствующую скорости порядка 120 км/сек.

Показано, что газовые составляющие северной и южной частей галактики расходятся друг от друга со скоростью примерно 400 км/сек.

Делается заключение, что это движение газа наружу, как и в M 82, вызвано взрывным процессом, имевшим место в центральной области NGC 520.

1. *Введение.* NGC 520 относится к иррегулярным галактикам типа M 82 [1], которые имеют довольно сложную морфологическую структуру. Она включена в атлас пекулярных галактик Арпа [2] (№ 157) и приведена в атласе взаимодействующих галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова [3] (№ 23). В морфологическом каталоге галактик (MCG) [4], в котором NGC 520 находится под номером 1—4—52, она охарактеризована как „два слившихся тела с хвостами“ и считается взаимодействующей парой. Некоторые данные об этой галактике собраны в справочном каталоге ярких галактик де Вокулеров [5] и в MCG [4].

По данным Шепли и Эймса [6] интегральная яркость галактики равна $m_{pg} = 12.4$, наибольший диаметр — 3.0, наименьший — 0.7; по Стеббинсу и Витфорду [7] ее интегральная фотоэлектрическая величина, измеренная с диафрагмой 128", равна $m_{pe} = 12.63$; по данным Холмберга [8] $m_{pg} = 12.35$, $m_{pv} = 11.54$, а $CI = 0.81$ (для области с размерами 6.8×2.9). Интегральная фотографическая величина этой галактики по Хюмассону, Мейолу и Сандейджу $m_{pg} = 12.2$ [9]. Ходж [10] измерил U, B, V величины центральной области NGC 520 с диафрагмой, равной 41", и получила для них значения: $V = 12.47$, $B - V = 0.70$ и $U - B = 0.21$. Петтит [11] фотоэлектрическим методом оценил интегральную яркость этой галактики, используя различные диафрагмы. Его результаты помещены в табл. 1, в которой приведены интегральная яркость галактики, показатель цвета и размер соответствующей диафрагмы.

Таблица 1

m_{pg}	CI	d
14.70	0.57	0.3
12.16	0.76	4.1
12.16	0.75	2.5×5.7

Спектральные исследования этой галактики посвящены в основном определению ее красного смещения. При довольно большом обзоре галактик, выполненном Мейолом [12] на 36" Кросслеевском телескопе с целью обнаружения эмиссионной линии $\lambda 3727$ [ОII], таковой у NGC 520 не было наблюдеено. Однако позднее Мейол и А. де Вокулёр [13] наблюдали эту линию в яркой части галактики наряду с рядом линий поглощения. В более слабой южной части NGC 520, расположенной на расстоянии примерно 46" от наиболее яркой, линия $\lambda 3727$ ими не была наблюдеена, хотя пять линий поглощения в этой

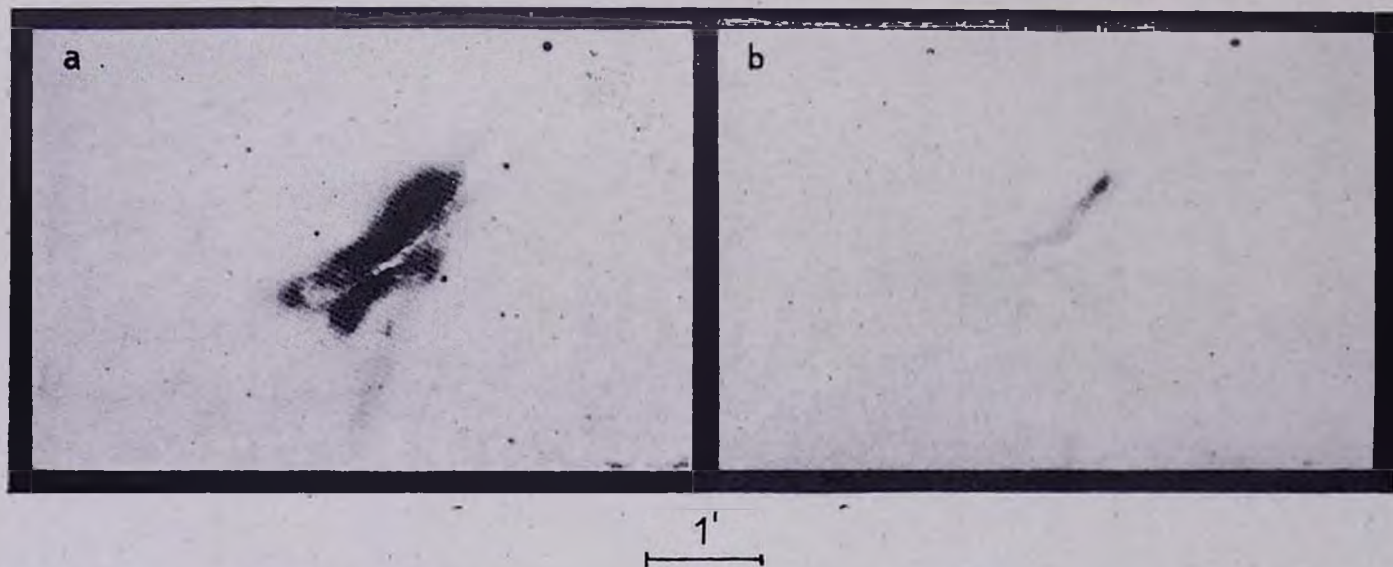


Рис. 1. Фотографии NGC 520: а) 200" телескоп, экспозиция 30 мин на пластинках 103а-D через фильтр GG-1; б) 100" телескоп, экспозиция 1^h45^m на пластинках 103а-О Vaked через фильтр UG-2. Север — сверху, восток — слева.

К ст. Э. Е. Хачикян

области были хорошо видны. По этим линиям оценены красные смещения для этих областей, которые, согласно этим авторам, оказались равными: $V_0 = 2422$ км/сек (для яркой области галактики) и $V_0 = 2857$ км/сек (для слабой). В [13] отмечается также, что спектр обеих областей NGC 520 абсорбционный, типа A—F, причем линии в яркой части галактики несколько наклонены. Эти данные о величине красного смещения несколько отличаются от данных [9], согласно которым красное смещение NGC 520 равно $V_0 = 2177$ км/сек. Однако в [9] не указано, какая именно область галактики была исследована.

Подробное обсуждение физических особенностей иррегулярных галактик типа M 82 выполнено Б. Е. Маркаряном [14]. В частности, большое внимание в [14] было уделено вопросу о несоответствии между цветом и спектром галактик этого типа. Поэтому детальное спектральное исследование галактик типа M 82 представляет большой интерес. В настоящей статье приведены результаты такого исследования для галактики NGC 520.

2. Наблюдательный материал и его обработка. Д-р Арп любезно предоставил в распоряжение автора две прямые фотографии NGC 520, одна из которых получена в первичном фокусе 200" телескопа на пластинках 103a-D и с фильтром GG-1 (экспозиция 30 мин), а другая — на 100" телескопе на пластинках 103a-0 Baked через фильтр UG-2 (экспозиция 1^h45^m). Репродукции этих снимков (примерно с одинаковым масштабом) приведены на рис. 1, причем левый снимок получен на 200" телескопе.

Как видно из этих рисунков, галактика состоит из двух резко отличающихся друг от друга по внешнему виду частей, разделенных темным поглощающим слоем. Северная часть NGC 520, более яркая и менее однородная, состоит из нескольких сгущений. Одно из сгущений, расположенное в северо-западной части, выделяется как своими размерами, так и яркостью. Диаметр этого сгущения в угловых единицах равен примерно 5", что соответствует в линейных единицах около 750 пс. По внешнему виду и по размерам, а также по спектру (как это будет видно из дальнейшего изложения) оно больше походит на сверхассоциацию [15, 16]. Южная часть галактики более аморфна и однородна, чем северная, не имеет сгущений, кроме небольшого и не очень яркого центрального сгущения, северная часть которого, по-видимому, срезается поглощающей материей. Кроме этого, части отличаются друг от друга и по своему цвету. Как видно из рис. 1 (б), северная часть NGC 520 значительно голубее южной, которая в фио-

летовых лучах почти не заметна. Следует обратить внимание также на тот факт, что наиболее яркой деталью северной части галактики в фиолетовых лучах является именно область сверхассоциации.

Обе части галактики имеют вытянутую форму, причем северная вытянута вдоль позиционного угла около 135° , а южная — 120° .

Спектры NGC 520 были получены нами в кассегреновском фокусе 200" телескопа со спектрографом Боуэна, работающего в сочетании с электронно-оптическим преобразователем типа RCA C33011. Получено по одному спектру для каждой области, при этом щель спектрографа для первого снимка имела позиционный угол примерно 137° , т. е. была направлена вдоль северной части галактики, а во втором — 121° , т. е. вдоль южной области галактики. Данные о спектрах приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ снимка	Дата наблюдения	Экспозиция (мин)	Дисперсия (Å)	Сорт пластины	Позиционный угол
C 172	31.12.1967	8	85	IIa-O Baked	137°
C 173	"	"	"	"	121°

В обоих случаях ширина щели спектрографа была примерно равна 1.5, а длина $\sim 40''$. Линейный масштаб снимка в направлении, перпендикулярном дисперсии, равен примерно $42''$ в 1 мм.

На рис. 2 приведены репродукции полученных спектров, верхние концы которых соответствуют направлению на северо-запад, а нижние, соответственно, на юго-восток. Отождествленные линии и линии неба также отмечены на рисунке. Номер снимка отмечен рядом со спектром.

Обработка спектров производилась следующим образом. Каждый спектр регистрировался сплошным образом вдоль сечений, параллельных направлению дисперсии и отстоящих друг от друга на одну и ту же величину, равную 0.1 мм. При этом высота щели спектрофотометра также была равна 0.1 мм, что соответствует немногим более, чем $4''$ на пластинке (в направлении, перпендикулярном дисперсии).

Таким способом с пластины C 172 получено девять, а с пластины C 173 — восемь регистрограмм. Все регистрограммы, записанные в интенсивностях и с соответствующей нумерацией, представлены на рис. 3 и 4. Положение щели спектрографа при наблюдениях, а также центры тех областей в галактике, которые соответствуют номерам регистрограмм на рис. 3 и 4, схематически приведены на рис. 5. Регистрограммы

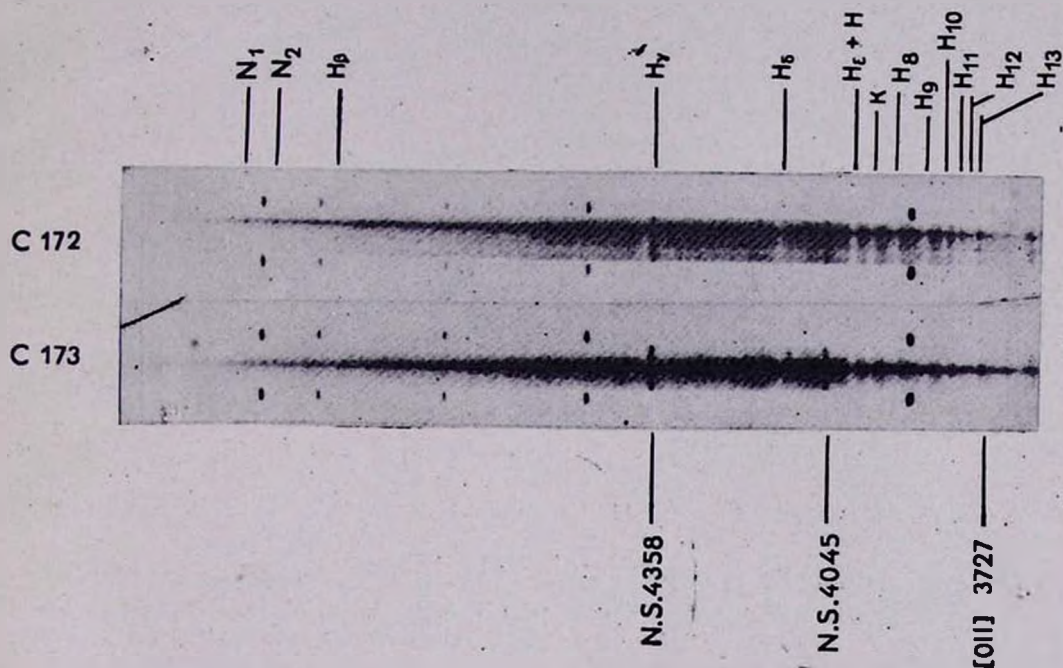


Рис. 2. Спектры NGC 520, полученные в кассегреновском фокусе 200" телескопа с помощью спектрографа Боуэна с ЭОП-ом. Оригинальная дисперсия около 85 А/мм. С 172 — спектр северной части галактики, С 173 — южной.

под № 3 в спектре С 172 и № 4 в спектре С 173 соответствуют спектрам сверхассоциации и сгущения, отмеченным на рис. 5 стрелками.

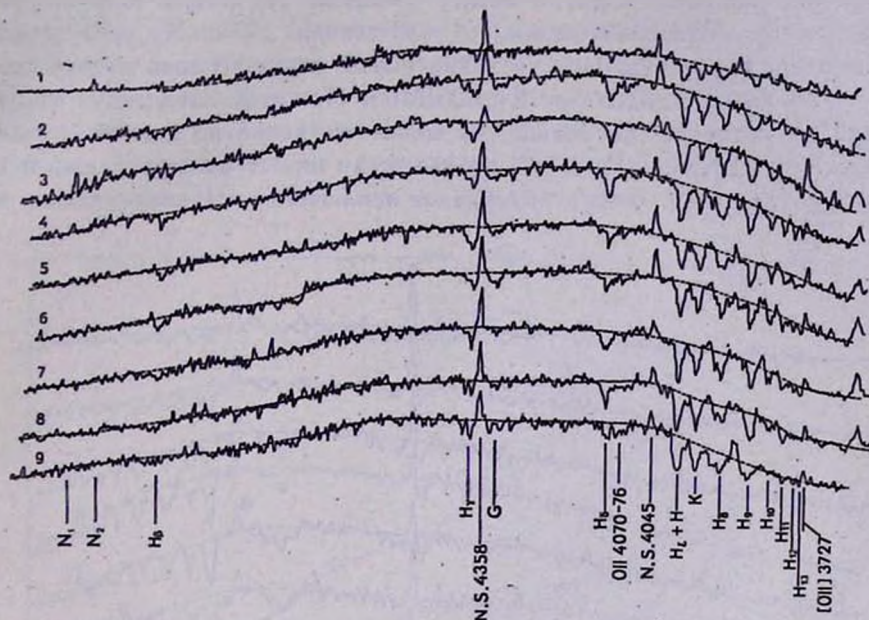


Рис. 3. Регистрограммы, полученные со спектра С 172 вдоль сечений, параллельных направлению дисперсии. Номер сечения указан рядом с регистрограммой, № 3 — соответствует спектру сверхассоциации.

3. *Результаты наблюдений и их обработки.* Рассмотрение спектров NGC 520, приведенных на рис. 2, показывает, что каждый из них состоит из двух частей: 1) из спектра сравнительно небольшой по размерам, но более яркой области галактики, 2) более или менее однородного спектра, пересеченного рядом ярких линий поглощения. Однако сами спектры значительно отличаются друг от друга. Рассмотрим каждый из них в отдельности.

а) *Спектр северной части (С 172).* Как уже отмечалось выше, С 172 — это спектр северной части галактики. Зная ориентацию щели спектрографа по галактике, можно довольно уверенно определить, к какой области галактики принадлежит наиболее яркая деталь этого спектра. Выше уже указывалось, что регистрограмма под номером 3 является спектром яркого сгущения в северо-западной части галактики, отмеченного на рис. 5 стрелкой. В спектре этого сгущения, наряду

из этого рисунка, эмиссионный компонент водородной линии не находится точно в центре линии поглощения, а смещен в длиноволновую сторону на величину, соответствующую скорости примерно 300—250 км/сек. Примеры наложения эмиссионной линии на центральную часть линии поглощения известны из работ Линдса и Сандейджа [17], Ван ден Берга [18], Серсика, Пасторизы и Карранзы [19]. В [17] отмечается наложение эмиссионного компонента на сильную линию поглощения H_α в иррегулярной галактике М 82, а по данным [18] такая же картина наблюдается и у линии H_α в той же галактике. Однако профили линий в этих работах не приведены. Подобный эффект наблюдается и у галактики NGC 5253 [19], у которой линии H_α и H_β состоят из

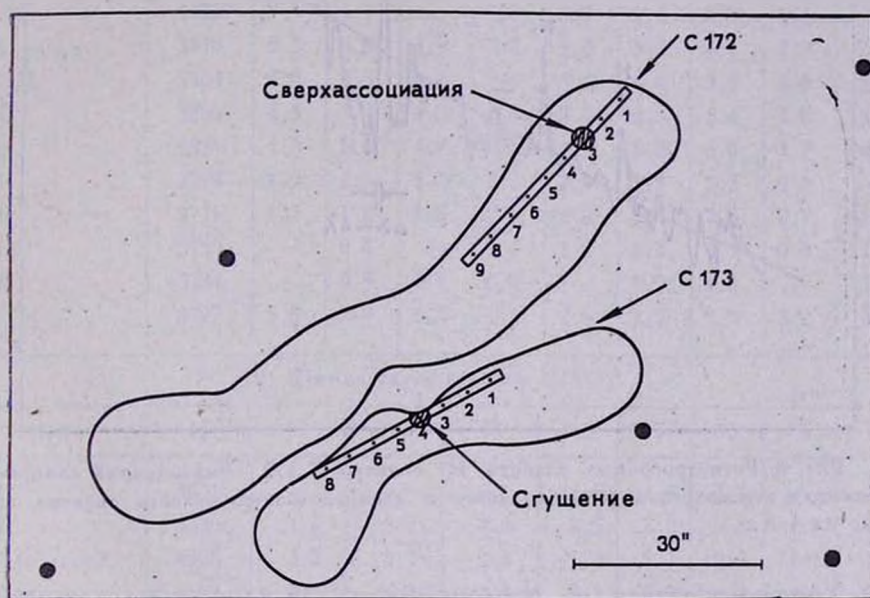


Рис. 5. Схематическая картина NGC 520. Показано положение щели спектрографа при наблюдениях. Центры областей нумерованы соответственно с номерами регистрограмм на рис. 3 и 4.

двух компонентов — широкого абсорбционного и более узкого — эмиссионного. Линии поглощения в спектре С 172 отличаются большой резкостью и глубиной. Последняя линия бальмеровской серии, отчетливо наблюдаемая в спектре, это H_{13} (λ 3734). Наибольшую эквивалентную ширину имеет линия H_γ . В табл. За приведены эквивалентные ширины для всех отождествленных линий в этом спектре. Интересно отметить тот факт, что с удалением от сгущения к юго-востоку, т. е. к центру

галактики, линии становятся заметно шире. Из рис. 2, а также из табл. 3а, видно, что эквивалентные ширины линий поглощения к геометрическому центру галактики увеличиваются. Как линии поглощения, так и $\lambda 3727$ не показывают заметного наклона.

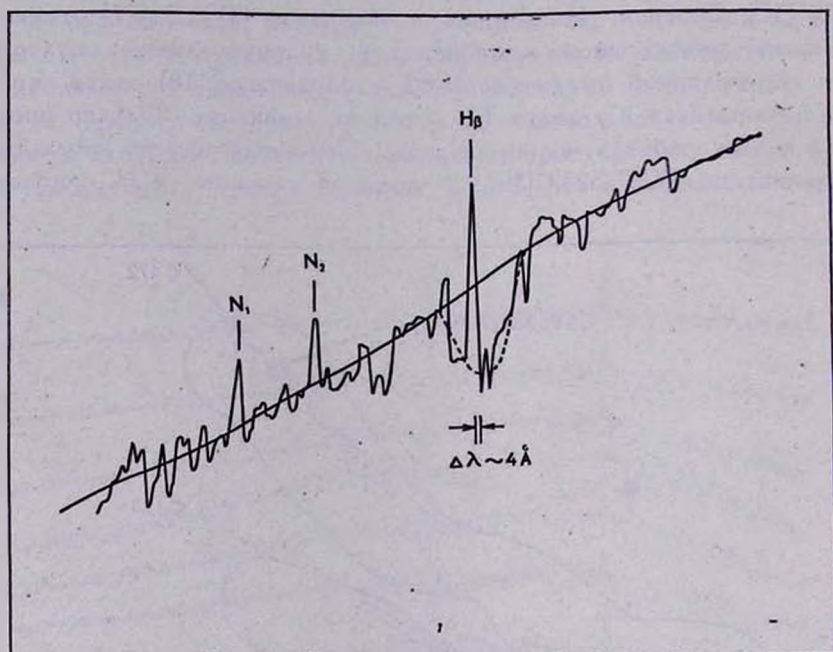


Рис. 6. Регистрограмма области H β спектра С 172. Эмиссионный компонент H β смещен относительно абсорбционного в длинноволновую область спектра примерно на 4 Å.

Хорошо заметная на регистрограмме № 8 (и слегка — на № 1) эмиссионная деталь между линиями поглощения H δ и H ϵ не принадлежит спектру галактики, а является лишь линией спектра сравнения $\lambda 3888$. Ввиду своей большой интенсивности, она при записи оставила свой след на регистрограмме.

Величина красного смещения этой части галактики определена по 12 линиям, причем четыре из них являются эмиссионными. Результаты измерений приведены в табл. 4а, где в первом столбце даны ионы, во втором — лабораторная длина волны (λ_0), в третьем — наблюдаемая длина волны ($\lambda_{набл.}$) и в последнем — значение z . Как видно из этой таблицы, величина z для эмиссионных линий заметно больше,

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ NGC 520

а) Северная часть (снимок С 172)

Ион	λ_0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
[OIII]	5007	—	—	3.5	1.3	—	—	—	—	—
[OIII]	4959	—	—	1.8	—	—	—	—	—	—
HI (эмисс.)	4861	—	—	0.9	—	—	—	—	—	—
HI (абсорб.)	4851	6.6	5.0	5.0	1.9	3.5	—	3.3	1.4	3.2
HI	4340	2.0	3.9	1.8	2.5	4.0	2.5	1.5	2.0	4.1
G (полоса)	4308	1.1	2.3	1.8	2.8	1.3	2.1	0.7	1.3	2.4
HI	4102	1.3	3.8	2.4	4.6	2.2	2.5	3.9	3.2	3.1
OH	4072	—	1.7	—	1.0	0.7	1.4	0.7	1.2	2.0
HI+CaII	3970	5.3	6.8	4.9	7.3	5.4	5.4	6.5	7.7	9.5
CaII	3934	4.0	4.5	1.2	3.5	5.6	4.6	5.6	6.8	6.9
HI	3889	4.3	5.4	4.0	5.5	3.7	4.8	5.4	4.6	11.2
HI	3835	4.3	5.6	4.9	6.7	4.9	5.0	6.0	5.7	6.5
HI	3798	3.0	2.5	2.3	2.7	2.3	2.7	2.5	2.5	—
HI	3771	1.8	1.6	1.3	2.6	2.3	2.7	2.8	2.7	2.0
HI	3750	—	0.6	—	1.6	1.2	0.7	0.7	0.5	1.9
HI	3734	—	0.9	0.9	0.9	—	0.7	1.3	—	1.2
[OII]	3727	5.5	2.0	5.5	1.5	2.9	2.6	2.9	3.2	3.3

б) Южная часть (снимок С 173)

Ион	λ_0	1	2	3	4	5	6	7	8
HI	4851	—	—	—	4.1	4.1	1.9	—	—
HI	4340	1.6	3.2	2.8	2.6	3.0	2.5	—	—
G (полоса)	4308	3.2	3.7	2.1	1.3	1.7	2.3	1.5	2.3
HI	4102	3.5	4.3	4.1	2.5	3.1	6.8	4.1	6.8
OH	4072	—	2.5	1.7	0.9	1.3	1.4	1.2	1.2
HI+CaII	3970	4.5	8.0	7.2	6.8	7.6	8.9	7.4	8.0
CaII	3934	5.2	5.8	5.6	3.4	3.4	6.5	6.3	7.2
HI	3889	6.5	6.3	4.7	6.2	4.8	7.2	5.9	6.5
HI	3835	11.0	4.2	5.0	4.4	5.3	5.0	5.0	7.8
HI	3798	1.3	2.0	3.2	2.8	2.7	2.0	1.4	4.5
HI	3771	—	1.7	1.7	1.4	1.6	1.3	1.3	4.3
HI	3750	—	—	—	1.0	0.9	0.6	—	—
HI	3734	—	0.6	0.7	0.7	—	0.7	0.5	0.4
[OII]	3727	2.7	2.3	5.6	7.1	6.6	5.3	3.3	4.2

Таблица 4

а) Северная часть (снимок С 172)

Ион	λ_0	$\lambda_{набл.}$	z
[OIII]	5007	5043	0.0072
[OIII]	4959	4994	.0071
HI	4861	4896	.0072
HI	4340	4370	.0069
G (полоса)	4308	4335	.0065
HI	4102	4129	.0065
HI + CaII	3970	3997	.0068
CaII	3933	3960	.0068
HI	3889	3915	.0068
HI	3835	3860	.0065
HI	3798	3823	.0066
HI	3771	3796	.0067
[OII]	3727	3754	.0073

б) Южная часть (снимок С 173)

HI	4340	4368	0.0066
G (полоса)	4308	4336	.0065
HI	4102	4128	.0064
HI + CaII	3970	3995	.0063
CaII	3933	3959	.0067
HI	3889	3915	.0066
HI	3835	3860	.0066
HI	3798	3822	.0063
HI	3771	3794	.0062
[OII]	3727	3749	.0060

чем у линий поглощения. Среднее значение красного смещения, определенное по эмиссионным линиям, равно $\bar{z}_{эмисс.} = 0.0072 \pm 0.00004$, а по линиям поглощения — $\bar{z}_{погл.} = 0.0066 \pm 0.00006$. Учитывая поправку за движение Солнца вокруг центра нашей Галактики, для лучевой скорости северной части галактики получаем значения: $V_{эмисс.}^0 = 2256 \text{ км/сек} \pm 12 \text{ км/сек}$ и $V_{погл.}^0 = 2076 \text{ км/сек} \pm 18 \text{ км/сек}$.

Таким образом, лучевая скорость той области, в которой возникают эмиссионные линии, превосходит таковую для области, в которой возникают линии поглощения, примерно на 200 км/сек. Как

это уже отмечалось выше, примерно такая же разница получается при сопоставлении эмиссионного и абсорбционного компонентов линии H_β в спектре северной части галактики.

в) *Спектр южной части (C 173)*. Спектр C 173 относится к южной части NGC 520, юго-восточная область которой значительно ярче, чем северо-восточная. В отличие от спектра C 172, в спектре центрального сгущения C 173 не наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 и N_3 . Хорошо видна эмиссионная линия $\lambda 3727$, ранее не наблюдавшаяся в этой области галактики [9, 12, 13]. Она простирается вдоль всей галактики, охватываемой высотой щели спектрографа (порядка $40''$). В поглощении находятся все линии водорода, с H_7 и до H_{13} , а также линии H и K CaII и полоса G. Все они также видны вдоль высоты щели, но в отличие от спектра C 172 линии поглощения не показывают высокой резкости границ, значительно диффузнее и заметно шире, что хорошо видно из рис. 2, а также табл. 5, в которой приведены ширины линий на половине интенсивности для обоих спектров C 172 и C 173. Наибольшую эквивалентную ширину имеют линии H_ϵ и H_η (рис. 36), а полуширина линии H_δ в спектре № 7 достигает 39А!

Интересная структурная деталь наблюдается в линии H_7 . Примерно в середине этой абсорбционной линии в регистрируемых № 4 и 5 как будто наблюдается эмиссионный пик, как и у H_β в спектре C 172 (№ 3). Напомним, что, согласно [17] и [18], в спектре M 82 такие же пики наблюдаются в линиях H_α и H_δ . Относительно же профилей линий H_β и H_7 в этих работах ничего не сказано.

Красное смещение в этой области галактики несколько меньше, чем в северной части. Так же, как и в спектре C 172, здесь наблюдается разница между красными смещениями, определенными по линиям поглощения и по эмиссионной линии $\lambda 3727$ (она единственная в C 173). В табл. 46 приведены значения красных смещений для спектра C 173. Среднее значение z , определенное по линиям поглощения, равно $\bar{z}_{\text{погл.}} = 0.0064$, а по линии $\lambda 3727$, $z_{3727} = 0.0060$, т. е. разница в скоростях составляет примерно 120 км/сек. Однако, если в спектре C 172 величина z , определенная по эмиссионным линиям, больше, чем у линий поглощения, то в спектре C 173 наблюдается обратная картина. Одно является несомненным, что разница красных смещений, определенная по линиям $\lambda 3727$, между спектрами C 172 и C 173 порядка 400 км/сек.

Таблица 5

ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ NGC 520

а) Северная часть (снимок С 172)

Ион	λ_0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
[OIII]	5007	—	—	7	4	—	—	—	—	—
[OIII]	4959	—	—	7	—	—	—	—	—	—
HI (эмисс.)	4861	—	—	5	—	—	—	—	—	—
HI	4861	25	38	28	10	17	17	17	20	25
HI	4340	9	30	15	13	18	11	6	17	18
G (полоса)	4308	17	24	15	27	21	21	17	17	17
HI	4102	7	19	13	14	11	11	20	9	16
OII	4072	—	18	—	11	11	14	6	20	21
HI+CaII	3970	14	15	16	17	16	15	11	14	17
CaII	3934	11	15	8	10	16	14	10	14	16
HI	3889	18	16	10	21	16	13	13	17	28
HI	3835	14	25	17	15	13	13	13	14	19
HI	3798	13	16	16	9	6	12	11	13	—
HI	3771	7	11	11	9	8	10	13	11	7
HI	3750	—	8	—	—	6	4	4	—	7
HI	3734	—	4	6	—	4	4	7	—	4
[OII]	3727	11	9	7	7	7	7	8	7	7
Л. Н.	4358	5	7	8	6	6	6	6	5	6

б) Южная часть (снимок С 173)

Ион	λ_0	1	2	3	4	5	6	7	8
HI	4861	—	—	—	32	—	—	—	—
HI	4340	8	9	11	19	19	22	—	—
G (полоса)	4308	19	21	11	19	21	25	22	17
HI	4102	—	11	11	12	16	27	10	39
OII	4072	—	13	11	22	12	7	15	10
HI+CaII	3970	12	15	19	15	16	19	15	21
CaII	3934	12	17	16	14	12	16	16	20
HI	3889	13	23	16	21	15	16	21	20
HI	3835	27	11	18	15	17	15	16	17
HI	3798	6	9	9	9	16	10	8	11
HI	3771	—	8	12	9	11	7	9	11
HI	3750	—	—	—	6	—	6	—	—
HI	3734	—	3	5	7	—	3	—	—
[OII]	3727	6	9	10	10	10	9	9	8
Л. Н.	4358	6	5	6	6	6	6	7	6

4. *Обсуждение результатов.* 1. Как уже отмечалось выше, NGC 520 относится к иррегулярным галактикам типа М 82 [14]. Галактики этого типа отличаются большим показателем цвета (0^m7-1^m0), не согласующимся с их ранним спектральным классом (А—F). Галактики типа М 82 обычно с удалением от центра краснеют. Кроме того, согласно [14], они отличаются от обычных иррегулярных галактик отсутствием заметного количества горячих звезд высокой светимости и О-ассоциаций, а основное их излучение, вероятно, обусловлено населением II типа.

Для объяснения противоречия между цветом и спектром галактик типа М 82 Морган и Мейол [20] предположили, что в них существенную роль играет поглощение темной материей, приводящее к покраснению галактики в целом. Однако в [14] показано, что поглощение не играет решающей роли в этих галактиках.

Другое объяснение возникновения спектра раннего типа (т. е. линий поглощения бальмеровской серии) было предложено Г. А. Гурзadyаном [21]. Согласно [21], если в галактике М 82 межзвездный водород каким-то способом (в [21] предполагается, что это синхротронное излучение) повсюду слабо ионизован, то такая среда может дать начало образованию как линий поглощения, так и эмиссионных линий бальмеровской серии. В зависимости от физических условий в галактике будут преобладать те или иные линии. При этом центральные частоты этих линий должны совпадать друг с другом.

Обратимся теперь к наблюдательным данным относительно NGC 520, приведенным выше.

Как видно из рис. 1, говорить определенно о пространственной структуре и форме этой галактики очень трудно. Так же трудно судить о „большом“ и „малом“ диаметрах этой галактики [4, 5], как и о ее интегральном цвете. NGC 520 состоит из ряда областей, сгущений и диффузных хвостов, имеющих, по-видимому, разные физические характеристики, яркости и цвета, так что говорить о ее интегральной яркости или цвете — это лишь иметь грубое представление о галактике в целом.

Из рис. 1 видно, например, что северная и южная части NGC 520 резко отличаются друг от друга как по цвету, так и по структуре. Значительно отличаются они и по своим спектрам. Поэтому при рассмотрении вопроса о несоответствии цвета и спектра для NGC 520 (а возможно, и для некоторых других галактик типа М 82) надо быть весьма осторожным.

Если, например, сравнивать цвет северной части галактики с ее спектром, то, вероятно, здесь не будет наблюдаться большого проти-

воречия, так как эта часть галактики сравнительно голубая. Если за центральную область принять эту наиболее яркую ее часть, то с удалением от нее галактика, очевидно, должна краснеть. Во всяком случае южная часть значительно краснее северной. Если же за центр галактики принять ее геометрический центр, то с удалением от ядра к северу она будет казаться голубее, а к югу—краснее. В зависимости от относительной яркости и цвета этих частей, интегральный цвет галактики будет различным. С этой точки зрения большое значение имела бы детальная колориметрия галактики, подобная той, которая выполнена, например, Б. Е. Маркаряном, Э. Я. Оганесян и С. Н. Аракелян для ряда галактик [22, 23]. К сожалению, детальное колориметрическое исследование NGC 520 никем не выполнено.

2. Северная область NGC 520 состоит из ряда сгущений, одно из которых является несомненно сверхассоциацией. Интересной особенностью этой части галактики является присутствие линий N_1 , N_2 и эмиссионной компоненты линии H_β , принадлежащих сверхассоциации. Вне сверхассоциации эти линии не наблюдаются, в то время как линия λ 3727 прослеживается вдоль всей галактики, включая и сверхассоциацию. Очевидно, что сверхассоциация состоит из горячих звезд типа О—В и диффузной материи, которую она и возбуждает. Судя по отношению интенсивностей линий N_1+N_2 и λ 3727, степень возбуждения в ней невысокая и типична для диффузных туманностей. В табл. 6 помещены относительные интенсивности эмиссионных линий

Таблица 6
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СВЕРХАССОЦИАЦИИ
(Снимок С 172)

Ион	λ_0	1
[OIII]	5007	6.2
[OIII]	4959	2.5
NI	4861	1.0
[OII]	3727	9.5

сверхассоциации. Как видно из этой таблицы, отношение $I_{N_1+N_2}/I_{3727}$ порядка 1. В пользу низкого возбуждения говорит также величина отношения I_{3727}/I_{H_β} . Вне сверхассоциации наблюдается спектр поглощения раннего типа. Сравнивая эквивалентные ширины линий поглощения исследуемой галактики (табл. 3) с таковыми, приведенными в

работе Гюнтера [24] для звезд различных спектральных классов, можно сделать вывод, что спектр поглощения этой части галактики — раннего типа (A—F). Присутствие сверхассоциации и ранний спектр поглощения указывают на то, что она населена в основном звездами раннего типа. Так как и линии поглощения, и линия λ 3727 прослеживаются по всей высоте щели, то, следовательно, и горячие звезды, ответственные за их появление в спектре, распределены по всей длине галактики на протяжении примерно 40", что составляет около 5400 пс.

Таким образом, составной частью северной половины NGC 520 являются сверхассоциация, звезды раннего типа и диффузная материя — характерные объекты для ветвей спиральных галактик. Это приводит к заключению: либо в галактиках типа M 82 существенную роль играет также звездное население I-го типа, либо галактика NGC 520 (вернее ее северная половина) не является галактикой типа M 82.

Смещение эмиссионных линий в длинноволновую сторону относительно линий поглощения как в спектре сверхассоциации, так и вне ее, представляется весьма интересным. Конечно, трудно представить, что диффузная масса, ответственная за появление эмиссионных линий, расположена по одну сторону от сверхассоциации и удаляется от нее в противоположную от нас сторону. Более естественным кажется предположение, что сама сверхассоциация вместе с входящей в нее диффузной массой удаляется от фона галактики.

Но примерно с той же скоростью и в том же направлении от звездного фона удаляется и та область, в которой возникает линия λ 3727.

Вряд ли это может быть случайным совпадением. Автор придерживается мнения, что как вся диффузная материя, так и сверхассоциация образовались совместно и удаляются от звездного фона галактики в результате действия единого механизма.

Отсутствие эмиссионных линий N_1 , N_2 и N_3 вне сверхассоциации говорит за то, что в общем фоне галактики нет звезд (или их очень мало) более ранних, чем типа B1—B2, в противном случае мы должны были бы наблюдать вышеуказанные линии.

3. Южная часть галактики имеет примерно такой же спектр поглощения, как и северная. В ее спектре отсутствуют небулярные линии N_1 и N_2 . Линия поглощения N_3 , неглубокая и довольно широкая, как будто наблюдается в сечениях № 4, 5 и 6. Небольшой эмиссионный пик в линии N_3 в регистрограмме под № 4 также хорошо заметен. Однако быть уверенным в этом очень трудно, так как в этой части спектра этой регистрограммы наблюдаются большие флуктуации фона. Интересно отметить, что этот пик смещен относительно

абсорбционной линии не в длинноволновую часть спектра, как в спектре C 172, а в коротковолновую. Интересно, что линия λ 3727 также смещена в коротковолновую область относительно линий поглощения на величину, соответствующую скорости 120 км/сек. Как видно из данных табл. 4, величина z , определенная по линиям поглощения, примерно одинакова для обеих частей NGC 520, в то время как разница лучевых скоростей, определенная по линиям λ 3727, достигает 400 км/сек.

Таким образом, можно сделать вывод, что *диффузная материя обеих частей NGC 520 расходится со скоростью порядка 400 км/сек.* Конечно, это лишь проекция этой скорости на луч зрения. В действительности она может быть значительно больше.

Механизм, предложенный в [21], по-видимому, не приемлем для NGC 520, так как в спектрах обеих частей этой галактики центральные частоты эмиссионных линий и линий поглощения смещены относительно друг друга. Противоречие между цветом и спектром южной части NGC 520 можно, вероятно, объяснить поглощением в самой галактике. Правда, для этого нужно принять, что поглощающая материя распределена неравномерно по галактике: в южной части ее значительно больше, чем в северной, более далекой от нас части галактики.

Отметим, что абсорбционный спектр водородной серии может возникнуть и иным способом. Так как время жизни метастабильного уровня $2s$ водородного атома довольно большое (порядка 8 сек^{-1}), то это обстоятельство может привести в определенных условиях к накоплению значительного количества атомов в этом состоянии. И, так как линии поглощения бальмеровской серии могут образоваться при поглощении излучения такими атомами, то при определенных физических условиях бальмеровская серия может возникнуть в межзвездной среде галактик.

Однако в случае NGC 520 этот механизм, по-видимому, не столь эффективен. Дело в том, что, если диффузная область, в которой возникают линии поглощения, согласно этому механизму, имеет составляющую скорости по лучу зрения, то они будут смещены в ту или иную сторону соответственно значению лучевой скорости области. Но эмиссионные линии (в частности, линия [OII] λ 3727), наблюдаемые в спектре NGC 520, образуются в тех же областях. Тогда их смещение в спектре должно совпадать с таковыми линий поглощения. Как это было показано выше, в NGC 520 этого не наблюдается: лучевые скорости, определенные по эмиссионным и абсорбционным линиям значительно отличаются друг от друга.

4. Среднее значение $\bar{z}$, вычисленное по всем линиям обоих спектров NGC 520, равно $\bar{z} = 0.0066$. С учетом поправки за движение Солнца вокруг центра Галактики, для средней лучевой скорости галактики получаем значение — 2076 км/сек. Соответственно среднее расстояние до галактики (при значении постоянной Хаббла $H = 75$ км/сек Мпс) равно 27.6 Мпс.

Наши данные для красного смещения NGC 520 находятся в хорошем согласии с данными [9] и значительно отличаются от данных [13]. Согласно [13] (напомним, что наблюдения в [13] были выполнены на 36" Кросслеевском спектрографе с небольшой дисперсией порядка 430 Å/мм у H_β) значение V для яркой северной области NGC 520 меньше, чем таковое для южной примерно на 450 км/сек. Такая разница лучевых скоростей по нашим измерениям получается в том случае, если принять во внимание лишь эмиссионные линии λ 3727, при этом большую лучевую скорость имеет именно северная область, а не южная. По-видимому, в [13] имеется какое-то недоразумение в этом вопросе.

Принимая для интегральной яркости NGC 520 значение $m_{pv} = 11.54$ [8], находим для абсолютной фотовизуальной величины значение $M_{pv} = -20.7$.

Заключение. Суммируя данные, полученные в настоящей работе о NGC 520, можно охарактеризовать ее как систему, состоящую в основном из звездного населения I типа, богатой как диффузной, так и поглощающей материей.

В пользу вывода о присутствии в NGC 520 горячих звезд говорит также следующий факт. Как видно из рис. 3 и 4, почти на всех регистрограммах, за небольшим исключением, у коротковолнового крыла линии H_δ отчетливо наблюдается относительно широкая линия поглощения. Вероятнее всего, она отождествляется с триплетом OII λ 4070, 4072 и 4076. Если это так, то в состав NGC 520 должны входить также звезды-сверхгиганты типа B1—B2, в спектрах которых этот триплет хорошо выявляется.

Как по своей общей структуре, так и по спектральным характеристикам NGC 520 напоминает галактику M 82 [17]. В обеих галактиках наблюдается спектр поглощения раннего типа одновременно с эмиссионным спектром. Эмиссионный спектр в обеих галактиках типичен для диффузных туманностей с низкой степенью возбуждения. У галактики M 82 водородные линии H_α и H_β , так же, как и линия H_γ у NGC 520, состоят из двух компонентов: абсорбционного и эмиссионного. В M 82, как и в NGC 520, наблюдаются отдельные голубые сгущения. Это хорошо заметно на фотографии M 82, получен

2—234

ной автором в ультрафиолетовых лучах на 36" Кросслеевском телескопе обсерватории Лик на пластинках 103а-О через фильтр UG-2 с экспозицией 6 мин. Заметим, что яркие сгущения в инфракрасных лучах были обнаружены в этой галактике в [18], причем предполагается, что они состоят из горячих звезд типа О—В.

Наконец, как у М 82, так и у NGC 520 наблюдается движение газа из центральных областей наружу.

Все эти факты дают основание предположить, что движение газа наружу, наблюдаемое в NGC 520, аналогично М 82, вызвано взрывным процессом, имевшим место в центральной области этой галактики.

Такое же предположение ранее было высказано Г. М. Товмасьном [25] на основании радионаблюдений ряда галактик типа М 82.

Более детальное исследование галактики (спектральные наблюдения в области H_{α} , исследование поля скоростей вдоль направления север—юг, детальное поляриметрическое и колориметрическое исследование) может, как нам кажется, внести ясность в эту проблему.

Автор выражает глубокую благодарность дирекциям обсерваторий Хейл и Лик за предоставленную возможность использовать телескопы этих обсерваторий, д-ру Арпу за содействие и помощь во время наблюдений на 200" телескопе и за предоставление двух фотографий галактики NGC 520 в распоряжение автора.

Автор считает своим долгом выразить также глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за большой интерес к статье и ценные советы, М. А. Казаряну за обсуждение и Г. А. Паносяну за большую помощь при обработке спектров.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF IRREGULAR GALAXY NGC 520

Е. Ye. KHACHIKIAN

The results of the spectroscopic study of NGC 520 are presented. The spectra of the galaxy have been obtained with Bowen's Cassegrain image-tube spectrograph of the 200" telescope of the Hale observatories, with a dispersion of about 85 Å/mm.

In the northern part of the galaxy the emission lines [OIII] λ 5007, 4959, H_{β} and [OII] λ 3727 were observed. The first three lines have a point image, but λ 3727 is seen over the whole galaxy along the distance of

about 5400 pc. It is shown that [OIII], H_2 lines and partly λ 3727 belong to the superassociation, which has a dimension of about 750 pc.

In the southern part of the galaxy only the λ 3727 emission line was observed, which also extends over the whole galaxy. Besides the above mentioned emission lines the early type absorption spectra were observed in both parts of the galaxy. All absorption lines as λ 3727 extend over the whole of the galaxy.

The presence of the triplet OII $\lambda\lambda$ 4070, 4072 and 4076 is supposed which indicates the existence of early type stars (B1—B2) in the galaxy.

It has been concluded that either in the M 82 type galaxies, the I type population plays an important part, or NGC 520 does not belong to the M 82 type galaxies.

In the spectrum of the superassociation the H_2 line consists of both emission and absorption components. The emission component is shifted towards long wave-lengths relative to the absorption one by a value corresponding to the velocity of about 200—250 km/sec. Other emission lines show the same effect.

But in the spectrum of the southern part of the galaxy λ 3727 is shifted relative to the absorption one towards short wave-lengths by about 120 km/sec.

It was shown that the gas components of both northern and southern parts of the galaxy move away from each other with a velocity of about 400 km/sec.

It is suggested that this gas outflow from the centre of NGC 520 similar to M 82 is the result of an explosion which took place in this galaxy.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, 1961.
2. H. C. Arp, Ap. J., Suppl. Ser., 14, 1, 1966.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас и каталог взаимодействующих галактик. Изд. МГУ, М., 1970.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. III, Изд. МГУ, М., 1963.
5. G. and A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
6. H. Shapley, A. Ames, Harvard Ann., 88, , 1932.
7. J. Stébbs, A. Whitford, Ap. J., 86, 247, 1937.
8. E. Holmberg, Medd. Lund obs., Ser. 11, No. 136, 1958.
9. M. Humason, N. U. Mayall, A. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
10. P. W. Hodge, A. J., 68, 237, 1963.
11. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.

12. *N. U. Mayall*, Lick Obs. Bull., No. 497, 33, 1939.
13. *N. U. Mayall, A. de Vaucouleurs*, A. J., 67, 363, 1962.
14. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 19, 1963.
15. *В. А. Амбарцумян и др.*, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 3, 1963.
16. *Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 6, 367, 1970.
17. *C. R. Lynds, A. R. Sandage*, Ap. J., 137, 1005, 1963.
18. *S. van den Berg*, Astron. Astrophys., 12, 474, 1971.
19. *J. L. Sérsic, G. Carranza, M. Pastoriza*, Astrophys. Space Sci., 19, 469, 1972.
20. *W. W. Morgan, N. U. Mayall*, Science, 1930, 1421, 1959.
21. *Г. А. Гурзадян*, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 37, 1963.
22. *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 25, 15, 1958.
23. *Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян*, Сообщ. Бюраканской обс., 30, 3, 1962.
24. *S. Günter*, Z. Astrophys., 7, 106, 1933.
25. *Г. М. Товмасян*, Астрофизика, 3, 427, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 28 апреля 1973

Радиоизлучение на частоте 1400 МГц с потоком, превышающим 0.1 ед. потока обнаружено в положении 30 из наблюдаемых 111 скоплений галактик.

Наблюдения радиоизлучения скоплений галактик, расположенных на приблизительно одинаковых расстояниях от нас [1], а затем просмотр всех наблюдаемых скоплений галактик (с наличием или отсутствием радиоизлучения) на Паломарских картах и возможное отождествление источников радиоизлучения с членами скоплений галактик позволило ранее придти к определенным выводам о том, какие скопления являются наиболее вероятными источниками радиоизлучения [2]. Оказалось, что радиоизлучение большей частью наблюдается от тех скоплений галактик, в центральных частях которых имеется доминирующая по яркости галактика типа D или N, причем радиоисточником является, возможно, именно эта яркая галактика. В скоплениях же без измеримого радиоизлучения лишь изредка встречаются галактики указанных типов. Эти результаты, однако, были получены на небольшом наблюдательном материале. Из исследованных в работе [2] 136 скоплений галактик измеримое радиоизлучение с потоком больше 0.2 ед. потока ($10^{-26} \text{ ватт м}^{-2} \text{ ц}^{-1}$) имелось только у 25 скоплений галактик. Было бы желательно проверить полученные выводы на большем материале. Главным образом с этой целью нами были проведены наблюдения еще 111 скоплений галактик из каталога Эйбелла [3], список которых приводится в табл. 1. Как и в работе [1], были наблюдаемы скопления галактик пятой группы расстояний, средняя видимая фотокрасная звездная величина десятых по яркости галактик которых

равна 17^m0 . Результаты подобных наблюдений представляют интерес и с других точек зрения. Так например, то обстоятельство, что все исследованные скопления находятся на приблизительно одинаковых расстояниях, позволит, при большем числе скоплений с обнаруженным радиоизлучением, исследовать функцию радиосветимости скоплений галактик.

Таблица 1

СПИСОК НАБЛЮДЕННЫХ СКОПЛЕНИЙ
ГАЛАКТИК КАТАЛОГА ЭЙБЕЛЛА

755	1209	1632	1972
766	1222	1635	1980
832	1230	1658	2001
841	1242	1662	2003
849	1274	1672	2006
890	1298	1692	2025
892	1313	1700	2026
903	1337	1711	2031
919	1356	1726	2050
923	1371	1729	2057
928	1385	1752	2059
952	1407	1769	2082
964	1414	1796	2101
972	1420	1799	2110
991	1448	1832	2113
1026	1456	1842	2141
1028	1462	1844	2143
1033	1491	1860	2145
1068	1493	1871	2158
1071	1508	1880	2168
1078	1523	1887	2173
1128	1527	1903	2180
1130	1543	1908	2188
1131	1567	1914	2200
1157	1578	1938	2212
1159	1581	1948	2215
1168	1601	1950	2217
1200	1630	1970	

Наблюдения были выполнены в июле 1972 г. на транзитном радиотелескопе Национальной радиоастрономической обсерватории США с диаметром в 91.4 м. Приемная частота, равная 1400 МГц, практи-

чески не отличалась от частоты (1410 Мц), на которой были проведены измерения в работе [1].

Наблюдения проводились с помощью четырех независимых параметрических приемников с шумовой температурой в 150°K . Прием велся по модуляционному методу с переключением входа каждого радиометра к нагрузочному сопротивлению с температурой в 300°K . Контроль усиления каждого канала производился с помощью калибровочного сигнала от газоразрядной лампы, подаваемый в радиометры через каждые 4 сек. Калибровка всей системы производилась через 6—12 часов наблюдением стандартных радиоисточников, в качестве которых были использованы PKS 1523+03, PKS 1249+09, PKS 1229—02, 4C39.25, CTD 93, QP 114 и QP 124. Приемная система позволяла уверенно регистрировать радиоисточники с потоком 0.1 ед. потока . Каждый радиометр соединялся со своим облучателем, расположенным в фокальной области радиотелескопа. Ориентация диаграмм четырех облучателей на небе такова, что при двух прохождении наблюдаемой области через диаграмму радиотелескопа (за два различных дня) получалось восемь независимых регистрограмм, смещенных по склонению друг относительно друга на приблизительно $5'$ и перекрывающих область неба по склонению на $34'$. Диаграмма направленности каждого облучателя по половине мощности не совсем симметрична и равна 10.3 и 11.1 во взаимно перпендикулярных направлениях. Ориентация диаграмм направленности четырех облучателей показана на рис. 1.

Результаты наблюдений записывались на магнитной ленте. Параллельно производилась также запись на обычной бумажной ленте, служащая только для контроля за работой радиометра во время наблюдений. Обработка записи производилась на вычислительной машине IBM 360/50. Машина вычерчивала как уже прокалиброванные регистрограммы, так и изофоты исследованной области неба (рис. 2).

Поскольку диаметр исследованных скоплений галактик равен приблизительно $25'$, то двумя прохождением перекрывалась вся область скопления по склонению. Продолжительность же каждой записи была не меньше пяти минут в случае скоплений, расположенных близ экватора. С увеличением склонения время наблюдения соответственно увеличивалось. Если время между наблюдениями двух скоплений позволяло, то длительность каждого наблюдения увеличивалась, доходя иногда почти до 10 минут (также для источников близ экватора).

Проведенные ранее исследования радиоизлучения скоплений галактик показали, что радиоизлучающие объекты в скоплениях галак-

тик локализованы в их центральных частях. В случае скоплений галактик пятой группы расстояний скоплений каталога Эйбелла отождествленные со скоплениями радиоисточники находятся обычно в их центральных частях, в области с радиусом, равным около $1/3$ радиуса самого скопления [1, 4].

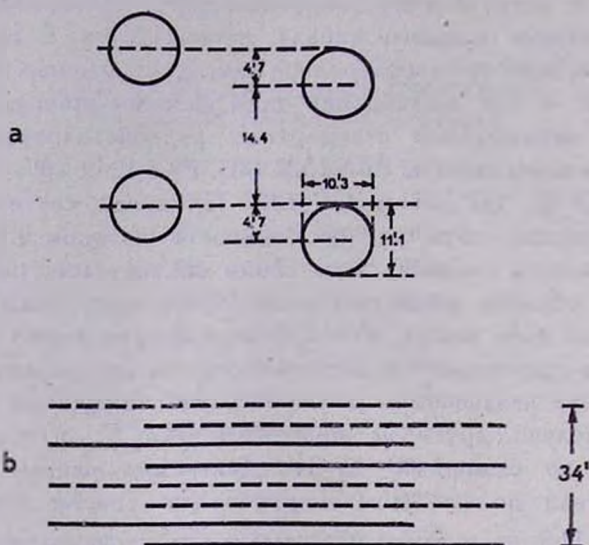


Рис. 1. а) Взаимное расположение диаграмм направленности четырех облучателей радиотелескопа и б) схема регистрограмм за два дня наблюдений (--- 1-й день, — 2-й день).

При наблюдениях положений 111 скоплений галактик в общей сложности была наблюдеена область неба в 340 000 кв. минут. В этой области обнаружено 208 радиоисточников с потоком, превышающим 0.1 ед. потока. При этих условиях математическое ожидание числа случайных проектирований радиоисточников в центральные области 111 скоплений галактик с диаметром в $10'$ равно всего 5, тогда как в этих областях оказалось 30 радиоисточников. Вероятность такого отклонения наблюдаемого числа от математического ожидания случайных совпадений положений радиоисточников и скоплений галактик меньше 10^{-8} . Это значит, что в результате случайного проектирования в положении скоплений галактик могло, вероятнее всего, оказаться только около 5 радиоисточников.

Следовательно, в большинстве случаев радиоисточники, обнаруженные в центральных областях скоплений галактик, физически связаны с ними. Список радиоисточников, оказавшихся в центральных областях исследованных скоплений галактик, приведен в табл. 2.

В таблице последовательно даны номер соответствующего скопления по каталогу Эйбелла, координаты обнаруженного радиоисточника вместе с ошибками определения координат, определенных в каждом случае по соответствующим изофотам, и плотность потока радиоисточника.

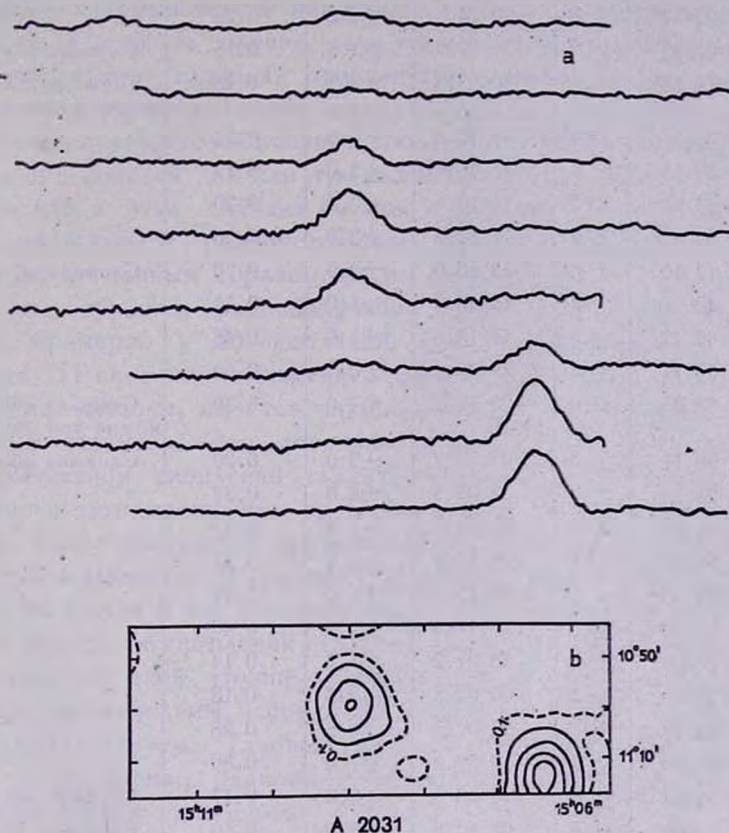


Рис. 2. а) Прокалиброванные регистрограммы и б) изофоты радиоисточников в области скопления галактик А 2031.

В конце таблицы приведены данные относительно еще 5 радиоисточников, которые расположены на несколько больших расстояниях от центров скоплений (около $7-8'$) и которые, возможно, могут быть физически связаны с соответствующими скоплениями. Остальные обнаруженные радиоисточники в основном были вне областей скоплений. На краю скоплений, на расстояниях около 10 угловых минут от их центров, было 30 радиоисточников, и именно такое количество следовало ожидать при случайном проектировании на небо положений обоих объектов. Так что радиоисточники, обнаруженные на периферии скоплений, как правило, не имеют ничего общего с последними.

СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК С ОБНАРУЖЕННЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

A	α (1950)	$\Delta\alpha$	δ (1950)	$\Delta\delta$	S в ед. потока	Примечания
849	09 ^h 38 ^m 39 ^s *	$\pm 5^s$	21° 35.7	± 1.0	0.24	
903	09 54 53	± 10	19 50.0	± 1.0	0.18	
919	10 02 12	± 3	-00 24.0	± 0.8	0.26	
923	10 03 37	± 5	26 07.7	± 1.5	0.15	Сложная область
952	10 11 18	± 20	20 03.8	± 2.5	0.18	Сложная область, воз- можно 3 источника.
1033	10 28 58	± 4	35 18.8	± 0.8	0.22	
1071	10 39 32	± 6	43 20.0	± 2.0	0.12	
1131	10 53 04	± 5	11 17.6	± 2.0	0.20	
1159	11 02 42	± 6	12 52.6	± 3.0	0.20	
1209	11 12 10	± 6	13 10.0	± 2.0	0.20	Сложная область
1371	11 42 47	± 2	15 46.2	± 1.0	0.42	
1462	12 02 12	± 3	15 18.6	± 1.0	0.65	
1632	12 50 13	± 2	29 08.2	± 0.5	0.60	
1658	12 58 33	± 6	-03 12.2	± 1.0	0.20	Сложная область, воз- можно три источника
1662	13 00 11	± 5	08 32.2	± 2.0	0.20	Сложная область
1752	13 28 34	± 8	32 01.5	± 3.0	0.22	
1799	13 46 54	± 4	35 30.7	± 1.0	0.33	
1832	13 56 54	± 4	29 49.6	± 1.0	0.23	
1871	14 09 47	± 8	-13 17.2	± 1.0	0.12	
1880	14 10 53	± 3	22 41.3	± 1.5	0.40	
1914	14 24 00	± 5	38 01.2	± 1.5	0.14	
1938	14 35 00	± 2	-00 01.5	± 0.5	0.18	
2025	15 04 42	± 3	34 39.5	± 0.5	0.28	
2031	15 08 58	± 3	-10 59.3	± 1.0	0.80	
2101	15 35 52	± 6	12 28.3	± 2.0	0.17	Сложная область
2113	15 39 00	± 6	04 52.6	± 2.0	0.10	Возможно два или три источника
2141	15 55 50	± 3	35 38.8	± 1.5	0.35	
2145	15 58 36	± 6	33 19.8	± 3.0	0.26	Сложная область
2173	16 17 58	± 6	09 03.1	± 1.5	0.14	
2180	16 18 45	± 4	47 47.7	± 2.0	0.16	
841	09 36 04	± 3	-04 06.2	± 1.0	0.80	На расстоянии 8' от центра скопления
991	10 20 13	± 2	19 09.5	± 0.5	0.67	На расстоянии 7' от центра скопления
1456	12 00 48	± 2	04 31.4	± 0.5	1.30	На расстоянии 7' от центра скопления
1700	13 12 53	± 4	28 56.0	± 1.0	0.20	На расстоянии 8' от центра скопления
2026	15 06 19	± 6	-00 10.7	± 2.0	0.26	На расстоянии 8' от центра скопления

Обнаруженные в положении скоплений галактик радиоисточники не показали уширения диаграммы направленности на записи. Это значит, что их угловые размеры не больше 2—3 *угловых минут* и, следовательно, наблюдаемое от скопления радиоизлучение является не суммарным излучением всех или многих членов скопления, а исходит от одной или, в крайнем случае, двух-трех близко расположенных галактик. В нескольких случаях, отмеченных в табл. 2 как „сложная область“, очевидно присутствие двух или трех радиоисточников в области соответствующего скопления. Возможно, что в отдельных случаях в скоплении имеется два или три радиоизлучателя. Но более вероятно, конечно, что в этих случаях вместе с радиоизлучением самого скопления наблюдаются радиоисточники, спроектированные на область скопления, и главным образом, на ее периферию.

Таким образом, радиоизлучение выше уровня 0.1 *ед. потока* имеется примерно у 25 скоплений, т. е. примерно у 23% из исследованных 111 скоплений галактик. Радиоизлучение же с потоком, большим 0.2 *ед. потока*, имеется приблизительно у 15% исследованных скоплений галактик. Это довольно хорошо совпадает с относительным количеством скоплений галактик ($\sim 17\%$), от которых радиоизлучение с тем же нижним пределом потока было обнаружено в работе [1]. Такое совпадение примечательно еще и тем, что среди скоплений, наблюдавшихся в работе [1], не имелись бедные скопления с группой богатства 0 по Эйбеллу, т. е. с количеством членов, меньшим 50. Из 111 же скоплений галактик, исследованных в данной работе, 33 принадлежат этой группе. Почти в такой же пропорции бедные скопления представлены и среди 30 скоплений галактик с обнаруженным радиоизлучением. Таковых здесь 8. Это указывает на то, что наличие в скоплении радиоизлучающей галактики мало зависит от количества членов скопления.

Таблица 3

Группа богатства	0	1	2
N_r — число скоплений галактик с радиоизлучением	8	19	3
N_{nr} — число скоплений галактик без радиоизлучения	24	52	0
$\frac{N_r}{N_r + N_{nr}} \%$	25	27	100

В табл. 3 представлены относительные количества скоплений галактик с обнаруженным радиоизлучением по различным группам

богатства. Среди скоплений галактик с количеством членов в пределах 30—49 и 50—79 радиоизлучением обладает их четвертая часть. Из трех же исследованных скоплений галактик группы богатства 2 (количество членов 80—129) радиоизлучением обладают все три. Отсюда можно было бы заключить, что в более богатых скоплениях радиоизлучение встречается более часто, если бы не очень малое число (всего три) наблюдаемых скоплений второй группы богатства.

Результаты просмотра наблюдаемых скоплений галактик на картах Паломарского атласа будут представлены в другой статье.

Примечание при корректуре. Просмотр карт Паломарского атласа с целью определения радиоизлучающей галактики в скоплении показал, что центр скопления А 841 находится на 8' к югу от данного в каталоге и хорошо совпадает с положением обнаруженного радиоисточника. Тем самым количество радиоисточников, оказавшихся в центральных областях скоплений, становится равным 31.

Национальная радиоастрономическая
обсерватория* США
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

OBSERVATIONS OF RADIO EMISSION OF CLUSTERS OF GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN

Radio emission at 1400 MHz with flux density in excess of 0.1 flux units is detected at the positions of 30 out of 111 observed clusters of galaxies. Observations were made with the 300-ft radio telescope of the National Radio Astronomy Observatory*.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. M. Tovmassian, I. G. Moiseev, Austr. J. Phys., 20, 715, 1967.
2. Г. М. Товмасян, Р. Г. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 40, 46, 1969.
3. G. O. Abell, Ap. J. Suppl., 3, 211, 1958.
4. D. Wills, Observatory, 86, 140, 1966.

* Работает под руководством Объединенных университетов по контракту с Национальным научным фондом.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

КОНТУРЫ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ ВОДОРОДА H_α В СПЕКТРАХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Г. В. ЗАЙЦЕВА, Е. А. КОЛОТИЛОВ

Поступила 18 декабря 1972

Пересмотрена 10 апреля 1973

Определены контуры H_α -эмиссии для 22 неправильных переменных звезд. Наблюдения проведены со спектрографом и ЭОП, установленными на 125-см рефлекторе (дисперсия 20 А/мм). Характер контуров указывает на газовую оболочку как источник H_α -эмиссии. Предположено, что все изученные звезды родственны в этом отношении, несмотря на разнообразие их спектральных типов (от В до М) и светимостей. Контуры, по-видимому, определяются полем скоростей, причем движения в оболочках разнообразны: вращение, расширение и сжатие. Обнаружены быстрые изменения контуров у переменных BN Ori, UX Ori, VX Cas и WW Vul.

Изучение контуров эмиссионных линий в спектрах звезд дает большую информацию о физическом состоянии и характере движения их оболочек. У некоторых звезд типа Т Тау контуры ярких линий изучались Кухи [1, 2]. Он пришел к выводу о наличии расширяющихся оболочек и оценил скорость потери массы у этих звезд. Контуры эмиссионной линии H_α у восьми звезд, связанных с туманностями, исследовались Дибеем и Есиповым [3, 4], которые отметили более сложный характер движений и, в частности, наличие вращательных движений в оболочках. Уокер [5, 6] обнаружил у некоторых орионовых переменных процесс движения окружающего вещества к звезде. По наблюдениям эмиссионных линий у переменных звезд в туманности Ориона и скоплении NGC 2264 он оценил скорость выпадения вещества на звезду, отметил быстрые изменения эмиссионного спектра. Авторами [7] сообщалось о довольно быстрых изменениях контура H_α -эмиссии у трех неправильных переменных звезд.

В декабре 1971 г. — мае 1972 г. и в сентябре 1972 г. нами были проведены спектральные наблюдения области H_α у 22 неправильных

переменных звезд с целью получения контуров линии. В программу наблюдений были включены звезды из работы [3] для выяснения возможной переменности контуров. В программу вошли также неправильные переменные звезды, для которых в последнее время на Крымской станции ГАИШ проводились фотозлектрические UVV наблюдения [8, 9]—это звезды типа Т Тау, орионовы переменные и звезды, не имеющие заметной связи с туманностями. Большинство звезд программы были известны как H_2 -эмиссионные по работам Джоя [10], Хербига [11—13] и др. О наличии эмиссии в линии водорода H_2 у звезд VX Cas, BH Cep, BO Cep и SV Cep впервые было сообщено в [14].

Наблюдения и методика обработки. Данные о наблюдательном материале приведены в табл. 1. Все спектральные наблюдения были проведены на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ с помощью установленного в касегреновском фокусе дифракционного спектрографа (решетка 1200 *штрих/мм*). Приемником излучения служил контактный ЭОП с мультищелочным фотокатодом. Дисперсия спектрограмм 20 $\text{\AA}/\text{мм}$, спектральное разрешение 1 $\text{\AA}$ или 45 км/сек . Фотографирование велось на предварительно подсвеченной эмульсии Kodak 103a-D, в качестве спектра сравнения впечатывался спектр неоновой лампы. Все спектры звезд расширялись в пределах 0.2—0.5 мкм , диапазон экспозиций составлял от 6 до 75 *мин*.

Спектрограммы были записаны в плотностях с увеличением в 50 раз на микрофотометре МФ-4 с фотоумножителем. Наблюдаемые контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра. У ряда звезд обнаружено изменение контура линии со временем, переменные контуры приводятся отдельно для каждой даты наблюдений. В остальных случаях приводится контур, осредненный по всем спектрограммам данной звезды. Точность построения контура оценивалась по линии поглощения H_2 стандартной звезды спектрального типа B0 (по нескольким спектрограммам) и составляет 0.03 единицы непрерывного спектра. Ширина инструментального контура, измеренная по линиям спектра неона, равна $\sim 2.4 \text{\AA}$ или $\sim 110 \text{ км/сек}$. Длины волн измерялись относительно линий неона по регистрограммам и, в некоторых случаях, на однокоординатном станке МИР-4 (цена одного деления шкалы—0.01 мкм), во все измерения введена поправка за орбитальное движение Земли.

В некоторые ночи параллельно спектральным наблюдениям делались фотозлектрические оценки блеска звезды. UVV-наблюдения проводились на 60-см рефлекторе с помощью автоматического электрофотометра [16].

Таблица 1

Звезда	Звездная величина (max—min)	Спектр	Тип пере- менности	Даты получения спектрограмм
VX Cas	10.7—13.3	A0	Is	29—30.XII. 71. 4—5.I, 1—2.II, 13—14.II. 3—4.III. 72
RY Tau	9.3—12.3	dF8e—dG2e	InT	11—12.XII. 71, 11—12.XII, 14— —15.XII. 71
T Tau	9.6—13.5	dG5e	InT	11—12.XII. 71, 11—12.XII, 15— —16.XII. 71
DF Tau	11.7—15.0	dM0e	InT	4—5.I, 5—6.I, 29—30.I, 1—2.II 72
DG Tau	11.8—14.9	dGe	InT	5—6.I, 8—9.I, 1—2.II. 72
AB Aur	7.2— 8.4	B9elV—V	Ina	11—12.XII, 15—16.XII, 29— 30.XII. 71
SU Aur	9.7—11.3	G2ne III	Ins	11—12.XII, 15—16.XII. 71
UX Ori	8.7—12.8	A3e	Isa	15—16.XII, 29—30.XII. 71; 13— —14.II, 3—4.III, 7—8.III, 13— —14.III. 72
RW Aur	9.6—13.6	dG5e	IsT	5—6.I, 8—9.I, 29—30.I, 31.I— —1.II. 72
BN Ori	9.0—13.7	pec (A+F8)	Inas	15—16.XII. 71; 4—5.I, 8—9.I, 29—30.I, 31.I—1.II, 1—2.II, 9—10.II, 7—8.72
V 380 Ori	9.8—10.5	B8—A2e	InT	14—15.XII, 15—16.XII. 71
RR Tau	10.2—14.2	A2e II—III	Inas	10—11.II, 7—8.III. 72
FU Ori	9.7—16.5	F2:p I—II		14—15.III. 72
LK H ₂ 215	10.6	Be+shell		15—16.XII. 71
R Mon	11.3—13.8	A+Fpe*	Ina*	13—14.III, 20—21.III. 72
Z CMa	8.8—11.2	pec	Ina	14—15.XII, 15—16.XII. 71
XX Oph	9.1—11.1	Bep	Ia	24—25.V, 27—28.V, 27—28.V, 27—28.V. 72
WW Vul	10.9—12.6	A3e	Isa	12—13.III, 13—14.III, 21—22.IX, 27—28.IX, 29—30.IX. 72
BD+40°4124	10.5	Be		4—5.I. 72
BH Cep	11.5—12.7	F5 IV	Is	22—23.V, 29—30.V. 72
BO Cep	12.4—13.7	F2:	Ins	22—23.V. 28—29.V, 29—30.V, 29—30.V. 72
SV Cep	10.1—12.1	A0	Is	24—25.V, 28—29.V. 72

Примечание. Для всех звезд данные взяты из ОКПЗ [15], а для Lk H₂ 215 и BD+40°4124—из [13].

Характеристики наблюдаемых контуров эмиссионной линии H_{α} . Большинство наблюдавшихся звезд имеет эмиссионную линию H_{α} , разделенную линией поглощения на два компонента, эти контуры приводятся на рис. 1—3.

Для двухкомпонентных контуров измерялось отношение V/R центральных интенсивностей фиолетового V и красного R компонентов, смещение максимума абсорбции оболочки $v_{\text{абсорб.}}$ в км/сек, эквивалентная ширина W_{λ} эмиссии в Å, полная ширина эмиссионной линии $\Delta\lambda$ в Å на уровне непрерывного спектра. Для ряда звезд результаты измерений собраны в табл. 2. Ввиду большой интенсивности линии H_{α} для звезды BD+40°4124 мы не смогли построить ее контур. Однако на спектрограмме линия выглядит двухкомпонентной, красный компонент сильнее фиолетового. Согласно [17], подобный вид имеют остальные водородные линии у этой звезды.

Таблица 2

Звезда	$v_{\text{абсорб.}}$ (км/сек)	$v_{\text{эмис.}}$ (км/сек)	W_{λ} (Å)	V/R	$\Delta\lambda$ (Å)
Lk H_{α} 215	0		20	1.2	26
DG Tau	—140		35	0.16	21
DF Tau	—90		26	0.50	19
XX Oph	—450		70	0.03	42
RW Aur	—55		56	0.50	30
RR Tau	0		20	0.86	20
R Mon	—110		54	0.36	34
RY Tau	—90		19	0.53	22
SU Aur	—50÷—90		1.9÷3	0.87÷0.44	15
SU Cep	0		18÷21	1.9÷1.8	20
BH Cep	—55÷—110		2.6÷3	0.58÷0.7	16÷17
BD+40°4124	—60			<1	
VX Cas	—15÷+40		6.5÷11.5	0.80÷2.00	17÷19
AB Aur		+70	11		16
V380 Ori		0	55		19
T Tau		0	22		16
BO Cep		—45	4.5		12
Z CMa	—570	0	эм.7, абс.9		
FU Ori	—230	0	эм.0.5, абс.3.5		

Для звезд SU Aur, SV Cep и BH Cep получены по две спектрограммы, и они показывают небольшие изменения контура линии со временем. На рис. 1 для этих звезд приводится только по одному

контуру, а в табл. 2 указаны пределы изменения соответствующих величин. У SV Cep наблюдаемый контур состоит из широкой линии поглощения звезды и эмиссионной линии оболочки. Излучение оболочки выделялось по формуле $I_{\text{обол.}} = I_{\text{набл.}} - I_{\text{звезды}}$, где $I_{\text{обол.}}$, $I_{\text{звезды}}$ и $I_{\text{набл.}}$ соответственно, интенсивности излучения оболочки, звезды и наблюдаемая интенсивность.

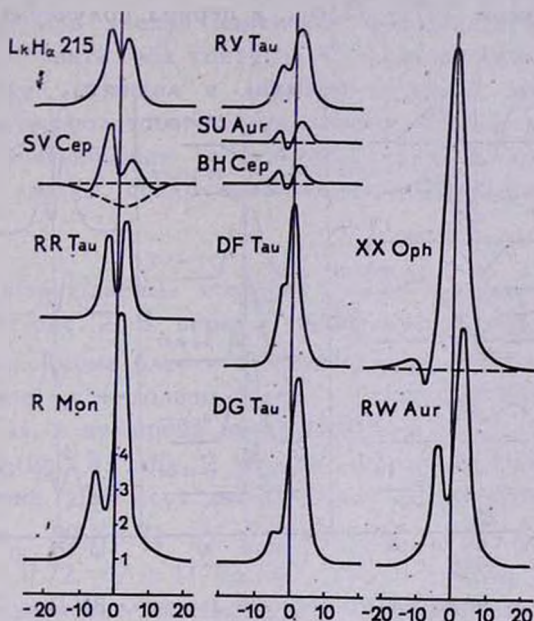


Рис. 1. Двухкомпонентные контуры H α -эмиссии для ряда неправильных переменных звезд. Контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра, по оси абсцисс отложены $\pm \Delta\lambda$ в ангстремах. Масштаб шкалы интенсивностей одинаков для всех контуров (указан для R Mon).

У четырех звезд удалось проследить за изменениями контура линии H α со временем более подробно.

BN Ori. На рис. 2 представлены контуры H α в разные даты наблюдения для звезды BN Ori. На спектрограмме, полученной 15.XII.71, линия является двухкомпонентной с $V/R \approx 1$ и $v_{\text{абсорб.}} \sim 90$ км/сек, ширина линии $\Delta\lambda \sim 40$ А. Характер дальнейших изменений контура следующий: на всех спектрограммах присутствует переменное красное крыло эмиссии, тогда как наибольшим изменениям подвержено фиолетовое крыло линии. Появляющаяся абсорбция указывает, по-видимому, на кратковременные выбросы вещества со ско-

ростью примерно $—700$ км/сек. По многолетним рядам наблюдений, собранным в [18], BN Ori свойственно долгое пребывание в максимуме блеска с незначительными колебаниями и редкие, непродолжительные ослабления блеска. Эти „бурные“ и „спокойные“ интервалы отстоят друг от друга примерно на 10^4 суток. Согласно фотозлектрическим UVV-наблюдениям этой звезды, выполняемым на Крымской станции ГАИШ, в 1967 г. и 1970 г. блеск звезды был приблизительно постоянным. Зимой 1971–72 гг., в период получения спектрограмм,

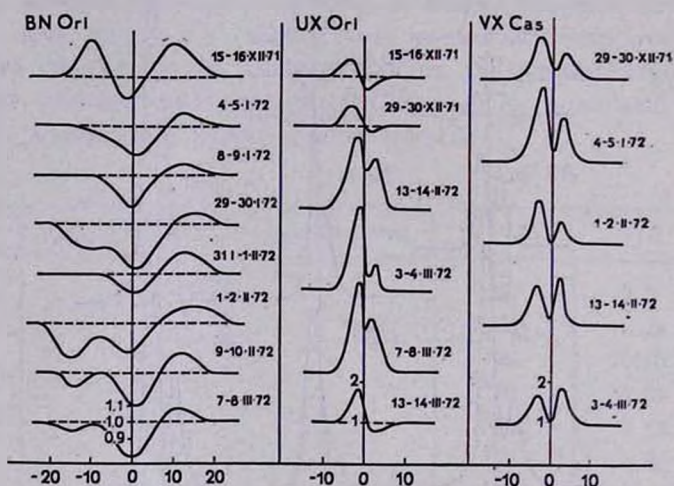


Рис. 2. Переменные контуры $H\alpha$ -эмиссии для звезд BN Ori, UX Ori и VX Cas. Контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра, по оси абсцисс отложены $\pm \Delta\lambda$ в ангстремах. Для BN Ori масштаб по оси ординат более крупный, чем для UX Ori и VX Cas, вертикальной черточкой указана ошибка построения контура.

звезда показала небольшие колебания блеска с амплитудой не более 0^m02 . Не исключено, что в ближайшие годы ожидается новый цикл активности. Наблюдаемая спектральная переменность в линии $H\alpha$ свидетельствует о небольших по масштабу явлениях в оболочке звезды.

UX Ori. Контуры линии $H\alpha$ в разные даты для звезды UX Ori приведены на рис. 2. Необходимо отметить высокую активность звезды в период спектральных наблюдений — ее блеск непрерывно колебался с амплитудой около 2^m в фильтре V. Характер изменений контура следующий: на всех спектрограммах присутствует переменный фиолетовый компонент, причем основные изменения происходят в красном

крыле линии. В трех случаях наблюдается контур „обратный P Cyg“, указывающий, по-видимому, на движение вещества к звезде. Остальные три двухкомпонентных контура характеризуются отношением $V/R > 1$ и смещением максимума абсорбции в длинноволновую область спектра. Для двух дат имеются фотополитрические величины блеска звезды: 13.II.72 $V = 11^m8$, $(B - V) = +0^m45$, $(U - B) = +0^m38$ и 13.III.72 $V = 10^m6$, $(B - V) = +0^m41$, $(U - B) = +0^m55$. Знание величин V позволило учесть изменение интенсивности непрерывного спектра и сопоставить оба контура. С уменьшением блеска контур „обратный P Cyg“ перешел в двухкомпонентный контур, центральная интенсивность фиолетового эмиссионного компонента уменьшилась. Отметим, что исчезновение „обратного P Cyg“ контура с уменьшением яркости звезды обнаружено также Уокером [6] для звезды SU Ori.

VX Cas. Наблюдаемые контуры линии H α для звезды VX Cas представлены на рис. 2. В период спектральных наблюдений звезда находилась в максимуме блеска с колебаниями, достигающим до 0^m4 в фильтре V. Сильных алгоподобных ослаблений блеска, характерных для VX Cas, в это время не наблюдалось. Все контуры являются двухкомпонентными, в табл. 2 указаны пределы изменения соответствующих величин. Для двух дат имеются фотополитрические оценки блеска звезды: 29.XII.71 $V = 11^m31$, $(B - V) = +0^m31$, $(U - B) = +0^m42$ и 1.II.72 $V = 11^m03$, $(B - V) = +0^m24$, $(U - B) = +0^m28$. После учета изменения интенсивности непрерывного спектра можно сказать следующее: при возрастании блеска отношение V/R увеличилось в основном за счет увеличения центральной интенсивности фиолетового компонента, полная интенсивность эмиссии практически не изменилась, ширина линии уменьшилась на 4 Å.

WW Vul. Для звезды WW Vul имеется пять спектрограмм (табл. 1). Контуры линии H α на двух весенних спектрограммах одинаковы, по спектрограмме от 21.XI.72 контур уверенно построить нельзя, но качественно он согласуется с двумя другими осенними спектрограммами. Для трех дат наблюдений в табл. 3 приводятся фотополитрические оценки блеска звезды.

На рис. 3 представлены контуры линии H α для тех же дат, причем контуры построены с учетом изменения интенсивности непрерывного спектра. Измеренные характеристики контуров даны в табл. 3. С уменьшением блеска звезды можно заметить следующее: интенсивность эмиссионной линии уменьшается, абсорбция смещается в ко-

ротковолновую сторону спектра, отношение V/R стало меньше 1, тогда как ширина эмиссии изменилась незначительно.

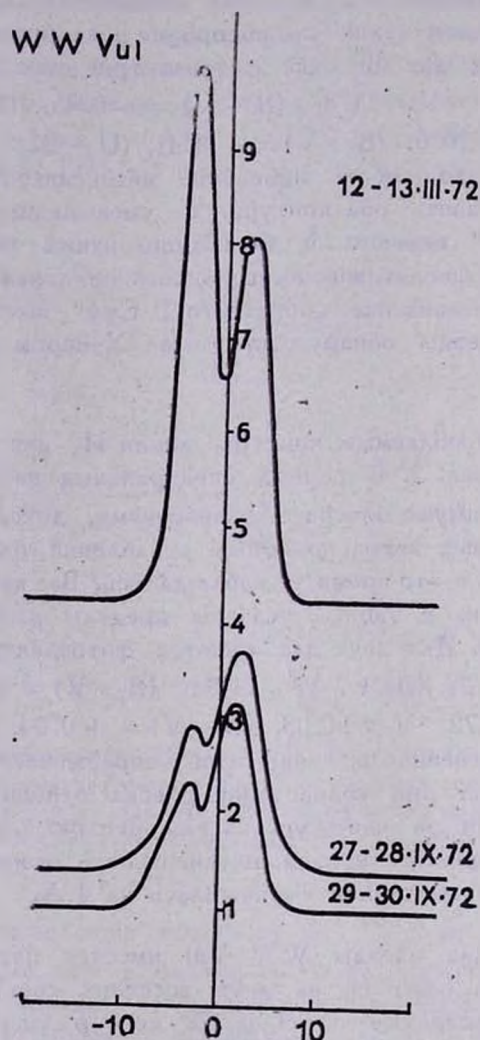


Рис. 3. Контуры $H\alpha$ -эмиссии для звезды WW Vul, построенные с учетом изменения интенсивности непрерывного спектра. За единицу принята интенсивность непрерывного спектра, соответствующего минимальному наблюдаемому блеску звезды 29—30.IX.72. Шкала оси абсцисс аналогична рис. 1 и 2.

У нескольких из изученных нами звезд наблюдаемая линия $H\alpha$ представляет собой одиночную эмиссию (рис. 4). Измеренные для таких контуров лучевые скорости $v_{\text{эмисс.}}$ в км/сек, W_λ и $\Delta\lambda$ даны в

табл. 2. У звезды BO Cep эмиссия оболочки наложена на звездную линию поглощения (ширина линии поглощения $\sim 22\text{\AA}$), излучение оболочки выделялось так же, как и в случае SV Cep. Следует отметить здесь, что приводимые ранее Кухи [1] контуры линии H α для T Tau являются двухкомпонентными. Для AB Aur отмечалось в [19], что линия H α переменна, и наблюдалась как однокомпонентный, так и двухкомпонентный контур эмиссии.

Таблица 3

Дата	V	B-V	U-B	V/R	$v_{\text{абсорб.}}$ (км/сек)	$\mathcal{W}_{\lambda}$ (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)
12.III. 72	10. ^m 60	+0. ^m 40	—	1.5	0	41	17
27.IX. 72	11.75	+0.52	+0.26	0.65	-65	20	20
29.IX. 72	12.18	+0.52	—	0.6	-80	17	19

У двух звезд линия H α имеет контур типа P Cug (рис. 4), свидетельствующий о наличии расширяющейся водородной оболочки. Для звезд Z CMa и FU Ori измеренные характеристики контуров, $v_{\text{абсорб.}}$ и $v_{\text{эмис.}}$, даны в табл. 2.

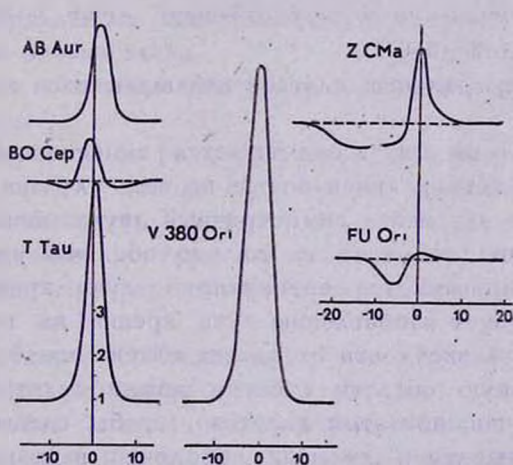


Рис. 4. Наблюдаемые в линии H α для некоторых неправильных переменных звезд контуры одиночной эмиссии и контуры типа P Cug. Оси абсцисс и ординат аналогичны рис. 1. Масштаб шкалы интенсивностей одинаков для всех контуров (указан для T Tau).

Наши наблюдения и сравнение наших наблюдений с результатами других авторов [1, 3, 7, 19] показывают, что у многих неправильных переменных звезд контур H α -эмиссии является переменным.

Обсуждение результатов. Наблюдавшиеся звезды по ряду признаков не являются однородной группой объектов. Согласно морфологической классификации, предложенной Холоповым [20], неправильные переменные, связанные с туманностями, называются орионовыми переменными. Среди них выделяется группа звезд типа Т Тау, обладающая характерными спектральными признаками. Имеется также группа неправильных переменных, не обнаруживающих заметной связи с туманностью. Спектры этих звезд мало отличаются от спектров нормальных звезд соответствующих спектральных классов, их показатели цвета ($U-B$) и ($B-V$) близки к показателям цвета обычных звезд главной последовательности тех же спектральных типов. Представители всех названных групп вошли в программу наблюдений.

По фотометрическому поведению звезды программы очень разнообразны. Для одних (VX Cas, SV Cep) характерны глубокие (до $1^m.5$) ослабления блеска продолжительностью в несколько дней, для других (RY Tau) такие ослабления бывают более продолжительными (50—100 дней). У ряда звезд наблюдаются „периоды спокойствия“, сменяемые бурной активностью звезды, когда блеск непрерывно изменяется на $1^m.5-2^m$ на протяжении нескольких дней (UX Ori, WW Vul). Т Тау большую часть времени показывает лишь слабые колебания блеска с амплитудой до $0^m.2$.

Диапазон спектральных классов наблюдавшихся звезд очень широк: от В до M0.

Линия H_α у всех этих звезд является эмиссионной и, как показали наблюдения, контур линии почти во всех случаях сложный. Согласно [21], более или менее симметричный двухкомпонентный контур эмиссионной линии указывает на то, что оболочка вращается и ось вращения ориентирована перпендикулярно лучу зрения (одиночная эмиссия соответствует направлению луча зрения на полюс вращающейся звезды). В зависимости от сдвига максимума абсорбции в фиолетовую или красную области спектра можно судить о расширении или сжатии оболочки, при этом для того, чтобы сделать окончательный вывод о направлении движения оболочки, надо принять во внимание лучевую скорость фотосферы звезды. К сожалению, для неправильных переменных звезд спектральных исследований с хорошей дисперсией существует очень мало, физические условия в оболочках, их размеры и форма известны тоже недостаточно хорошо. Для сравнения можно указать, что для Ве-звезд теоретические расчеты контуров эмиссионной линии H_α [22, 23] хорошо согласуются с результатами наблюдений.

При анализе сильных водородных линий излучения необходимо учитывать возможное влияние штарк-эффекта и затухания вследствие излучения. Эти вопросы требуют специального исследования, как например, проведенного в [24]. Полученные контуры линии H α (рис. 1—4) не показывают протяженных крыльев (за исключением звезд XX Ori, R Mon и RW Aur), в среднем ширина линий $\sim 20\text{\AA}$ и не очень сильно изменяется у переменных линий. По-видимому, наблюдаемые контуры определяются полем скоростей в оболочках.

У наблюдавшихся звезд характер движения оболочек разнообразен — от вращения (пример Lk H α 215) до расширения (пример Z CMa) или, возможно, сжатия (пример UX Ori). В остальных случаях на наблюдаемый контур влияют, по-видимому, и вращение (в зависимости от наклона оси вращения), и расширение или сжатие оболочки. Отметим, что у всех звезд нашей программы спектральных классов позднее F, имеющих двухкомпонентный контур, максимум абсорбции смещен в фиолетовую сторону спектра и отношение V/R меньше 1.

Наблюдаемая в ряде случаев довольно быстрая переменность контуров линии H α указывает на нестационарность процессов в оболочках неправильных переменных звезд. Этот вывод следует и из проводимых параллельно спектральным наблюдениям фотоэлектрических измерений блеска звезд.

В итоге, на основании полученного материала, можно сформулировать следующее:

1. У разнородной по ряду признаков группы неправильных переменных звезд линия водорода H α является эмиссионной и имеет, как правило, сложный контур.

2. Наблюдаемые контуры линии H α свидетельствуют о сложном и разнообразном характере движений вещества в оболочках исследуемых звезд.

3. В ряде случаев обнаружена корреляция изменения контура линии H α с общим изменением блеска звезды.

В заключение авторы выражают благодарность Э. А. Дибая за постановку задачи и постоянное внимание к работе, В. Ф. Есипову за предоставление аппаратуры для спектральных наблюдений и В. Г. Горбацкому за полезное обсуждение результатов.

Крымская станция

Государственного астрономического института
им. П. К. Штернберга

EMISSION H_2 PROFILES IN THE SPECTRA OF
IRREGULAR VARIABLE STARS

G. V. ZAYTSEVA, E. A. KOLOTILOV

The profiles of H_2 -emission have been found for 22 irregular variables. The observations were carried out with the image tube spectrograph (dispersion 20 Å/mm) installed at the 125 cm reflector. The character of profiles points to a gaseous envelope as a source of H_2 -emission. All stars studied are supposed to be common in this respect, in spite of the variety of their spectral types (from B to M) and luminosities. The field of velocities seems to determine the profiles of H_2 -emission, the motions in envelopes being various: rotation, expansion and contraction. Fast changes of profiles have been found for variables BN Ori, UX Ori, VX Cas and WW Vul.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. V. Kuht, Ap. J., 140, 1409, 1964.
2. L. V. Kuht, Ap. J., 143, 991, 1966.
3. E. A. Dibay, V. F. Estrov, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, Budapest, 1966, p. 107.
4. Э. А. Дибай, Астрофизика, 5, 249, 1969.
5. M. F. Walker, A. J., 68, 298, 1963.
6. M. F. Walker, Ap. J., 175, 89, 1972.
7. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилова, Астрон. цирку., № 699, 1972.
8. Г. В. Зайцева, П.Э., 17, 294, 1970.
9. Г. В. Зайцева, Астрон. цирку., № 628, 1971.
10. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
11. G. H. Herbig, Trans. IAU, 8, 805, 1954.
12. G. H. Herbig, Ap. J., 131, 632, 1960.
13. G. H. Herbig, Ap. J., Suppl. ser., 4, 337, 1960.
14. Г. В. Зайцева, В. Ф. Есипов, Астрон. цирку., № 712, 1972.
15. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд, III изд., М., 1970.
16. В. М. Лютый, Сообщ. ГАИШ, № 172, 30, 1971.
17. S. E. Strom, K. M. Strom, J. Jost, Ap. J., 173, 353, 1972.
18. Б. А. Драгомарецкая, Астрофизика, 1, 455, 1965.
19. Т. М. Рачковская, Изв. КрАО, 36, 210, 1967.
20. П. Н. Холопов, в кн. "Эруптивные звезды", Наука, М., 1970, стр. 241.
21. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, АГУ, 1947.
22. J. M. Marlborough, Ap. J., 159, 575, 1970.
23. J. M. Marlborough, J.-R. Roy, Ap. J., 169, 327, 1971.
24. А. А. Боярчук, И. И. Проник, Изв. КрАО, 31, 3, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ЗВЕЗД ВЕГА И АГЕНА В ОБЛАСТИ 2000—3800 А

Г. А. ГУРЗАДЯН, Д. Б. ОГАНЕСЯН

Поступила 2 февраля 1972

Пересмотрена 22 декабря 1972

Приведены результаты обработки коротковолновых спектрограмм Веги (α Lyr A0V) и Агены (β Cen B1 II) в области 2000—3800 А. Спектрограммы были получены с помощью орбитальной астрофизической обсерватории „Орион-1“, установленной на пилотируемой станции „Салют-1“. Было обнаружено некоторое изменение в спектральной чувствительности аппаратуры „Орион“ после ее двухмесячного пребывания в условиях космического пространства. Найденное из наблюдений распределение энергии в непрерывном спектре Веги в области 2000—3800 А находится в хорошем согласии с теорией. В случае же Агены согласие наблюдений с теорией получается при эффективной температуре 30000 °К для области спектра 2000—3600 А, что значительно отличается от обычной температуры звезды класса В1 (24000 °К).

Имеется ряд успешных попыток получения коротковолновых спектрограмм звезд с применением фотографического метода. Мы имеем в виду, в частности, эксперименты Мортон и Дженкинса [1, 2] по получению спектрограмм шести ярких звезд в созвездии Ориона в области длин волн 1200—2800 А; Кондо и др. [3] — спектрограмм Канопуса в области 2000—4000 А; Боггесс и Кондо [4] — спектрограмм нескольких ярких звезд в области 1600—2800 А и т. д. Во всех случаях спектрограммы были получены с использованием бесщелевых спектрографов с различными спектральными разрешениями — от 1 А до 30 А.

В июне 1971 г. с помощью астрофизической обсерватории „Орион-1“, установленной на орбитальной станции „Салют-1“, были получены фотографическим способом бесщелевые спектрограммы звезд Вега (α Lyr, A0V) и Агены (β Cen, B1II) в области длин волн 2000—3800 А. Спектрограммы получены с помощью зеркального телескопа системы Мерсена (диаметр главного зеркала 280 мм, радиус кри-

визны 1500 мм) в комбинации со спектрографом системы Уодстворда (решетка с 1200 штрихами на 1 мм, радиус кривизны 500 мм, угол падения 18.5). Использована фотопленка типа УФШ-4, чувствительная в области вакуумного ультрафиолета. Дисперсия спектрографа 32 А/мм, разрешающая сила полученных спектрограмм — около 5 А на 2600 А.

Исследуемая звезда в процессе получения спектрограммы гидировалась по двум взаимно перпендикулярным плоскостям с помощью фотовольтрической следящей системы и двухосной механической монтировки. Сам фотовольтрический звездный датчик был разработан по принципу вращающегося полудискового модулятора. Работа фотовольтрической системы гидирования продолжалась непрерывно в течение получения серии спектрограмм с разными экспозициями для данной звезды. Угловая точность гидирования оказалась равной $\pm 15''$; эта точность была выведена из анализа спектральных линий на спектрограммах Веги [5]. Специальный кулачковый механизм, вмонтированный в спектрограф, позволил осуществить плавное расширение спектрограмм в размере 0.40 мм. Однако часть спектрограмм была получена с шириною, примерно в три раза превышающей эту величину; это было вызвано эпизодическими переходами системы в режим автоколебания, к счастью, в плоскости, перпендикулярной дисперсии спектрографа. Вдоль дисперсии система работала вполне нормально, что следует из факта отсутствия размытости спектральных линий (в том числе последних линий бальмеровской серии водорода) на сильно расширенных спектрограммах.

Более подробное описание аппаратуры „Орион-1“ и методики получения спектрограмм, а также их репродукции приведены в [6, 7]. В настоящей статье приводятся результаты обработки этих спектрограмм и сравнение с теорией.

Перед установкой на „Салют“ телескоп „Орион-1“ со спектрографом и используемой фотопленкой были предварительно откалиброваны энергетически с использованием синхротронного излучения электронного кольцевого ускорителя. В результате был найден коэффициент редукции δ_λ , то есть функция относительной чувствительности нашей аппаратуры [8]. Калибровочные спектрограммы на синхротронной установке были получены с сильным диафрагмированием входного отверстия телескопа „Орион-1“. Спектрограммы же Веги и Агены получены при полностью открытом отверстии. Ясно, что абберационные кривые (обусловленные главным образом астигматизмом спектрографа) в этих случаях будут отличаться друг от друга, в результате чего линейная ширина спектрограммы будет меняться вдоль спек-

трограммы. Введя поэтому величину Δ_λ — ширина спектрограммы на данной волне, можно найти истинную интенсивность J_λ в непрерывном спектре звезды из следующего соотношения:

$$J_\lambda = F_\lambda \delta_\lambda, \quad (1)$$

где F_λ есть исправленная на „эффект ширины“ наблюдаемая интенсивность на волне λ , которая связана с неисправленной интенсивностью I_λ соотношением:

$$F_\lambda = I_\lambda \Delta_\lambda. \quad (2)$$

Аналогичным образом можем написать для спектрограмм, полученных на синхротронном пучке:

$$F_\lambda^0 = I_\lambda^0 \Delta_\lambda^0. \quad (3)$$

Наконец, имеем для коэффициента редукции:

$$\delta_\lambda = \frac{F_\lambda^0(\text{теор.})}{F_\lambda^0}, \quad (4)$$

где $F_\lambda^0(\text{теор.})$ есть теоретическая интенсивность в спектре синхротронного излучения на длине волны λ [8].

Метод энергетической калибровки аппаратуры при сильном диафрагмировании входного отверстия в практике применяется довольно часто, если, конечно, есть уверенность, что эффекты избирательного характера отсутствуют. В нашем случае не было достаточных оснований сомневаться в однородности *относительной спектральной чувствительности* оптической системы „Ориона“. Правда, не совсем ясны последствия синхротронного рентгеновского облучения на задиафрагмированной части главного зеркала „Ориона“. Между тем, в образовании спектрограмм звезды принимают участие практически необлученные части зеркала. Специального эксперимента для учета этого эффекта не было поставлено, хотя его необходимость очевидна. Другими данными, внушающими достаточную надежность, мы не располагаем. Однако, учитывая, что главное зеркало подвергалось облучению недолго (меньше часа), можно ожидать, что влияние указанного эффекта будет незначительным.

Большинство из полученных для Вег и Агены спектрограмм оказалось передержанным. Поэтому при окончательной обработке были использованы различные участки разных спектрограмм. Сводка обработанных спектрограмм Вег приведена в табл. 1 с указанием интервала длин волн использованных участков. В случае Агены использованы четыре микрофотометрические записи почернений четырех разрезов одной неравномерно расширенной спектрограммы (12 Å).

Микрофотометрические записи всех спектрограмм получены на саморегистрирующем микрофотометре ИФО-451. Переход от плотности почернения к интенсивностям осуществлен с помощью пяти характеристических кривых, соответствующих разным участкам диапазона 3800—2000 Å; эти кривые приведены в [7]. Линейные ширины $\Delta\lambda$ всех спектрограмм (в том числе и синхротронного излучения) были измерены на микрофотометрических разрезах (поперек дисперсии), снятых на разных длинах волн, и для каждой спектрограммы отдельно. При окончательной обработке использованы: в случае синхротронного излучения — усредненные для данной группы спектрограмм кривые зависимости $\Delta\lambda^0$ от λ , а для Веги и Агены — индивидуальные для каждой спектрограммы кривые зависимости $\Delta\lambda$ от λ .

Таблица 1

СВОДКА ИСПОЛЬЗОВАННЫХ СПЕКТРОГРАММ ВЕГИ

Спектрограмма	Экспозиция	Использованная часть
1 A	40 сек	2200—3700 Å
2 A	90 "	2300—3700 "
3 A	270 "	2050—2600 "
4 A	70 "	2200—3700 "
5 A	350 "	2100—2500 "
6 A	290 "	2200—2800 "
6 A'	290 "	2100—2800 "
7 A*	90 "	Слабая, сильно расш.
8 A*	10 "	Очень слабая, с дефектом
9 A	30 "	2200—3700 Å

* Неиспользованные спектрограммы.

Во втором столбце табл. 2 приведены числовые величины коэффициента редукции δ_λ , найденные описанным выше способом для аппаратуры „Орион-1“. Далее, в табл. 3 приведены числовые значения исправленных на „эффект ширины“ интенсивности F_λ для Веги, найденные по результатам измерений восьми спектрограмм. Эти данные нанесены на рис. 1, а найденные из этого рисунка усредненные величины F_λ (сплошная кривая) были использованы для нахождения истинного распределения интенсивности I_λ в спектре с помощью соотношения (1). Окончательные результаты представлены, после перехода от I_λ к J_λ , в шкале звездных величин на рис. 2 (черные

точки). Там же нанесены теоретические кривые зависимости Δm от $1/\lambda$, соответствующие следующим моделям:

Кривая 1. Модель, рассчитанная Шильдом и др. [9] для

$$T_{\text{эф}} = 9650^{\circ}\text{K} \text{ и } \lg g = 4.05.$$

Кривая 2. Модель, рассчитанная Михаласом [10] для

$$T_{\text{эф}} = 10080^{\circ}\text{K}, \lg g = 4.0 \text{ и } \text{He}/\text{H} = 0.15.$$

Кривая 3. Модель, рассчитанная Штромом и Эвреттом [11] для

$$T_{\text{эф}} = 10000^{\circ}\text{K}, \lg g = 4.0 \text{ и } X = 0.83.$$

В интересующем нас диапазоне длин волн (2000—3800 А) эти модели дают результаты, очень немногим отличающиеся друг от друга.

Таблица 2
ЧИСЛОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТА
РЕДУКЦИИ δ_{λ}

λ , А	δ_{λ}		
	„Орион-1“	„Орион-1А“	Теорет.
3700	—	2.04	1.50
3600	2.75	1.72	1.23
3500	1.85	1.49	1.04
3400	1.43	1.35	0.92
3300	1.20	1.20	0.86
3200	1.09	1.11	0.83
3100	1.00	1.05	0.83
3000	0.98	1.02	0.85
2900	0.98	1.01	0.90
2800	1	1	1
2700	1.05	1.03	1.15
2600	1.14	1.09	1.33
2500	1.32	1.22	1.62
2400	1.72	1.59	2.20
2300	2.54	2.50	3.20
2200	4.75	4.70	5.30
2100	13.20	12.50	13.20
2050	24.4	29.0	26.6

Как следует из рис. 2, наши измерения дают результаты, заметно расходящиеся с теоретическими кривыми; при этом наблюдения

дают избыток энергии около бальмеровского скачка и дефицит энергии в области 2300—2600 Å. Расхождение в обоих случаях порядка $0.2-0.3$. Оно может быть истолковано двояко.

Таблица 3

НАБЛЮДАЕМЫЕ, НЕ РЕДУЦИРОВАННЫЕ, НО ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА „ЭФФЕКТ ШИРИНЫ“ ИНТЕНСИВНОСТИ F_{λ} ($=I_{\lambda} \Delta_{\lambda}$) ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ВОСЬМИ СПЕКТРОГРАММ ВЕГИ

λ , Å	1 Å	2 Å	3 Å	4 Å	5 Å	6 Å	6 Å'	9 Å
3700	0.52	0.71	—	0.47	—	—	—	0.44
3600	0.62	0.82	—	0.56	—	—	—	0.56
3500	0.73	0.90	—	0.66	—	—	—	0.71
3400	0.90	1.00	—	0.84	—	—	—	0.80
3300	1.05	1.06	—	0.98	—	—	—	0.88
3200	1.14	1.08	—	1.04	—	—	—	0.94
3100	1.17	1.10	—	1.09	—	—	—	1.11
3000	1.17	1.06	—	1.12	—	—	—	1.09
2900	1.10	1.03	—	1.10	—	—	—	1.06
2800	1	1	—	1	—	1	1	1
2700	0.92	0.92	—	0.91	—	0.86	0.89	0.92
2600	0.81	0.84	0.84	0.84	—	0.76	0.79	0.81
2500	0.67	0.66	0.75	0.67	0.68	0.65	0.64	0.68
2400	0.52	0.48	0.59	0.53	0.54	0.52	0.50	0.53
2300	0.35	0.31	0.42	0.37	0.36	0.36	0.34	0.42
2200	0.20	—	0.28	0.27	0.22	0.18	0.16	0.29
2100	—	—	0.167	—	0.11	—	0.06	—
2050	—	—	0.124	—	—	—	—	—

Первое—допустить, что оно вызвано просто ошибками измерения порядка $0.2-0.3$. Тогда можно сделать заключение о согласии — в пределах ошибок измерений — теории с наблюдениями.

Второе, что ошибки измерения небольшие и, во всяком случае, не больше 0.2 , а наблюдаемое расхождение вызвано другими причинами, в частности, избирательными изменениями спектральной чувствительности аппаратуры „Орион-1“ или ее отдельных элементов.

Второе объяснение кажется нам более вероятным, если иметь в виду, что спектрограммы Веге и Агены получены после двухмесячного пребывания аппаратуры „Орион-1“ в космическом пространстве, а фотопленка оказалась сильно завуалированной, очевидно, в результате облучения жесткой радиацией [7].

Чтобы убедиться в разумности второго предположения, мы решили воспользоваться имеющимся в нашем распоряжении вторым штатным комплектом аппаратуры из серии „Орион“, а именно, „Орион-1А“, по всем своим параметрам идентичным с „Орион-1“. В

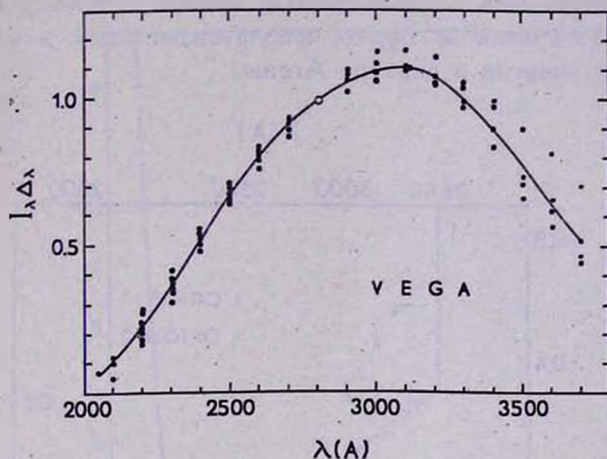


Рис. 1. Наблюдаемые, не редуцированные, но исправленные за „эффект ширины“ интенсивности $F_{\lambda} = I_{\lambda} \Delta \lambda$ в спектре Вегы, по результатам измерений восьми спектрограмм (табл. 2).

частности, аппаратура „Орион-1А“ была установлена в камере синхротронной установки и был найден для нее коэффициент редукции δ_{λ} ; результаты представлены в табл. 2 (столбец 3). Вопреки ожиданию, обе кривые δ_{λ} , построенные для „Орион-1“ и „Орион-1А“, оказались почти совпадающими (рис. 3, кривая 1, где точки соответствуют „Ориону-1“, а кружки — „Ориону-2“), по крайней мере в интервале 3500—2050 Å. Дальше мы поступили следующим образом: было найдено описанным выше способом, то есть с использованием соотношения (1) и кривой на рис. 1, наблюдаемое распределение энергии в спектре Вегы, J_{λ} , однако на этот раз используя числовые значения δ_{λ} , найденные для „Орион-1А“. Результаты представлены на том же рис. 2 (кружки).

Тот факт, что использование калибровочных кривых обоих комплектов аппаратуры — „Орион-1“ и „Орион-1А“ — приводит к почти одинаковому распределению энергии в спектре Вегы (разброс при этом оказался не больше 0.1), может служить свидетельством того, что спектральная чувствительность аппаратуры „Орион-1“ в реальных условиях работы на орбите действительно претерпела изменения.

Приняв сделанное замечание за основу, далее мы нашли истинную (или расчетную) кривую коэффициента редукции из условия совмещения наблюдаемого нами распределения энергии в спектре Веги с теоретическим распределением (вернее, с кривой 2 на рис. 2); полученные результаты представлены в четвертом столбце табл. 2, а построенная по этим данным кривая δ_λ приведена на рис. 3 (кривая 2). Эта кривая и будет использована ниже для нахождения распределения энергии в спектре Агены.

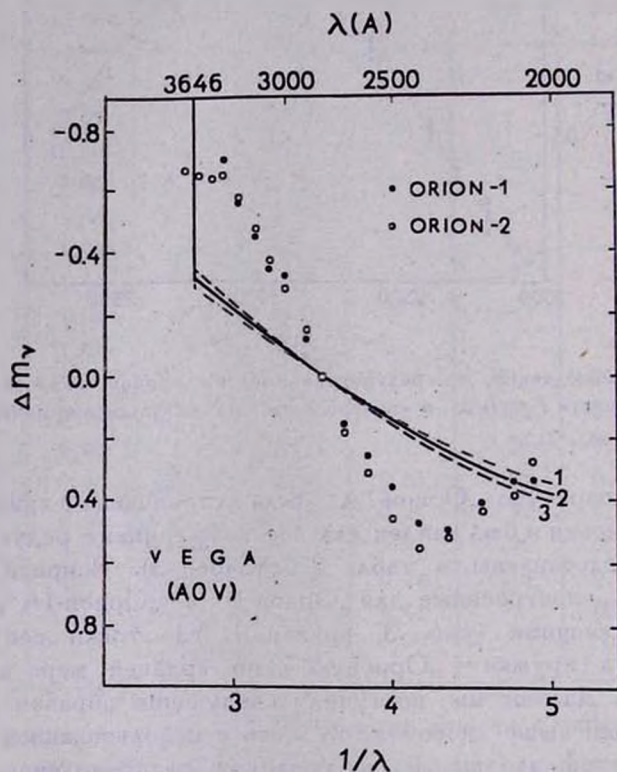


Рис. 2. Найденное по наблюдениям „Орион-1“ распределение энергии в спектре Веги при использовании редукционной кривой „Орион-1“ (точки) и „Орион-1А“ (кружки). Кривые 1, 2 и 3 соответствуют теоретическим моделям [9, 10 и 11] (см. в тексте).

Результаты непосредственных измерений спектрограмм Агены, то есть величины неисправленной за „эффект ширины“ спектрограммы интенсивности I_λ нанесены на рис. 4, а усредненные по этим данным значения I_λ приведены в табл. 4 наряду с измеренными значениями Δ_λ для Агены. С помощью этих данных и вышеприведенных соотно-

шений были найдены величины J_{λ} , а затем Δm , в интервале 2050—3700 А. Результаты, которые оказались довольно интересными, представлены на рис. 5 (точки) наряду с теоретической кривой (сплошная линия), рассчитанной Михаласом [10] для звезды класса В1 с $T_{\text{эф}} = 24000^{\circ}\text{K}$ и $\lg g = 4.0$. Заметим, что эта кривая полностью сов-

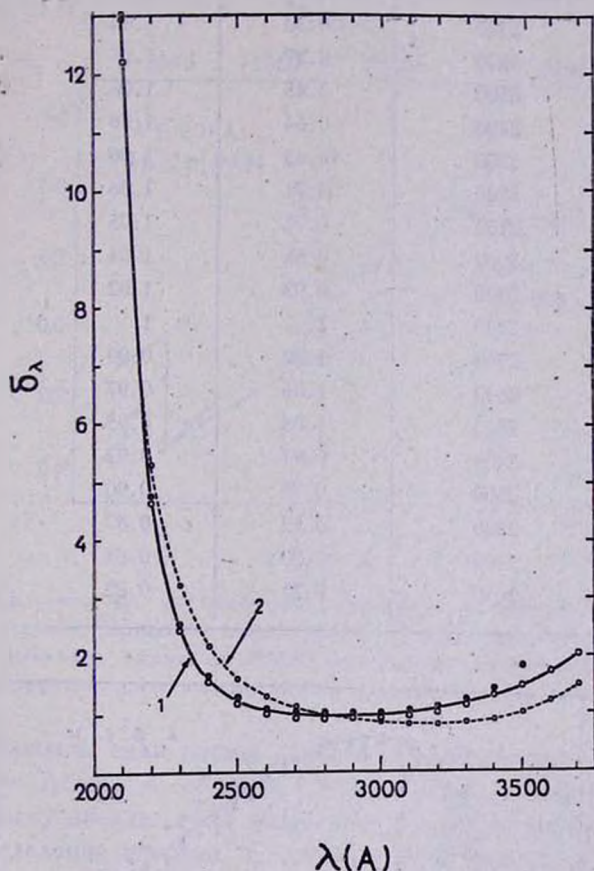


Рис. 3. Зависимость коэффициента редукции δ_{λ} от длины волны. Кривая 1 — по результатам калибровки „Ориона-1“ (точки) и „Ориона-1А“ (кружки). Кривая 2 — расчетная, найденная по совмещению наблюдаемого и теоретического спектров Вегы.

падает с кривой, рассчитанной Ван Циттерсом и Мортонем [12] для модели: $T_{\text{эф}} = 22000^{\circ}\text{K}$ и $\lg g = 4.0$. На рис. 5 кружками нанесены также результаты электрофотометрических измерений Аллера и др. [13] для области, длиннее 3400 А.

Таблица 4

УСРЕДНЕННЫЕ И НЕИСПРАВЛЕННЫЕ ИН-
ТЕНСИВНОСТИ I_λ И ШИРИНЫ СПЕКТРО-
ГРАММЫ $\Delta\lambda$ ДЛЯ АГЕНЫ

λ, A	I_λ	$\Delta\lambda$
3700	0.30	1.04
3600	0.37	1.06
3500	0.45	1.06
3400	0.54	1.06
3300	0.63	1.06
3200	0.71	1.06
3100	0.78	1.05
3000	0.86	1.04
2900	0.93	1.02
2800	1	1
2700	1.02	0.99
2600	1.05	0.97
2500	1.03	0.95
2400	0.94	0.92
2300	0.74	0.90
2200	0.52	0.87
2100	0.30	0.84
2050	0.21	0.82

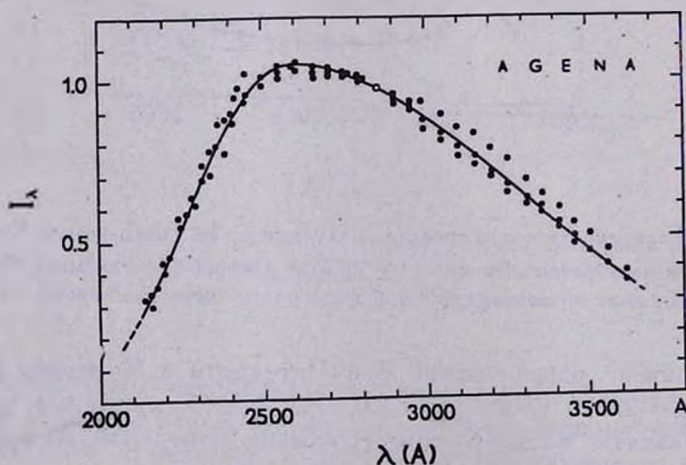


Рис. 4. Наблюдаемое, не редуцированное и не исправленное за «эффект ширины» распределение энергии в спектре Агены.

Как следует из рис. 5, наблюдаемое нами распределение энергии в непрерывном спектре Агены значительно отличается от теоретической модели, соответствующей $T_{\text{эф}} = 22000^\circ\text{—}24000^\circ$. Вместе с тем наблюдаемые точки хорошо согласуются с теоретической кривой, рассчитанной для эффективной температуры 30000° .

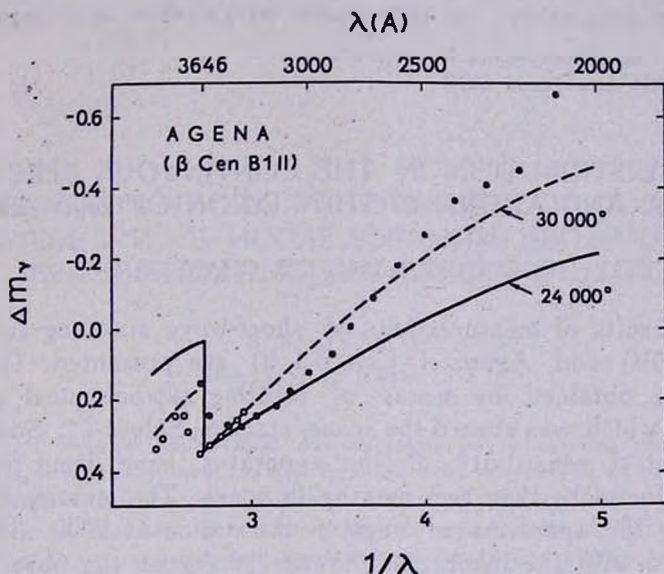


Рис. 5. Найденное по наблюдениям „Ориона-1“ распределение энергии в спектре Агены (точки). Кривые — теоретические модели при эффективной температуре 24000° (сплошная линия) и 30000° (пунктирная линия) [10, 12]. Кружки — результаты электрофотометрических измерений [13] для области, длиннее 3400 А.

Таким образом, если верны наши измерения, распределение энергии в спектре Агены в области $2000\text{—}3700\text{ А}$ соответствует спектральному классу звезды даже ранее В0. В действительности наблюдаемое распределение энергии в спектре Агены должно соответствовать более высокой эффективной температуре, чем 30000°К , поскольку в наших окончательных результатах не была учтена поправка на межзвездное селективное поглощение. Вероятно, будущим внеатмосферным экспериментам предстоит решение вопроса о том, в какой мере расхождение в спектральном классе одной и той же звезды, найденное по данным наблюдений в видимых лучах — с одной стороны и коротковолновой области — с другой, реально, и не вызвано какими-то пока еще не учтенными факторами.

Приведенные в настоящей статье графики распределения энергии в непрерывных спектрах Вегы и Агены (рис. 2 и 5) несколько

отличаются от тех предварительных результатов, которые приведены в [14]. Однако сделанные в [14] основные выводы о характере найденных из наблюдений распределений энергии в спектрах этих звезд остаются неизменными.

Выражаем глубокую благодарность Р. Х. Оганесяну, оказавшему большую помощь при обработке спектрограмм, а также незнакомому нам рецензенту за интересное обсуждение настоящей работы.

Финанс БАО по Космическим Исследованиям
АН Армянской ССР

ENERGY DISTRIBUTION IN THE CONTINUOUS SPECTRUM OF VEGA AND AGENA IN THE REGION OF 2000–3800 Å

G. A. GURZADIAN, J. B. OHANESIAN

The results of measurements of short-wave spectrograms of Vega (α Lyra A0V) and Agena (β Cen B 1 II) are presented. The spectrograms were obtained by means of orbiting astrophysical observatory „Orion-1“, which was aboard the space station „Salyut-1“. Some changes in the spectral sensitivity of the apparatus have been found after it orbited for more than two months in space. The energy distribution obtained in the spectrum of Vega in the region of 2000–3800 Å is in good accord with the theory. In the case of Agena the observed energy distribution is in agreement with the theory only at the effective temperature $T = 30000$ °K, but not of $T = 24000$ °K, which results from the spectral type of this star.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. C. Morton, Ap. J., 147, 1017, 1967.
2. E. Jenkins, D. C. Morton, Nature, 215, 1257, 1967; Ap. J., 154, 661, 1968.
3. A. Boggess, III. Y. Kondo, Ap. J., 151, L5, 1968.
4. Y. Kondo, K. G. Henize, C. L. Kotilla, Ap. J., 159, 927, 1970.
5. Г. А. Гурзядян, Дж. Б. Оганесян, Astr. Astrophys., 20, 321, 1972.
6. Г. А. Гурзядян, Дж. Б. Оганесян, Space Sci. Rev., 11, 145, 1972.
7. В. И. Пацаев, Дж. Б. Оганесян, Г. А. Гурзядян, Сообщ. Бюраканской обс., 45, 20, 1972.
8. Г. А. Гурзядян, Дж. Б. Оганесян, Р. А. Епремян, Сообщ. Бюраканской обс., 45, 36, 1972.
9. R. Schild, D. M. Peterson, J. B. Oke, Ap. J., 166, 95, 1971.
10. D. Mihalas, Ap. J., Suppl., 9, 321, 1965.
11. S. E. Strom, E. H. Auer, Ap. J., Suppl., 12, 1, 1965.
12. G. W. Van Citters, D. C. Morton, Ap. J., 161, 695, 1970.
13. L. H. Aller, D. J. Faulkner, R. H. Norton, Ap. J., 144, 1073, 1966.
14. Г. А. Гурзядян, Дж. Б. Оганесян, Nature, 239, 90, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА ИСТОЧНИКОВ ОТ ПОТОКА И МЕТОД V/V_m В ИССЛЕДОВАНИИ ЭВОЛЮЦИИ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 19 марта 1973

Получены точные выражения, описывающие распределение величины V/V_m для квазизвездных радиоисточников при произвольном характере их эволюции. Найдена количественная характеристика связи между методами $N-S$ и V/V_m . Зависимость между указанными методами оказалась существенной. Приводятся аргументы в пользу эволюции плотности квазизвездных радиоисточников, основанные на анализе распределения этих объектов на диаграмме светимость — красное смещение.

Статистические характеристики внегалактических радиоисточников исследуются обычно посредством определения числа объектов N , поток от которых на некоторой частоте превосходит заданную величину S . В последнее время наряду с подсчетами источников в зависимости от величины потока широкое применение получил метод V/V_m , развитый в работах Кафки [1], Роуэна-Робинсона [2] и Шмидта [3]. Результаты применения обоих методов к различным выборкам квазизвездных радиоисточников определенно указывают на существование эволюционных эффектов, связанных с этими объектами.

Начиная с 1970 г., когда Лонгейр и Шейер [4] пришли к заключению, что методы $N-S$ и V/V_m весьма тесно связаны, соотношение между двумя указанными методами обсуждалось неоднократно. Наиболее обстоятельно вывод Лонгейра и Шейера о том, что использование метода V/V_m позволяет принять во внимание лишь небольшую дополнительную информацию по сравнению с методом $N-S$, критиковался Рисом и Шмидтом [5], а также Линдсом и Петросяном [6], возражения которых касались в основном роли наблюдательной селекции

и чувствительности метода V/V_m по отношению к индивидуальным значениям z .

Целью данной заметки является вывод точных выражений для функции распределения величины V/V_m и применение их к интерпретации наблюдательных данных, относящихся к квазизвездным радиоисточникам. Полученные результаты позволяют, в частности, дать количественную характеристику связи между методом V/V_m и прямым подсчетом источников.

Напомним кратко сущность метода V/V_m для двумерной выборки объектов, определяемой условиями

$$S_r \geq S_r^*, \quad S_o > S_o^*, \quad (1)$$

где S_r и S_o — потоки излучения в радио- и оптическом диапазонах, S_r^* и S_o^* — соответствующие предельные потоки. Монохроматический поток излучения $S(\nu)$ от источника на частоте ν связан со светимостью этого источника $L[\nu(1+z)]$ на частоте $\nu(1+z)$ соотношением

$$S(\nu) = \frac{L[\nu(1+z)](1+z)}{4\pi D^2(z)}, \quad (2)$$

где $D(z)$ — фотометрическое расстояние источника (в часто используемой модели с $\Lambda = 0$, $q_0 = +1$ величина $D(z) = cz/H_0$). Предполагая, что зависимость светимости от частоты является степенной, и зная красные смещения и спектральные индексы объектов выборки, из (2) можно определить светимости L_r и L_o объектов на некоторых заранее выбранных частотах, соответствующих радио- и оптическому диапазонам.

Далее, полагая в (2) последовательно $S = S_r^*$ и $S = S_o^*$, для объекта с известными L_r и L_o можно найти соответствующие предельные значения z_m^r и z_m^o . Объект будет включен в выборку (1) при условии, что его красное смещение $z \leq z_m$, где

$$z_m = \min \{z_m^r, z_m^o\}. \quad (3)$$

Обозначим посредством $V(z)$ объем пространства в настоящий момент времени, соответствующий объекту с красным смещением z , и рассмотрим для произвольно взятого из выборки источника отношение

$$\frac{V}{V_m} = \frac{V(z)}{V[z_m(L_r, L_o)]}. \quad (4)$$

Метод V/V_m (не следует смешивать понятия тест светимость — объем

и метод V/V_m , так как первый метод не связан с образованием собственно отношения объемов) заключается в анализе наблюдаемого распределения случайной величины V/V_m .

1. *Случай одномерной выборки.* Рассмотрим сначала случай, когда выборка ограничена лишь одним условием $S > S^*$, так что $z_m = z_m(L)$, где S и L могут относиться как к радио-, так и к оптическому диапазону. Ниже будет показано, что результаты, полученные для одномерной выборки, могут служить основой при рассмотрении практически более важного случая двумерной выборки.

Обозначим посредством $\varphi(L, z)$ и $\rho(z)$ соответственно нормированную к 1 функцию светимости и плотность объектов в сопутствующих координатах (остающуюся постоянной при отсутствии эволюции) в момент времени, соответствующий красному смещению z . Число объектов со светимостью из промежутка $[L, L + dL]$ и красным смещением из промежутка $[z, z + dz]$ равно

$$n(L, z) dL dz = \varphi(L, z) dL \cdot \rho(z) dV(z), \quad (5)$$

причем выборка, ограниченная предельным значением потока, занимает область $0 \leq L < \infty$, $z \leq z_m(L)$.

Для того, чтобы определить число $n(L, x) dL dx$ объектов, светимость которых находится в промежутке $(L, L + dL)$, а значение величины V/V_m , являющейся функцией L и z , — в промежутке $[x, x + dx]$ необходимо решить относительно z уравнение

$$\frac{V(z)}{V[z_m(L)]} = x \quad (6)$$

и подставить решение в (5). Учитывая, что $V(x)$ монотонно возрастает с ростом z , и обозначая посредством $\zeta(x, L)$ решение уравнения (6), получаем

$$n(L, x) dL dx = \varphi[L, \zeta(x, L)] \rho[\zeta(x, L)] V'[\zeta(x, L)] \frac{\partial \zeta(x, L)}{\partial x} dL dx. \quad (7)$$

Из определения функции $\zeta(x, L)$ следует, что она удовлетворяет соотношению

$$V'[\zeta(x, L)] \frac{\partial \zeta(x, L)}{\partial x} = V[z_m(L)]. \quad (8)$$

Из (7) и (8) окончательно находим

$$n(L, x) = \varphi[L, \zeta(x, L)] \rho[\zeta(x, L)] V[z_m(L)]. \quad (9)$$

Объекты выборки занимают теперь область $0 \leq L < \infty$, $0 \leq x \leq 1$.

Поскольку имеющиеся сейчас наблюдательные данные о квази-звездных радиоисточниках недостаточны для построения распределений V/V_m для объектов, находящихся в узких интервалах светимости, обычно рассматривается суммарное распределение V/V_m для объектов всех светимостей. Это распределение определяется выражением

$$n(x) = \int_0^{\infty} \varphi[L, \zeta(x, L)] \rho[\zeta(x, L)] V[z_m(L)] dL. \quad (10)$$

Плотность распределения случайной величины V/V_m очевидно равна

$$f(x) = n(x) / \int_0^1 n(x) dx.$$

В частном случае, когда $\varphi(L, z) \equiv \varphi(L)$, принято говорить об эволюции плотности объектов, а при $\rho(z) \equiv \rho_0 = \text{const}$ — об эволюции светимости. Формулы, относящиеся к этим случаям, непосредственно следуют из (9) и (10). При полном отсутствии эволюции n не зависит от x , $f(x) \equiv 1$, так что величина V/V_m распределена равномерно на отрезке $[0, 1]$. Этот факт и используется обычно при интерпретации наблюдательных данных.

Решение уравнения (6) зависит только от выбранной космологической модели и легко может быть построено с помощью имеющихся таблиц функции $V(z)$ (см., напр., [7]). В любой модели $\zeta(x, L)$ монотонно возрастает от 0 при $x=0$ до $z_m(L)$ при $x=1$. В некоторых случаях $\zeta(x, L)$ можно найти в явном виде*. Например, в модели Эйнштейна — де Ситтера ($\Lambda = 0$, $q_0 = +1/2$)

$$V(z) = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{c}{H_0} \right)^3 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right)^3 \quad (11)$$

и решение уравнения (6) имеет вид

$$\zeta(x, L) = \left[1 - x^{1/3} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z_m(L)}} \right) \right]^{-2} - 1. \quad (12)$$

Следует отметить, что одно лишь знание из наблюдений плотности распределения $f(x)$ величины V/V_m не позволяет однозначно

* При практическом построении функции распределения величины V/V_m удобно представить $\varphi(L, z)$ и $\rho(z)$ в виде функций от $V(z)$ — это всегда можно сделать, не теряя общности. Полагая, например, $\rho(z) = D(V)$ и учитывая, что $\zeta(x, L)$ является решением уравнения (6), получаем: $\rho[\zeta(x, L)] = D[x \cdot V_m(L)]$. Таким образом, при желании можно избежать определения функции $\zeta(x, L)$ в явном виде. Указанный прием следует применять и при рассмотрении двумерной выборки.

решить, имеем ли мы дело только с эволюцией плотности или только с эволюцией светимости. Для решения этого вопроса необходимы дополнительные данные.

2. Подсчеты источников до данной величины и метод V/V_m . Обратимся снова к формулам (2) и (4) и перепишем их, имея в виду одномерную выборку, в сокращенном виде

$$\begin{cases} S = \frac{L}{u(z)}, \\ \frac{V}{V_m} = v(L, z), \end{cases} \quad (13)$$

где явно указано, что S и V/V_m представляют собой две случайные величины, зависящие от двух других величин L и z . Распределение последних известно и определяется формулой (5). Поэтому из (13) могут быть найдены как частные функции распределения величин S и V/V_m , так и их совместная функция распределения. Частная функция распределения V/V_m была найдена в предыдущем разделе; распределение потоков, следующее из (5) и (13), определяется известной формулой

$$N(S) = \int_0^{\infty} \varphi(z) dV(z) \int_{Su(z)}^{\infty} \varphi(L, z) dL. \quad (14)$$

Мы не будем приводить выражение для совместной функции распределения S и V/V_m . Отметим лишь, что, поскольку эти величины зависимы, Лонгейр и Шейер в определенном смысле правы, утверждая, что методы $N-S$ и V/V_m не независимы. Связь между распределениями, однако, имеет вероятностную природу и, зная лишь $N(S)$, нельзя, вообще говоря, получить полную информацию о распределении V/V_m . Лишь в следующих случаях: 1) когда функция светимости может считаться заданной и 2) для статического евклидова пространства, когда формулы (13) принимают вид

$$\begin{cases} S \sim \frac{L}{r^2}, \\ \frac{V}{V_m} \sim \left(\frac{L}{r^2} \right)^{-3/2}, \end{cases} \quad (15)$$

знание $N(S)$ позволяет однозначно определить распределение V/V_m и наоборот.

Вместе с тем, тот факт, что для статического эвклидова пространства распределения V/V_m и $(S^*/S)^{3/2}$ совпадают, весьма примечателен. Он показывает, что в общем случае различие между распределениями обусловлено лишь отличием принимаемой космологической модели от статической эвклидовой. До тех пор, пока это отличие мало, следует ожидать, что методы $N-S$ и V/V_m практически совпадают.

Для того, чтобы оценить степень зависимости рассматриваемых методов, мы вычислили коэффициент корреляции r между величинами V/V_m и $(S^*/S)^{3/2}$ для замкнутой модели Вселенной с $\Lambda = 0$, $q_0 = +1$, т. е. величину

$$r = \frac{\langle \frac{V}{V_m} \cdot \left(\frac{S^*}{S}\right)^{3/2} \rangle - \langle \frac{V}{V_m} \rangle \langle \left(\frac{S^*}{S}\right)^{3/2} \rangle}{\sigma\left(\frac{V}{V_m}\right) \cdot \sigma\left[\left(\frac{S^*}{S}\right)^{3/2}\right]}. \quad (16)$$

При этом считалось, что эволюционные эффекты отсутствуют, так что

$$\langle \frac{V}{V_m} \rangle = \frac{1}{2}, \quad \sigma\left(\frac{V}{V_m}\right) = \frac{1}{\sqrt{12}} \quad (17)$$

Для нахождения моментов S использовалось распределение (14), а для нахождения смешанного момента — (5). В соответствии с данными [3, 8] о функции радиосветимости квазизвездных радиоисточников, считалось, что

$$\varphi(L) = \begin{cases} 0 & , L \leq L_1, \\ \text{const} \left(\frac{L_1}{L}\right)^k, & L > L_1; \quad k > 1. \end{cases} \quad (18)$$

Наконец, фигурирующая в расчетах характерная безразмерная величина $4\pi c^2 S^*/H_0^2 L_1$ была принята равной 10^{-2} .

Коэффициент корреляции оказался равным $r = 0.74$ при $k = 2$ и $r = 0.76$ при $k = 2.5$. Рассмотренная нами космологическая модель существенно отличается от статической эвклидовой; как уже отмечалось, при приближении к последней следует ожидать более высоких значений r вплоть до предельного значения $r = 1$. Вследствие этого можно утверждать, что связь между методами $N-S$ и V/V_m существенна. Зная одно из распределений, можно достаточно определенно предсказать характерные свойства другого. На частных примерах это было продемонстрировано Лонгейром и Шейером [4].

3. Метод V/V_m в случае выборки, ограниченной двумя пределами. Неоднократно указывалось, что, в связи с самим процессом отождествления квазизвездных радиоисточников, выборка их необходимо ограничена двумя предельными значениями потоков излучения — радио- и оптическим. Обобщение приведенных выше результатов на случай двумерной выборки не представляет труда. Действительно, обозначая через $\varphi(L_r, L_o, z)$ совместную функцию светимости в радио- и оптическом диапазонах, находим вместо (9)

$$n(L_r, L_o, x) = \varphi[L_r, L_o, \zeta(x, L_r, L_o)] \rho[\zeta(x, L_r, L_o)] V[z_m(L_r, L_o)], \quad (19)$$

где $\zeta(x, L_r, L_o)$ — решение относительно z уравнения

$$\frac{V(z)}{V[z_m(L_r, L_o)]} = x. \quad (20)$$

Частное распределение $n(x)$ объектов по значениям V/V_m получается из (19) интегрированием по L_r и L_o в пределах от 0 до ∞ . Как легко видеть, при отсутствии эволюции величина V/V_m распределена равномерно на отрезке $[0, 1]$.

Для интерпретации данных, относящихся к двумерной выборке, существенное значение имеет отношение предельных потоков S_r/S_o , которое мы обозначим через γ . Как видно из формул (2) и (3), при $L_r > \gamma L_o$ имеет место неравенство $z_m^r > z_m^o$ и, следовательно, $z_m = z_m^o$. При $L_r < \gamma L_o$ имеет место обратное неравенство $z_m^r < z_m^o$, так что $z_m = z_m^r$. Это означает [5], что на диаграмме $S_r - S_o$ область, занимаемую выборкой, можно разделить прямой $S_r = \gamma S_o$ на две части: 1) R , где $z_m = z_m^r$ и 2) O , где $z_m = z_m^o$.

Выясним соотношение между характеристиками всей выборки (1) и выборками в областях R и O . Прежде всего, из сказанного выше непосредственно следует, что решение уравнения (20) $\zeta(x, L_r, L_o)$ есть просто решение для одномерной выборки $\zeta(x, L_r)$ в R и аналогичное решение $\zeta(x, L_o)$ в O . Поэтому распределение величины V/V_m для всей выборки можно представить в виде

$$n(x) = n_R(x) + n_O(x), \quad (21)$$

где

$$n_R(x) = \int_0^\infty \Phi_R[L_r, \zeta(x, L_r)] \rho[\zeta(x, L_r)] V[z_m(L_r)] dL_r \quad (22)$$

$$n_0(x) = \int_0^{\infty} \Phi_0 [L_0, \zeta(x, L_0)] \rho[\zeta(x, L_0)] V[z_m(L_0)] dL_0 \quad (23)$$

суть распределения в областях R и O соответственно. Функции Φ_R и Φ_O равны

$$\Phi_R(L_r, z) = \int_{\frac{L_r}{\gamma}}^{\infty} \varphi(L_r, L_0, z) dL_0, \quad \Phi_O(L_0, z) = \int_{L_0}^{\infty} \varphi(L_r, L_0, z) dL_r. \quad (24)$$

Нетрудно заметить сходство полученных выше выражений (22) и (23) с соответствующим выражением (10) для одномерной выборки. Вместо одномерной функции светимости $\varphi(L, z)$ в (22) и (23) входят $\Phi_R(L_r, z)$ и $\Phi_O(L_0, z)$, т. е., с точностью до множителя, зависящего от z , функция радиосветимости в области R и функция оптической светимости в O . С учетом этого обстоятельства все результаты, полученные выше для одномерной выборки, легко перенести на двумерную выборку. В частности, при отсутствии эволюции величина V/V_m распределена равномерно не только во всей выборке, но и в каждой из выборок R и O .

Вместе с тем, формулы (24) показывают, что наличие лишь весьма частного вида эволюции, например, эволюции лишь оптической светимости, приводит к изменению функции распределения V/V_m не только в области O , но и, вообще говоря, в области R . Поэтому из того факта, что $\langle V/V_m \rangle_O$ для квазизвездных радиоисточников незначимо отклоняется от $1/2$, а $\langle V/V_m \rangle_R$ отличается значительно, нельзя заключать, как это иногда делается, что преобладает эволюция радиосветимости. На это обстоятельство ранее указали Рис и Шмидт [5].

Обратимся теперь к вопросу о связи между методами $N-S$ и V/V_m для двумерной выборки. Легко показать, что выражения для числа источников до данного S_r в области R и до S_0 в области O , т. е. функции $N_R(S_r)$ и $N_O(S_0)$, получаются из (14) заменой $\varphi(L, z)$ соответственно на $\Phi_R(L_r, z)$ и $\Phi_O(L_0, z)$. Полная аналогия с одномерной выборкой позволяет заключить, что в общем случае метод V/V_m весьма тесно связан с подсчетами радиоисточников в зависимости от радиопотока в области R и от оптического потока в O . Разумеется, этот факт несколько не умаляет строгости метода V/V_m и некоторых его преимуществ практического характера по сравнению с прямыми подсчетами источников. Поскольку, однако, наблюдательная информа-

ция используется в обоих методах сходным образом, даже их совместное применение не упрощает выбор между предположениями об эволюции плотности и эволюции светимости квазизвездных радиоисточников. Лишь при таком увеличении наблюдательных данных, которое позволит рассматривать отдельно объекты, находящиеся в узких интервалах расстояния или светимости, из анализа распределения величин V/V_m можно получить существенно большую информацию, чем из подсчета источников до данной величины. Подчеркнем, что этот вывод не относится к анализу полных диаграмм светимость — красное смещение или, что эквивалентно, светимость — объем. Наблюдательная информация теряется при образовании собственно отношения V/V_m .

4. *Выбор между предположениями об эволюции плотности и об эволюции светимости.* Как было показано Шмидтом [3] для выборки квазизвездных радиоисточников из каталога 3CR, имеется лишь слабая зависимость между светимостями этих объектов и величинами V/V_m для них. Это обстоятельство было использовано Шмидтом в качестве аргумента против возможности эволюции светимости. Аналогичный результат получили для выборки квазизвездных радиоисточников из каталога 4C Линдс и Уиллс [9]. В дальнейшем Шмидт [10] привел аргументы в пользу эволюции плотности, не основанные непосредственно на методе V/V_m .

Из соотношения (9) видно, что степень зависимости между L и V/V_m определяется не только изменением функции светимости с эпохой, но и изменением плотности объектов. Поэтому результаты, полученные Шмидтом, не позволяют дать однозначного указания на характер преимущественной эволюции квазизвездных радиоисточников.

Вместе с тем, имеется возможность получить такие указания, основываясь на распределении объектов на диаграмме светимость — красное смещение. Поскольку объекты с красным смещением z попадают в выборку лишь при условии, что их радиосветимость L_r превосходит некоторое значение $L_m^r(z)$, а оптическая светимость L_o превосходит $L_m^o(z)$, наблюдательная селекция приводит к увеличению выборочной светимости объектов с ростом z . Если, однако, выделить только объекты выборки с красным смещением из промежутка $[0, z]$, попадающие в область $L_r > L_m^r(z)$, $L_o \geq L_m^o(z)$, то на их характеристиках наблюдательная селекция не скажется и по степени зависимости L_r и L_o от z можно судить об изменении светимости с эпохой. Следует, однако, иметь в виду, что сравнительно небольшой объем имеющихся в настоящее время полных выборок квазизвездных радио-

источников не позволяет считать полученные таким образом результаты окончательными.

В табл. 1, составленной на основе данных Шмидта [3] и Линдса и Уиллса [9] о выборках квазизвездных радиоисточников из каталогов 3CR и 4C, последовательно указаны: 1) выборка, 2) верхняя граница промежутка $[0, z]$, 3) число объектов из этого промежутка с $L_r > L'_m(z)$, $L_o > L_m^o(z)$, 4) коэффициент корреляции между $\lg L_o$ и z для выбранных объектов и 5) коэффициент корреляции между $\lg L_r$ и z . Функции $L'_m(z)$ и $L_m^o(z)$, являющиеся обратными функциями $z'_m(L_r)$ и $z_m^o(L_o)$, определялись из уравнения (2) с учетом предельных значений потоков излучения, приведенных в [3] и [9].

Таблица 1

Выборка	z	n	$r(\lg L_o, z)$	$r(\lg L_r, z)$
3CR	0.8	7	0.32 ± 0.34	0.05 ± 0.38
	1.0	11	0.36 ± 0.26	0.08 ± 0.30
	1.2	8	-0.13 ± 0.35	-0.47 ± 0.28
4C	1.2	7	0.01 ± 0.38	0.18 ± 0.37
	2.0	8	0.29 ± 0.32	0.05 ± 0.35
	2.2	7	-0.06 ± 0.38	0.31 ± 0.34

В выборках 3CR и 4C содержится, соответственно, 33 и 30 источников; в каждую из выделенных нами областей попадает лишь около 10 источников, чем и обусловлена сравнительно большая неопределенность коэффициентов корреляции. Тем не менее, можно заключить, что существенной корреляции оптической и радиосветимости с красным смещением нет. Следует отметить также то обстоятельство, что нет разницы между значениями коэффициента корреляции для данных в радио- и оптическом диапазонах. Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют в пользу эволюции плотности квазизвездных радиоисточников.

Автор признателен В. А. Амбарцумяну за полезные замечания и М. А. Аракелянцу за стимулирующее обсуждение вопросов, рассматриваемых в данной статье.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SOURCE-COUNT ANALYSIS AND THE V/V_m TEST IN THE
STUDY OF THE EVOLUTION OF QUASI-STELLAR
RADIO SOURCES

V. Yu. TEREbizH

The exact expressions concerning the distribution of V/V_m for quasi-stellar radio sources under the arbitrary character of their evolution are derived. The quantitative estimate of the dependence between $N-S$ and V/V_m methods is given. The above mentioned dependence is found to be significant. Arguments are rendered in favour of the density evolution of quasi-stellar radio sources based on the analysis of distribution of these objects on the luminosity-redshift diagram.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Kafka, *Nature*, 213, 346, 1967.
2. M. Rowan-Robinson, *M. N.*, 138, 445; 141, 445, 1968.
3. M. Schmidt, *Ap. J.*, 151, 393, 1968.
4. M. S. Longair, P. A. G. Scheuer, *M. N.*, 151, 45, 1970.
5. M. J. Rees, M. Schmidt, *M. N.*, 154, 1, 1971.
6. R. Lynds, V. Petrosian, *Ap. J.*, 175, 591, 1972.
7. S. Refsdal, R. Stabell, F. G. de Lange, *Mem. R.A.S.*, 71, 143, 1967.
8. V. Petrosian, *Ap. Lett.*, 6, 71, 1970.
9. R. Lynds, D. Wills, *Ap. J.*, 172, 531, 1972.
10. M. Schmidt, *Ap. J.*, 176, 273, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

ЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОУРОВЕННОГО АТОМА

А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 22 января 1973

Рассматривается задача об образовании мультиплетов в спектрах атомов с расщепленным верхним энергетическим уровнем. Первая часть работы посвящается постановке и решению указанной задачи в случае истинного закона перераспределения, причем для простоты рассматривается одномерный случай. Во втором пункте рассматривается трехмерная задача об образовании резонансных линий в полубесконечной изотермической атмосфере, заполненной атомами, обладающими тремя энергетическими уровнями, схематическое расположение которых соответствует случаю образования D-линий натрия, H- и K-линий ионизованного кальция. Находятся интенсивности излучения, выходящего из среды в каждой из линий в случае полного перераспределения по частотам. Указанные величины выражаются через обобщенные на матричный случай ϕ -функции Амбарцумяна.

При изучении вопроса об образовании спектральных линий представляет определенный интерес задача о переносе излучения в среде, состоящей из многоуровневных атомов, у которых радиативные переходы совершаются лишь между верхними и общим нижним энергетическими уровнями. К данному классу проблем относятся, в частности, задачи об образовании мультиплетов в спектрах некоторых атомов, как например, D-линий натрия (5896 А, 5890 А), H и K-линий ионизованного кальция (3968 А, 3933 А), кислородного триплета (7772 А, 7774 А, 7775 А) и т. д. Указанные резонансные линии являются одними из наиболее интенсивных линий в спектре Солнца.

Работами Уодделла [1, 2] было положено начало систематическому изучению изменений профилей мультиплетов вдоль солнечного диска. В дальнейшем появился целый ряд работ, посвященных определению функций источника мультиплетов в зависимости от глубины. В работах Калькофена и Авретта [2], Финна [4], Финна и Джефриса [5] рассматривался трехмерный аналог этой задачи в случае полного пере-

распределения по частотам. Для функций источника была получена система связанных линейных интегральных уравнений, которая решалась приближенно методом ступенчатых функций (step function method).

Как известно, решение задач переноса излучения в случае, когда отсутствует условие о локальном термодинамическом равновесии, сводится к совместному решению условий статистического равновесия и уравнений переноса. Указанными уравнениями можно пользоваться и в случае полного перераспределения по частотам, поскольку последние претерпевают лишь небольшое, с математической точки зрения, несущественное видоизменение. Положение дел коренным образом меняется, когда мы пытаемся сформулировать рассматриваемую задачу в случае истинного закона перераспределения. Если обычно в уравнениях стационарности фигурирует количество всех атомов в единице объема, находящихся на том или ином энергетическом уровне, то в данном случае приходится иметь дело в отдельности с каждым из атомов, обладающих той или иной энергией внутри одного и того же размытого уровня. В результате этого обычный путь решения задач подобного рода оказывается чрезвычайно затруднительным.

В настоящей работе мы укажем на новый подход к решению рассматриваемой задачи, который является пригодным и особенно эффективным в общем случае некогерентного рассеяния. При этом мы будем опираться на результаты предыдущих работ автора настоящей статьи, выполненных совместно с Н. Б. Енгигбаряном [6, 7].

1. *Одномерная задача.* В общем случае пусть дан многоуровневый атом, расположение энергетических уровней которого схематически изображено на рис. 1.

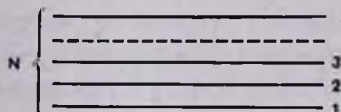


Рис. 1.

Выше основного уровня, который для удобства будем называть нулевым, близко друг от друга расположены N уровней. Между любы-

ми двумя уровнями возможны переходы вследствие столкновений, в то время, как радиативные переходы совершаются лишь между основным и верхними состояниями.

Переходя к изложению нашего подхода, введем величину $R_{ij}(x', x) dx$, представляющую собой вероятность того, что квант безразмерной частоты $x' = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_0$ поглотится в i -той линии, а затем будет переизлучен в j -той линии в интервале частот $x, x + dx$. Здесь $\Delta\nu_D = (\nu_0/c)\sqrt{2kT/m}$ (центральные частоты для простоты мы полагаем равными) представляет собой доплеровскую полуширину линий. Касаясь закона перераспределения по частотам, заметим, что при рассмотрении задачи об образовании мультиплетов в атмосфере Солнца помимо доплеровского уширения следует также учесть уширение линий вследствие излучения и вследствие столкновений. Введенная функция $R_{ij}(x', x)$ является естественным обобщением функции перераспределения по частотам на случай нескольких линий. По аналогии, указанную величину будем называть функцией перераспределения по частотам и линиям.

Обращаясь к вопросу об определении $R_{ij}(x', x)$, введем в рассмотрение величину $r_{ij}(\nu', \nu) d\nu$, представляющую собой вероятность излучения кванта в j -той линии с частотой, лежащей в интервале $\nu, \nu + d\nu$ в системе, связанной с атомом, при условии, что поглотился квант частоты ν' в i -той линии:

$$r_{ij}(\nu', \nu) = \varphi_j(\nu) = \frac{\delta_j}{\pi} \frac{\lambda_{ij}}{(\nu - \nu_0)^2 + \delta_j^2}, \quad (1.1)$$

где $\varphi_j(\nu) d\nu$ — вероятность поглощения квантов в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$ внутри j -той линии; δ_j — полуширина j -той линии, обусловленная затуханием вследствие излучения и столкновений; величины λ_{ij} представляют собой вероятность того, что квант, поглощенный в i -той линии, переизлучится затем внутри j -той линии. Тот факт, что функция $r_{ij}(\nu', \nu)$ не зависит от первого аргумента, является следствием того, что в системе, связанной с атомом, имеет место полное перераспределение по частотам, независимо от того, переизлучается ли квант в той же линии, или в другой.

Исходя из вероятностного смысла величин λ_{ij} , нетрудно получить систему алгебраических уравнений, которой они удовлетворяют:

$$\lambda_{ij} = \left(1 - \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^N p_{im}\right) \delta_{ij} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^N p_{im} \lambda_{mj} \quad (i, j = 1, 2 \dots N), \quad (1.2)$$

где δ_{ij} — символ Кронеккера; величины

$$p_{ik} = \frac{C_{ik}}{A_{i0} + \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq i}} C_{im}}, \quad (i \neq k \neq 0) \quad (1.3)$$

представляют собой вероятность переходов, совершающихся с i -того уровня на k -тый уровень в результате столкновений. Здесь A_{i0} и C_{ik} — суть эйнштейновские коэффициенты, соответственно, спонтанного перехода и переходов в результате столкновений.

Перемножив величины λ_{ij} , $r_{ij}(\nu', \nu)$, $\varphi_i(\nu')$ и перейдя к системе координат, связанной с наблюдателем, проинтегрируем по всем направлениям и скоростям, когда последние распределены по максвелловскому закону. В результате будем иметь:

$$R_{ij}(x', x) = \frac{\lambda_{ij}}{\pi^{3/2} A_i} \int_0^\infty e^{-u^2} f_i(x, u) f_j(x', u) du, \quad (1.4)$$

где введены следующие обозначения:

$$f_i(x, u) = \arctg \frac{x+u}{\sigma_i} - \arctg \frac{x-u}{\sigma_i}; \quad \sigma_i = \frac{\delta_i}{\Delta \nu_D}; \quad A_j = U(\sigma_j, 0);$$

$$U(\sigma, y) = \frac{\sigma}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^\infty \frac{e^{-u^2} du}{(y-u)^2 + \sigma^2} - \text{нормированная функция Фойгта.}$$

Введем теперь в рассмотрение дифференциальную форму $\tilde{P}_{ij}(\tau, x', x) dx$, представляющую собой вероятность того, что квант, имеющий при поглощении в i -той линии на глубине τ безразмерную частоту x' , выйдет из среды в j -той линии в виде кванта частоты, лежащей в интервале $x, x+dx$. С другой стороны, введем величину $g_{ij}(x', x) dx$, представляющую собой вероятность переизлучения кванта в j -той линии в интервале частот $x, x+dx$ при условии, что поглотился квант частоты x' в i -той линии. Существует простая связь между функцией $g_{ij}(x', x)$ и введенной выше функцией перераспределения $R_{ij}(x', x)$

$$R_{ij}(x', x) = \bar{a}_i(x') g_{ij}(x', x), \quad (1.5)$$

где $\bar{a}_i(x) = \frac{U(\sigma_i, x)}{U(\sigma_i, 0)}$ — профиль коэффициента поглощения в i -той

линии. Исходя из физического смысла функций $\tilde{P}_{ij}(\tau, x', x)$, нетрудно получить следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{ij}(\tau, x', x) = g_{ij}(x', x) e^{-c_j \bar{a}_j(x)\tau} + \\ + \sum_{m=1}^N c_m \int_{-\infty}^{\infty} g_{im}(x', x'') \bar{a}_m(x'') dx'' \int_0^{\infty} e^{-c_m \bar{a}_m(x)|\tau-\tau'|} \tilde{P}_{mj}(\tau', x'', x) d\tau', \end{aligned} \quad (1.6)$$

где $c_j = k_j(\nu_0)/k_1(\nu_0)$, $k_j(\nu)$ — коэффициент поглощения в j -той линии, рассчитанный на один атом. Умножая обе части уравнения (1.6) на $\bar{a}_i(x')$ и учитывая соотношение (1.5), для функции $P_{ij}(\tau, x', x) = \bar{a}_i(x') \bar{P}_{ij}(\tau, x', x)$ получаем уравнение

$$\begin{aligned} P_{ij}(\tau, x', x) = R_{ij}(x', x) e^{-c_j \bar{a}_j(x)\tau} + \\ + \sum_{m=1}^N c_m \int_{-\infty}^{\infty} R_{im}(x', x'') dx'' \int_0^{\infty} e^{-c_m \bar{a}_m(x'')|\tau-\tau'|} P_{mj}(\tau', x'', x) d\tau'. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Опираясь на исследования, проведенные в работе [7], представим функцию перераспределения по частотам и линиям, задающуюся посредством (1.4), в виде

$$R_{ij}(x', x) = \Lambda_{ij} \sum_{k=1}^{\infty} a_k a_{ik}(x') a_{ik}(x), \quad (1.8)$$

где $\Lambda_{ij} = \lambda_{ij} A_j \pi^{-5/2}$. В упомянутой работе приводится ряд методов построения представления вида (1.8) в случае перераспределения излучения по частотам внутри одной и той же спектральной линии. Эти методы можно легко обобщить на случай, когда учитывается также и перераспределение энергии между различными спектральными линиями. Один из способов построения представления (1.8) заключается в разложении функций $f_k(x, u)$ ($-\infty < u < \infty$) в ряд по нечетным полиномам Эрмита. В этом случае

$$a_k = \frac{1}{\sqrt{\pi} 2^{2k-1} (2k-1)!} \quad (k = 1, 2, \dots). \quad (1.9)$$

Разложим теперь искомую функцию $P_{ij}(\tau, x', x)$ в ряд по системе функций $\{a_{ik}(x)\}$

$$P_{ij}(\tau, x', x) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k a_{ik}(x') Q_k^{ij}(\tau, x). \quad (1.10)$$

В n -ом приближении относительно функций $Q_k^{ij}(\tau, x)$ получим следующее уравнение:

$$Q_k^{ij}(\tau, x) = \Lambda_{ij} a_{jk}(x) e^{-c_j \bar{a}_j(x) \tau} + \sum_{m=1}^n \sum_{s=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} K_{ks}^{im}(|\tau - \tau'|) Q_s^{mj}(\tau', x) d\tau', \quad (1.11)$$

где

$$K_{ks}^{im}(\tau) = \Lambda_{im} c_m a_s \int_{-\infty}^{\infty} a_{mk}(x') a_{ms}(x') e^{-c_m \bar{a}_m(x') \tau} dx'. \quad (1.12)$$

Отметим, что в приведенной системе уравнений (1.11) возникновение верхних индексов у искомых функций связано с существованием различных спектральных линий, между которыми происходит перераспределение лучистой энергии; соответственно, нижние индексы обусловлены рассмотрением n -ого приближения при аппроксимации функции перераспределения. В случае одной спектральной линии одна из сумм и верхние индексы исчезают и вместо (1.11) мы приходим к системе интегральных уравнений, детально изученной в работах [6—8]. Интенсивности выходящего излучения выражаются через функции $Q_k^{ij}(\tau, x)$ следующим образом:

$$I_j(0, x) = \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^{\infty} q_i(\tau, x') \bar{P}_{ij}(\tau, x', x) d\tau = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^n a_k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a_{ik}(x')}{a_i(x')} dx' \int_{-\infty}^{\infty} q_i(\tau, x') Q_k^{ij}(\tau, x) d\tau, \quad (1.13)$$

где величина $q_i(\tau, x') dx' d\tau$ представляет собой количество энергии, приходящее непосредственно от источников излучения в i -той линии в интервале частот $x', x + dx'$ и поглощаемое в интервале оптических глубин от τ до $\tau + d\tau$. В случае равномерно распределенных источников указанная величина не зависит от оптической глубины, и вместо (1.13) будем иметь

$$I_j(0, x) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^n \gamma_{ik} \int_0^{\infty} Q_k^{ij}(\tau, x) d\tau, \quad (1.14)$$

где

$$\gamma_{ik} = \alpha_k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_{ik}(x')}{\alpha_i(x')} q_i(x') dx'.$$

В том простейшем случае, когда в разложении функции $R_{ij}(x', x)$ ограничиваемся одним членом ($n = 1$), уравнение (1.11) принимает следующий вид:

$$Q^{ij}(\tau, x) = \Lambda_{ij} e^{-c_j \alpha_j(x) \tau} + \sum_{m=1}^N \int_0^{\infty} K^{im}(|\tau - \tau'|) Q^{mj}(\tau', x) d\tau', \quad (1.15)$$

где $Q^{ij}(\tau, x) = \frac{Q_i^{ij}(\tau, x)}{\alpha_j(x)}$. Вместо формулы (1.14) тогда будем иметь

$$I_j(0, x) = \bar{\alpha}_j(x) \sum_{i=1}^N \gamma_i \int_0^{\infty} Q^{ij}(\tau, x) d\tau, \quad (1.16)$$

где

$$\gamma_i = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_{i1}(x')}{\alpha_i(x')} q_i(x') dx'.$$

Ниже, во втором разделе, мы обратимся к вопросу о нахождении интеграла, входящего в правую часть соотношения (1.16), завершив тем самым решение задачи о нахождении интенсивностей излучения, выходящего из среды в каждой из спектральных линий.

2. Трехмерная задача. В настоящем разделе мы рассмотрим трехмерный аналог рассмотренной задачи в случае полного перераспределения по частотам и линиям и покажем, как на основе результатов предыдущих работ [6—9] могут быть получены явные выражения для интенсивностей выходящего излучения без предварительного знания функций источника. Указанные интенсивности выражаются непосредственно через решения некоторых функциональных уравнений, являющихся обобщением известного уравнения Амбарцумяна для функции φ .

Итак, пусть полубесконечная изотермическая атмосфера заполнена атомами с тремя энергетическими уровнями, расположение которых схематически изображено на рис. 2. С такой конфигурацией энергетических состояний мы сталкиваемся, в частности, в вышеупо-

мянутых задачах об образовании натриевого дублета и линий Н и К ионизованного кальция. На рис. 2 схематически отмечены возможные переходы между различными уровнями.

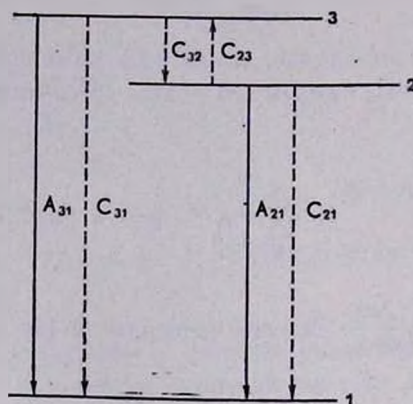


Рис. 2.

Наша цель заключается в нахождении интенсивностей выходящего излучения в обеих линиях в зависимости от частоты и угла. Указанные трехмерные задачи могут быть поставлены и решены в случае общего закона перераспределения, однако здесь, ради простоты, мы ограничимся рассмотрением случая, соответствующего полному перераспределению по частотам.

Как известно [4, 5], задача при сделанных выше предположениях сводится к решению системы двух связанных интегральных уравнений относительно функций источника $S_{1i} = \frac{2h\nu_{1i}^3}{c^2} \frac{g_1}{g_i} \frac{n_i}{n_1}$ ($i = 2, 3$).

$$(1 + a_1) S_{12} - a_1 \frac{\beta_2}{\beta_3} S_{13} = (1 - \Lambda_{21}) \frac{1}{2} \int_0^\infty S_{12}(t) K(|\tau - t|) dt + \Lambda_{21} \beta_2, \quad (2.1)$$

$$(1 + a_2) S_{13} - a_2 \frac{\beta_2}{\beta_3} S_{12} = (1 - \Lambda_{31}) \frac{1}{2} \frac{x}{r} \int_0^\infty S_{13}(t) K(x|\tau - t|) dt + \Lambda_{31} \beta_3,$$

где введены следующие обозначения:

$$\Lambda_{ii} = \frac{C_{ii}}{C_{ii} + A_{ii}}; \quad \beta_i = \frac{2 h \nu_{ii}^3}{c^2} e^{-\frac{h \nu_{ii}}{kT}} \quad (i = 2, 3);$$

$$a_1 = \frac{C_{23}}{A_{21} + C_{21}}; \quad a_2 = \frac{C_{32}}{A_{31} + C_{31}}; \quad r = \nu_{13}^0 / \nu_{12}^0 \quad (2.2)$$

$x = B_{13}/B_{12}$ — представляет собой отношение оптических глубин в соответствующих линиях. В случае D_1 и D_2 линий натрия $x \approx 2$. Ядро системы интегральных уравнений имеет вид

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(x) E_1[x(x)\tau] dx = \int_0^{\infty} G(s) e^{-\tau s} ds, \quad (2.3)$$

где

$$G(s) = \frac{1}{s} \int_{E(s)}^{\infty} x^2(x) dx, \quad E(s) = \begin{cases} 0 & \text{при } s \geq 1 \\ x[x(s)] = s & s < 1. \end{cases} \quad (2.4)$$

Для наших целей систему (2.1) удобно записать в виде

$$S_i(\tau) = S_i^0(T) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \int_0^{\infty} S_j(t) K_{ij}(|\tau - t|) dt \quad (i = 1, 2), \quad (2.5)$$

где для краткости положено $S_{12} \equiv S_1$, $S_{13} \equiv S_2$, а также введены следующие обозначения:

$$K_{ij}(\tau) = \int_0^{\infty} G_{ij}(s) e^{-\tau s} ds; \quad G_{ij}(s) = \lambda_i^j G_j(s), \quad (2.6)$$

$$G_1(s) \equiv G(s) \text{ (см. 2.4), а } G_2(s) = \frac{1}{r} G\left(\frac{s}{x}\right).$$

Далее

$$\lambda_1^1 = \frac{A_{21}}{C_{21}} \frac{\Lambda_{21}(1 + a_2)}{\Delta}; \quad \lambda_2^1 = \frac{a_2}{1 + a_2} \frac{\beta_2}{\beta_1} \lambda_{11}^1;$$

$$\lambda_2^2 = \frac{A_{31}}{C_{31}} \frac{\Lambda_{31}}{C_1} \frac{\Lambda_{31}(1 + a_1)}{\Delta}; \quad \lambda_1^2 = \frac{a_1}{1 + a_1} \frac{\beta_2}{\beta_3} \lambda_{22}^2; \quad \Delta = 1 + a_1 + a_2, \quad (2.7)$$

$$S_1^0(T) = \frac{\beta_2}{\Delta} [(1 + a_2) \Lambda_{21} + a_1 \Lambda_{31}]; \quad S_2^0(T) = \frac{\beta_3}{\Delta} [a_2 \Lambda_{21} + (1 + a_1) \Lambda_{31}].$$

В предыдущих работах [8, 9] были разработаны методы решения системы интегральных уравнений (2.5) в случае конечной и полубесконечной сред. Кратчайший путь решения указанной системы, основанный на факторизации матричных интегральных операторов, изложен в работах [7, 10]. Мы не остановимся на применении этих методов к нашей задаче, поскольку здесь нас будут интересовать лишь интенсивности излучения, выходящего из среды в каждой из линий. С целью нахождения этих величин рассмотрим следующую вспомогательную систему интегральных уравнений:

$$U_{im}(\tau, s) = \delta_{im} e^{-\tau s} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \int_0^{\infty} K_{ij}(|\tau - t|) U_{jm}(t, s) dt. \quad (2.8)$$

Сравнивая свободные члены приведенной системы и системы уравнений (2.5), находим что решение последней выражается через функции $U_{im}(\tau, s)$ следующим образом:

$$S_i(\tau) = \sum_{m=1}^2 S_m^0(T) U_{im}(\tau, 0). \quad (2.9)$$

С другой стороны, для интенсивностей выходящего излучения имеем

$$\begin{aligned} I_1(0, \mu, x) &= \int_0^{\infty} S_1(t) e^{-\alpha(x) \frac{t}{\mu}} \alpha(x) \frac{dt}{\mu}; \\ I_2(0, \mu, x) &= \int_0^{\infty} S_2(t) e^{-\alpha(x) x \frac{t}{\mu}} \alpha(x) \frac{dt}{\mu}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

С учетом соотношений (2.9) будем иметь

$$\begin{aligned} I_1\left(0, \frac{\mu}{\alpha(x)}\right) &= \frac{1}{\mu} \sum_{m=1}^2 \rho_{1m}\left(0, \frac{1}{\mu}\right), \\ I_2\left(0, \frac{\mu}{\alpha(x)}\right) &= \frac{1}{\mu} \sum_{m=1}^2 \rho_{2m}\left(0, \frac{1}{\mu}\right), \end{aligned} \quad (2.11)$$

где

$$\rho_{im}\left(0, \frac{1}{\mu}\right) = \int_0^{\infty} U_{im}(t, 0) e^{-\frac{t}{\mu}} \frac{dt}{\mu}. \quad (2.12)$$

Как было показано в работе [8], величины ρ_{im} выражаются через функции, являющиеся, в известном смысле, аналогом τ -функции Амбарцумяна для скалярного случая. Однако следует помнить, что ввиду отсутствия симметрии ядер $K_{ij}(\tau)$ относительно индексов, в выражениях для $\rho_{im}(0, 1/\mu)$ будут фигурировать две системы функций, в противоположность случаю симметричных ядер, подробно рассмотренному в упомянутой работе:

$$\rho_{im}\left(0, \frac{1}{\mu}\right) = \mu \sum_{p=1}^2 H_{pm}(0) \bar{H}_{pi}\left(\frac{1}{\mu}\right), \quad (2.13)$$

где функции $H_{pm}(s)$ и $\bar{H}_{pm}(s)$ определяются из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} H_{pm}(s) &= \delta_{pm} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \sum_{q=1}^2 \int_0^{\infty} G_{pk}(s') \frac{H_{qm}(s) \bar{H}_{qk}(s')}{s + s'} ds', \\ \bar{H}_{pm}(s) &= \delta_{pm} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \sum_{q=1}^2 \int_0^{\infty} G_{kp}(s') \frac{\bar{H}_{qm}(s) H_{qk}(s')}{s + s'} ds'. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Отметим здесь также, что приведенная система может быть преобразована в новую систему уравнений относительно функций

$$\varphi_{ip}(s) = \sum_{m=1}^2 G_{mi}(s) H_{pm}(s); \quad \bar{\varphi}_{ip}(s) = \sum_{m=1}^2 G_{im}(s) \bar{H}_{pm}(s). \quad (2.15)$$

Указанная система имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi_{ip}(s) &= G_{ip}(s) + \frac{1}{2} \sum_{q=1}^2 \int_0^{\infty} \frac{\varphi_{iq}(s) \bar{\varphi}_{pq}(s')}{s + s'} ds', \\ \bar{\varphi}_{im}(s) &= G_{pi}(s) + \frac{1}{2} \sum_{q=1}^2 \int_0^{\infty} \frac{\bar{\varphi}_{iq}(s) \varphi_{pq}(s')}{s + s'} ds'. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Принимая во внимание соотношения (2.13) и (2.11), для интенсивностей выходящего излучения окончательно получаем:

$$\begin{aligned}
 I_1(0, \mu, x) &= b_1 \bar{H}_{11} \left(\frac{\alpha(x)}{\mu} \right) + b_2 \bar{H}_{21} \left(\frac{\alpha(x)}{\mu} \right), \\
 I_2 \left(0, \frac{\mu}{x}, x \right) &= b_1 \bar{H}_{12} \left(\frac{\alpha(x)}{\mu} \right) + b_2 \bar{H}_{22} \left(\frac{\alpha(x)}{\mu} \right),
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

где

$$b_i = S_i^0(T) H_{i1}(0) + S_i^0(T) H_{i2}(0) \quad (i = 1, 2). \tag{2.18}$$

Из приведенных соотношений видно, что указанные интенсивности целиком выражаются через функции $H_{pm}(s)$ и $\bar{H}_{pm}(s)$, задающиеся посредством (2.14). С другой стороны, отчетливо вырисовывается роль изучения вспомогательной системы (2.8), имеющей фундаментальное значение как при рассмотрении задач переноса в частотах спектральных линий при общем законе перераспределения и неизотропном рассеянии, так и в задаче об образовании мультиплетов, рассмотренной в настоящей работе.

Остановимся теперь несколько подробнее на случае, когда

$$C_{23} \gg A_{21} + C_{21}; \quad C_{32} \gg A_{31} + C_{31}, \tag{2.19}$$

или в наших обозначениях (см. 2.2; 2.6)

$$\lambda_1^1 \simeq \lambda_2^1 \equiv \lambda_1; \quad \lambda_1^2 \simeq \lambda_2^2 \equiv \lambda_2. \tag{2.20}$$

Условия (2.19) приводились Уодделлом в качестве необходимых и достаточных условий равенства функций источника на всех глубинах. Это нетрудно увидеть при рассмотрении уравнений (2.1), если положить, что выполняется приближенное равенство $(\beta_2/\beta_3 \approx 1)$. В случае же, когда имеет место равенство, касающееся функций источника, из формул (2.10) следует, что

$$I_1(0, \mu, x) = I_2 \left(0, \frac{\mu}{x}, x \right). \tag{2.21}$$

Вывод о существовании такой закономерности был сделан Уодделлом [1, 2] на основе наблюдательного материала, касающегося изменения интенсивностей выходящего излучения в частотах мультиплетов вдоль солнечного диска. Исходя из существующей теории образования спектральных линий, нетрудно убедиться, что при условии (2.19) выходящие интенсивности выражаются через функцию $\varphi(s)$ Амбарцумяна. Этот результат может быть получен также на основе соотношений (2.17) и (2.18), имеющих место в общем случае. В самом деле, ввиду (2.6) и (2.20) функции $G_{ij}(s)$ можно считать не зависящими от первого из индексов. В этом случае из (2.14) следует, что

$$\begin{aligned} H_{11}(s) &\equiv 1 + H_{21}(s), & \bar{H}_{11}(s) &\equiv 1 + \bar{H}_{12}(s), \\ H_{22}(s) &\equiv 1 + H_{12}(s), & \bar{H}_{22}(s) &\equiv 1 + \bar{H}_{21}(s), \end{aligned} \quad (2.22)$$

и поскольку в данном случае $S_1^0(T) \simeq S_2^0(T) \equiv S^0$, то соотношение (2.17) переписывается в виде

$$\begin{aligned} I_1(0, \mu, x) &= I_2\left(0, \frac{\mu}{x}, x\right) = \\ &= S^0 [H_{11}(0) + H_{22}(0) - 1] \left[\bar{H}_{11}\left(\frac{x(x)}{\mu}\right) + \bar{H}_{22}\left(\frac{x(x)}{\mu}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

При выполнении вышеуказанных условий (2.19) можно показать, после ряда несложных выкладок, что

$$H_{11}(s) + H_{22}(s) = \bar{H}_{11}(s) = \bar{H}_{22}(s). \quad (2.24)$$

Тогда вместо (2.23) будем иметь

$$I_1(0, \mu, x) = I_2\left(0, \frac{\mu}{x}, x\right) = S^0 \varphi(0) \varphi\left(\frac{x(x)}{\mu}\right), \quad (2.25)$$

где $\varphi(s)$ является решением следующего функционального уравнения:

$$\varphi(s) = 1 + \frac{1}{2} \int_0^\infty R(s') \frac{\varphi(s) \varphi(s')}{s + s'} ds', \quad (2.26)$$

причем

$$R(s) = \lambda_1 G_1(s) + \lambda_2 G_2(s).$$

Вопрос о нахождении $\varphi(0)$ решается обычным способом (см. [11]). Для этой величины мы получаем

$$\varphi(0) = \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda_1 - \lambda_2}} \quad (2.27)$$

и окончательно

$$I_1(0, \mu, x) = I_2\left(0, \frac{\mu}{x}, x\right) = S^0 \frac{\varphi\left(\frac{x(x)}{\mu}\right)}{\sqrt{1 - \lambda_1 - \lambda_2}}. \quad (2.28)$$

Таким образом, в рассматриваемом частном случае, когда связь между верхними двумя уровнями достаточно сильная, интенсивности выходящего излучения весьма просто выражаются через скалярную

ф-функцию. Такого результата можно было ожидать, исходя из интегрального уравнения, в которое переходит система (2.5) в нашем частном случае.

В заключение остановимся вкратце на вопросе о вычислении интегралов, входящих в правую часть соотношения (1.16). Метод нахождения указанных интегралов практически совпадает с методом, примененным в настоящем разделе при вычислении интенсивностей выходящего излучения. Наряду с системой (1.15) рассмотрим вспомогательную систему уравнений (2.8) с соответствующей матрицей-ядром

$$K^{im}(\tau) = \int_0^1 G^{im}(s) e^{-\tau s} ds, \quad (2.29)$$

где

$$G^{im}(s) = 2c_m \Lambda_{im} \bar{a}_m^2 [x_m(s)] x'_m(s); \quad \bar{x}_m[x_m(s)] = s. \quad (2.30)$$

Повторяя далее шаг за шагом рассуждения, аналогичные тем, которые проводились выше, получаем

$$\int_0^\infty Q^{ij}(\tau, x) d\tau = \frac{\Lambda_{ij}}{c_j a_j(x)} \sum_{m=1}^N \sum_{p=1}^N H_{pi}(0) \bar{H}_{pm} [c_j \bar{a}_j(x)], \quad (2.31)$$

где функции $H_{ik}(s)$ и $\bar{H}_{ik}(s)$ определяются из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} H_{ik}(s) &= \delta_{ik} + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^2 \sum_{m=1}^2 \int_0^1 \frac{H_{mk}(s) \bar{H}_{mp}(s')}{s + s'} G_{ip}(s') ds', \\ \bar{H}_{ik}(s) &= \delta_{ik} + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^2 \sum_{m=1}^2 \int_0^1 \frac{\bar{H}_{mk}(s) H_{mp}(s')}{s + s'} G_{pi}(s') ds'. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Этим завершается решение задачи в одномерном случае при общем законе перераспределения по частотам.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну и Н. Б. Енгибаряну за проявленный интерес к работе, обсуждения и ряд ценных замечаний.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

LINEAR PROBLEM OF MULTILEVEL ATOM RADIATION

A. G. NICOGHOSIAN

The problem of multiplets formation in the spectra of atoms with splitted upper level is considered.

The Section 1 of the paper is devoted to the formulation and solution of the problem in the case of real redistribution law. Purely for convenience, a one-dimensional problem is discussed.

The next Section is devoted to the three-dimensional problem of resonance lines formation in an semi-infinite, constant temperature atmosphere, filled by three-level atoms where the two upper levels are separated by a very small energy. The atom model is a prototype for studies of the D lines of Na, or the H and K lines of CaII. The intensities of radiation emerging within each of the lines from an atmosphere in the case of a complete redistribution in frequencies are obtained. These quantities are found in terms of generalised — for matrix case — Ambartsumian's φ -functions.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Waddell, Ap. J., 136, 231, 1962.
2. J. H. Waddell, Ap. J., 138, 1147, 1963.
3. W. Kalkofen, E. H. Avrett, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, 219, 1968.
4. G. D. Finn, JQSRT, 8, 251, 1968.
5. G. D. Finn, J. T. Jefferies, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, 1705, 1968.
6. Н. Б. Енибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 8, 71, 1972.
7. N. B. Yengibarian, A. G. Nicoghossian, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1973 (в печати).
8. Н. Б. Енибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 8, 213, 1972.
9. Н. Б. Енибарян, Астрофизика, 7, 573, 1971.
10. Н. Б. Енибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 206, 792, 1972.
11. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ

Ю. М. БРУК

Поступила 20 февраля 1973

Пересмотрена 16 мая 1973

Изучен вопрос о протонной сверхпроводимости первого рода в мантии нейтронных звезд (пульсаров). При достаточно малых значениях протонной энергетической щели ($\Delta_p \leq 10^{-3} \text{ Мэв}$) такая возможность, по-видимому, реализуется в действительности. Наличие в пульсарах магнитных полей $\leq 10^{12} \text{ гаусс}$ приводит к появлению в мантии доменных магнитных структур типа промежуточного состояния в сверхпроводниках первого рода. Характерные времена образования таких структур совпадают по порядку величины с временами активного торможения (например, с временем удвоения периода) или, возможно, с временем радиожизни пульсаров. Приводятся оценки щели Δ_p и характерных размеров доменов ($\sim 10^{-2} \div 1 \text{ см}$). Обсуждается геометрия простейших доменных структур и эволюция сверхпроводящих свойств нейтронной звезды при ее остывании.

1. *Введение.* Вопросу о возможности сверхтекучести и сверхпроводимости в нейтронных звездах в последнее время уделяется большое внимание. Это связано с очевидными успехами в интерпретации на этой основе наблюдаемых свойств пульсаров, которые, как сейчас, по-видимому, уже общепризнано, тождественны быстровращающимся нейтронным звездам. Впервые на возможность сверхтекучести в нейтронных звездах обратил внимание А. Б. Мигдал [1]. В дальнейшем ряд принципиальных оценок был сделан В. Л. Гинзбургом и Д. А. Киржицем [2] и Беймом, Петиком и Пайнсом [3]. Большое число ссылок на другие работы содержится в обзорах [4–9].

В этой статье мы рассмотрим некоторые возможные магнитные сверхпроводящие структуры в нейтронно-протонной материи, которые очень напоминают обычное промежуточное состояние в сверхпроводниках

первого рода. Модели таких структур должны, в принципе, описывать распределения магнитных полей и токов внутри звезды. Мы ограничимся ниже рассмотрением мантии — области сосуществования нейтронной, протонной и электронной квантовых жидкостей. Для простоты мы будем предполагать наличие только этих трех вырожденных ферми-жидкостей и отсутствие еще „неразвалившихся“ ядер, область существования которых лежит ближе к „коре“ звезды. Самая центральная часть звезды — ядро — также не рассматривается, так как в этой области существенную роль играют уже мезоны и гипероны [8—11]. Рассмотрение мантии „независимо“ от коры и ядра пульсара оправдано уже хотя бы потому, что для нейтронных звезд основной (или во всяком случае довольно значительный) объем приходится именно на мантию [7]. Надежные количественные расчеты для нейтронных звезд в настоящее время еще не могут быть проведены. Проделанные ниже оценки дают возможность, однако, считать вполне вероятным существование в пульсарах магнитных доменных структур типа промежуточного состояния в сверхпроводниках. Мы покажем также, что на основании такой модели можно получить разумные значения времен релаксации магнитного поля в нейтронных звездах.

2. Критерий сверхпроводимости первого рода. В этой работе мы для простоты будем рассматривать в основном однородную (по плотности) смесь нейтронов, протонов и электронов (исключение составляет раздел 4). Пусть плотность нейтронов порядка 10^{14} г/см³. Это вполне разумная оценка для мантии средней нейтронной звезды. Плотность протонов при этом примерно на два порядка меньше [8, 9]. Число электронов равно числу протонов из соображений электронейтральности. Вопрос о сверхпроводимости электронной жидкости решается однозначно и отрицательно [4]. Что касается сверхпроводимости протонной компоненты, то ее характер существенно зависит от соотношения между размером соответствующей куперовской пары (длиной когерентности) — ξ_p и глубиной проникновения магнитного поля λ_p . В [3] обсуждалась ситуация, когда в протонной жидкости могла бы быть реализована сверхпроводимость второго рода. Такая возможность заведомо существует, если только выполнено неравенство $\lambda_p \gg \xi_p$. Мы покажем ниже, что в нейтронных звездах возможность выполнения противоположного неравенства $\lambda_p \ll \xi_p$ не только не исключена, но и весьма вероятна. Это означает, что в этом случае сверхпроводимость протонной жидкости будет сверхпроводимостью первого рода. Неравенство $\lambda_p \ll \xi_p$ можно переписать в более удобном для нас виде, если учесть, что $\lambda_p^3 \sim \lambda_L^2 \xi_p$

$\lambda_L = \left(\frac{m_n c^2}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}$ — лондоновская глубина проникновения, m_n — масса нуклона, n_e — концентрация электронов (протонов), e — заряд электрона, c — скорость света, $\xi_p = \frac{2\hbar \cdot \epsilon_p}{\pi p_F \cdot \Delta_p}$. Здесь $p_F = \hbar k_F$ — протонный фермиевский импульс, $\hbar$ — постоянная Планка, Δ_p — величина протонной щели, а $\epsilon_p = \hbar^2 k_F^2 / 2m_n$ — протонная фермиевская энергия [12]. Окончательно условие сверхпроводимости первого рода записывается в виде:

$$\kappa = \frac{\lambda_p}{\xi_p} = \left(\frac{3\pi^3}{4} \right)^{1/3} \left(\frac{\hbar c}{e^2} \right)^{1/3} \left(\frac{m_n c}{p_F} \right) \left(\frac{\Delta_p}{p_F c} \right)^{2/3} \ll 1. \quad (1)$$

В действительности это неравенство может быть и не слишком сильным. Щель Δ_p , в свою очередь, экспоненциально зависит от произведения плотности состояний и матричного элемента взаимодействия. При малых значениях Δ_p неравенство (1) заведомо выполняется. Численные оценки приводятся ниже.

Прежде чем оценивать величину Δ_p , сделаем одно замечание. Приведенная оценка $\lambda_p \sim \lambda_L \xi_p$ годится, если длина свободного пробега протонов l_p велика по сравнению с ξ_p . Если бы это было не так, формула (1) уже не имела бы места. Есть, однако, основания считать, что неравенство $l_p > \xi_p$ может выполняться в нейтронно-протонной материи. Здесь можно сослаться на то, что средняя длина свободного пробега нуклонов в атомных ядрах обычно велика по сравнению с расстоянием между нуклонами (и даже больше размеров ядра) [13]. Это во всяком случае означает, что l_p не лимитируется средним расстоянием между нуклонами. Прямые расчеты пробега нуклонов в ядерной материи показывают, что при энергиях нуклонов, достаточно близких к энергии Ферми, пробеги велики, а неравенство $l_p > \xi_p$ выполняется [14, 15]. Сам факт, что нуклон в ядерной (или нейтронной) материи пробегает без столкновений большие расстояния, обусловлен влиянием принципа Паули. С другой стороны, следует отметить, что если бы пробег l_p был мал по сравнению с ξ_p , параметр Гинзбурга—Ландау κ' определялся бы уже соотношением

$$\kappa' = \frac{\lambda_p}{\xi_p} \sim \frac{\lambda_L}{l_p}. \quad (2)$$

В этом случае κ' не зависит от щели. Оценка (2) следует из того, что теперь $\lambda_p \sim \lambda_L (\xi_p / l_p)^{1/2}$, а $\xi_p \sim (\epsilon_p l_p)^{1/2}$ [12].

3. *Оценка протонной щели.* Возникновение щелей в энергетическом спектре нейтронной и протонной компонент связано с существованием сил притяжения между нуклонами [16]. Перейдем к оценке протонной щели Δ_p . Мы оценим ее так же, как в [2, 4], пользуясь стандартной формулой теории Бардина—Купера—Шриффера (БКШ) [17]:

$$\Delta(0) \sim E_0 e^{-\frac{1}{N(0)V}}. \quad (3)$$

Здесь $\Delta(0)$ — щель при температуре $T=0$, $N(0)$ — плотность состояний, V — матричный элемент взаимодействия. Величина E_0 играет роль эффективной „дебаевской“ энергии. Мы рассматриваем сверхпроводимость в модели, в которой взаимодействие осуществляется только в окрестности ферми-границы. Отсюда вытекает требование малости „дебаевской“ энергии по сравнению с энергией Ферми ε_F . В более общих моделях формула (3) сохраняет свой вид независимо от предположения $E_0 \ll \varepsilon_F$, но имеет лишь логарифмическую точность. В силу этого „точное“ вычисление E_0 не имеет очень большого смысла, тем более, что все равно эффективный потенциал взаимодействия нуклонов при рассматриваемых плотностях известен не слишком хорошо, а возможные ошибки от неточности потенциала могут превосходить ошибки из-за не совсем правильного учета величины E_0 . Считая E_0 „дебаевской“ энергией, мы принимаем, что по порядку величины она совпадает с произведением фермиевской скорости v_F на передаваемый при столкновении импульс [2]. Оценка щели сверхтекучей нейтронной компоненты также может быть сделана по формуле (3), но, конечно, с соответствующими нейтронам параметрами E_0 , $N(0)$ и V . Сделаем одно замечание общего характера. Обычно передаваемый импульс оценивают как $\hbar/a$, где a — радиус действия сил. Для ядерных сил $a \sim 10^{-13}$ см. Если рассматривать вещество при плотностях $\sim 10^{14}$ г/см^3 , то a оказывается величиной порядка междуклонных расстояний, а энергия E_0 будет сама порядка фермиевской энергии. Неравенство $E_0 \ll \varepsilon_F$ при такой оценке не выполняется. Ясно, однако, что оценивать передаваемый импульс как $\hbar/a$ не всегда правильно. Дело в том, что передаваемый импульс есть функция параметров потенциала и амплитуды рассеяния. Несколько более корректной является оценка типа $(\hbar/a)(\Psi(\hbar^2 f/MV))$, f — амплитуда рассеяния, $V = \int v(x) d^3x$, $v(x)$ — потенциал, M — масса частицы. Такая оценка получается тривиально, если годится, например, борновское приближение. Точный вид функции Ψ можно найти только зная истинный потенциал взаимодействия. Нет никаких оснований считать, что $\Psi \sim 1$ в общем случае.

Возвращаясь к нашей нейтронно-протонной системе, оценим среднее расстояние между нейтронами и протонами. Оно оказывается равным $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ см для нейтронов и $\sim 10^{-12}$ см для протонов. Приняв $a \sim 10^{-13}$ см, мы должны считать нашу многонуклонную систему (протонную во всяком случае) разреженной — среднее расстояние между частицами больше радиуса действия сил. В этом случае взаимодействие носит резонансный характер, а соответствующая длина рассеяния велика [18]. Точного потенциала ядерных сил мы не знаем, но можно думать, что для таких ситуаций роль „характерного“ размера при оценках передаваемого импульса переходит от a к $\bar{f}$, $\bar{f}$ — длина рассеяния. Тогда оценку для E_0 можно записать в виде $E_0 \sim (\hbar/\bar{f})(p_F/m_n)$. Если величина $\bar{f}$ на порядок больше a , то, как следствие этого, E_0 уменьшается тоже на порядок по сравнению с оценкой в [2, 4].

Величина экспоненты в (3) существенно зависит от потенциала взаимодействия. Численные расчеты с некоторыми простыми модельными потенциалами, использующимися в ядерной физике (например, суперпозициями потенциалов гауссовского типа с различными параметрами), не приводят, однако, к качественным отличиям от простой оценки Гинзбурга—Киржница с прямоугольной ямой [2, 4]. При таких вычислениях использовались потенциалы, соответствующие только триплетным зарядовым состояниям. Другими словами, мы рассматриваем спаривание только двух нейтронов или двух протонов. Нейтронно-протонные корреляции мы не учитываем, так как разность фермиевских энергий нейтронной и протонной жидкости достаточно велика. Фермиевская энергия в наших условиях для нейтронов $\sim 32,5$ Мэв, для протонов $\sim 1,75$ Мэв. Характерные величины энергетических щелей во всяком случае не превосходят величин порядка нескольких Мэв для нейтронов, для протонов они еще меньше (см. ниже) [19]. Для матричного элемента взаимодействия нейтронов Гинзбург и Киржниц получили (для ямы с глубиной 15 Мэв и шириной $2,5 \cdot 10^{-13}$ см) величину $V_n \sim 2 \cdot 10^{-42}$ эрг.см³. Для получения матричного элемента взаимодействия протонов нужно учесть еще кулоновское отталкивание. Это уменьшает глубину ямы, и, как показывают вычисления, разумной является оценка $V_p \sim 10^{-42}$ эрг.см³. Плотность состояний на Ферми-поверхности $N(0) = (m_n k_F / 2\pi^2 \hbar^2) \sim 2 \cdot 10^{41}$ эрг⁻¹см⁻³ для протонов. Отсюда $N(0) V_p \sim 0,2$, и мы видим, что выполнено условие применимости формулы БКШ (3) — условие слабой связи: $N(0) V < 1$. Подобные вычисления с несколькими разными потенциалами позволили сделать заключение, что величина протонной щели может быть меньше, чем 10^{-2} Мэв. Для дальнейших оценок мы примем для опреде-

ленности $\Delta_p \sim 10^{-3}$ Мэв. Еще раз напомним, что эта щель соответствует плотности протонов $n_p \sim 10^{36}$ частиц/см³.

Неравенство (1), как нетрудно теперь проверить, выполняется: при $\Delta_p \sim 10^{-3}$ Мэв $(\lambda_p/\xi_p) \sim 0.15 + 0.20$; тем более оно имеет место при меньших значениях щели — при $\Delta_p \sim 10^{-4}$ Мэв $(\lambda_p/\xi_p) \sim 0.04$. Величину энергетической щели легко пересчитать в критическую температуру для протонной сверхпроводимости: $T_c \sim 10^{10} \Delta_p$ Мэв. При $\Delta_p \sim 10^{-3}$ Мэв $T_c \sim 10^7$ °К.

Если справедлива эта оценка, то сверхпроводимость могла бы существовать в протонной жидкости только при условии, что ее температура $T < T_c \sim 10^7$ °К. Предпринимавшиеся ранее расчеты остывания горячих барионных звезд ([8, 20]) приводили к заключению, что внутренние температуры в пульсарах выше или порядка 10^7 °К. (Звезда, как считалось, не успевает остыть за разумные времена, скажем, $\sim 10^8$ лет). Это могло бы служить аргументом против существования протонной сверхпроводимости с принятым нами значением энергетической щели Δ_p . Однако в ранних расчетах не учитывалось влияние сверхтекучести нейтронной компоненты на остывание звезды. В [4, 9] содержались лишь качественные утверждения о том, что сверхтекучесть может ускорить остывание звезды. Недавняя работа [21] была специально посвящена изучению влияния сверхтекучести и сильных внутренних магнитных полей в пульсарах на их остывание. В этой работе показано, что в сверхтекучей нейтронной звезде с внутренним магнитным полем $\sim 10^{12}$ гаусс внутренние температуры становятся порядка $10^3 - 10^4$ °К за времена $\sim 10^5$ лет. Остывание при этом происходит довольно быстро в интервале времен $10^3 + 10^5$ лет (от $10^8 \div 10^9$ °К до $10^3 \div 10^4$ °К). Без учета сверхтекучести кривые охлаждения (внутренняя температура — время) идут выше, а „резкое“ охлаждение имеет место лишь при существенно больших временах ($\sim 10^6 + 10^7$ лет). Таким образом, можно считать, что сверхпроводимость протонной компоненты заведомо может иметь место в мантии пульсаров.

Можно привести еще некоторые аргументы в пользу существования протонной сверхпроводимости и при более высоких температурах. Соотношение между критической температурой и щелью $T_c \sim 10^{10} \Delta$ Мэв часто используется для оценок, но даже в обычных сверхпроводниках такая связь T_c и Δ не является универсальной. Примером тому служат многозонные сверхпроводники и вообще всякие модели, характеризующиеся несколькими эффективными константами взаимодействия. Если рассматривать нейтронную и протонную ком-

поненты как не взаимодействующие ферми-жидкости, то каждая из них характеризуется своей щелью и своей критической температурой, при этом критическая температура для нейтронов выше, чем для протонов. Возникает вопрос: обязана ли на самом деле при остывании звезды сверхтекучесть нейтронной компоненты возникнуть раньше, чем сверхпроводимость протонов? В некотором смысле эта задача очень похожа на задачу о двухзонном сверхпроводнике. Последняя изучалась в [22—25]. Учет межзонного рассеяния, как показано в этих работах, приводит к совпадению температур перехода для разных зон. Действительный сверхпроводящий переход имеет место при $T_c \sim \max \{T_c^{(1)}; T_c^{(2)}\}$; $T_c^{(i)}$ ($i = 1, 2$) — температуры перехода для каждой из зон, если их считать не взаимодействующими. При этом щели обеих зон $\Delta^{(1)}$ и $\Delta^{(2)}$ при нулевой температуре, конечно, различны, а при $T \rightarrow T_c$ ($T < T_c$) обе стремятся к нулю.

Нейтронную и протонную жидкости в мантии также нельзя, вообще говоря, считать не взаимодействующими. Можно думать, что соответствующая перестройка параметров порядка (энергетических щелей) также может привести к возникновению единой температуры перехода. Если такая аналогия с двухзонным сверхпроводником справедлива, достаточно малая протонная щель появится уже при температуре, существенно большей 10^7 °К. Оценкой $T_c \sim 10^{10} \Delta_p(0)$ Мэв для протонной компоненты в этом случае пользоваться уже нельзя. Сама щель для этого случая ($T \gtrsim 10^7$ °К) может быть существенно меньше $\Delta_p(0) \sim 10^{-3}$ Мэв.

4. *Функциональная зависимость щели от плотности.* Обсудим вопрос об изменении энергетической щели при изменении плотности. Мы рассматривали выше взаимодействие нуклонов только в синглетном состоянии (но в триплетном зарядовом состоянии). Этого, по-видимому, достаточно для оценок, касающихся сверхпроводимости. Что касается сверхтекучести нейтронов, то возможно, что имеет место не S -, а P -спаривание нейтронов. Зависимость $\Delta(p_F)$ для нейтронов изучалась в [26—28]. Случай P -спаривания подробно проанализирован в [29] на основе потенциалов, построенных в [30]. Отметим также недавние работы [31, 32] и, вероятно, первую работу, относящуюся к этому вопросу [33]. Общим для всех этих работ является то, что на основе различных модельных потенциалов найден вид функции $\Delta(p_F)$. Эта функция имеет характерную куполообразную форму с максимумом при некотором $p_F^{(0)} = \hbar k_F^{(0)}$. Для S -спаривания максимальное значение $\Delta_{\text{макс}}^{(S)}$ ($p_F^{(0)}$) порядка нескольких Мэв,

для P -спаривания $\Delta_{\text{макс.}}^{(P)} < \Delta_{\text{макс.}}^{(S)}$. При $p_F < p_F^{(0)}$ и $p_F > p_F^{(0)}$: $\Delta < \Delta_{\text{макс.}}$. Характерно, что функция $\Delta(p_F)$ имеет две точки перегиба, „хвосты“ ее при малых и больших значениях p_F асимптотически выходят на нулевое значение. Ясно, поэтому, что неравенства $n \gg n^{(0)}$ и $n \ll n^{(0)}$, где $3\pi^2 n^{(0)} = k_F^{(0)^3}$, описывают области плотностей, при которых щель существенно меньше $\Delta_{\text{макс.}}$. В применении к нейтронной звезде это означает, что щель меняется вдоль радиуса в общем немонокотонным образом, если только значение $n^{(0)}$ попадает внутрь области плотностей, характерных для мантии. С надежными численными оценками дело сложнее. Положение и величина максимума функции $\Delta(p_F)$ довольно существенно зависят от параметров использованных модельных потенциалов. Есть основания считать, что величина максимума сильно зависит от значения эффективной массы нуклона в веществе, причем, чем меньше эффективная масса по сравнению с массой „голой“ частицы, тем меньше $\Delta_{\text{макс.}}$.

Информация, полученная в цитированных выше работах, относится почти целиком к нейтронной жидкости. Щель для протонов должна быть меньше нейтронной, так как с одной стороны включается дополнительное кулоновское взаимодействие, а с другой — уменьшается плотность состояний на поверхности Ферми. Характер же функции $\Delta(p_F)$ для протонов не должен отличаться от характера такой функции для нейтронов. Легко понять, что существование в мантии шарового слоя с малым значением Δ_p (например, меньшим $10^{-2} M\omega$) во всяком случае обеспечивается хвостами функции $\Delta_p(p_F)$. Вполне возможно, что этот шаровой слой имеет значительную радиальную толщину. В дальнейшем мы будем считать для простоты, что он совпадает с мантией. Анализ показывает, что это довольно правдоподобно, по крайней мере для легких нейтронных звезд, плотность которых в центре не сильно отличается от нормальной ядерной.

Отметим здесь еще, что в принципе мыслимо существование и более сложной структуры, если только максимальное значение протонной щели $\Delta_{p\text{макс.}}$ достигается где-то внутри мантии, а критерий сверхпроводимости первого рода не выполнен при этом значении $\Delta_{p\text{макс.}}$. В этом случае существуют три характерных шаровых слоя. Самый внутренний характеризуется тем хвостом функции $\Delta_p(p_F)$, для которого $n_p \gg n_p^{(0)}$, и в этой области осуществляется сверхпроводимость первого рода. Следующий за ним слой соответствует некоторой окрестности $n_p^{(0)}$, и в нем протонная жидкость — сверхпроводник второго рода. Наконец, наружный слой мантии ($n_p \ll n_p^{(0)}$) — снова сверхпроводник первого рода. Разумеется, никаких резких переходов

от слоя к слою нет, щель изменяется постепенно. Мы не будем обсуждать подробнее эту сложную структуру. Укажем только, что в некотором смысле такое немонотонное изменение Δ_p существеннее, чем аналогичное немонотонное поведение нейтронной щели. Причина этого заключается в том, что существование протонной сверхпроводимости и ее характер принципиально связаны в такой задаче с магнитным полем.

5. *Критическое магнитное поле, эффект Мейсснера и геометрия джонсовых структур.* Знание энергетической щели Δ_p позволяет оценить термодинамическое критическое поле H_c при нулевой температуре по известной в теории сверхпроводимости формуле [17]:

$$H_c^2 = 4\pi \cdot N(0) \cdot \Delta_p^2. \quad (4)$$

Для значений $\Delta_p \sim 10^{-3}$ Мэв и $n_p \sim 10^{30}$ частиц/см³ оценка (4) дает $H_c \sim 5 \cdot 10^{12}$ гаусс. Независимые оценки магнитных полей H в нейтронных звездах колеблются от $\sim 10^6$ до $\sim 10^{15}$ гаусс, но наиболее вероятными являются как раз поля $\sim 10^{12}$ гаусс [5]. Поэтому можно рассуждать следующим образом. Если поле H в нейтронной звезде на самом деле больше, чем H_c — сверхпроводимости в ней нет. Однако, весьма вероятно, что поле $H \leq 5 \cdot 10^{12}$ гаусс. Заметим еще, что оценки выше делались при нулевой температуре: $T = 0$. На самом деле следует учесть, что $T \neq 0$. Критическое поле $H_k(T)$ при температуре $T \neq 0$ меньше H_c . Для обычных сверхпроводников: $H_k(T) \approx \approx H_c [1 - (T/T_c)^2]$, закон изменения $H_k(T)$ для протонной сверхпроводимости не обязан быть именно таким, но уменьшение $H_k(T)$ с ростом T сомнению не подлежит. Пусть теперь в пульсаре имеется постоянное магнитное поле $H < H_c$. По мере остывания пульсара рано или поздно наступает момент, когда поле H становится равным $H_k(T)$. Равенство $H = H_k(T)$ не может, конечно, выполняться сразу во всем рассматриваемом шаровом слое (мантии). Наличие у пульсара магнитной оси и сферическая геометрия задачи делают ее очень похожей на задачу о сверхпроводящем шаре, помещенном во внешнее магнитное поле. Неоднородность в распределении поля вблизи сверхпроводящего шара приводит к тому, что в одних точках на его поверхности поле становится равным критическому раньше, чем в других. (Обычно при рассмотрении задачи о сверхпроводящем эллипсоиде во внешнем поле H предполагается постепенное изменение поля H при неизменном поле $H_k(T)$. Случай неизменного поля H и меняющегося $H_k(T)$ аналогичен). В результате шар переходит в промежуточное состояние — особым образом устроенную смесь чередующихся нор-

мальных и сверхпроводящих доменов [34]. Мы предполагаем, что подобная же ситуация имеет место в случае мантии пульсара. Первоначально „горячая“ мантия, охладившись до некоторой температуры T , переходит из нормального состояния в промежуточное. Промежуточное состояние характеризуется тем, что в нормальных доменах есть магнитное поле, а в сверхпроводящих его нет. Это значит, что переход сопровождается соответствующими изменениями геометрии поля — магнитное поле выталкивается из сверхпроводящих областей в соседние нормальные (эффект Мейсснера). Этот факт является чрезвычайно любопытным. Сравнительно малая примесь протонов ($1 \div 2\%$ от числа нейтронов) определяет распределение магнитного поля в мантии.

Обсудим теперь вопрос о форме доменов в промежуточном состоянии. Так как этот вопрос далеко не прост даже для обычных сверхпроводников, мы сначала обсудим простейшие возможные структуры именно для металлических сверхпроводников — диска и шара. Пусть диск из сверхпроводящего металла помещен в перпендикулярное к его плоскости внешнее магнитное поле. Из соображений симметрии мы можем предположить, что домены имеют либо кольцевую форму (чередующиеся нормальные и сверхпроводящие кольца), либо представляют собой нормальные и сверхпроводящие секторы (также чередующиеся). В обоих случаях через нормальные области проходит весь магнитный поток, в то время как в сверхпроводящих магнитного поля нет. Ситуация со сверхпроводящим шаром совершенно аналогична. Пусть шар помещен в магнитное поле, и на экваторе его поле равно критическому, а на полюсах еще нет. Аналогом кольцевых структур являются теперь домены, получающиеся от разбиения шара системой коаксиальных цилиндров с осью, совпадающей с направлением внешнего поля. Возможность такой структуры кратко упоминалась Л. Д. Ландау [35]. Аналогом секторных структур является „структура апельсина“. Соседние „дольки апельсина“ — есть чередующиеся нормальные и сверхпроводящие области. Диаметр, соединяющий „магнитные полюса“ шара, является в некотором смысле „особой“ линией, но можно думать, что никаких физических особенностей в действительности нет. „Апельсиновые дольки“, ограниченные меридиональными плоскостями — границами фаз, вовсе не обязаны доходить до самого центра, они могут закругляться и не доходя до „особой“ линии. Для шара с дыркой внутри (не сплошного) вопрос об „особенности“ вообще не возникает. При этом, конечно, довольно сложной будет структура магнитного поля вблизи „магнитных полюсов“. Если угловой размер секторов („апельсиновых долек“) достаточно мал, то они фактически просто вытягиваются вдоль радиусов

(соответственно вдоль меридиональных плоскостей). Такая ситуация для шара была рассмотрена качественно И. Е. Дзялошинским [36]. Вопрос о структуре, которая реализуется в действительности, должен решаться путем сравнения соответствующих свободных энергий. Эта задача для шара и диска, однако, достаточно сложна.

Экспериментально структуру промежуточного состояния удается обычно изучать только на поверхности образца. Интересно отметить, что существующие эксперименты, вероятно, свидетельствуют в пользу модели „апельсина“. К ним относятся, в частности, опыты А. И. Шальникова, К. А. Туманова [37] и А. Г. Мешковского [38] (см. также [39]). В этих экспериментах изучалось распределение магнитного поля в щели, прорезанной в экваториальной плоскости шара, находящегося в промежуточном состоянии. Очень четкие радиальные структуры получены в работе [37]. Радиальные домены в промежуточном состоянии в дисках наблюдались также в работах [40—41]. Кольцевая структура в обычных сверхпроводниках наблюдалась лишь в очень специальном случае [42]. В целом, однако, вопрос об условиях существования кольцевых и коаксиально-цилиндрических структур даже в обычных сверхпроводниках еще не может считаться решенным. Мы обсудили лишь простейшие возможности реализации промежуточного состояния в шаре, в действительности могут быть важны также вопросы ветвления доменов и всевозможных их деформаций.

Возвратимся опять к мантии нейтронной звезды. Здесь структуры, подобные только что рассмотренным, будут, конечно, еще сложнее, так как нужно учесть изменение щели Δ_p и поля H_k вдоль радиуса. Грубые качественные оценки, однако, можно делать, считая плотность протонов постоянной. Если толщина переходного слоя между соседними доменами порядка ξ_p , мы получаем для неветвящейся структуры оценку для эффективного периода: $d_{\text{эфф}} \sim (\xi_p R)^{1/2}$, R — радиус звезды [12]. Подставляя $R \sim 10^6$ см, $\xi_p = (2/\pi k_F) \cdot (e_p \Delta_p)$, $\Delta_p \sim 10^{-3}$ Мэв, получим $d_{\text{эфф}} \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см. Эта оценка относится к некоторому „среднему“ размеру периода (в однородной системе!) При более аккуратных оценках $d_{\text{эфф}}$ нужно еще учитывать некоторую безразмерную функцию концентрации нормальной фазы. Это может увеличить приведенную оценку примерно на порядок. Мы считаем также, что характерный размер мантии порядка радиуса звезды. Если же рассматривать модель с ветвлением доменов, то $d_{\text{эфф}} \sim \xi_p^{1/3} R^{2/3}$ [35]. В этом случае предыдущая оценка возрастает примерно на два порядка. Точнее оценки размеров доменов в мантии сделать трудно, но и сказанного достаточно, чтобы понять, что если реализуется модель „апельсина“, то угловой размер доменов порядка $(d_{\text{эфф}}/R) \ll 1$. Нельзя счи-

тать исключенной и модель доменов коаксиально-цилиндрического типа.

Интересно отметить еще, что вихри в сверхтекучей нейтронной жидкости ориентированы вдоль оси вращения звезды, тогда как границы нормальных и сверхпроводящих доменов в протонной жидкости имеют тенденцию располагаться в направлении магнитной оси, не совпадающей, вообще говоря, с осью вращения. Другими словами, каждый сверхтекучий вихрь может проходить через множество доменов.

6. Доменные структуры, диффузия магнитного поля и остывание нейтронной звезды. В принципе ясно, как можно было бы в рассматриваемых условиях описывать протонные токи, текущие в мантии. Так же, как в обычном сверхпроводнике, находящемся в промежуточном состоянии, эти токи текут в тонких слоях с толщиной $\sim \lambda_p$ по границам нормальных и сверхпроводящих доменов. Соответствующая электродинамическая задача очень сильно усложняется из-за неоднородности мантии и наличия радиальных градиентов температуры и давления. Аккуратное рассмотрение требует самосогласованного решения задачи для электронной и протонной жидкостей. При этом, конечно, нужно учитывать уравнение состояния и геометрию самих доменов.

В этом разделе мы хотим обратить внимание сначала на то, что промежуточное состояние не является единственным типом мыслимых доменных структур в нейтронных звездах. Если в пульсаре реализуется сверхпроводимость второго рода — возникает вихревая магнитная структура, так называемое смешанное состояние. Известно, что при определенных условиях могут возникать диамагнитные домены [43, 44]. В применении к нейтронным звездам эти вопросы рассматривались в [45, 46]. Новый тип структур — кинетические доменные структуры — интенсивно изучался в последние годы Л. Э. Гуревичем и его сотрудниками [47 — 49]. Для существования структур этого типа может быть существенно наличие градиентов температуры и давления и соответствующих потоков (токов). Непосредственно к нейтронным звездам результаты [47 — 49] неприменимы, но, по аналогии с рассмотренными там задачами, можно считать возможным в принципе существование доменных кинетических структур, похожих на рассмотренные выше структуры промежуточного состояния. Существенно, что кинетические доменные структуры могут характеризоваться неоднородным (по радиусу или по азимутальному углу) распределением магнитного поля. В частности, такая неоднородность может носить колебательный характер. Периодические структуры секторного типа в [47 — 49] называются φ -структурами, структуры кольцевого типа

R -структурами. Эти структуры могут существовать при подходящих условиях в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. Если только подобная ситуация может реализовываться в нейтронных звездах, возникает вопрос о возможности перехода от периодических кинетических структур τ - и R -типов, существующих при температуре выше критической, к промежуточному состоянию. Такой переход был бы облегчен, так как уже при высоких температурах рядом находились бы домены с большими и меньшими значениями магнитного поля. Аналогичные вопросы можно было бы поставить и о других переходах между доменными структурами разных типов или об их сосуществовании. Какие-либо окончательные выводы о существовании разных типов доменов и о возможностях переходов между ними делать пока преждевременно.

Обсудим теперь вопрос о диффузии магнитного поля. Сделанная в работе [3] оценка характерного времени диффузии (выталкивания) магнитного поля из сверхпроводящей области была очень неоптимистична и свидетельствовала не в пользу сверхпроводимости первого рода в привычном смысле. Это время оказывалось слишком большим (в масштабах времени жизни звезды), поэтому об эффекте Мейсснера речи быть не могло. В действительности же это заключение основано на недоразумении. Дело заключается в следующем. Характерное время выталкивания магнитного поля ([34], глава VII):

$$\tau_D \approx \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}. \quad (5)$$

Здесь σ — проводимость в нормальном состоянии, а L — некоторый характерный размер. В [3] вместо L подставлялся радиус звезды R . На самом же деле в качестве L нужно брать $d_{\text{эфф}}$, что уменьшает оценку τ_D в [3] по крайней мере в $(R/d_{\text{эфф}})^2$ раз. Это соответствует просто тому, что при переходе из нормального состояния в промежуточное магнитное поле выталкивается из домена, ставшего сверхпроводящим, в соседний нормальный домен, а вовсе не должно диффундировать на расстояния порядка размеров звезды. Приведем численные оценки. Как показано в [3], проводимость можно вычислять по формуле:

$$\sigma \approx \frac{n_p e^2 \tau_{tr} c}{\hbar k_F}. \quad (6)$$

Более аккуратное вычисление электро- и теплопроводности в мантии, основанное на решении релятивистского уравнения Больцмана для вырожденных электронов и протонов, приведено в [50]. Эти резуль-

таты дают для величины σ значение, несущественно отличающееся от (6). Входящее в (6) время τ_{tr} определяется соотношением:

$$\tau_{tr}^{-1} \approx \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \frac{ck_F^2}{k_{FT}} \quad (7)$$

Здесь T_F — температура, соответствующая энергии Ферми протонов, а $k_{FT} \approx [(4/\pi)(k_F m_n e^2/\hbar^2)]^{1/2}$ — так называемое Ферми—Томасовское волновое число. При $n_p \sim 10^{36}$ частиц/см³ $k_F \sim 3 \cdot 10^{12}$ см⁻¹ ($k_F^3 = 3\pi^2 n_p$). В табл. 1 содержатся оценки τ_{tr} , σ и τ_D для разных температур и двух значений $d_{эфф}$. Из этих оценок видно, что разумные значения τ_D не превосходят величины $\lesssim 10^{16}$ сек. Это означает, что времена перестройки магнитной структуры оказываются существенно меньшими, чем это оценивалось Беймом, Петиком и Пайнсом. Этот факт очень важен при построении моделей пульсаров и интерпретации наблюдаемых величин. Увеличение времени τ_D при уменьшении температуры, т. е. при увеличении „возраста“ нейтронной звезды, можно интерпретировать как некоторую тенденцию к стабилизации доменной структуры.

Таблица 1

T °K	τ_{tr} сек.	σ сек ⁻¹	τ_D сек	
			$d_{эфф} \sim 10^{-2}$ см	$d_{эфф} \sim 1$ см
10 ⁷	5·10 ⁻¹³	10 ³⁰	10 ⁸	10 ¹⁰
10 ⁶	5·10 ⁻¹¹	10 ³²	10 ⁸	10 ¹²
10 ⁵	5·10 ⁻⁹	10 ³⁴	10 ¹⁰	10 ¹⁴
10 ⁴	5·10 ⁻⁷	10 ³⁶	10 ¹²	10 ¹⁶

Сделанные нами оценки позволяют, по-видимому, снова вернуться к идее Ганна и Острикера [51] о связи процессов магнитной релаксации с торможением пульсаров. Эта идея в общем казалась неверной после работы Бейма, Петика и Пайнса и их вывода о том, что магнитное поле не может быть потеряно нейтронной звездой. Последний вывод безусловно правилен, оценка по формуле (5) с $L \sim R$ именно об этом и свидетельствует. В сколько-нибудь больших масштабах магнитное поле не может быть даже изменено. Однако размеры возникающих доменов являются в этом смысле масштабом малым, перестройка структуры поля на расстояниях $\sim d_{эфф}$ вещь реальная. Следовало бы именно эту перестройку называть „разрушением“ первоначального магнитного поля. Подчеркнем еще раз, что ни о каком полном исчезновении поля речи, конечно, и быть не может. Во многих

ранных работах, посвященных пульсарам, под „разрушением“ поля понималось нечто другое, в том числе полная потеря поля звездой через достаточно большое время. При анализе работы [51] это следует иметь в виду. Расчет τ_D , предложенный Ганном и Острикером, неверен, ибо вместо L в (5) они также подставляли R , а для ε использовали неправильное значение.

Отметим теперь, что из анализа *наблюдательных* данных об увеличении периодов пульсаров Острикер и Ганн получили характерное время $\sim 4 \cdot 10^6 \text{ лет} \sim 10^{11} \text{ сек}$. Это время они и предлагали отождествлять с временем магнитной релаксации. Ясно, что такая оценка не противоречит вычисленным нами значениям времени образования доменной структуры. Интересно сравнить также вычисленные времена магнитной перестройки с временами удвоения периодов для „молодых“ пульсаров [5]. Для пульсара в Парусе время удвоения периода $\sim 24\,000 \text{ лет} \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ сек}$. Для пульсара в Крабе время удвоения примерно на порядок меньше, чем в предыдущем случае ($\sim 7 \cdot 10^{10} \text{ сек}$). Эти времена очень близки к полученным нами характерным τ_D . Было бы, конечно, очень заманчиво „отождествить“ характерное время торможения с τ_D . Это означало бы связь самих процессов образования доменных структур и торможения пульсара. Отметим, что оценки, содержащиеся в табл. 1, не противоречат модели наклонного ротатора [5]. Есть, однако, и другое характерное время — время активности пульсара как источника радиоизлучения. Времена радиожизни пульсаров составляют примерно $10^6 + 10^7 \text{ лет}$. Приведенная оценка Ганна и Острикера ($4 \cdot 10^6 \text{ лет}$) соответствует „старым“ (длиннопериодическим) пульсарам, для которых времена удвоения периодов близки по порядку величины к времени радиожизни. Вполне возможно, что время τ_D связано как-то именно с временем радиожизни. Окончательный ответ на этот вопрос может быть получен при рассмотрении связи конкретных механизмов излучения пульсаров с их внутренней магнитной структурой.

Остановимся теперь на вопросе о дальнейшем остывании звезды. Если бы речь шла о сплошном однородном шаре из сверхпроводящего металла, можно было бы утверждать что промежуточное состояние в нем реализуется в интервале полей $(1 - n)H_k < H < H_k$, $n = 1/3$ — „размагничивающий“ фактор. При $H > H_k$ шар находится в нормальном, а при $H < (1 - n)H_k$ в сверхпроводящем состоянии [34]. Здесь $H_k = H_k(T)$, и при нашей постановке задачи (неизменное поле H при

меняющемся $H_k(T)$) ясно, что промежуточное состояние могло бы реализовываться только в определенном температурном интервале. Случай мантии пульсара имеет существенные отличия уже потому, что намагниченность и величина протонной щели в ней неоднородны. Важным является также наличие у пульсара ядра, которое, вероятно, находится в нормальном состоянии. Это должно приводить к тому, что сама структура промежуточного состояния будет отличаться от структуры в сплошном и однородном шаре. Трудно поэтому сделать заключение о том, в каком температурном интервале может существовать промежуточное состояние в мантии. Вполне возможно, что оно существует вплоть до довольно низких температур. Заметим, кстати, что и для обычного металлического сверхпроводящего шара промежуточное состояние может существовать вплоть до $T = 0$, если только

$$H_c > H > \frac{2}{3} H_c \left(H_c = H_k(0), \frac{\partial H_k}{\partial T} < 0 \right).$$

Если при понижении температуры сверхпроводящий металлический шар переходит из промежуточного состояния в чисто сверхпроводящее, магнитный поток должен быть из него вытолкнут. В нейтронной звезде, как мы видели, поток вытолкнуться не может. Возможно, что звезда никогда и не остынет до температуры перехода в „чисто сверхпроводящее“ состояние. В этом случае сохраняются как магнитное поле внутри звезды, так и аналогия с металлическим шаром. Существует и другая аналогия с сохранением потока в обычных сверхпроводниках. Сама звезда в нашем случае напоминает скорее полый шар, чем сплошной — внутри нормальная сердцевина. Переходы в полых шарах экспериментально изучались в [52]. Наблюдавшиеся гистерезисные эффекты свидетельствовали о том, что в таких системах могут существовать „замороженные“ потоки. Другими словами, эффект Мейсснера в них может и не иметь места. Это напоминает известную ситуацию с „замороженным“ потоком при переходе кольцевого проводника в сверхпроводящее состояние в магнитном поле [39]. Наконец, если осуществляется сложная трехслойная структура (см. раздел 4), то средний слой, будучи сверхпроводником второго рода, может захватить основной магнитный поток. Геометрия поля будет при этом очень сложной. Теория сложных (неэллипсоидальных, а тем более неоднородных) сверхпроводников отсутствует. Высказанные здесь замечания, тем не менее, исключают обязательность требования выталкивания поля из неоднородной мантии даже при очень низких температурах. Отметим еще, что существование доменных структур могло бы сказаться и на скорости остывания

звезды. Было бы интересно рассчитать диаграмму остывания с учетом этого обстоятельства.

7. Заключение. Для существования сверхпроводимости первого рода в условиях мантии пульсаров, как мы видели выше, нужна достаточно малая протонная энергетическая щель. Мы показали, что она может быть малой, но фактически рассматривали при этом самую простую модель невзаимодействующих протонной и нейтронной жидкостей. Это в общем довольно произвольное предположение. Мы не можем пока, к сожалению, производить расчеты, основывающиеся на теории взаимодействующих неоднородных ферми-жидкостей. Вывод о том, сохранится ли утверждение о „малости“ щели в достаточно широкой области плотностей при учете взаимодействия нейтронов и протонов, сделать сейчас нельзя, так как мы плохо умеем описывать само взаимодействие между нуклонами в таких системах. Любые расчеты носят пока модельный характер. Однако можно утверждать, что, по крайней мере, в некотором шаровом слое (или слоях) протонная щель действительно достаточно мала для того, чтобы выполнялся критерий (1).

Очень сложными являются (даже для грубого качественного понимания) вопросы о возможных движениях доменов. Такие движения могли бы быть обусловлены, например, вращением звезды или текущими в ней токами, а также происходить из-за наличия градиента температуры и т. п. Изменение эффективных размеров доменов связано, в частности, со „старением“ звезды. По мере остывания пульсара меняется относительная концентрация нормальной и сверхпроводящей фаз. В самой доменной структуре возможны разные типы возмущений. А. Ф. Андреевым было показано в [53], что в обычных сверхпроводниках в промежуточном состоянии могут существовать слабо затухающие колебания границ доменов с длинами волн, существенно большими толщины слоев нормальной фазы. Спектр этих колебаний напоминает спектр спиральных волн в электронной плазме [54]. Движение границ раздела между фазами сопровождается возникновением в нормальных областях переменного электромагнитного поля. Подобные типы возмущений могут существовать и в доменных структурах в мантии пульсаров. Корректный расчет таких возмущений и волн в протонно-электронной вырожденной плазме, „растворенной“ в нейтронной жидкости, пока не проведен.

Положительными результатами настоящей работы являются, по мнению автора, следующие утверждения. Во-первых, показана принципиальная возможность осуществления сверхпроводимости первого рода

в протонной жидкости в условиях мантии пульсаров. Во-вторых, оценки критических магнитных полей дают возможность предположить существование магнитных доменных структур такого же типа, как в промежуточном состоянии сверхпроводников. Третий важный вывод относится к оценке характерных времен релаксации магнитного поля τ_D . Эти времена оказываются существенно меньшими, чем это оценивалось в [3]. С другой стороны они могут считаться близкими к характерным временам увеличения периодов пульсаров, получаемым из анализа *наблюдательных* данных [51], или к временам радиожизни пульсаров. Это последнее обстоятельство является очень серьезным аргументом в пользу предлагаемой в этой работе модели. Вывод этот заслуживает, во всяком случае, дальнейшего анализа.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность и благодарность за интерес к работе и обсуждение изложенных в ней вопросов В. Л. Гинзбургу, Д. А. Киржницу, А. Ф. Андрееву, Л. Э. Гуревичу, Р. Г. Архипову, И. Ф. Гинзбургу, Е. И. Кацу, Е. Г. Максимову, В. Н. Сазонову, А. А. Собянину, Е. Л. Суркову, А. В. Чаплику и А. Г. Шепелеву. Я. Б. Зельдовичу и Г. С. Бисноватому-Когану автор благодарен за замечания, учтенные при подготовке окончательного варианта статьи.

Институт физики высоких давлений
АН СССР

THE INTERMEDIATE STATE IN THE SUPERCONDUCTING NEUTRON STAR

J. M. BRUK

A problem of the proton type—1 superconductivity in the mantle of the neutron stars (pulsars) is studied. Such a possibility appears to be realized in nature at sufficiently low values of the proton energy gap ($\Delta_p \lesssim 10^{-3} \text{ Mev}$). The presence of the magnetic field of the order of 10^{12} gauss in pulsars results in the appearance of the domain magnetic structures which are like the intermediate state in the type—1 superconductors. The characteristic time of the formation of such structures coincides with the active braking time (for example with the time of the period doubling) or perhaps with the of pulsar radio life time. Estimates of the gap function Δ_p and the domain typical dimensions are presented.

These dimensions are $\sim 10^{-2} \div 1$ cm. The geometry of the simplest domain structures and the evolution of the superconducting properties of the neutron star on cooling are discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Б. Мидал, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
2. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
3. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature, 224, 673, 674, 1969.
4. В. Л. Гинзбург, УФН, 97, 601, 1969.
5. В. Л. Гинзбург, УФН, 103, 393, 1971.
6. Д. А. Киржниц, Изв. Вузов—Радиофизика, 13, 1847, 1970.
7. D. Pines, Proc. of the 12-th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 7, 1970.
8. A. G. W. Cameron, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 8, 179, 1970.
9. Я. Б. Звальдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
10. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
11. Ю. Л. Вартамян, Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 49, 306, 1972.
12. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.
13. О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, т. 1, Мир, М., 1971.
14. S. Hayakawa, M. Kawai, K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., 13, 415, 1955.
15. А. Г. Ситенко, ЖЭТФ, 43, 319, 1962.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964, стр. 297.
17. J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer, Phys. Rev., 108, 1175, 1957.
18. Д. А. Киржниц, Полевые методы теории многих частиц, Атомиздат, М., 1963.
19. В. Г. Соловьев, Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, Атомиздат, М., 1963, стр. 17.
20. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян, Астрофизика, 7, 237, 1971.
21. S. Tsuruta, V. Canuto, R. Lodenquai, M. Ruderman, Ap. J., 176, 739, 1972.
22. H. Suhl, B. T. Matthias, L. N. Walker, Phys. Rev. Lett., 3, 552, 1959.
23. В. А. Москаленко, ФММ, 8, 503, 1959.
24. Б. Т. Гейликман, Р. О. Зайцев, В. Э. Кресин, ФТТ, 9, 821, 1967.
25. W. S. Chow, Phys. Rev., 172, 467, 1968; 4B, 111, 1971.
26. M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, M. Ruderman, Phys. Rev. Lett., 24, 775, 1970.
27. E. Krotscheck, Z. Phys., 251, 135, 1972.
28. N. Itoh, Progr. Theor. Phys., 42, 1478, 1969.
29. R. Tamagaki, T. Takatsuka, Progr. Theor. Phys., 44, 905, 1970; 46, 114, 1971; 47, 1062, 48, 1517, 1972.
30. R. Tamagaki, Progr. Theor. Phys., 39, 91, 1968; Progr. Theor. Phys. Suppl., 39, 1967; 42, 1968.
31. R. W. Richardson, Phys. Rev., 54, 1883, 1972.
32. T. Fujita, T. Tsuneto, Progr. Theor. Phys., 48, 766, 1972; 49, in press, 1973.
33. T. Ishihara, R. Tamagaki, H. Tanaka, M. Yasuno, Progr. Theor. Phys., 30, 601, 1963.
34. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, М., 1959, глава VI.

35. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 13, 377, 1943.
36. И. Е. Дзялошинский, ДАН, 105, 244, 1955.
37. А. И. Шальников, К. А. Туманов, в кн. „Сборник, посвященный памяти А. Ф. Иоффе“, М., 1950, стр. 303.
38. А. Г. Мешковский, ЖЭТФ, 19, 54, 1949.
39. Д. Шенберг, Сверхпроводимость, ИИЛ, М., 1955.
40. F. Haenssler, L. Rinderer, Helv. Phys. Acta, 40, 659, 1967.
41. H. Kirchner, A. Kiendl, Phys. Lett., 39A, 293, 1972.
42. F. Haenssler, L. Rinderer, Helv. Phys. Acta, 33, 505, 1960.
43. И. А. Привороцкий, Письма ЖЭТФ, 5, 280, 1967; ЖЭТФ, 52, 1755, 1967.
44. И. А. Привороцкий, М. Я. Азбель, ЖЭТФ, 56, 398, 1969.
45. V. Canuto, H. Y. Chin, C. Chiuderi, H. J. Lee, Nature, 225, 47, 1970.
46. V. Canuto, S. Kumar, H. J. Lee, Nature, 235, 9, 1972.
47. Л. Э. Гуревич, Письма ЖЭТФ, 11, 269, 1970.
48. Л. Э. Гуревич, И. В. Иоффе, ЖЭТФ, 61, 1133, 1971.
49. Л. Э. Гуревич, в сб. „Материалы VI зимней школы ФТИ им. А. Ф. Иоффе“, часть III, Л., 1971, стр. 185.
50. А. М. Gentile, Ap. Lett., 5, 245, 1970.
51. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, Ap. J., 160, 979, 1970; Nature, 223, 813, 1969.
52. А. И. Шальников, ЖЭТФ, 10, 414, 1940; 12, 34, 1942.
53. А. Ф. Андреев, Письма ЖЭТФ, 4, 7, 1966.
54. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, УФН, 89, 367, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РАЗВИТИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

А. Г. ДОРОШКЕВИЧ, В. С. РЯБЕНЬКИЙ, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 18 июля 1972

Пересмотрена 12 апреля 1973

Аналитически и численно исследуется процесс развития возмущений потенциального типа под действием гравитационной неустойчивости от малой амплитуды до возникновения объектов высокой плотности. В окрестности формирующихся объектов движение вещества близко к одномерному и хорошо описывается приближенным решением уравнений гидродинамики (при $p=0$) и тяготения, предложенным в [1].

Предложен метод аналитической оценки точности приближенного решения, основанный на сравнении главных значений тензора деформации и обсуждается ее связь с результатами численных расчетов.

Введение. В [1] была предложена нелинейная теория развития потенциальных возмущений в среде с $p=0$ (p — давление). В основу этой теории было положено предположение о том, что движение частиц среды можно описать уравнением

$$\vec{r}(\vec{q}, t) = a(t)\vec{q} - b(t)\vec{s}(\vec{q}), \quad (1)$$

где $\vec{r}$ и $\vec{q}$ — эйлерова и лагранжева координаты частиц, функция $a(t)$ — описывает общее космологическое расширение среды и связана с постоянной Хаббла H соотношением $H = \dot{a}/a$, $b(t)$ — растущая функция времени, описывающая развитие возмущений (в случае критической плотности $\Omega \equiv \bar{\rho}/\rho_{cr} = 1$, $a(t) \sim t^{2/3}$ и $b(t) \sim t^{4/3}$), $\vec{s}(\vec{q}) = \text{grad } \Psi(\vec{q})$ — потенциальный вектор смещения частицы из положения равновесия. Если функции $a(t)$ и $b(t)$ нормировать так, что в некий начальный момент времени $t = t_0$, $a(t_0) = b(t_0) = 1$, то $\vec{s}(\vec{q})$ будет выражаться че-

рез начальное возмущение плотности с помощью соотношения $\operatorname{div} \vec{s}(\vec{q}) = \delta \rho(\vec{q}, t_0) / \rho_0(t_0)$, причем $\delta \rho(\vec{q}, t_0)$ соответствует растущей моде возмущений. Таким образом (1) описывает эволюцию растущей моды возмущений.

В случае, когда возмущения малы $|\vec{b}(t) \cdot \vec{s}(\vec{q})| \ll |\vec{a}(t) \vec{q}|$, движение вещества, согласно (1), совпадает с движением вещества по линейной теории [3, 4]. В [1] был высказан ряд косвенных соображений в обоснование применимости формулы (1) также в случае немалых возмущений.

Характерная особенность решения (1) состоит в том, что развитие возмущений приводит к образованию тонких дискообразных сгущений плотности вещества. При этом процесс достижения большой плотности в первом приближении идет одномерно, в направлении, перпендикулярном плоскости будущего диска. Существует точка, в которой сжатие идет наиболее быстро и впервые достигается бесконечная (формально) плотность; в действительности после того, как будет достигнута некоторая плотность, нельзя пренебрегать давлением, которое и остановит сжатие.

Сжатие в соседних частицах идет в два этапа: вначале так же, как и в первой частице, адиабатически, а затем эти частицы натапливаются на слой ранее сжатого газа и сжимаются в ударной волне.

В настоящей работе более подробно (аналитически и численно) рассмотрен вопрос об области применимости и точности формулы (1). Предлагается аналитическая оценка точности нелинейной теории, основанная на сравнении главных значений тензора деформации в частице. Обсуждается влияние окрестных частиц (эффект нелокальности взаимодействия), а также связь предложенной оценки точности метода и численных расчетов возмущений скорости частиц. Показано, что формула (1) хорошо описывает движение вещества вплоть до момента попадания частицы на фронт ударной волны.

1. *Аналитическая оценка точности нелинейной теории.* При получении закона движения частицы (1) использовано предположение, что возмущение силы, действующей на частицу, пропорционально ее смещению из положения равновесия.

Такое возмущение силы и движение по закону (1) соответствуют полю ускорения

$$\vec{w}_{\text{kin}}(\vec{q}, t) = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{a} \cdot \vec{q} - \vec{b} \cdot \vec{s}(\vec{q}), \quad (2)$$

для создания которого необходимо распределение плотности

$$\bar{\rho} = -\frac{1}{4\pi G} \operatorname{div}_r \bar{w}_{\text{kin}}. \quad (3)$$

Фактически же при движении согласно (1) возникает распределение плотности, определяемое уравнением неразрывности

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left| \frac{\partial r_i}{\partial q_k} \right|} = \frac{\rho_0}{a^3 \left| \delta_{ik} - \frac{b}{a} \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right|}, \quad (4)$$

где ρ_0/a^3 — невозмущенная плотность, $\partial r_i/\partial q_k$ — якобиан преобразования $r_i = r_i(q_k, t)$.

Предлагается в качестве меры точности формулы (1) использовать безразмерное отношение

$$\Delta(\vec{q}, t) = \frac{\bar{\rho} - \rho}{\rho}, \quad (5)$$

определяющее степень самосогласованности решения в частице. До тех пор, пока $|\Delta(\vec{q}, t)| < 1$ в достаточно большой области пространства, решение (1) является самосогласованным и хорошо описывает реальное движение. Ниже будет показано, что окрестность возникающего диска повышенной плотности удовлетворяет этому условию.

Найдем связь Δ с тензором $\partial s_i/\partial q_k$.

Проще всего это сделать в системе координат, оси которой совпадают с главными осями тензора $\partial s_i/\partial q_k$ в рассматриваемой частице. В разных частицах главные оси тензора $\partial s_i/\partial q_k$, вообще говоря, имеют различные направления, но для данной частицы при движении согласно (1) они не изменяются со временем. В этой системе координат

$$\rho = \frac{\rho_0}{(a - b\lambda_1)(a - b\lambda_2)(a - b\lambda_3)}, \quad (6)$$

$$\bar{\rho} = -\frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\bar{a} - \bar{b}\lambda_1}{a - b\lambda_1} + \frac{\bar{a} - \bar{b}\lambda_2}{a - b\lambda_2} + \frac{\bar{a} - \bar{b}\lambda_3}{a - b\lambda_3} \right),$$

где λ_1, λ_2 и λ_3 — собственные значения тензора $\partial s_i/\partial q_k$. С помощью (6) легко показать, что

$$\Delta = \frac{-a^3 \left(\bar{b} + 2\frac{\bar{a}}{a}b \right) J_1 + ab \left(2\bar{b} + \frac{\bar{a}}{a}b \right) J_2 - 3b^2\bar{b}J_3}{3a^3\bar{a}}, \quad (7)$$

где

$$J_1 = \frac{\partial s_i}{\partial q_i} = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3, \quad J_2 = \frac{1}{2} J_1^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \frac{\partial s_k}{\partial q_i} = \lambda_1 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3 + \lambda_2 \lambda_3,$$

$$J_3 = \frac{1}{3} \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \frac{\partial s_k}{\partial q_e} \frac{\partial s_e}{\partial q_i} - \frac{1}{3} J_1^3 + J_1 J_2 = \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$$

— инварианты тензора $\partial s_i / \partial q_k$. Зависимость Δ только от инвариантов тензора $\partial s_i / \partial q_k$ показывает, что соотношение (7) не зависит от системы координат. Потребуем, чтобы в (7) член, содержащий J_1 был тождественно равен нулю. Это дает уравнение для $b(t)$

$$\bar{b} + 2 \frac{\bar{a}}{a} b = 0, \quad (8)$$

которое совпадает, с точностью до обозначений, с результатами линейной теории [3, 4]. Отметим, что (8) справедливо при любом $\Omega = \bar{\rho} / \rho_{cr}$. В простейшем случае $\Omega = 1$, $a \sim t^{2/3}$ и растущее решение уравнения (8) $b \sim t^{4/3}$.

С учетом (8) Δ будет иметь вид

$$\Delta = \left(\frac{b}{a} \right)^2 J_2 + 2 \left(\frac{b}{a} \right)^3 J_3. \quad (9)$$

В двух случаях, когда в точности решения (1) можно убедиться непосредственно, условие $|\Delta| < 1$ хорошо выполняется:

а) можно независимым путем показать, что (1) является точным решением в случае, когда на однородно расширяющийся фон наложено плоское одномерное возмущение произвольной амплитуды (в этом случае $\Delta \equiv 0$);

б) в случае возмущений малой амплитуды, когда в справедливости (1) нет сомнений, Δ имеет второй порядок малости по амплитуде возмущений и поэтому $|\Delta| \ll 1$.

Пока амплитуда возмущений мала, мало и Δ . Однако Δ — растущая функция времени, и возможно, что с течением времени условие $|\Delta| < 1$ в рассматриваемой частице будет нарушено.

Если в частице $\lambda_1 > 0$, то решение (1) продолжается либо до тех пор, пока частица не достигнет бесконечной плотности при $b/a = 1/\lambda_1$, либо до тех пор, пока частица не попадет на фронт ударной волны [1], при $b/a < 1/\lambda_1$. На рис. 1 изображена область (в системе координат $x = \lambda_2/\lambda_1$, $y = \lambda_3/\lambda_1$; $\lambda_1 > 0$), в которой условие $|\Delta| < 1$ выполнено вплоть до момента времени, когда $b/a = 1/\lambda_1$. В этот момент условие $|\Delta| < 1$ принимает вид

$$|x + y - xy| < 0. \quad (10)$$

Предполагая случайный характер возмущений и используя полученную в [2] функцию распределения главных значений тензора $\partial s_i / \partial q_k$, можно показать, что неравенство (10) справедливо для примерно 46 % всего вещества.

Если в частице $\lambda_1 < 0$, то решение (1) продолжается либо до тех пор, пока частица попадает на фронт ударной волны, либо до тех пор, пока условие $|\Delta| < 1$ будет нарушено. Можно показать, что условие $|\Delta| < 1$ заведомо нарушается при $b/a > -0.5/\lambda_1 > 0$.

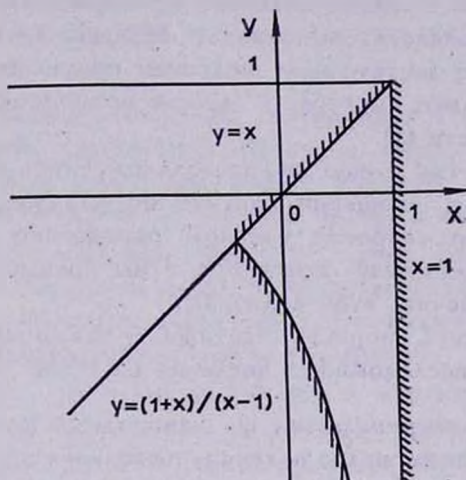


Рис. 1. В системе координат $x = \lambda_2/\lambda_1$ и $y = \lambda_3/\lambda_1$ показана область параметров λ_2 и λ_3 для которых формула (1) применима вплоть до момента возникновения особенности при $b/a = 1/\lambda_1$. Собственные значения λ_1 , λ_2 и λ_3 тензора $\partial s_i / \partial q_k$ проинтерполированы в порядке убывания $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. Отсюда возникают ограничения $x < 1$ и $y < 1$. Ограничение $y > (1+x)/(1-x)$ связано с требованием выполнения условия (9), (10) $|\Delta| < 1$ вплоть до момента $b/a = 1/\lambda_1$.

В этих оценках не учитывалась возможность падения частицы на фронт ударной волны, поэтому область параметров, в которой формула (1) применима, на самом деле несколько шире, чем изображенная на рис. 1.

Как уже отмечалось, Δ является „локальной“ величиной, т. е. она зависит от инвариантов тензора $\partial s_i / \partial q_k$ в данной точке и не зависит от параметров в соседних точках. Между тем ясно, что задача не является локальной, и такие параметры частицы, как ее скорость и смещение зависят не только от главных значений тензора деформации в данной частице, но и от движения окружающих частиц (эффект нелокальности взаимодействия). Эти эффекты значительно ослаблены в областях, где образуются дискообразные объекты повышен-

ной плотности. В окрестности диска движение имеет преимущественно одномерный характер, а, как мы знаем, решение (1) в одномерном случае является точным. Возможные эффекты нелокальности поэтому связаны с отклонением движения от одномерного, но вблизи центра конденсации эти отклонения малы, а влияние удаленных областей ослаблено, во-первых, быстрым убыванием взаимодействия с расстоянием $\sim r^{-3}$ (важно возмущение силы, а не сама сила) и, в большей степени, эффектом усреднения знакопеременных по пространству возмущений по большим областям пространства.

Как уже отмечалось, выполнение неравенства $|\Delta| < 1$ является необходимым, но не достаточным условием применимости закона (1), поэтому представляют интерес и другие возможные ограничения на область применимости (1).

Знание параметра Δ еще не позволяет судить о точности определения скорости и смещения частицы по формуле (1). Между тем, согласно [1], именно скорости частицы определяют свойства возникающего диска повышенной плотности, и мы прежде всего заинтересованы в точном расчете этой величины.

Точность расчета скорости частицы, а также влияние нелокальности возмущения исследовались численно на ЭВМ.

2. Численный эксперимент. На однородный и изотропно расширяющийся фон наложим малое потенциальное возмущение, задаваемое в виде начального смещения частицы $\vec{s}(\vec{q}) = \text{grad } \Psi(\vec{q})$ из невозмущенного положения, соответствующего координате $\vec{q}$. Будем считать, что движение всех частиц происходит согласно (1). В интересующей нас области выделим несколько „пробных“ частиц и будем для них сравнивать ускорение w_{kin} , найденное по (2), с ускорением w_{grav} , определяемым гравитационным полем остального вещества,

$$\vec{g}_{\text{grav}} = G \sum_i m_i \frac{\vec{r}_i - \vec{r}}{|\vec{r}_i - \vec{r}|^3}, \quad (11)$$

$$\vec{r}_i - \vec{r} = a(\vec{q}_i - \vec{q}) - b(\vec{s}(\vec{q}_i) - \vec{s}(\vec{q})).$$

Различие $\vec{w}_{\text{kin}}$ и $\vec{w}_{\text{grav}}$ характеризует точность определения ускорения по формуле (1). Точность определения скорости характеризуется соотношением $\vec{u}_{\text{kin}} = a\vec{q} - b\vec{s}(\vec{q})$ и $\vec{u}_{\text{grav}} = \int \vec{w}_{\text{grav}} dt$. В расчетах возмущение задавалось потенциалом

$$\Psi(\vec{q}) = A_{lm} (q_1^2 - d^2)^3 (q_2^2 - d^2)^l (q_3^2 - d^2)^m \quad (12)$$

при $|q_1| < d, \quad |q_2| < d, \quad |q_3| < d; \quad d = 0.5$

$\Psi(\vec{q}) = 0$ вне этой области. Такой выбор потенциала соответствует локализации возмущений в области объемом $8d^3 = 1$. В реальной задаче возмущение, конечно, не обязательно локализовано. Однако нас интересует главным образом окрестность центра возмущенного куба, а влияние удаленных областей ослаблено как из-за дипольного закона взаимодействия, так и из-за присутствия возмущений разных знаков.

Смещение определяется из соотношения $\vec{s}(\vec{q}) = \text{grad } \Psi(\vec{q})$. Были проведены расчеты нескольких вариантов, отличающихся значениями l и m . Меняя l и m в (12), мы можем изменять соотношения между собственными значениями λ_i тензора $\partial s_i / \partial q_k$ в точке максимума λ_1 , а также параметры движения соседних частиц. Величина A_{lm} выбиралась так, чтобы совпадали моменты возникновения плотности в центре сгущения. Более подробно исследовалась наиболее интересная область в окрестности центра образующегося сгущения.

Как правило, расчеты начинались с момента, когда $|\partial \rho / \rho| \approx 1$ и заканчивались при $|\partial \rho / \rho| \sim 10 + 100$. Пока $|\partial \rho / \rho| < 1$ сомнений в правильности решения (1) нет. При возрастании $|\partial \rho / \rho|$ время, нужное для расчета каждой точки, быстро возрастает. Более подробно вопросы, связанные с методикой расчетов, изложены в приложении.

На рис. 2 показана зависимость от b/a величины $\omega_{1kla} / \omega_{1grav}$, характеризующей точность закона (1), для четырех частиц, находящихся на различных расстояниях (в лагранжевой системе координат) от центра сгущения. Выбранное соотношение собственных значений $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1/3$ в центре характерно для случайных возмущений при условии большого λ_1 [2]. Пунктирные кривые показывают, как нарастает возмущение плотности $\partial \rho / \rho$ в соответствующих частицах. По мере нарастания возмущений плотности величина $\omega_{1kla} / \omega_{1grav}$ все больше отклоняется от единицы, однако, даже при очень больших возмущениях, величина $\omega_{1kla} / \omega_{1grav}$ отличается от единицы не более, чем в два-три раза (кривая 1). Ранее было отмечено, что формула (1) лучше описывает движение вблизи центра сгущения, что связано с одномерным характером движения в его окрестности, но на рис. 2 ближайший к центру частице соответствует кривая 1, имеющая наибольшее отклонение от единицы. Однако никакого противоречия в этом нет, так как в частице 1 возмущение $\partial \rho / \rho$ выросло заметно, а в

частицах 2, 3 и 4 оно еще мало. Введенный в разделе 1 критерий (5) точности формулы (1) полностью согласуется с этим результатом.

На рис. 3 показана зависимость скорости частицы от расстояния до центра конденсации x для частиц, находящихся на различных лагранжевых расстояниях до центра.

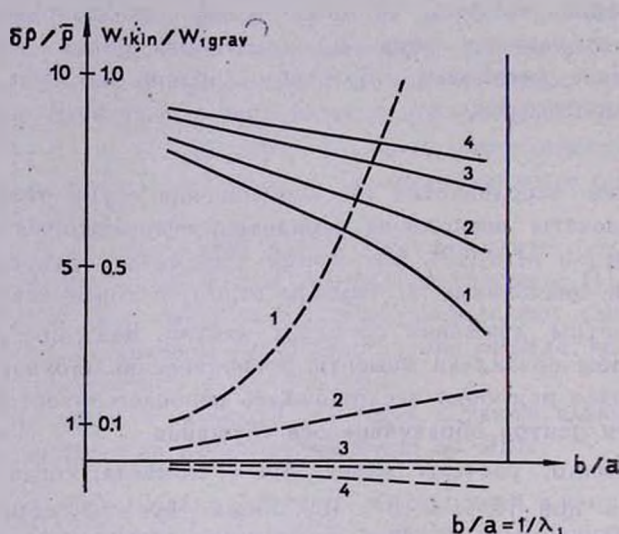


Рис. 2. Зависимость величины w_{kin}/w_{1grav} , характеризующей точность приближенного закона (1) в зависимости от b/a (сплошные кривые). Кривые построены для четырех пробных частиц, расположенных на разных расстояниях (в лагранжевых координатах) от центра образующегося диска. Центр диска имеет лагранжевы координаты $(0; 0; 0)$, пробные частицы (в порядке номеров) — $(0.02; 0; 0)$, $(0.16; 0; 0)$, $(0.28; 0; 0)$, $(0.40; 0; 0)$. Пунктирные кривые показывают, как нарастает возмущение плотности $\delta\rho/\rho$ в каждой частице. Шкала слева от вертикальной оси относится к величине $\delta\rho/\rho$, справа — к величине w_{kin}/w_{1grav} . Вертикальной сплошной прямой показан момент достижения особенности в центре диска $(0; 0; 0)$. В центре конденсации собственные числа λ_1 , λ_2 и λ_3 связаны соотношением $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1/3$.

Достижение частицей координаты $x = 0$ приблизительно соответствует моменту попадания частицы на фронт ударной волны. Нужно отметить, что величина $\Delta v_1/v_1$ в момент падения частицы на фронт волны очень слабо зависит от лагранжевой координаты частицы.

На рис. 4 представлена зависимость величины w_{kin}/w_{1grav} от b/a для частиц, близких к центру сгущения, при различных соотношениях между собственными значениями λ_1 , λ_2 и λ_3 в центре. Интересно отметить, что изменение знака λ_2 и λ_3 приводит к изменению знака $w_{kin} - w_{1grav}$. Этот эффект связан с тем, что решение (1) недостаточно хорошо учитывает движения в плоскости диска. Сжатие в этой

плоскости (при $\lambda_{2,3} > 0$) приводит к повышению плотности и увеличивает гравитационное ускорение. Расширение в этой плоскости, наоборот, уменьшает гравитационное ускорение.

В ряде расчетов специально исследовалась зависимость точности закона (1) от характера изменения параметров движения частиц, соседних с центром сгущения (эффект нелокальности). В пределах точности расчета (около $3 \div 5\%$) зависимости не обнаружено. Это свидетельствует о слабости эффектов нелокальности. В машинных расчетах не удалось обнаружить также возможную ошибку задаваемой законом (1) ориентации главных осей тензора $\partial s_i / \partial q_k$.

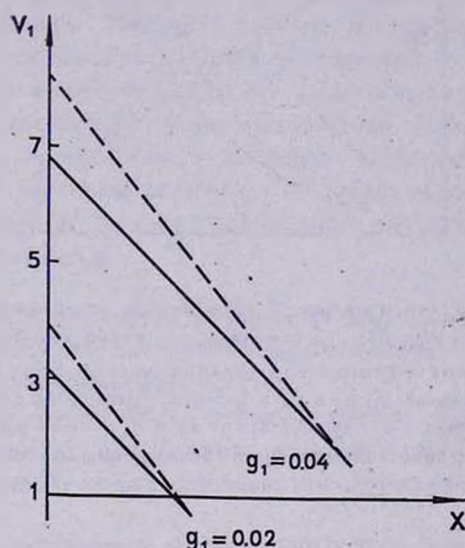


Рис. 3. Сплошными кривыми показана зависимость величины v_{ikln} от эйлеровой координаты x , пунктирными — величины v_{igrav} . Кривые построены для двух пробных частиц с лагранжевыми координатами $(0.02; 0.0)$ и $(0.04; 0.0)$. Центр конденсации расположен в начале координат.

На основе проведенных расчетов построена зависимость $\Delta v_1 / v_1$ в момент падения частицы на фронт ударной волны от величины Δ (5), (9) (рис. 5). Приближенная аналитическая зависимость $\Delta v / v \approx 0.9 \Delta$.

В предположении случайного характера возмущений в окрестности высоких максимумов $\lambda_1 > 2.5 \sigma$ (σ — дисперсия компонент тензора деформации [2])

$$\bar{\Delta} \approx 0.55 (1 - 4\sigma^2 / \lambda_1^2) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \overline{\Delta^2} - \bar{\Delta}^2 &\approx 0.25 \sigma^2 / \lambda_1^2 \\ \overline{(\Delta v / v)} &= 0.5 (1 - 4\sigma^2 / \lambda_1^2). \end{aligned} \quad (15)$$

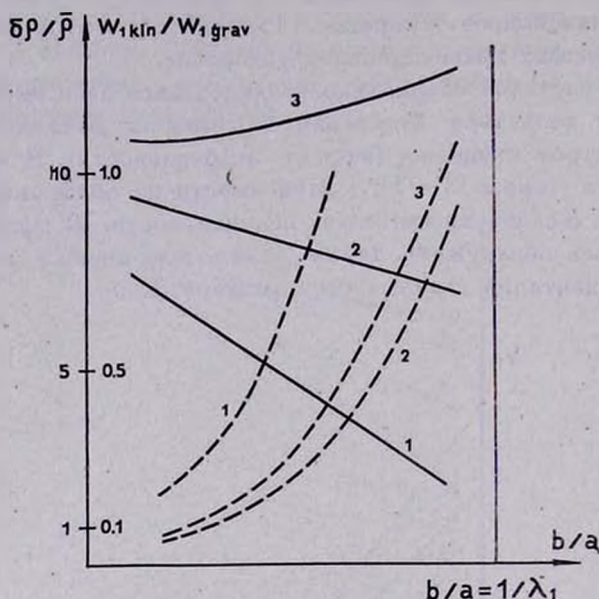


Рис. 4. В тех же, что и на рис. 2 координатах (горизонтальная ось — b/a , вертикальная — отношение w_{1kin}/w_{1grav}) показано, с какой точностью формула (1) описывает движение близких к центру конденсации частиц при различных соотношениях собственных значений λ_1 , λ_2 и λ_3 в центре. Кривые (в порядке номеров) соответствуют соотношениям: $\lambda_2 = \lambda_3 = (2/3)\lambda_1$, $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1/6$ и $\lambda_2 = \lambda_3 = -(2/25)\lambda_1$. Пунктирными кривыми показана эволюция возмущения плотности в соответствующей частице.

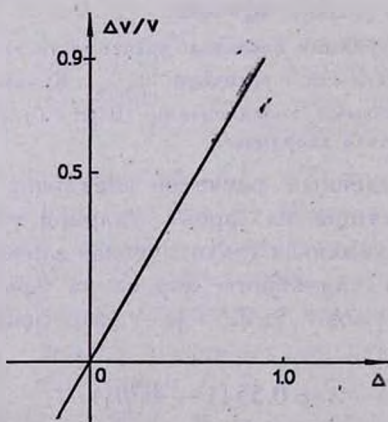


Рис. 5. Зависимость отношения $\Delta v/v = (v_{1grav} - v_{1kin})/v_{1grav}$ от величин $\Delta = \lambda_2/\lambda_1 + \lambda_3/\lambda_1 - (\lambda_2\lambda_3)/\lambda_1$ в момент попадания частицы на фронт ударной волны.

Таким образом, в окрестности высоких максимумов l_1 приближенный закон движения (1) позволяет с хорошей точностью определить как ускорение, так и скорость частицы.

Выводы. Совокупность изложенных выше результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Решение (1) качественно правильно описывает реальное движение вещества в масштабах скоплений галактик во фридмановской модели Вселенной в областях повышенной плотности на стадии, когда можно пренебречь давлением (от момента рекомбинации до возникновения ударных волн). Являясь точным в одномерном случае, решение (1) хорошо описывает движение вещества в окрестности образующегося объекта высокой плотности (протоскопления галактик), где движение имеет преимущественно одномерный характер. В областях пространства, где одномерность движения нарушается на нелинейной стадии, решение (1) неприменимо, но гравитационное влияние на область возникновения дисков повышенной плотности мало из-за эффекта усреднения.

2. Хорошее представление о точности решения (1) дает величина Δ (5), (9), которая зависит от соотношения собственных значений тензора $\partial s_i / \partial q_k$ в рассматриваемой частице.

Движение не менее 46% всего вещества (доля вещества, для которого $|\Delta| < 1$ вплоть до момента падения частицы на фронт ударной волны) достаточно точно описывается формулой (1).

3. Анализ результатов численного счета показывает, что скорость падения вещества на фронт ударной волны, полученная по формулам (1), может несколько отличаться от истинной (рис. 5). Это связано с тем, что в окрестности возникающего диска повышенной плотности в решении (1) недостаточно хорошо учитывается движение в плоскости диска. Если в плоскости диска происходит сжатие, то реальная скорость падения на фронт ударной волны, который в первом приближении параллелен плоскости диска, будет выше, чем скорость, полученная с помощью (1); если же в плоскости диска происходит расширение ($\Delta < 0$), то реальная скорость будет ниже.

Пользуясь случаем, благодарим Я. Б. Зельдовича за полезные обсуждения и замечания.

Приложение

Обсудим более подробно вопросы, связанные с методикой численного расчета.

С точки зрения численного расчета задача об эволюции возмущения от малой амплитуды вплоть до возникновения ударных волн имеет следующие особенности:

1. Пространственная трехмерность задачи.

2. Возмущения растут на нестационарном фоне (что связано с космологическим расширением).

3. Из-за дальнего действия гравитации область, вклад которой в силу, действующую на данную частицу, существенен, велика и, кроме того, ее трудно определить *априори*.

В расчетах приходится иметь дело с ограниченным объемом, в то время как в действительности на рассматриваемом этапе еще нет гравитационного обособления тел. Отсюда возникает проблема границ. Как показали расчеты, для рассматриваемого типа задач оказывается довольно существенной непрерывность распределения вещества, что, естественно, очень трудно смоделировать на ЭВМ, так как в рассматриваемой трехмерной задаче нужно вести расчеты с очень большим числом точек, а это требует значительного машинного времени. Ниже изложены соображения, которыми мы руководствовались в наших попытках преодолеть эти трудности.

Уравнения гидродинамики и тяготения, при условии, что можно пренебречь давлением, имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \Delta) \vec{u} = \vec{w} \\ \operatorname{div} \vec{w} = 4\pi G \rho \end{array} \right. \quad (16)$$

где ρ — плотность, $\vec{w}$ — ускорение, $\vec{u} = H\vec{r} + \vec{v}$ и $G = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г сек}$. С помощью преобразований

$$\vec{r}' = \frac{1}{a} \vec{r}, \quad \vec{v}' = a \vec{v}, \quad dt' = a^{-1} dt, \quad \rho' = a^3 \rho, \quad \vec{w}' = a^{-3} \vec{w}, \quad G' = aG \quad (17)$$

с учетом соотношений для невозмущенных величин система (16) преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \operatorname{div}(\rho' \vec{v}') = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t'} + (\vec{v}' \Delta) \vec{v}' = \delta \vec{w}' \\ \operatorname{div}(\delta \vec{w}') = 4\pi G' \delta \rho' \\ \delta \rho' = \rho' - \bar{\rho}' \end{array} \right. \quad (18)$$

операции пространственного дифференцирования производятся по координате r' . В (18) космологическое расширение учитывается с помощью формального изменения постоянной гравитационного взаимодействия. Переход от полного ускорения к возмущению позволяет избавиться от проблемы граничных условий следующим образом. На однородном неограниченном фоне создадим возмущение, локализованное в конечном объеме. Очевидно, что вклад в возмущение силы в данной точке даст только возмущенная область, и в расчетах можно принять, что вне области возмущения вещества нет.

Сила гравитационного взаимодействия точечных масс убывает $\sim r^{-2}$, поэтому нельзя заранее выделить область, влияние которой на данную частицу существенно. Уменьшение влияния на данную частицу, имеющую координаты $\vec{r}_0$, с ростом расстояния связано только со взаимной компенсацией сил взаимодействия с равноудаленными от $\vec{r}_0$ частицами. Чем больше $|\vec{r}_i - \vec{r}_0|$, тем больше частиц лежит в сферическом слое $|\vec{r}_i - \vec{r}_0| \approx \text{const}$ и тем меньше сумма $\sum \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_0}{|\vec{r}_i - \vec{r}_0|^3}$ (сумма берется по частицам, лежащим в слое $|\vec{r}_i - \vec{r}_0| \approx \text{const}$).

Учитывая это обстоятельство, будем вычислять возмущение ускорения $\delta \vec{w}'$ по следующей схеме. В рассматриваемой пробной точке вычислим полное ускорение $\vec{w}' = G' \sum m_i \frac{\vec{r}'_0 - \vec{r}'_i}{|\vec{r}'_0 - \vec{r}'_i|^3}$. Затем найдем возмущенное ускорение $\vec{w}'_k$ в точке $\vec{r}'_0$, создаваемое тяготением вещества, однородно распределенного в области локализации возмущения.

$$\vec{w}'_k = G' \bar{\rho}' \int \frac{\vec{r}'_0 - \vec{r}'}{|\vec{r}'_0 - \vec{r}'|^3} d^3 r'. \quad (19)$$

Если область локализации возмущения имеет простую форму (в наших расчетах это был куб), то интеграл (19) выражается через элементарные функции и ускорение $\vec{w}_k$ находится по аналитической формуле.

При вычислении суммы (11) использовались два типа различных по массе частиц. Вблизи $\vec{r}_0$ частицы имели малую массу и были расположены гуще, а вдали от точки $\vec{r}_0$ частицы имели большую массу и расположены реже, так что при $b(t) = 0$ вещество было распределено квазиоднородно. Это позволило в несколько (5–10) раз сократить время расчетов при достаточно высокой точности и без существенного усложнения алгоритма. Конечно, можно использовать не два, а больше различных по массе видов частиц.

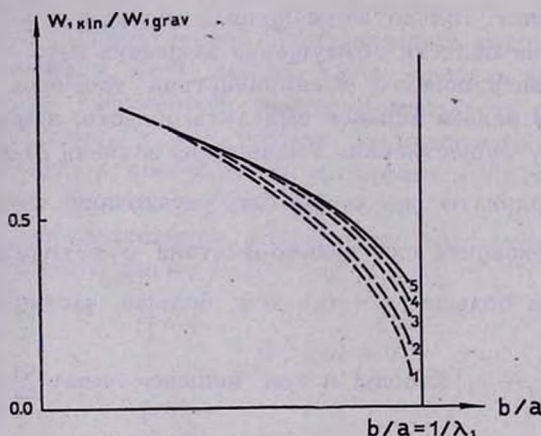


Рис. 6. Показано, как зависит величина w_{kin}/w_{grav} для одной пробной частицы в зависимости от параметров модели. Кривая, отмеченная цифрой 1, соответствует модели, состоящей из $51^3 \cdot 5^3 = 132526$ крупных и $5^3 \cdot 11^3 = 166375$ мелких частиц. Остальные кривые получены из расчетов моделей, состоящих 2 из $51^3 - 5^3 = 132526$ и $5^3 \cdot 31^3 = 3648875$, 3 из $51^3 - 7^3 = 132308$ и $7^3 \cdot 11^3 = 456533$, 4 из $51^3 - 9^3 = 131922$ и $9^3 \cdot 11^3 = 970299$ и 5 из $51^3 - 11^3 = 131320$ и $11^3 \cdot 11^3 = 1771561$ крупных и мелких частиц, соответственно.

Как правило, в расчетах участвовали $51^3 - 5^3 = 132526$ крупных и $5^3 \cdot 11^3 = 166375$ мелких частиц, причем мелкие частицы были расположены вблизи пробной частицы, их суммарная масса равнялась массе $5^3 = 125$ крупных частиц.

В тех случаях, когда параметр w_{kin}/w_{grav} слишком сильно отклонялся от 1 (что всегда бывало, когда возмущение плотности стано-

вилось значительным), предпринимался повторный расчет с большим числом мелких частиц. На рис. 6 показано, как зависит величина $w_{\text{мел}}/w_{\text{круп}}$ в момент, когда $\delta\rho/\rho \approx 52$, от числа мелких частиц и от величины области, в которой они располагались; число крупных точек при этом практически не меняется.

Точка 1 на рис. 6 соответствует описанной выше модели. Точка 2 соответствует модели с $5^3 \cdot 31^3 = 3723875$ мелкими частицами, их суммарная масса равнялась массе 125 крупных частиц. Точки 3, 4 и 5 соответствуют моделям с $7^3 \cdot 11^3 = 457533$ мелкими частицами (суммарная масса равна массе $7^3 = 343$ крупных частиц), с $9^3 \cdot 11^3 = 970299$ мелкими частицами (суммарная масса равна массе $9^3 = 729$ крупных частиц) и с $11^3 \cdot 11^3 = 1777561$ мелкими частицами (суммарная масса равна массе $11^3 = 1331$ крупных частиц), соответственно. Точки 1 и 2 соответствуют расчетам, когда одна и та же окрестность (в обоих случаях это ближайшие $5^3 = 125$ частиц) пробной частицы дробится с разной подробностью. Точка 2 соответствует более мелкому дроблению. Как видно, разница между этими вариантами относительно мала. Это связано, с тем, что точность расчета суммы (12) в большей степени зависит от точности расчета вклада от более удаленных частиц. Последовательность точек 1, 3, 4, 5 соответствует расчетам, в которых все большая окрестность пробной частицы подвергается одинаково подробному дроблению. Замечательным является то, что процесс улучшения результатов от 1 к 5 выходит на „насыщение“ (разница между точками 5 и 4 гораздо меньше, чем между 1 и 2).

Институт прикладной математики
АН СССР
Московский физико-технический
институт

NON-LINEAR THEORY OF DEVELOPMENT OF POTENTIAL PERTURBATIONS

A. G. DOROSHKEVICH, V. S. RIABENKIY, S. F. SHANDARIN

The process of increase of potential perturbations under gravitational instability from small amplitude to the formation of high density objects are investigated analytically and numerically. Motion of matter in the vicinity of forming objects is similar to the one-dimensional one and is well described by the approximate solution of hydrodynamic equations (with $p = 0$) and equation of gravitation suggested in [1].

Method of analytical estimation of accuracy of the approximate solution, based on a comparison of eigen-values of the deformation tensor is suggested and its connection with the numerical calculation results is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 319, 1970.
2. А. Г. Дорошкевич, *Астрофизика*, 6, 581, 1970.
3. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, *УФН*, 80, 391, 1963.
4. В. В. Воннов, *М. N.*, 117, 104, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ И ШАРЕ

Ш. А. САБАШВИЛИ

Поступила 26 марта 1973

Пересмотрена 14 мая 1973

Интегральные уравнения (8) и (9) для функций $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$, описывающих многократное рассеяние света в плоском слое и шаре, численно решаются в случае рассеяния в резонансной линии. Предполагается полное перераспределение излучения по частотам при элементарном акте рассеяния при доплеровском коэффициенте поглощения в линии. Результаты представлены в виде таблиц и графиков для ряда значений оптической толщины τ_0 и вероятности выживания фотона λ . Указываются возможные применения функций Q и R в астрофизике (определение среднего числа рассеяний фотонов в плоском слое и шаре, вычисление функций $X(z, \tau_0)$ и $Y(z, \tau_0)$ и др.).

1. *Постановка задачи и основные уравнения.* Как известно, расчет поля излучения в рассеивающей среде и, в частности, нахождение интенсивности выходящего из среды излучения, сводится к решению интегрального уравнения для функции источников. Вид этого уравнения, точнее, форма ядра и свободного члена, зависит от геометрии среды, от ее оптических свойств, определяемых характером элементарных процессов, происходящих при рассеянии, и от граничных условий для конкретной задачи, т. е. фактически от распределения первичных источников излучения внутри среды. После решения этого уравнения легко определяются все величины, описывающие поле излучения в данной среде.

Наиболее часто рассматривается и довольно подробно изучена задача о рассеянии света в плоском слое. В этом случае интегральное

уравнение переноса для излучения в частотах спектральной линии, которое мы и будем рассматривать в данной работе, имеет следующий вид (см., например, [1]):

$$S(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) S(\tau', \tau_0) d\tau' + S_*(\tau). \quad (1)$$

Здесь τ и τ_0 представляют собой, соответственно, оптическую глубину рассматриваемой точки и оптическую толщину слоя в центре линии; $S(\tau, \tau_0)$ — функция источников, т. е. отношение коэффициентов поглощения и излучения в линии; $S_*(\tau)$ — функция, которая описывает распределение в среде первичных источников излучения; λ — вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния, которую мы примем не зависящей от пространственных координат. При аналогичном предположении относительно профиля коэффициента поглощения в линии в случае полного перераспределения излучения по частотам при рассеянии ядерная функция $K(\tau)$ имеет вид:

$$K(\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1[\alpha(x)\tau] dx, \quad (2)$$

где $E_1(\tau)$ — первая интегрально-показательная функция.

Профиль коэффициента поглощения $\alpha(x)$, где x — безразмерная частота (расстояние от центра линии в доплеровских ширинах), нормирован так, что $\alpha(0) = 1$; нормировочная постоянная A определяется условием:

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx = 1. \quad (3)$$

Функция $K(\tau)$ может быть представлена также в форме [1]

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} G(z) \frac{dz}{z}, \quad (4)$$

где

$$G(z) = 2A \int_{x(z)}^{\infty} \alpha^2(x') dx'. \quad (5)$$

Здесь $x(z)$ — неотрицательная функция, определяемая соотношениями:

$$\begin{aligned} x(z) &= 0, & z < 1, \\ \alpha(x(z)) &= \frac{1}{z}, & z > 1. \end{aligned} \quad (6)$$

В данной статье мы рассматриваем случай доплеровского коэффициента поглощения в линии:

$$\alpha(x) = e^{-x^2}. \quad (7)$$

В этом случае $A = \pi^{-\frac{1}{2}}$.

В теории многократного рассеяния света важную роль играют функции $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$, введенные В. В. Соболевым [2, 3]. Они удовлетворяют уравнениям, которые являются частными видами уравнения (1), именно,

$$Q(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) Q(\tau', \tau_0) d\tau' + 1 \quad (8)$$

и

$$R(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) R(\tau', \tau_0) d\tau' + \tau. \quad (9)$$

Через эти функции можно выразить, в частности, среднее число рассеяний фотонов в плоском слое и шаре (см. ниже). Поэтому представляется необходимым их изучение и, в частности, табулирование.

Целью данной работы является получение численных решений уравнений (8) и (9) и применение полученных результатов к некоторым астрофизическим задачам. Этим определяется и структура статьи — мы сначала приведем результаты вычисления указанных функций, а затем остановимся на применениях.

2. Вычисление функций Q и R . Функции $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ наиболее детально изучены для случая монохроматического рассеяния. В работах [2] и [3] исследованы их аналитические свойства и, в частности, выведены асимптотические формулы для $Q(\tau, \tau_0)$ при больших τ_0 . Для небольших значений оптической толщины τ_0 эти функции табулированы в [4] и [5]. В последней работе показано, в частности, что имеющиеся асимптотические формулы обеспечивают высокую точность уже при τ_0 порядка 5.

Свойства функции $Q(\tau, \tau_0)$ для случая рассеяния в линии изучаются в работе В. В. Соболева [6]. В ней выводятся некоторые неравенства для этой функции и асимптотические формулы, справедливые при $\tau_0 \gg 1$. Более детальное исследование асимптотик для случая рассеяния в частотах линии было дано Д. И. Нагирнером [7, 8]; (см. также [1], гл. VIII). В статье Эвретта и Хаммера [9] приводятся результаты численного решения уравнения (8) в случае доплеровского коэффициента поглощения в линии для значений τ_0 в весьма широком интервале. Отметим также, что в работе [10] уравнение переноса излучения в плоском слое (1) и его решение приближенно записаны в конечно-разностной матричной форме, а в [11] приводятся матрицы, с помощью которых можно, задавая распределение первичных источников излучения, находить приближенное значение функции источников в некоторых фиксированных точках τ для ряда значений τ_0 от 1 до 100. Таким путем можно находить, в частности, и функции $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$.

Однако подробных таблиц функций Q и R пока нет. Кроме того, не изучен вопрос о точности, обеспечиваемой имеющимися асимптотическими формулами.

Мы вычислили функции $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ для $\lambda = 0.6; 0.8; 0.9; 0.95, 1.00$ и нескольких значений τ_0 в интервале от 1 до 60. Уравнения (8) и (9) решались итерационно-вариационным методом на машине БЭСМ-3М ВЦ АГУ. Программу предоставил в наше распоряжение Д. И. Нагирнер, которому автор приносит за это свою благодарность.

Контроль вычислений функции $Q(\tau, \tau_0)$ осуществлялся, в частности, сравнением результатов с численными данными, имеющимися в [12]. В этой работе, посвященной исследованию влияния формы линии на характер процесса переноса излучения в консервативном плоском слое конечной оптической толщины, в частности вычислен нулевой момент β_0 функции $Y(z, \tau_0)$ (см. [1], гл. VIII)

$$\beta_0(\tau_0) = \int_0^{\infty} Y(z, \tau_0) G(z) dz \quad (10)$$

для разных коэффициентов поглощения в линии, в том числе и для доплеровского профиля. Можно показать, что при $\lambda = 1$

$$Q(0, \tau_0) \beta_0(\tau_0) = 1. \quad (11)$$

Мы сравнили вычисленные нами $1/Q(0, \tau_0)$ со значениями β_0 , приве-

денными в [12]. Для $\tau_0 \leq 20$ они совпадают друг с другом с тремя значащими цифрами; для $\tau_0 = 50$ расхождение достигает нескольких процентов.

Превосходным контролем точности вычислений служит также проверка того, насколько точно выполняется следующее соотношение, выражающее функцию Q через R :

$$Q(\tau, \tau_0) = \frac{1}{\tau_0} [R(\tau, \tau_0) + R(\tau_0 - \tau, \tau_0)]. \quad (12)$$

Эту формулу можно получить, например, так. Заменяя в (9) τ на $\tau_0 - \tau$ и τ' на $\tau_0 - t$, получаем

$$R(\tau_0 - \tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - t|) R(\tau_0 - t, \tau_0) dt + \tau_0 - \tau. \quad (13)$$

Складывая (13) и (9) и сравнивая результат с (8), приходим к (12).

Фактически, как показывает (12), в решении уравнения для Q нет нужды — достаточно найти функцию R . Если, однако, получать численным решением соответствующих уравнений и Q и R , как это делаем мы, и проверять выполнение соотношения (12), мы будем иметь хороший контроль.

Для вычисленных нами Q и R обе части (12) при $\tau_0 \leq 35$ и $\lambda = 1$ (худший случай) совпадают с тремя знаками. В пределах той же точности выполняется и интегральное соотношение

$$\int_0^{\tau_0} Q(\tau, \tau_0) \tau d\tau = \int_0^{\tau_0} R(\tau, \tau_0) d\tau, \quad (14)$$

вытекающее из (12).

Найденные нами значения функций $R(\tau, \tau_0)$ для $\tau_0 = 1, 3, 5$ и нескольких значений λ (0.6; 0.8; 0.9; 0.95 и 1.0) приведены в табл. 1—3. Значения $Q(\tau, \tau_0)$ мы не даем, так как их легко получить с помощью (12) по приводимым в таблицах значениям R . На рис. 1 и 2 даны графики функций $\tau_0/2 Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ для $\tau_0 = 10$ и 20 и $\lambda = 0.6; 0.8; 0.9; 0.95$. Функции Q и R при консервативном рассеянии ($\lambda = 1$) и любых не слишком малых τ_0 можно найти с помощью результатов, представленных в графической форме на рис. 3 и 4. На них даны кривые $Q(\tau, \tau_0)/Q(\tau_0/2, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)/R(\tau_0/2, \tau_0)$ в функции τ/τ_0 для $\tau_0 = 3, 5$ и ∞ . Прежде чем переходить к вопросу о том, каким путем получены предельные кривые, соответствующие $\tau_0 = \infty$, следует подчеркнуть, что приведенные кривые позволяют проводить ин-

$\lambda \backslash \tau$	0.6		
	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$
0.00	0.108	1.20	0.174
0.05	0.172	1.19	0.248
0.10	0.236	1.16	0.320
0.15	0.299	1.12	0.391
0.20	0.363	1.07	0.463
0.25	0.427	1.02	0.534

Таблица 1

ФУНКЦИЯ R ПРИ $\tau_0=1$

0.8	0.9		0.95		1.0	
$R(\tau_0-\tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0-\tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0-\tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0-\tau, \tau_0)$
1.31	0.218	1.37	0.244	1.41	0.273	1.45
1.31	0.298	1.39	0.328	1.43	0.361	1.48
1.28	0.376	1.37	0.408	1.42	0.445	1.47
1.25	0.452	1.34	0.488	1.39	0.527	1.44
1.21	0.528	1.30	0.566	1.35	0.609	1.41
1.16	0.604	1.26	0.644	1.31	0.690	1.36
1.11	0.678	1.21	0.721	1.26	0.769	1.32
1.06	0.752	1.15	0.797	1.20	0.847	1.26
1.00	0.824	1.09	0.871	1.14	0.923	1.20
0.938	0.894	1.03	0.942	1.08	0.996	1.14
0.875	0.962	0.962	1.01	1.01	1.07	1.07

Таблица 2

ФУНКЦИЯ R ПРИ $\tau_0=3$

$\tau \backslash \lambda$	0.6		0.8		0.9		0.95		1.0	
	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$
0.0	0.377	4.05	0.765	4.79	1.13	5.36	1.39	5.75	1.75	6.24
0.1	0.547	4.20	1.02	5.12	1.45	5.83	1.77	6.31	2.20	6.91
0.2	0.714	4.24	1.25	5.26	1.74	6.06	2.11	6.60	2.60	7.28
0.3	0.882	4.23	1.48	5.33	2.03	6.20	2.44	6.79	2.98	7.53
0.4	1.05	4.18	1.71	5.35	2.31	6.28	2.76	6.91	3.35	7.70
0.5	1.22	4.12	1.93	5.34	2.59	6.31	3.07	6.97	3.71	7.81
0.6	1.39	4.04	2.16	5.29	2.87	6.30	3.38	6.99	4.07	7.86
0.7	1.56	3.95	2.39	5.22	3.14	6.26	3.68	6.96	4.41	7.87
0.8	1.73	3.84	2.61	5.13	3.41	6.18	3.98	6.91	4.75	7.84
0.9	1.90	3.72	2.83	5.02	3.67	6.09	4.27	6.82	5.08	7.77
1.0	2.07	3.60	3.05	4.89	3.93	5.97	4.56	6.71	5.39	7.67
1.1	2.23	3.47	3.27	4.75	4.18	5.82	4.83	6.57	5.70	7.54
1.2	2.40	3.33	3.48	4.60	4.42	5.67	5.10	6.41	5.99	7.38
1.3	2.56	3.18	3.68	4.43	4.66	5.49	5.35	6.23	6.27	7.20
1.4	2.72	3.03	3.88	4.26	4.88	5.30	5.59	6.04	6.53	7.00
1.5	2.88	2.88	4.07	4.07	5.10	5.10	5.82	5.82	6.77	6.77

Таблица 3

ФУНКЦИЯ R ПРИ $\tau_0 = 5$

$\lambda \backslash \tau$	0.6		0.8		0.9		0.95		1.0	
	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$	$R(\tau, \tau_0)$	$R(\tau_0 - \tau, \tau_0)$
0.0	0.553	7.07	1.29	8.74	2.14	10.2	2.88	11.4	4.08	13.8
0.1	0.747	7.45	1.62	9.50	2.64	11.3	3.53	12.7	4.97	14.7
0.2	0.934	7.63	1.91	9.93	3.07	12.0	4.08	13.6	5.70	15.8
0.4	1.31	7.78	2.50	10.4	3.89	12.9	5.10	14.7	7.06	17.4
0.6	1.69	7.79	3.09	10.7	4.69	13.4	6.09	15.5	8.35	18.5
0.8	2.07	7.70	3.67	10.8	5.48	13.7	7.06	16.0	9.59	19.3
1.0	2.46	7.54	4.25	10.8	6.26	13.9	8.01	16.3	10.8	19.8
1.2	2.85	7.34	4.83	10.6	7.03	13.8	8.93	16.4	12.0	20.1
1.4	3.24	7.10	5.40	10.4	7.79	13.7	9.82	16.3	13.1	20.2
1.6	3.63	6.82	5.97	10.2	8.52	13.5	10.7	16.1	14.1	20.1
1.8	4.02	6.52	6.52	9.83	9.23	13.2	11.5	15.8	15.1	19.9
2.0	4.40	6.20	7.07	9.45	9.92	12.8	12.3	15.4	16.1	19.5
2.2	4.78	5.86	7.59	9.03	10.6	12.3	13.1	14.9	16.9	19.0
2.4	5.15	5.51	8.10	8.58	11.2	11.8	13.8	14.4	17.7	18.4
2.5	5.33	5.33	8.34	8.34	11.5	11.5	14.1	14.1	18.1	18.1

терполяцию по τ_0 и получать надежные оценки Q и R практически для всех $\tau_0 \gg 3$. Что касается значений $Q(\tau_0/2, \tau_0)$ и $R(\tau_0/2, \tau_0)$, то их в этой области можно получить по приводимым ниже асимптотическим формулам.

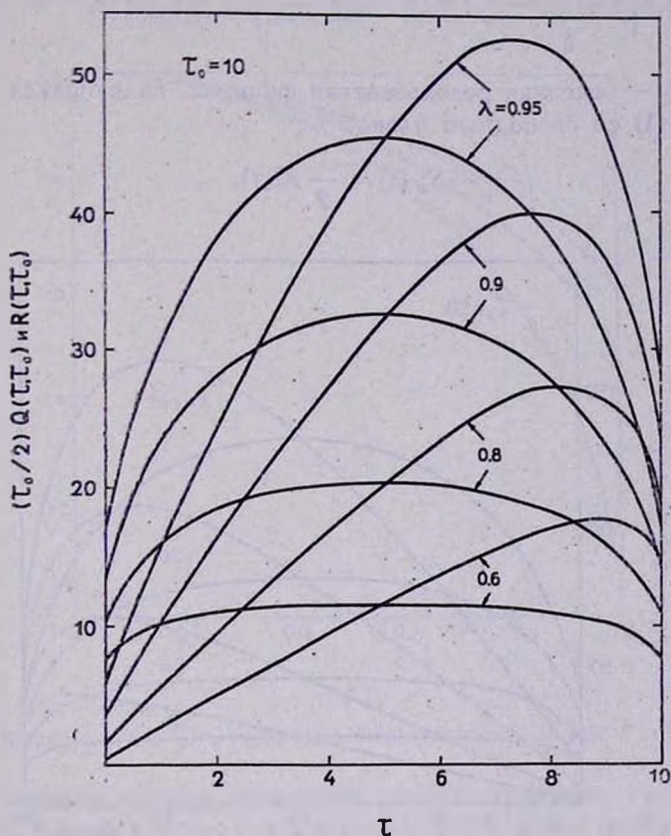


Рис. 1. Функции $(\tau_0/2) Q(\tau, \tau_0)$ (симметричные кривые) и $R(\tau, \tau_0)$ (несимметричные кривые) при $\tau_0 = 10$ и $\lambda < 1$.

Переходим к вопросу о предельных кривых, соответствующих $\tau_0 = \infty$.

Будем исходить из формул (22) и (23) работы [3]. Из них легко получить, что

$$Q(\tau, \tau_0) = Q(0, \tau_0) \left[1 + \int_0^\tau \Phi(\tau', \tau_0) d\tau' - \int_0^\tau \Phi(\tau_0 - \tau', \tau_0) d\tau' \right]. \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
 R(\tau, \tau_0) = R(0, \tau_0) \left[1 + \int_0^{\tau} \Phi(\tau', \tau_0) d\tau' \right] - R(\tau_0, \tau_0) \int_0^{\tau} \Phi(\tau_0 - \tau', \tau_0) d\tau' + \\
 + Q(0, \tau_0) \left[\tau + \int_0^{\tau} (\tau - \tau') \Phi(\tau', \tau_0) d\tau' - \int_0^{\tau} (\tau - \tau') \Phi(\tau_0 - \tau', \tau_0) d\tau' \right],
 \end{aligned}
 \quad (16)$$

где $\Phi(\tau, \tau_0)$ — основная резольвентная функция, являющаяся решением уравнения (1) со свободным членом

$$S_*(\tau) = \frac{\lambda}{2} K(\tau). \quad (17)$$

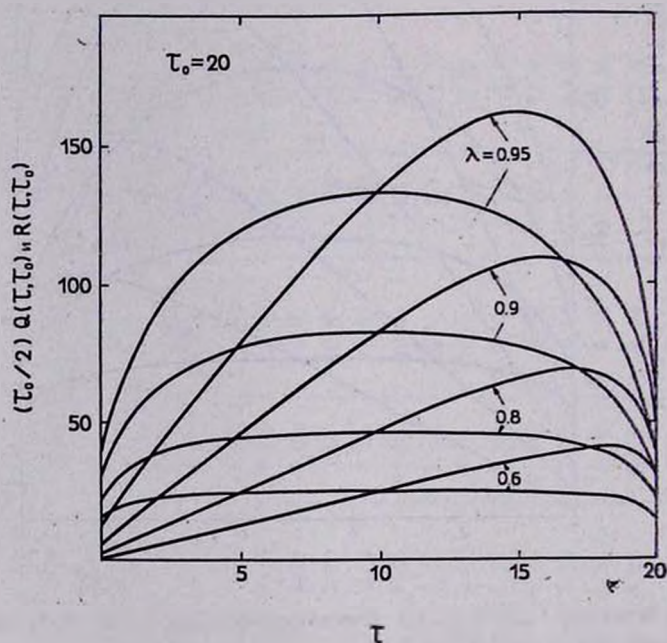


Рис. 2. Функции $(\tau_0/2) Q(\tau, \tau_0)$ (симметричные кривые) и $R(\tau, \tau_0)$ (несимметричные кривые) при $\tau_0 = 20$ и $\lambda < 1$.

Используя выражения функций Q и R через резольвенту уравнения (1), легко получить, что

$$R(0, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \tau \Phi(\tau, \tau_0) d\tau \quad (18)$$

и

$$Q(0, \tau_0) = Q(\tau_0, \tau_0) = 1 + \int_0^{\tau_0} \Phi(\tau, \tau_0) d\tau. \quad (19)$$

Кроме того, из соотношения (12) следует, что

$$R(\tau_0, \tau_0) = \tau_0 Q(0, \tau_0) - R(0, \tau_0). \quad (20)$$

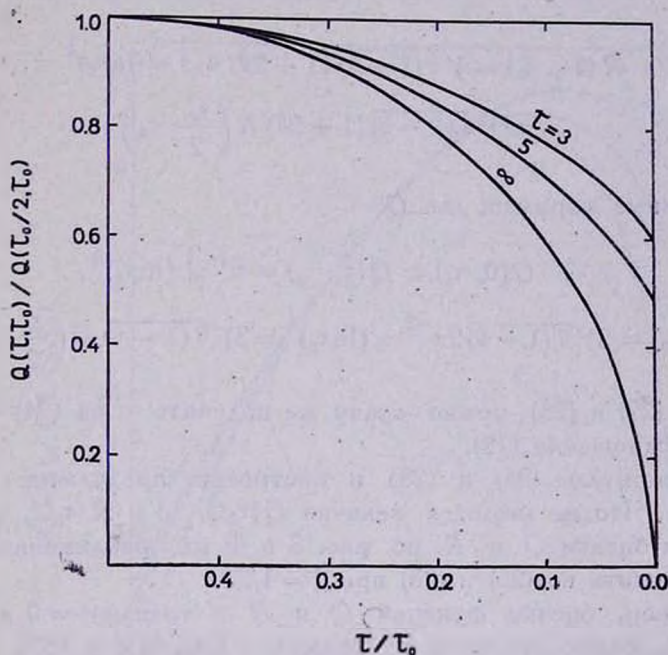


Рис. 3. Функции $Q(\tau, \tau_0)/Q(\tau_0/2, \tau_0)$ в консервативном случае ($\lambda=1$).

Воспользуемся теперь известным асимптотическим представлением $\Phi(\theta\tau_0, \tau_0)$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$, $\theta = \text{const}$, $0 < \theta < 1$ (см., например, [8])

$$\Phi(\theta\tau_0, \tau_0) = \theta^{\gamma-1} (1-\theta)^{\gamma} \tau_0^{\gamma-1} [\Gamma(\gamma) \sqrt{\varphi(1/\tau_0)}]^{-1}, \quad (21)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера. В рассматриваемом нами случае, когда профиль доплеровский, имеем

$$\gamma = \frac{1}{2}, \quad \varphi\left(\frac{1}{\tau_0}\right) = \frac{\sqrt{\pi}}{4} (\ln \tau_0)^{-\frac{1}{2}}, \quad (22)$$

и поэтому

$$\Phi(\theta\tau_0, \tau_0) = 2\pi^{-\frac{3}{4}} (1-\theta)^{\frac{1}{2}} \theta^{-\frac{1}{2}} \tau_0^{-\frac{1}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{4}}. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (15), (16) и (18)–(20), после несложных вычислений получаем следующие асимптотические формулы для функции R :

$$R(0, \tau_0) = \frac{1}{4} \pi^{\frac{1}{2}} \tau_0^{-\frac{3}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

$$R(\tau_0, \tau_0) = \frac{3}{4} \pi^{\frac{1}{2}} \tau_0^{\frac{3}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} R(\theta \tau_0, \tau_0) &= \sqrt{\theta(1-\theta)} (1+2\theta) \pi^{-\frac{1}{2}} \tau_0^2 (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}} = \\ &= \sqrt{\theta(1-\theta)} (1+2\theta) R\left(\frac{\tau_0}{2}, \tau_0\right) \end{aligned} \quad (26)$$

и аналогичные формулы для Q :

$$Q(0, \tau_0) = Q(\tau_0, \tau_0) = \pi^{\frac{1}{2}} \tau_0^{\frac{1}{2}} (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

$$Q(\theta \tau_0, \tau_0) = 2\sqrt{\theta(1-\theta)} 2\pi^{-\frac{1}{2}} \tau_0 (\ln \tau_0)^{\frac{1}{2}} = 2\sqrt{\theta(1-\theta)} Q\left(\frac{\tau_0}{2}, \tau_0\right). \quad (28)$$

Формулы (27) и (28) можно сразу же получить и из (24)–(26) с помощью соотношения (12).

По формулам (26) и (28) и построены предельные кривые на рис. 3 и 4. Что же касается величин $Q(\tau_0/2, \tau_0)$ и $R(\tau_0/2, \tau_0)$, необходимых для оценки Q и R по рис. 3 и 4, их приближенное значение можно находить по (26) и (28) при $\theta = 1/2$.

Наконец, оценки функций Q и R в точках $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ для больших τ_0 можно получить по формулам (24), (25) и (27).

Перейдем теперь к обсуждению важнейших применений вычисленных функций.

3. *Число рассеяний фотона в плоском слое и шаре.* Знание функций $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ дает возможность легко определить среднее число рассеяний фотона в рассеивающей среде. Как показал В. В. Соболев [2], функция $Q(\tau, \tau_0)$ численно равна среднему числу рассеяний фотона, рождающегося на оптической глубине τ в плоском слое оптической толщины τ_0 , в течение всего процесса диффузии до выхода через границы или гибели в среде. Решение уравнения (8) непосредственно дает эту важную величину.

Из сказанного следует, что через функцию $Q(\tau, \tau_0)$ должно выражаться и усредненное по всей среде число рассеяний фотона при любом распределении в ней первичных источников излучения $S_*(\tau)$. Эта величина, обозначаемая через Q^* , дается формулой

$$Q^* = \frac{\int_0^{\tau_0} Q(\tau, \tau_0) S_*(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} S_*(\tau) d\tau}. \quad (29)$$

Таким образом, знание $Q(\tau, \tau_0)$ дает возможность простым интегрированием определить среднее число рассеяний фотона при диффузии в плоском слое для любой задачи.

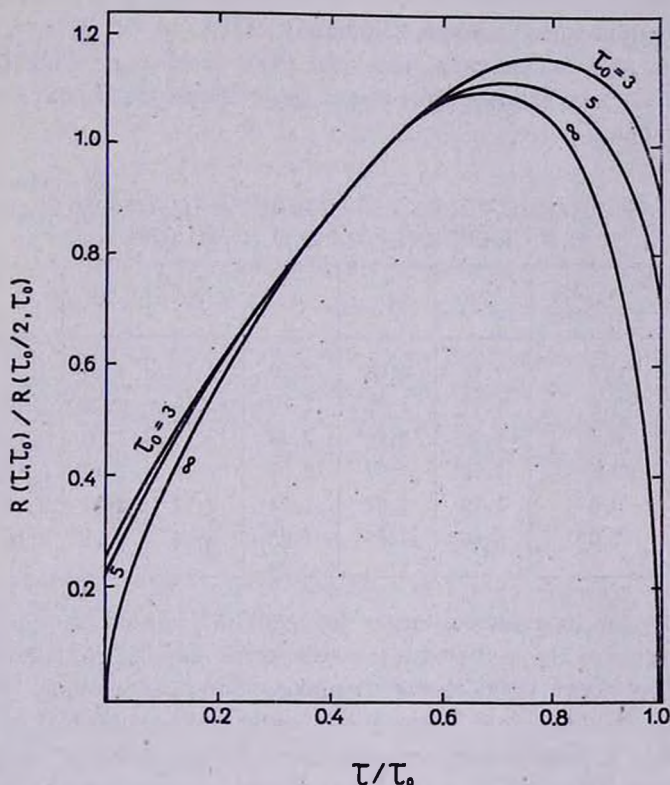


Рис. 4. Функции $R(\tau, \tau_0)/R(\tau_0/2, \tau_0)$ в консервативном случае ($\lambda=1$).

Через функции Q и R можно выразить и среднее число рассеяний фотона, рождающегося в однородном шаре оптического радиуса τ_0 на оптическом расстоянии τ от центра шара. Обозначим эту величину через $Q_{sp}(\tau, \tau_0)$. Она удовлетворяет уравнению

$$\tau Q_{sp}(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} [K(|\tau - \tau'|) - K(\tau + \tau')] \tau' Q_{sp}(\tau', \tau_0) d\tau' + \tau. \quad (30)$$

Как показал В. В. Соболев [3], имеют место соотношения:

$$\tau Q_{sp}(\tau, \tau_0) = \tau_0 Q(\tau_0 - \tau, 2\tau_0) - R(\tau_0 - \tau, 2\tau_0) \quad (31)$$

и

$$2\tau Q_{sp}(\tau, \tau_0) = R(\tau_0 + \tau, 2\tau_0) - R(\tau_0 - \tau, 2\tau_0). \quad (32)$$

Таким образом, число рассеяний фотона в шаре оптического радиуса τ_0 выражается через функции Q и R для плоского слоя оптической толщины $2\tau_0$.

На основе полученных значений $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ функцию $Q_{sp}(\tau, \tau_0)$ можно вычислить как по (31), так и по (32). Совпадение результатов, полученных по этим двум формулам, служит контролем вычислений.

Таблица 4

ОТНОШЕНИЕ ЧИСЛА РАССЕЯНИЙ В ПЛОСКОМ СЛОЕ
И В СФЕРЕ $Q(\tau_0 - \tau, 2\tau_0)/Q_{sp}(\tau, \tau_0)$ ПРИ $\lambda=1$

$\tau/\tau_0 \backslash 2\tau_0$	2	4	6	10	20	35
0.0	1.78	2.02	2.10	2.17	2.19	2.18
0.2	1.77	2.02	2.10	2.16	2.18	2.17
0.4	1.76	2.00	2.09	2.16	2.18	2.17
0.6	1.75	1.97	2.07	2.15	2.17	2.17
0.8	1.72	1.94	2.04	2.12	2.17	2.16
1.0	1.66	1.85	1.95	2.04	2.11	2.16

Интересно сравнить число рассеяний фотона в сфере оптического радиуса τ_0 и в плоском слое оптической толщины $2\tau_0$. Очевидно, что следует сопоставлять между собой значения $Q(\tau_0 - \tau, 2\tau_0)$ и $Q_{sp}(\tau, \tau_0)$. В табл. 4 и 5 мы даем такое сравнение. Как и следовало ожидать, при λ , близком к единице, число рассеяний в сфере заметно меньше числа рассеяний в плоском слое соответствующей толщины. Заслуживает внимания также то, что при $\lambda=1$ отношение этих двух величин мало зависит от τ и в пределе при $\tau_0 \rightarrow \infty$ стремится к постоянной.

4. *Энергетический баланс непрозрачных сред.* Полученные результаты можно применять также при рассмотрении энергетического баланса сред, в которых происходит поглощение и рассеяние излучения. Очевидно, что скорость выхода энергии наружу определяется

относительной ролью поглощения и рассеяния. Последняя же непосредственно определяется значением λ и средним числом рассеяний. В самом деле, $Q(\tau, \tau_0)$ — это среднее число рассеяний фотона, возникающего на глубине τ в плоском слое толщины τ_0 . Вероятность выживания такого фотона при одном рассеянии равна λ , поэтому ве-

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ $Q(0, 2\tau_0)/Q_{sp}(\tau_0, \tau_0)$ И $Q(\tau_0, 2\tau_0)/Q_{sp}(0, \tau_0)$

λ	$Q(0, 2\tau_0)/Q_{sp}(\tau_0, \tau_0)$				$Q(\tau_0, 2\tau_0)/Q_{sp}(0, \tau_0)$			
	0.6	0.8	0.9	0.95	0.6	0.8	0.9	0.95
2	1.22	1.37	1.49	1.57	1.25	1.43	1.58	1.67
4	1.19	1.37	1.54	1.67	1.21	1.42	1.62	1.78
6	1.15	1.32	1.51	1.68	1.15	1.35	1.57	1.79
10	1.11	1.24	1.42	1.62	1.09	1.23	1.43	1.66
20	1.06	1.15	1.28	1.45	1.03	1.10	1.23	1.42
35	1.04	1.09	1.18	1.31	1.02	1.04	1.11	1.24

роятность его гибели в расчете на одно рассеяние есть $1 - \lambda$. Полная вероятность его гибели до выхода из среды, т. е. после $Q(\tau, \tau_0)$ рассеяний, будет, очевидно, $(1 - \lambda) Q(\tau, \tau_0)$, а суммарная вероятность его выживания равна $1 - (1 - \lambda) Q(\tau, \tau_0)$. Обозначим последнюю величину через $P(\tau, \tau_0)$:

$$P(\tau, \tau_0) = 1 - (1 - \lambda) Q(\tau, \tau_0). \quad (33)$$

Она дает полную вероятность выхода из среды фотона, возникшего на глубине τ . Иначе говоря, $P(\tau, \tau_0)$ есть доля энергии, затрачиваемой первичными источниками излучения на возбуждение верхнего уровня, которая покидает среду. Величина же $(1 - \lambda) Q(\tau, \tau_0)$ есть доля той же энергии, которая возвращается в среду в виде тепловой энергии в результате действия диссипативных процессов.

Из приведенных рассуждений ясно, что диссипативная способность среды как целого определяется величиной $(1 - \lambda) Q^*$, где Q^* дается формулой (29). Именно, если $(1 - \lambda) Q^* \ll 1$, то среда мало диссипативна, если же $P^* \equiv 1 - (1 - \lambda) Q^* \ll 1$, она сильно диссипативна. Величина P^* дает усредненную по всему изучаемому объему вероятность выхода наружу энергии, затрачиваемой во всей среде на возбуждение. Очевидно, что приведенные только что рассуждения справедливы для среды любой геометрии, если только под Q^* понимать число рассеяний для данной среды.

Интересно проследить зависимость величины $P(\tau, \tau_0)$ от параметра λ . На рис. 5 в качестве иллюстрации мы приводим график такой зависимости в случае плоского слоя оптической толщины $\tau_0 = 10$ для $\tau = 0; 0.5; 1.25; 2.5$ и 5 .

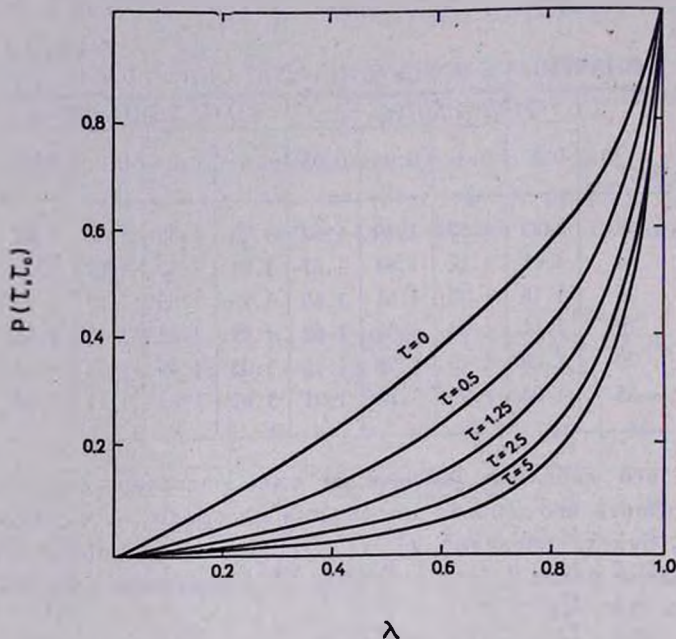


Рис. 5. Зависимость функции $P(\tau, \tau_0)$ от λ при $\tau_0 = 10$ для разных τ .

До сих пор считалось, что в рассматриваемых средах поглощением в непрерывном спектре можно пренебречь. Если это не так, задача существенно усложняется. Из физических соображений очевидно, что диссипативность среды должна возрасти. Обозначим через β вероятность гибели фотона с частотой центра спектральной линии из-за поглощения в непрерывном спектре в расчете на единицу пути. Пусть средняя длина траектории фотона, рождающегося на глубине τ в слое толщины τ_0 , есть $T(\tau, \tau_0)$. Очевидно, что при $\beta \neq 0$ полная вероятность выхода фотона с глубины τ равна

$$P(\tau, \tau_0) = 1 - (1 - \lambda) Q(\tau, \tau_0) - \beta T(\tau, \tau_0). \quad (34)$$

Можно показать, что значения $T(\tau, \tau_0)$ отличаются от значений $Q(\tau, \tau_0)$ не более, чем вдвое. Поэтому знание Q позволяет получить надежную оценку T ; подробнее об этом см. [13].

5. Связь с функциями X и Y . Значения $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$ можно использовать также для нахождения функций $X(z, \tau_0)$ и $Y(z, \tau_0)$, через которые выражается интенсивность излучения, выходящего из плоского слоя. Они являются аналогами функций, введенных В. А. Амбарцумяном [14] при монохроматическом рассеянии. Свойства этих функций и выражения интенсивностей излучения через них см., например, в [1], гл. VIII.

Исходим из уравнений (15) и (16), переписав последнее из них в виде

$$\begin{aligned} R(\tau, \tau_0) = R(0, \tau_0) \left[1 + \int_0^\tau \Phi(\tau', \tau_0) d\tau' \right] - \\ - R(\tau_0, \tau_0) \int_0^\tau \Phi(\tau_0 - \tau', \tau_0) d\tau' + \int_0^\tau Q(\tau', \tau_0) d\tau'. \end{aligned} \quad (35)$$

Известно, что функции $X(z, \tau_0)$ и $Y(z, \tau_0)$ выражаются через $\Phi(\tau, \tau_0)$ следующим образом:

$$X(z, \tau_0) = 1 + \int_0^{\tau_0} \Phi(\tau, \tau_0) e^{-\tau/z} d\tau \quad (36)$$

$$Y(z, \tau_0) = e^{-\tau_0/z} + \int_0^{\tau_0} \Phi(\tau_0 - \tau, \tau_0) e^{-\tau/z} d\tau. \quad (37)$$

Умножая (15) и (35) на $e^{-\tau/z}$ и интегрируя по τ от 0 до τ_0 , с учетом (36), (37) и (12) получим:

$$Q(0, \tau_0)[X(z, \tau_0) - Y(z, \tau_0)]z = \frac{1}{\tau_0}[r(z, \tau_0) + s(z, \tau_0)], \quad (38)$$

$$R(0, \tau_0)X(z, \tau_0) - R(\tau_0, \tau_0)Y(z, \tau_0) = -\frac{1}{\tau_0}s(z, \tau_0) + \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{\tau_0}\right)r(z, \tau_0), \quad (39)$$

где введены обозначения

$$r(z, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} R(\tau, \tau_0) e^{-\tau/z} d\tau, \quad (40)$$

$$s(z, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} R(\tau_0 - \tau, \tau_0) e^{-\tau/z} d\tau, \quad (41)$$

Для получения (39) надо воспользоваться выведенной в [3] формулой

$$[R(\tau_0, \tau_0) - R(0, \tau_0)] Q(0, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} Q(\tau, \tau_0) d\tau. \quad (42)$$

Из (38) и (39) находим

$$X(z, \tau_0) = [R(\tau_0, \tau_0) - R(0, \tau_0)]^{-1} \times \\ \times \left\{ \left\{ \frac{1}{\tau_0} + \frac{R(\tau_0, \tau_0)}{z[R(0, \tau_0) + R(\tau_0, \tau_0)]} \right\} [r(z, \tau_0) + s(z, \tau_0)] - \frac{r(z, \tau_0)}{z} \right\}, \quad (43)$$

$$Y(z, \tau_0) = X(z, \tau_0) - \frac{r(z, \tau_0) + s(z, \tau_0)}{z[R(0, \tau_0) + R(\tau_0, \tau_0)]}. \quad (44)$$

Формулы (40), (41) и (43), (44) и дают искомые выражения функций X и Y через $Q(\tau, \tau_0)$ и $R(\tau, \tau_0)$.

6. *Оценка точности приближенной формулы.* Полученные результаты можно использовать и для проверки точности, обеспечиваемой имеющимися приближенными формулами. Недавно В. В. Ивановым [15] было предложено следующее приближенное выражение для функции $Q(\tau, \tau_0)$:

$$Q^a(\tau, \tau_0) = [1 - \lambda + \lambda L(\tau)]^{-\frac{1}{2}} [1 - \lambda + \lambda L(\tau_0 - \tau)]^{-\frac{1}{2}} \quad (45)$$

(буква a указывает на приближенный характер формулы), где функция $L(\tau)$ связана с ядром основного интегрального уравнения (1) следующим образом:

$$L(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} K(\tau') d\tau'. \quad (46)$$

Согласно [15], значения Q , вычисленные на основе формулы (45), по-видимому, должны отличаться от истинных значений не более чем вдвое при любых значениях λ и τ_0 и при любом профиле коэффициента поглощения в линии.

Мы сравнили наши таблицы с результатами, получающимися с использованием формулы (45) в случае доплеровского профиля. Это

сравнение для $\lambda = 1$ дается в табл. 6. В ней приводятся отношения численно-точного и приближенного значений функции $Q(\tau, \tau_0)$. Мы не даем сравнения при больших τ_0 , имея в виду недостаточную точность наших вычислений функции $Q(\tau, \tau_0)$. Табл. 6 показывает, что, действительно, формула (45) дает значения, отличающиеся от истинных не более чем вдвое.

Таблица 6
ЗНАЧЕНИЯ $Q_{\text{точн.}}(\tau, \tau_0)/Q^a(\tau, \tau_0)$ ПРИ $\lambda = 1$

τ/τ_0	1	2	10	20
0.00	0.896	0.789	0.636	0.627
0.05	0.913	0.829	0.684	0.669
0.10	0.925	0.847	0.677	0.623
0.15	0.934	0.860	0.658	0.589
0.20	0.942	0.870	0.637	0.568
0.25	0.947	0.877	0.619	0.553
0.30	0.952	0.882	0.604	0.544
0.35	0.956	0.886	0.594	0.539
0.40	0.958	0.888	0.586	0.536
0.45	0.959	0.890	0.582	0.534
0.50	0.960	0.890	0.580	0.534

Аналогичное сравнение для $\lambda = 0.95$ показало, что в этом случае точность формулы (45) еще выше, как и следовало ожидать.

Наконец, заметим, что отношение $Q(\tau, \tau_0)/Q^a(\tau, \tau_0)$ слабо зависит от τ , т. е. относительная ошибка формулы (45) почти постоянна для всех τ при фиксированном τ_0 .

Тбилисский государственный
университет

MULTIPLE SCATTERING OF RESONANCE RADIATION IN A PLANE LAYER AND IN A SPHERE

S. A. SABASHVILI

Integral equations (8) and (9) for the functions $Q(\tau, \tau_0)$ and $R(\tau, \tau_0)$, which describe multiple light scattering in a plane layer and in a sphere are solved numerically in the case of scattering in a resonance line.

The complete frequency redistribution on a scattering and the Doppler line profile are assumed. The results are presented in the form of tables and graphs for several values of the optical thickness τ_0 and photon survival probability λ . Possible astrophysical applications of the functions Q and R are discussed (determination of the mean number of photon scatterings in a plane layer and in a sphere, calculation of the functions $X(z, \tau_0)$ and $Y(z, \tau_0)$ etc.).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
2. В. В. Соболев, Астрофизика, 3, 5, 1967.
3. В. В. Соболев, Астрофизика, 8, 197, 1972.
4. Ж. Белл, В. Калаба, С. Уэно, Астрофизика, 7, 23, 1971.
5. Ш. А. Сабашвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., № 43, 207, 1972.
6. В. В. Соболев, Астрофизика, 3, 137, 1967.
7. Д. И. Нагурнер, Астрофизика, 3, 293, 1967.
8. Д. И. Нагурнер, Астрофизика, 5, 507, 1969.
9. E. Avrett, D. G. Hammer, M. N., 130, No. 4, 1965.
10. Н. А. Яковкин, Р. И. Костик, Астрофизика, 2, 379, 1966.
11. Р. И. Костик, Астрофизика, 3, 17, 1967.
12. A. L. Crosbie, R. Viskanta, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 10, 487, 1970.
13. В. В. Иванов, Астрофизика, 6, 643, 1970.
14. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
15. В. В. Иванов, Астрон. ж., 49, 115, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

ЧЕРНАЯ ДЫРА—КОМПОНЕНТА МАССИВНОЙ ЭМИССИОННОЙ ЗВЕЗДЫ

О. Х. ГУСЕЙНОВ

Поступила 26 марта 1973

Пересмотрена 16 мая 1973

С целью поиска черных дыр рассматриваются четыре звезды, в спектрах которых наблюдается эмиссия. Во всех системах невидимая компонента массивнее видимой. Анализ проведен на основании литературных данных и данных наблюдений, проведенных в Шемахинской астрофизической обсерватории. Никаких особых, присущих релятивистским звездам признаков у рассмотренных систем не найдено. Показано, что наиболее перспективно искать черные дыры среди рентгеновских источников, находящихся в рукавах Галактики и отождествляемых с массивными эмиссионными звездами ранее А3, гигантами спектрального класса М и красными сверхгигантами. Указаны пути их поиска. Показано, что при коллапсе одной из компонент двойной системы, вероятно, остаются в паре менее 0.1 части двойных звезд.

В работе [1] приводится список 13 звезд, среди которых могут быть системы, содержащие релятивистские компоненты (см. также [2]). Среди этих систем имеются 5 звезд, в спектрах которых наблюдается эмиссия: HD 30353 (KS Per), HD 33232, HD 64511 (U Gem), HD 187399 и HD 193928. Сразу следует отметить, что U Gem в этот список попала по ошибке. Остановимся вкратце на каждой звезде в отдельности.

Звезда KS Per имеет хорошо изученную кривую лучевой скорости с полуамплитудой $k_1 \sim 50$ км/сек. Она тщательно изучена рядом авторов [3—6]. Период системы равен 360 дням. Видимая компонента *Аре* сверхгигант. Спектр, полученный нами в 1971 году на пленке А-500 с дисперсией 75 А/мм, подтверждает известные спектроскопические характеристики звезды. Никакой новой информации не получено и из многоцветной фотометрии этой звезды, по наблю-

дениям Эдзанавичуса, выполненным по нашей просьбе. Однако интересно, что эти фотометрические наблюдения подтвердили существование большого избытка излучения в инфракрасной области. Следует теперь спектроскопически подтвердить связь избытка инфракрасного излучения с наличием обычного красного гиганта (K5III—M2III) в этой системе. Для этого нужно получить спектр системы в области 10000 Å, хотя бы с дисперсией 75 Å/мм и измерить лучевые скорости. В фазах, соответствующих максимуму и минимуму лучевой скорости, скорости компонентов должны отличаться на ~ 80 км/сек. Лучше всего измерения лучевых скоростей провести по пластинкам, полученным в январе 1973 г. или 1974 г. Черной дыры в этой системе нет.

HD 33323 — кривая лучевой скорости очень ненадежна [7—10]. Возможно, как отмечает Меррилл [9], изменения лучевой скорости связаны с медленными атмосферными колебаниями. Циклы длятся от 3700 до более чем 4000 дней. Именно с этим может быть связано то, что по разным элементам получаются разные скорости. Из наблюдений Эдзанавичуса, хотя и не совсем уверенно, следует возможность наличия красной компоненты. В этом случае возможность наличия черной дыры отпадает.

У обеих звезд HD 30353 и HD 33232 наблюдается поляризация, которая для каждой звезды в звездных величинах равна соответственно 0.047 и 0.025 [11]. Позиционные углы плоскости колебаний волны у обеих звезд почти одинаковы и соответственно равны 149° и 140° . Эти звезды находятся почти на одинаковом расстоянии от нас и на одном участке неба, поэтому, вероятнее всего, наблюдаемая поляризация является межзвездной.

HD 187399 — имеет достаточно хорошо изученную кривую лучевой скорости [12]. По данным Меррилла [12], который изучал эту звезду по спектрограммам с дисперсиями 10 и 20 Å/мм, она напоминает систему β Лyg. Нами на 2-х метровом телескопе в 1971 году были получены 3 спектра этой звезды с дисперсией 8 Å/мм, рассмотрение которых полностью подтвердило данные [12, 13], поэтому исследование этого спектра мы прекратили.

Недавно HD 187399 подробно изучали Хатчинг и Ласкаридес [14] по 5 спектрограммам с дисперсией 6.5 Å/мм, полученным 12 июня, 3, 12 и 14 июля, 1 октября — все в 1970 году. Профили типа Р Лебедя наблюдаются у H_β и H_γ . Большие скорости наблюдались у металлов, до 150 км/сек. Это много, если учесть, что скорость центра масс $\gamma = -19$ км/сек, а полуамплитуда лучевой скорости $k_1 = 104$ км/сек. С учетом водородных линий, которые имеют меньшую скорость, так как имеется большой вклад оболочки, лучевая скорость имела зна-

чение — 130 км/сек. Оболочка, как и у β Лиры, имеет линии с постоянной скоростью расширения. Это говорит о потере вещества из системы. Авторы предполагают, что 3 июля 1970 г. и 8 июня 1971 г. наблюдался взрыв, а может быть вообще нестационарный поток вещества. Предположение о нестационарном потоке нам кажется более правильным. Потеря вещества из системы $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Спектр В9III—В6III, $M_v = -1^m.4$ при расстоянии до звезды $R = 450$ пс, без учета поглощения в среде. По мнению авторов, угол наклона орбиты $i = 80^\circ \pm 10^\circ$, поэтому масса невидимой компоненты будет меньше оценки, данной в [1].

HD 193928 — имеет хорошо изученную кривую лучевой скорости, поэтому основную ошибку при определении массы невидимой компоненты вносит неопределенность массы самой WN-звезды. Верхний предел ее массы оценивал Рублев [15] из условия удержания атмосферы в равновесии против сил лучевого давления и получил значение $\sim 8.6 M_{\odot}$. В своей неопубликованной работе он еще раз оценил тот же верхний предел массы $\sim 6.6 M_{\odot}$. Реальная масса звезды должна быть ниже этого значения (как и у других звезд WR, массы которых могут быть определены непосредственно). Если ориентироваться на грубую зависимость „масса—болометрическая абсолютная величина“, построенную по WR-компонентам двойных с определенными массами, то можно получить по $M_v = -9^m.2$, $\lg M = 0.6-0.7$, т. е. масса HD 193928 порядка 4—5 $M_{\odot}$. Кстати, у HD 193928, оказывается, самая низкая болометрическая светимость, по сравнению с детально изученными звездами WR. Поэтому ее масса должна быть наименьшей из полученных таким способом значений масс. Если принять массу WN компоненты равной 5 $M_{\odot}$, то вероятная масса второй компоненты будет 14 $M_{\odot}$, а минимальная 11 $M_{\odot}$. Невидимая компонента, будучи звездой главной последовательности, имела бы абсолютную звездную величину в пределах $-3+ -5$ и вполне оставалась невидимой.

В настоящее время поиски черных дыр (ЧД) ведутся только среди кратных систем [1, 2]. Очевидно, их надо искать среди таких двойных, в которых хотя бы одна из компонент имела ранее массу $> 2.0 M_{\odot}$. Для того, чтобы отвлечься от нейтронных звезд, будем рассматривать двойные системы с массами $> 6 M_{\odot}$. Согласно звездной эволюции, двойные системы с такими массами живут менее 10^8 лет и поэтому их в Галактике должно быть не более $\sim 10^6$ звезд (Здесь за время жизни системы принимаем время жизни протозвездной компоненты). Это следует из того, что число звезд с массами более 3 $M_{\odot}$ в Галактике не превосходит $\sim 10^7$, а число звезд с

такими массами, входящих в пары, раз в 10 меньше их общего числа.

Если такая система настолько широка, что каждая звезда эволюционирует самостоятельно, то видимая несконтрапсированная компонента должна быть звездой ранее чем АЗ, гигантом спектрального класса М или же красным сверхгигантом. В тесных же парах, по-видимому, протяженная оболочка красного гиганта и сверхгиганта будет „сѣдаться“ релятивистской компонентой, и поэтому должна наблюдаться эмиссионная В или О звезда (звезды типа Вольф—Райе, Р Лебеда и Of). В первом случае мы должны искать ЧД среди двойных с невидимыми компонентами. При этом масса невидимой компоненты может оказаться меньше массы видимой, вследствие потери вещества в стадии сверхгиганта и вследствие вспышки сверхновой, которая, по-видимому, всегда сопровождает коллапс [16]. Во втором случае, пока не начался вторичный обмен вещества, задача сводится к первому случаю. По этому методу релятивистские звезды в двойных системах еще не найдены, так как мало число систем с известными орбитальными элементами [1, 2].

Если в системе существует поток вещества, то аккреция на ЧД может привести к рентгеновскому излучению [17, 18]. Поэтому те рентгеновские источники (РИ), которые отождествляются с массивными эмиссионными звездами, нужно тщательно исследовать, чтобы выявить ЧД. Рентгеновские источники, которые являются ЧД в процессе аккреции, должны находиться в рукавах Галактики. Эти источники должны быть переменными [19].

Верхнее число РИ, обязанных своим происхождением аккреции на ЧД в кратных системах, можно оценить, предполагая, что 0.1 часть всех массивных эмиссионных звезд имеет релятивистские компоненты. (Наблюдаемые РИ не являются следствием аккреции на обычные компоненты, включая и белые карлики. В противном случае РИ было бы очень много). И теперь, принимая, что массивных эмиссионных звезд раз в 10 меньше числа всех звезд с теми же массами для верхнего числа РИ, светящих за счет аккреции на ЧД, получим, цифру 10^4 . Так как при получении этой цифры мы старались получить нижний предел числа ЧД в тесных парах, то наиболее вероятной цифрой следует считать $3 \cdot 10^4$. Но РИ такого типа в Галактике менее $5 \cdot 10^3$, поэтому следует считать, что если действительно эти РИ являются ЧД в процессе аккреции, то при образовании ЧД 0.1—0.01 часть тесных пар не распадается. Светимость РИ мы приняли $\sim 10^{38}$ эрг/сек. С другой стороны мы знаем, что вышеперечисленные типы звезд в течение года теряют не менее 10^{-8} . Поэтому

для светимости $\sim 10^{36}$ эрг/сек нужно принять скорость аккреции $\geq 10^{-8} M_{\odot}$ год. А если эта скорость аккреции недостаточна для рентгеновской светимости в 10^{36} эрг/сек и такая светимость возникает только при большой скорости перетекания массы [20, 17]? В этом случае, поскольку стадия обмена массой между компонентами более чем на порядок меньше продолжительности всей эволюции, число РИ должно быть мало, разрыв пары привлекать не надо.

Необходимость разрыва пары не будет стоять так остро и в случае учета обмена массой между компонентами в двойной системе и потери вещества системой в целом. Из-за наблюдательной селекции мы очень часто НИЗЗ ищем среди тесных двойных систем, где необходимо учесть выводы теории эволюции звезд в тесных парах. Возможности образования НИЗЗ в тесных парах недавно рассмотрел Л. И. Снежно [21]. Конечно же, в тесных парах звезды с массами даже $\sim M_{\odot}$ могут превращаться в белые карлики. Именно этим объясняется появление белых карликов в молодых скоплениях и в паре с массивной звездой. Поэтому, действительно, число нейтронных и в особенности застывших звезд в тесных парах должно быть мало. Однако надо помнить, что существуют спектрально-двойные системы с полуамплитудой лучевой скорости ~ 15 км/сек. В случае массивных пар такой скоростью обладают звезды в широких парах. Поэтому должны быть обнаружены НИЗЗ в сравнительно далеких системах [22]. К сожалению, орбитальные элементы известны для слишком малого числа спектрально-двойных систем.

Рассмотрим еще одну сторону вопроса о разрыве пары. Если образование релятивистских звезд не сопровождается разрывом пар и специфика эволюции звезд в тесных двойных системах не меняет порядка числа релятивистских звезд в кратных системах, то, очевидно, число систем, содержащих такие компоненты, должно быть значительно больше, числа затменных и визуальных пар с $M_2 > 1.5 M_{\odot}$. Однако, как видно из табл. 1 это не так.

Таблица 1

1	2	3	4
$1.5 M_{\odot} < M_2 < 3 M_{\odot}$	15	3	30
$3 M_{\odot} < M_2 < 10 M_{\odot}$	18	5	180
$M_2 > 10 M_{\odot}$	19	3	220

В первом столбце приводится интервал масс второй компоненты, во втором — число затменных и визуальных пар, в третьем — верхнее число систем, возможно содержащих релятивистские звезды, в четвер-

том — ожидаемое число систем с релятивистскими компонентами при известном числе затменных и визуальных звезд. При составлении табл. 1 использован каталог Баттена [23].

Совершенно очевидно, что массы вторых компонент во всех случаях (затменных, визуальных и невидимых) определены с ошибками. Но это не мешает сделать вывод о том, что при коллапсе одной из компонент остается связанной менее 0.1 части кратных систем (настолько велика разница между ожидаемым числом релятивистских звезд и верхним числом их в двойных системах). В действительности ни в одной из систем, в которых предполагалось наличие релятивистских компонент, они пока не найдены. Поэтому для объяснения такого малого количества релятивистских звезд нужно привлечь разрыв пары.

Продолжать поиск ЧД среди двойных с невидимыми компонентами, подобных рассмотренным, пока затруднительно, так как в такой яркой системе, как β Лиры, еще не смогли разобраться [23, 24]. В случае оптических источников усилия надо направить на изучение систем, в которых перетекание вещества не наблюдается. Пока в рассматриваемых системах мы не нашли ничего такого, что было бы характерным только для релятивистской звезды. Отметим, что ни одна из звезд списков [1, 2] не отождествляется с известными рентгеновскими источниками [19].

В связи с поиском ЧД среди РИ возникает следующая задача. На телескопах с объективной призмой необходимо снять области локализации РИ и по спектрам выделить вышеуказанные типы звезд до 16-ой звездной величины. Чтобы избежать наложения спектров друг на друга и исследовать наиболее слабые звезды (доступные для данного телескопа с дисперсией $\sim 150\text{--}200 \text{ \AA/мм}$), нужно снимать области H_α и искать признаки эмиссии. Эту же работу можно выполнить, проводя многоцветную фотометрию (например, в системе Страйжиса) и дополнительно измерив поляризацию. В конце декабря и начале января 1973 года в нашей обсерватории, на 2-х метровом телескопе, наши сотрудники вместе с сотрудниками Вильнюсской обсерватории провели пробные фотоэлектрические наблюдения. Мы думаем в этом году начать исследование звезд, находящихся в квадрате неопределенности РИ. Недавно обнаруженные РИ Her X-1, Cyg X-1 и Cen X-3 убедительно показывают, что черные дыры нужно в первую очередь искать среди РИ, входящих в пары.

В заключение выражаю благодарность Я. Б. Зельдовичу за обсуждения, В. С. Рублеву за предоставление полезной информации от-

носителю звезды HD 193928 и К. Эданавичусу за проведение фотометрических измерений звезд HD 30353 и HD 33232.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

BLACK HOLE—THE COMPONENT OF MASSIVE EMISSION STAR

О. Н. GUSEINOV

In order to search black holes four emission lines binaries are considered. At all systems invisible component is more massive than visible component. Analysis is realized on the basis of literature and data obtained at Shemacha Astrophysical Observatory. The special signs inherent to relativistic stars are not found in these systems. It is more perspective to search the black holes among the X-Ray sources, which are in the arms of Galaxy. These X-Ray sources must be identified with massive emission lines stars earlier than A3, giants of spectral class M and red supergiants. The direction of their search is indicated. It is shown that after collapse of one of the components less than 0.1 part of binaries is probably remained.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, *Астрофизика*, 7, 65, 1971.
2. L. V. Trimble, K. S. Thorne, *Ap. J.*, 166, 1013, 1969.
3. J. F. Heard, O. Bosko, *Ap. J.*, 60, 162, 1955.
4. J. F. Heard, *Publ. David Dunlap Obs.*, 2, No. 9, 1962.
5. K. Narita, *P.A.S. Japan*, 19, No. 1, 63, 1967.
6. T. Lee, K. Narita, *PAS Japan*, 21, 67, 1969.
7. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 79, 343, 1934.
8. P. M. Merrill, *P.A.S.P.*, 61, No. 358, 38, 1949.
9. P. W. Merrill, *P.A.S.P.*, 65, No. 384, 113, 1953.
10. L. Searle, *Ap. J.*, 128, 61, 1958.
11. I. S. Hall, *U.S. Publ. Naval Obs.*, 17, part VI, 1958.
12. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 110, 59, 1949.
13. W. W. Morgan, *Ap. J.*, Suppl. No. 14, 2, 1955.
14. J. B. Hatchings, P. G. Laskarides, *M. N.* 155, 357, 1972.
15. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 41, 1063, 1964.
16. О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, *Астрон. ж.*, 48, 221, 1971.
17. О. Х. Гусейнов, *Астрон. ж.*, 47, 1143, 1970.
18. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, М., 1971.
19. О. Х. Гусейнов, П. Р. Аммуэль, *Рентгеновское излучение и аккреция вещества*, Баку, 1972.
20. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 44, 930, 1967.

21. Л. И. Снежко, Сообщ. САО АН СССР, вып. 6, 1972.
22. Va. B. Zeldovitch, O. H. Guseinov, Ap. J., 144, 841, 1965.
23. A. H. Batten, Publ. Dom. astrophys. Obs., 8, 119, 1968.
24. В. Г. Горбачук, Астрон. цирк., № 707, 1972.
25. Д. Я. Мартынов, УФН, 108, 701, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

О СВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ГАЗОВОЙ И ПЫЛЕВОЙ СОСТАВЛЯЮЩИМИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

А. Н. ГЕРАЩЕНКО

Поступила 26 марта 1973

Соотношения между эквивалентными ширинами W межзвездных линий ($K\text{ CaII}$ и $D\text{ NaI}$) и соответствующими избытками цвета E получены по литературным данным для более чем 500 звезд. Показано, что однородные ряды представляют наблюдения звезд только ранних спектральных классов (до $B8$), разделенные на две группы в зависимости от галактической долготы: группа I — $|\sin 2l| > 0.3$, группа II — $|\sin 2l| < 0.3$. В группе I корреляция более сильная (корреляционное отношение 0.7—0.8). Наблюдения соответствуют выводу Спитцера об идентичности распределения облаков газа и пыли. Рассеяние точек на диаграммах W — E обусловлено совместным действием насыщения линий, дисперсии скоростей облаков и галактического вращения. Для малых избытков цвета существенное влияние на рассеяние оказывает непрерывно распределенная газовая среда.

Рассмотрим вопрос о связи явлений, обусловленных межзвездными газом и пылью. При этом газовая составляющая характеризуется интенсивностью оптических линий $K\text{ CaII}$ и $D_1, D_2\text{ NaI}$, пылевая — избытками цвета E_{B-V} в системе U, B, V [1]. В качестве интенсивностей межзвездных линий использовались только измерения эквивалентных ширин [2—17], сведенные в одну систему [4]. По этим данным были построены соотношения между эквивалентными ширинами межзвездных линий W_K и W_D , с одной стороны, и избытками цвета звезд, в которых наблюдаются эти линии, с другой (рис. 1а, б). Рассеяние точек на них велико, поэтому была проведена статистическая обработка материала с целью выявления его однородности. Оказалось, что эквивалентные ширины межзвездных линий в звездах спектральных классов позднее $B8$ отличаются от аналогичных величин в более ранних звездах (достоверность $> 99\%$). Такое различие эквивалентных ширин вызвано, по-видимому, неточностью их определений

10—234

из-за блендирования звездными линиями. Поэтому из дальнейшего анализа эти значения были исключены. Различными оказались также эквивалентные ширины в звездах с большим (группа I) и малым (группа II) галактическим вращением. В качестве критерия малости принималось условие $|\sin 2l| < 0.3$ (l — галактическая долгота). При этом галактическое вращение влияет на интенсивность линий в сторону увеличения с достоверностью $> 99\%$ для D-линий и $> 95\%$ для K-линий.

В дальнейшем соотношения W—E изучались отдельно для I и II групп. Вид соотношений изучался по статистическому критерию Фишера T_η . Для определения последнего вычислены коэффициенты корреляции (r) и корреляционные отношения (η) (табл. 1). В этой таблице приведены также дисперсия (σ) и число звезд в каждой группе (N).

Таблица 1

	D ₂		D ₁		K	
	I	II	I	II	I	II
r	0.70	0.64	0.75	0.61	0.69	0.58
η	0.74	0.71	0.80	0.71	0.75	0.62
T_η	2.4	1.1	4.0	1.2	2.6	1.2
σ	0.29	0.21	0.28	0.18	0.19	0.12
N	228	61	228	61	366	97

Из табл. 1 видно, что связь между изучаемыми характеристиками существует, причем более сильная в группе I. Для нее достоверно (на уровне 0.95) получена криволинейная зависимость. Таковая для группы II проводится неуверенно, что связано с малым числом звезд с большими избытками, межзвездные линии в которых безусловно показывают эффект насыщения.

Таким образом, следуя Спитцеру [3], можно предположить, что межзвездные линии образуются в тех же облаках, что и покраснение звезд. Рассеяние же точек на соотношениях W—E обусловлено совместным действием эффектов насыщения линий, дисперсии скоростей облаков и галактического вращения. Влияние галактического вращения видно из сравнения дисперсий для групп I и II (табл. 1). С достоверностью $> 95\%$ это различие следует считать реальным. Поэтому звезды группы I, разбитые на подгруппы по расстоянию, должны показывать уменьшение рассеяния точек на диаграммах W—E. Средняя же интенсивность межзвездных линий, соответствующая данному E, увеличивается с увеличением расстояния. Такое увеличение наблю-

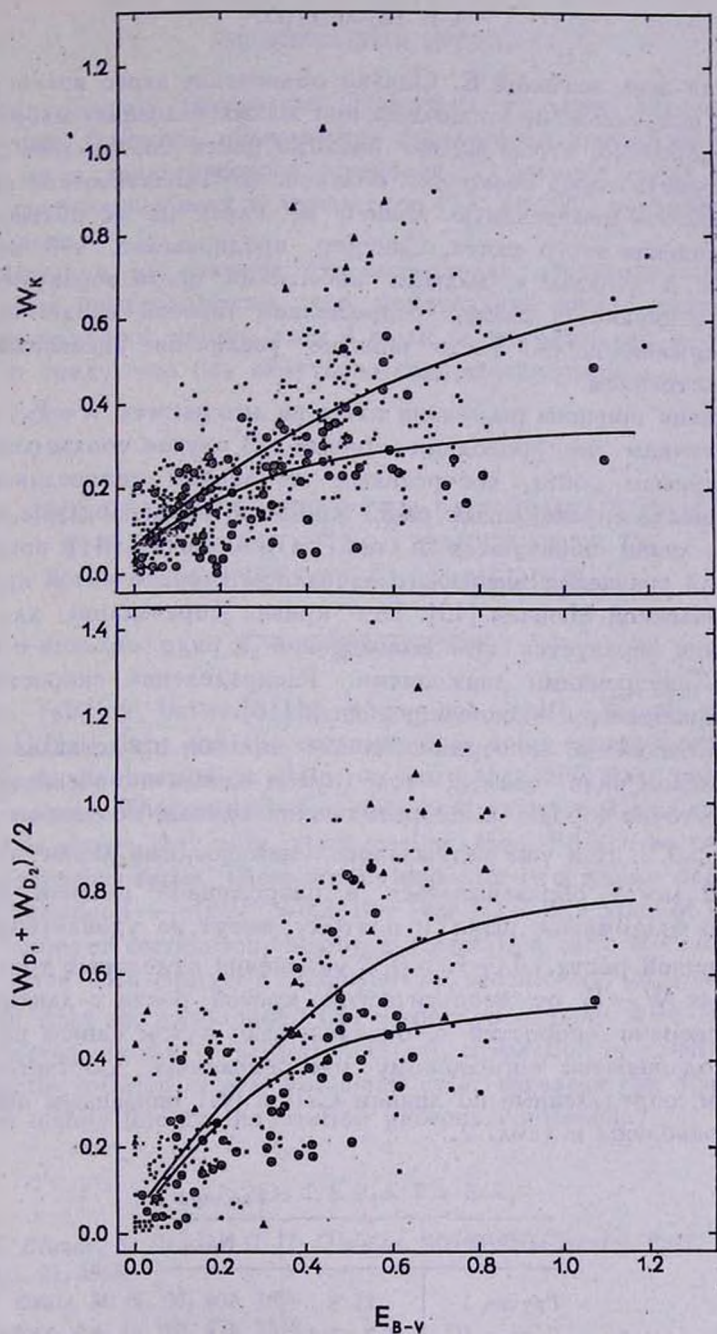


Рис. 1. Зависимости между эквивалентными ширинами межзвездных линий и избытками цвета для линий а) K CaII, б) D₁, D₂, NaI (в среднем). Непрерывные кривые проведены через средние точки для звезд группы I (кривая I) и группы II (кривая II).
 Обозначения: звезды группы I спектральных классов позднее B8—▲, до B8—●, звезды группы II—○, △.

дается для всех значений E . Однако объяснение этого явления галактическим вращением не приемлемо при малых значениях избытка. Так как маловероятно, чтобы малые избытки цвета создавались при прохождении света через несколько облаков, то галактическое вращение будет сдвигать межзвездную линию, не влияя на ее интенсивность. Для объяснения этого факта, Спитцер предполагает, что межзвездные линии в звездах с малыми избытками цвета образуются иным образом, а именно, в сильно разреженной газовой среде без заметного содержания пыли. Тогда понятно увеличение интенсивности линий с расстоянием.

Выяснив причины рассеяния точек на диаграммах $W-E$, по усредненным точкам мы проводили кривые. В случае соответствия этих кривых кривым роста, построенным по линиям межзвездного газа, можно считать справедливым ранее принятое предположение, что межзвездные линии образуются в тех же облаках, что и покраснение звезд. Для сравнения мы воспользовались теоретической кривой роста, вычисленной Мюнчем [13]. Эта кривая справедлива для случая, когда линия образуется при поглощении в ряде облаков с незначительными внутренними движениями. Распределение скоростей самих облаков принимается экспоненциальным [18].

Действительно, экспериментальная кривая, представленная в логарифмическом виде, создается (путем сдвига по обеим координатам) достаточно хорошо с теоретической кривой, но только для значений $E > 0^m2$. Как уже указывалось, межзвездные линии в звездах с $E < 0^m2$ могут образовываться в разреженной газовой среде без заметного содержания пыли и поэтому могут не удовлетворять указанной кривой роста. Для $E > 0^m2$ отклонения отдельных точек на зависимостях $W-E$ от теоретической кривой роста с данным значением дисперсии скоростей σ , определенным путем сдвига по оси ординат, подчиняются нормальному распределению. Соответствующие дисперсии, определенные по линиям CaII и NaI описанным выше способом, приведены в табл. 2.

Таблица 2

σ (км/сек)	CaII	NaI
Группа I	11.8	8.9
Группа II	4.7—7.4	5.1

Для группы I проведение кривой через средние точки соответствует как бы приведению интенсивностей межзвездных линий к не-

которому среднему расстоянию (1.3 клс). Большие значения σ для этой группы, вероятно, объясняются увеличением дисперсии скоростей облаков из-за галактического вращения. Сравнение наших определений σ с опубликованными в литературе [13, 18—20] показывает хорошее согласие.

Резюмируя, мы считаем, что наблюдения достаточно хорошо соответствуют предположению, что межзвездная среда состоит из облаков, содержащих атомы газа и пыли и погруженных в более разреженную среду газа без заметного содержания пыли.

ГАО АН СССР

ON THE RELATION BETWEEN PHENOMENA DUE TO THE DUST AND GAS COMPONENTS OF THE INTERSTELLAR MEDIUM

A. N. GERASHCHENKO

The relation between the equivalent width W of interstellar (K Call, D Nal) lines and the corresponding color excess E are obtained on the basis of observation data on more than 500 stars published by various authors. The results of a statistical analysis of this relation are given. It is shown that only stars earlier than B8 can be represented by a homogeneous series. These are divided into two groups depending on galactic latitude: I — $|\sin 2l| > 0.3$, II — $|\sin 2l| < 0.3$. Stars of the group I show a stronger correlation, having a correlation ratio 0.7—0.8. Observations agree with Spitzer's conclusion on the identity of spatial distribution of dust and gas clouds. The dispersion of point with $E > 0.2$ on W — E diagrams is due to saturation effect, dispersion in cloud velocities and galactic rotation effect. For small color excesses the dispersion of points is mainly due to the rarefied gaseous continuum.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitz-Gerald, Publ. U. S. Naval Obs., 21, 1968.
2. C. S. Beals, M. N., 96, 661, 1936.
3. L. Spitzer, Ap. J., 108, 276, 1948.
4. P. W. Merrill, R. F. Sanford, O. C. Wilson, C. Burwell, Ap. J., 86, 274, 1937.
5. E. G. Williams, Ap. J., 79, 280, 1934.
6. R. F. Sanford, O. C. Wilson, Ap. J., 90, 235, 1939.
7. P. W. Merrill, O. C. Wilson, P.A.S.P., 59, 132, 1947.
8. R. F. Sanford, Ap. J., 110, 117, 1949.

9. *L. Spitzer, I. Epstein, Li-Hen*, Ann. Astrophys., 13, 147, 1950.
10. *C. S. Beals*, M. N., 113, 530, 1953.
11. *P. McRae Routly, L. Spitzer*, Ap. J., 115, 227, 1952.
12. *H. H. Voigt*, Contr. Lick Obs., ser. II, No. 60, 1956.
13. *G. Münch*, Ap. J., 125, 42, 1957.
14. *G. Münch, H. Zirin*, Ap. J., 133, 11, 1962.
15. *G. Münch, A. Unsold*, Ap. J., 135, 711, 1962.
16. *G. Münch*, P.A.S.P., 78, 305, 1966.
17. *W. Buscombe, P. M. Kennedy*, M. N., 139, 417, 1968.
18. *A. Blaauw*, B.A.N., 11, 458, 1952.
19. *О. А. Мельников*, Астрон. ж., 24, 73, 1947.
20. *O. C. Wilson*, Ap. J., 90, 244, 1939.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

О ТЕПЛОВЫХ ВОЛНАХ В ЗВЕЗДАХ

И. А. КЛИМИШИН

Поступила 12 декабря 1972

Пересмотрена 10 апреля 1973

Подробно исследуются закономерности движения сильных тепловых волн в звездных оболочках. Найдена связь между концентрацией выделенной энергии и глубиной взрыва, начиная с которой тепловая волна, двигаясь к поверхности звезды, не вырождается в ударную. Коротко обсуждается вопрос о применимости полученных решений к интерпретации вспышек Новых.

Явление вспышек Новых и Сверхновых связывается обычно с выходом на поверхность звезды ударной волны. Однако, если говорить о механизмах переноса энергии при вспышке Новой, то возможной альтернативой ударной волне может быть тепловая волна (ТВ). Нами был получен ряд соотношений, связывающих концентрацию выделенной при мгновенном взрыве энергии Q с безразмерной глубиной h_0 , начиная с которой ТВ может быть эффективной, при заданных остальных параметрах звездной модели [1, 2]. При этом, однако, мы ограничились случаем, когда за фронтом тепловой волны плотность энергии газа E_g существенно превышает энергию излучения E_r ($E_g \gg E_r$). В большинстве случаев при концентрациях энергии, типичных для Новых, картина, по-видимому, как раз обратная, т. е. $E_g \ll E_r$. Кроме того, решение [1, 2] для скорости тепловой волны получено путем приближенной замены производных отношениями самих величин и в нем не учтены множители типа $(1 + \text{const } n)$, где n — индекс политропы ($n \rightarrow 0$, если $p \rightarrow \text{const}$).

Как и в теории ударных волн, наиболее точным и надежным является автомодельный метод. Однако в случае неоднородной среды движение не автомодельно. Поэтому для решения задачи мы используем метод моментов, причем точность полученных решений мы про-

веряем, сравнивая их с автомодельными при предельном переходе $l \rightarrow 0$. Мы ограничиваемся рассмотрением закономерностей движения плоских ТВ, так как их эффективность проявляется лишь в самых поверхностных слоях звезды, в которых сферичностью можно пренебречь.

1. *Плоские тепловые волны в однородной среде.* Прежде всего запишем здесь решения для ТВ, движущихся в однородной среде. Как известно, эти решения следуют из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{F}, \quad (1)$$

причем здесь

$$E = E_g + E_r = \frac{\rho AT}{\gamma - 1} + a_R T^4. \quad (2)$$

$$\vec{F} = -\frac{lc}{3} \operatorname{grad} E_r = -\frac{4a_R c}{3x_0 \rho^m} T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3)$$

$$l = \frac{1}{\kappa} = \frac{T^s}{x_0 \rho^m}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, T — температура, $\vec{F}$ — поток лучистой энергии, A — газовая постоянная в расчете на 1 : вещества, a_R — постоянная Стефана—Больцмана, γ — отношение удельных теплоемкостей, c — скорость света, l — длина пробега среднего фотона, κ — объемный коэффициент поглощения ($[\kappa] = \text{см}^{-1}$). В плоском случае уравнение теплопроводности сводится к виду

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{16\sigma}{3(s+4)x_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho^m} \frac{\partial T^{s+4}}{\partial x} \right), \quad (5)$$

где $\sigma = ca_R/4$. При изучении закономерностей движения тепловых волн это уравнение решается совместно с условием сохранения энергии:

$$Q = \int_{-x_\phi}^{+x_\phi} \left(\frac{\rho AT}{\gamma - 1} + a_R T^4 \right) dx = \text{const.} \quad (6)$$

В случае однородной среды движение симметрично по отношению к плоскости $x=0$, т. е. $|-x_\phi| = |+x_\phi|$, этого; однако, нет, если среда неоднородная или же ограничена с одной стороны неподвижной стенкой. Поэтому целесообразно ввести здесь некоторый

„параметр неоднородности“ δ , так что $|-x_\phi| = \delta x_\phi$, причем $0 \leq \delta \leq 1$ ($\delta = 1$ для однородной неограниченной среды и $\delta = 0$ при наличии неподвижной стенки в плоскости $x = 0$). Далее, как следует из автомодельного решения [3], в случае тепловых волн с сильно зависящим от температуры коэффициентом теплопроводности во всей нагретой области температура практически постоянна ($T_2 \simeq \bar{T}$), а в тонком слое вблизи фронта она резко уменьшается до температуры невозмущенной среды T_1 . Тогда из (6) находим при $T_1 \ll T_2$

$$Q \simeq (1 + \delta) x_\phi \left(\frac{\rho A \bar{T}}{\gamma - 1} + a_K \bar{T}^4 \right). \quad (7)$$

Это соответствует условиям

$$\begin{aligned} T &= 0 & \text{при} & & x &= \pm x_\phi, \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= 0 & & & x &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В связи с тем, что плотность энергии газа пропорциональна первой, а энергия излучения — четвертой степени температуры T , аналитические решения удастся получить лишь в крайних случаях, когда $E_g \gg E_r$, либо $E_g \ll E_r$.

а) *Автомодельный метод.* Случай $E_g \gg E_r$ подробно рассмотрен Я. Б. Зельдовичем и Ю. П. Райзером [3]. Выражение для скорости движения фронта тепловой волны может быть записано в виде

$$D_A = \frac{32}{9} \frac{\xi_0^{s+5}}{(s+5)} \frac{\gamma(\gamma-1)^{s+3} Q^{s+3}}{x_0 A^{s+4} \rho^{m+s+4} x_\phi^{s+4}}, \quad (9)$$

а постоянная ξ_0 с учетом параметра неоднородности δ равна

$$\xi_0 = \left[\frac{2(\omega+2)^{1+\omega}}{(1+\delta)^\omega \omega^{\pi \frac{\omega+2}{2}}} \frac{\Gamma^\omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\omega} \right)}{\Gamma^\omega \left(\frac{1}{\omega} \right)} \right]^{\frac{1}{\omega+2}}, \quad (10)$$

где Γ — гамма-функция, $\omega = s + 3$. Пусть $\delta = 1$. Тогда при $s = 2$ имеем: $\omega = 5$, $\xi_0^1 = 0.77$, а при $s = 3.5$, $\omega = 6.5$ находим $\xi_0^1 = 0.86$. Если же $\delta = 0$, то $\xi_0^0 = 2^{\frac{\omega}{\omega+2}} \xi_0^1$.

Перейдем теперь к полученному нами автомодельному решению задачи для случая, когда $E_g \ll E_r$. Прежде всего перепишем уравнение теплопроводности в виде

$$\frac{\partial T^4}{\partial t} = \frac{4c}{3x_0 \rho^m} \frac{\partial}{\partial x} \left(T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 4b \frac{\partial}{\partial x} \left(T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (11)$$

и условие сохранения энергии

$$Q = \int_{-x_\Phi}^{+x_\Phi} a_R T^4 dx = a_R q, \quad q = \int_{-x_\Phi}^{+x_\Phi} T^4 dx. \quad (12)$$

Из параметров задачи b и q и независимых переменных x , t составляем безразмерную комбинацию

$$\lambda = \frac{x}{(bq^{s/4}t)^{\frac{1}{s+8}}} \quad (13)$$

и ищем решение для $T(x, t)$ в виде

$$T^4 = \frac{q}{(bq^{s/4}t)^{\frac{1}{s+8}}} f(\lambda). \quad (14)$$

Переходя в (11) к дифференцированию по λ и вводя обозначение $\omega = s/4$, сводим его к виду

$$(\omega + 2) \frac{d}{d\lambda} \left(f^\omega \frac{df}{d\lambda} \right) + \lambda \frac{df}{d\lambda} + f = 0, \quad (15)$$

причем

$$f(\lambda) = 0 \quad \text{при} \quad \lambda \gg \pm \lambda_0.$$

Решение уравнения (15) имеет вид

$$f(\lambda) = \left[\frac{\omega}{2(\omega+2)} \lambda_0^2 \right]^{\frac{1}{\omega}} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{\omega}}, \quad (16)$$

а постоянная λ_0 находится из условия (12), аналитическое выражение для нее тождественно с (10), при том, однако, что в данном случае $\omega = s/4$. Так при $\delta = 1$, $s = 2$, $\omega = 0.5$ и $\lambda_0^1 = 2.475$, если же $s = 3.5$, то $\omega = 0.875$ и $\lambda_0^1 = 1.895$. Как и раньше $\lambda_0^0 = 2^{\frac{\omega}{\omega+2}} \lambda_0^1$. Скорость движения фронта тепловой волны находится путем дифференцирования (13)

$$D_A = \frac{\lambda_0^{\frac{s+8}{4}}}{s+8} \frac{4cQ^{s/4}}{3x_0 \rho^m a_R^{s/4} x_\Phi^{1+s/4}}. \quad (17)$$

6) *Метод моментов.* Сущность метода заключается в том, что уравнение теплопроводности умножается на x^k (для плоского случая

$k = 0, 1, 2, \dots$) и интегрируется в пределах от $x = -x_\phi$ до $x = +x_\phi$ при граничных условиях (8) [4]. При $k = 0$ имеем закон сохранения энергии (6) и далее (7), так как здесь предполагается $T_2 \equiv \bar{T}$. При $k = 1$ имеем при $E_g \gg E_r$ уравнение, эквивалентное (5):

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\rho A \bar{T}}{\gamma - 1} x_\phi^2 \right] = \frac{32\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 \rho^m}. \quad (18)$$

Так как из (7) следует далее, что

$$\bar{T} = \frac{(\gamma - 1) Q}{(1 + \delta) \rho A x_\phi}, \quad (19)$$

то после несложных преобразований находим из (18)

$$D_M = \frac{dx_\phi}{dt} = \frac{32(\gamma - 1)^{s+4} \sigma}{3(s+4) x_0 \rho^{m+s+4} A^{s+4} x_\phi^{s+4}} \left(\frac{Q}{1 + \delta} \right)^{s+3}. \quad (20)$$

Аналогично при $E_r \gg E_g$ имеем из (7)

$$a_R \bar{T}^4 = \frac{Q}{(1 + \delta) x_\phi}, \quad (21)$$

а вместо (18) уравнение

$$\frac{d}{dx} [a_R \bar{T}^4 x_\phi^2] = \frac{32\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 \rho^m}, \quad (22)$$

из которого следует выражение для скорости тепловой волны

$$D_M = \frac{8c}{3(s+4) x_0 \rho^m \alpha_R^{s/4} x_\phi^{1+s/4}} \left(\frac{Q}{1 + \delta} \right)^{s/4}. \quad (23)$$

Решения (20) и (23) получены в предположении о прямоугольном профиле тепловой волны. На самом же деле он описывается выражениями типа (14). Другими словами, решения (20) и (23) верны с точностью до некоторых „нормирующих множителей“ K и K' . Как было показано в [5], и в случае движения тепловой волны в неоднородной среде ее профиль с той же степенью точности описывается формулой типа (14). Поэтому далее мы будем находить решения уравнения теплопроводности методом моментов, уточняя их множителями K и K' , которые равны соответственно: при $E_g \gg E_r$

$$K = \frac{D_A}{D_M} = \frac{s+4}{2(s+5)} (1 + \delta)^{s+3} \xi_0^{s+5}, \quad (24)$$

так что $K = 10.85$ при $s = 3.5$ и $\delta = 1$ и $K = 22$ при $\delta = 0$. При $s = 2$ и $\delta = 1$ имеем $K = 2.2$ и $K = 21.4$ при $\delta = 0$. Если $E_s \ll E_r$, то

$$K' = \frac{2(s+4)}{s+8} (1+\delta)^{s/4} \lambda_0^{2+s/4}. \quad (25)$$

В данном случае при $s = 3.5$ имеем $K' = 3.76$ при $\delta = 1$ и $K' = 9.44$, если $\delta = 0$.

2. *Закономерности движения плоских тепловых волн в неоднородной среде.* Рассмотрим прежде всего среду, в которой плотность изменяется с безразмерным расстоянием от поверхности $h = (R_* - r)/R_*$ по закону

$$\rho = \rho_0 h^n, \quad (26)$$

где параметр ρ_0 определяется теорией внутреннего строения звезд. Если масса, светимость и радиус звезды — $\mathfrak{M}$, L и R — выражены в солнечных единицах, то при $x_0 = 1.2 \cdot 10^{21}$ и молекулярном весе вещества $\mu = 1/2$ имеем

$$\rho_0 = 10 \frac{\mathfrak{M}^{3.75}}{L^{0.5} R^{3.25}} \quad (27)$$

для политропы с индексом $n = 3.25$ (лучистая оболочка) и

$$\rho_0 \approx 1.25 \frac{\mathfrak{M}}{R^3} \quad (28)$$

при $n = 1.5$ (конвективная оболочка). Как следует из численного решения уравнения теплопроводности [1,5], и в неоднородной среде температуру за фронтом ТВ можно считать практически постоянной вдоль всей охваченной возмущением области. Таким образом, при поисках аналитических решений и в данном случае мы будем предполагать $T_2(x) = \bar{T}$. Умножая (5) на $(h_0 - h)^k$, учитывая (3) и (26) и граничные условия (8), имеем при $k = 0$

$$Q = \frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma - 1)(n + 1)} R_* (h_0^{n+1} - h^{n+1}) + \alpha_R \bar{T}^4 R_* (h_0 - h) \quad (29)$$

и при $k = 1$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma - 1)(n + 1)(n + 2)} [h_0^{n+2} - (n + 2) h_0 h^{n+1} + (n + 1) h^{n+2}] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \alpha_R \bar{T}^4 (h_0 - h)^2 \right\} = \frac{16\sigma \bar{T}^{s+4}}{3(s + 4) x_0 \rho_0^m R_*^2 h^{mn}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь принято, что $\delta = 0$, т. е. что движение направлено только в сторону уменьшения плотности. Далее будет показано, что это предположение вполне оправдано. Так как в общем аналитическое решение системы (29), (30) нельзя получить и при $n = 0$, то мы здесь ограничимся ее асимптотическими решениями. При $E_s \gg E_r$ после несложных преобразований с учетом (24) имеем

$$D = \frac{16K(\gamma - 1)^{s+4} (n+1)^{s+3} (n+2) \sigma Q^{s+3}}{G}, \quad (31)$$

где

$$G = 3(s+4) x_0 \rho_0^{m+s+4} A^{s+4} R_*^{s+4} h^{n(m+1)} [h_0^{n+1} - h^{n+1}]^{s+2} \{ (n+1) h_0^{n+2} - \\ - (n+2) h_0^{n+1} h + h^{n+2} \}$$

Можно убедиться, что при $n \rightarrow 0$ и $R_*(h_0 - h) \rightarrow x$ это решение сводится к (20). Аналогично в случае $E_s \ll E_r$ из (29)–(30) с учетом (25) находим

$$D = \frac{32K' \sigma Q^{s/4}}{3(s+4) x_0 \rho_0^m (a_R R_*)^{1+s/4} h^{mn} (h_0 - h)^{1+s/4}}. \quad (32)$$

Как следует из решений (31) и (32), наименьшее значение скорости ТВ D_m достигается при

$$\frac{h_{\text{тв}}}{h_0} \approx \begin{cases} 0.73 & \text{если } n = 3.25, m = 2, s = 3.5 \\ 0.53 & \quad \quad \quad 1.5, \quad \quad \quad 2, \quad \quad \quad 2 \\ 0.78 & \quad \quad \quad 3.25 \quad \quad \quad 2 \quad \quad \quad 3.5 \\ 0.76 & \quad \quad \quad \quad \quad \quad 1 \quad \quad \quad 0 \end{cases} \begin{matrix} E_s \gg E_r \\ \\ E_s \ll E_r \end{matrix} \quad (33)$$

Получим теперь выражения для скорости ТВ, движущейся в атмосфере с экспоненциальным законом изменения плотности

$$\rho = \rho_* \exp(x/H). \quad (34)$$

Здесь H — масштабная высота, $x > 0$ в сторону увеличения плотности и наоборот. При $E_s \gg E_r$ имеем из (5)

$$\frac{d}{dt} \left[\bar{T} \rho_* H^2 \left\{ 1 - e^{\frac{x}{H}} \left(1 - \frac{x}{H} \right) \right\} \right] = \frac{16(\gamma - 1) \sigma \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 A \rho_*^m} e^{-\frac{mx}{H}}, \quad (35)$$

$$\bar{T} = \frac{(\gamma - 1) Q}{A \rho_* H (e^{\frac{x}{H}} - 1) \operatorname{sign}(x)}, \quad (36)$$

$$D = \frac{16(\gamma - 1) \sigma [(\gamma - 1) Q]^{s+4}}{G_1} \quad (37)$$

где

$$G_1 = 3(s+4) \kappa_0 \rho_*^{m+s+4} (AH)^{s+4} e^{\frac{(m+1)x}{H}} \left[\operatorname{sign}(x) \left(e^{\frac{x}{H}} - 1 \right) \right]^{s+2} \left[e^{\frac{x}{H}} - \left(1 + \frac{x}{H} \right) \right]$$

Заметим, что в (35)–(37) следует произвести замену $x \rightarrow -x$, если $x < 0$. При $E_g \ll E_r$ имеем

$$\bar{T}^4 = \frac{Q}{a_R x}, \quad (38)$$

$$D = \frac{32\pi Q^{s/4}}{3(s+4) \kappa_0 a_R^{1+s/4} \rho_*^m |x|^{1+s/4}} e^{-\frac{mx}{H}}. \quad (39)$$

Зная скорость ТВ в экспоненциальной атмосфере, нетрудно оценить и величину „параметра неоднородности“ δ . Для этого определим время t_- и t_+ , за которое волна проходит расстояние H , соответственно, в сторону уменьшения и увеличения плотности. Очевидно, что

$$t_- = \int_0^H \frac{dx}{D_-}; \quad t_+ = \int_0^H \frac{dx}{D_+}.$$

Из (37) находим при $E_g \gg E_r$

$$\delta \lesssim \frac{t_-}{t_+} = \frac{\int_0^1 e^{-(m+1)z} [1 - e^{-z}]^{s+2} [e^{-z} + z - 1] dz}{\int_0^1 e^{(m+1)z} [e^z - 1]^{s+2} [e^z - z - 1] dz}, \quad (40)$$

а из (39) — при $E_r \gg E_g$

$$\delta \lesssim \frac{\int_0^1 e^{-mz} z^{1+s/4} dz}{\int_0^1 e^{mz} z^{1+s/4} dz}. \quad (41)$$

При $m = 2$, $s = 3.5$ находим, что $\delta \lesssim 2 \cdot 10^{-4}$ в первом и $\delta \lesssim 0.05$ во

втором случаях. Таким образом, предположение о том, что внутренние, более плотные слои действуют как стенка, вполне оправдано.

Перейдём теперь к главному вопросу — об эффективности ТВ в переносе энергии вспышки в звездах. Сравнивая (31) и (32) со скоростью звука за фронтом ТВ

$$a = \sqrt{\frac{\Gamma_1}{\rho} [\rho A \bar{T} + \frac{1}{3} a_R \bar{T}^4]} \quad (42)$$

(Γ_1 — эффективное отношение удельных теплоемкостей смеси газ—излучения), находим для заданного h_0 некоторую „критическую“ величину концентрации энергии взрыва Q^* [1]. При $Q < Q^*$, как и в случае земных ТВ, тепловая волна, пройдя расстояние $(h_0 - h) R_* \lesssim (h_0 - h_{кр}) R_*$, вырождается в ударную. При $Q > Q^*$ тепловая волна выходит на поверхность звезды. Из (31) и (42) находим для конвективной оболочки при $n = 1.5$, $m = 2$, $s = 2$, $x_0 = 1.12 \cdot 10^{17}$, $h_{кр}/h_0 = 0.53$, $K \approx 21.4$

$$Q^* = 0.12 [x_0^{2.15} A^{12} R_*^{11} h_0^{33.5} \sigma^{-2}]^{1/9}$$

или

$$Q^* = 2.4 \cdot 10^{27} h_0^{3.73} \left(\frac{\mathfrak{M}^{15}}{R^{34}} \right)^{1/9}. \quad (43)$$

Для лучистой оболочки при $n = 3.25$, $m = 2$, $s = 3.5$, $x_0 = 1.2 \cdot 10^{21}$, $h_{кр}/h_0 = 0.73$, $K = 22$ имеем

$$Q^* = 0.084 [x_0^{2.18} A^{15} R_*^{14} h_0^{72.5} \sigma^{-2}]^{1/12}$$

или

$$Q^* = 4.2 \cdot 10^{27} h_0^6 \frac{\mathfrak{M}^{5.63}}{L^{0.75} R^{3.71}}. \quad (44)$$

Аналогично при $E_g \ll E_r$ из (32) и (42) находим

$$Q^* = \left| \frac{(s+4)^2}{16c^2 K'^2} a_R^{5/2} x_0^{2m-1} R_*^{1+s/2} h_0^{(2m-1)n+1+s/2} z^{(2m-1)n} (1-z)^{1+s/2} \right|^{\frac{2}{s-2}} \quad (45)$$

и при $n = 3.25$, $m = 2$, $s = 3.5$, $Z = h_{кр}/h_0 = 0.78$, $K' = 9.44$

$$Q^* = 2.4 \cdot 10^{33} \frac{\mathfrak{M}^{15}}{L^2 R^{13} h_0^{16.7}}. \quad (46)$$

Как видно, решения (43) и (44) неплохо согласуются с найденными ранее [1, 2].

Для модели $\mathcal{X} = L = R = 1$ при концентрации энергии, типичной для Новой ($W \simeq 10^{18}$ эрг), находим $Q^* = W/4\pi R_*^2 \approx 1.6 \cdot 10^{23}$ эрг/см². В итоге из (44) следует, что ТВ, возникшая при мгновенном выделении энергии вспышки, не вырождается в ударную, если выделение этой энергии произошло на расстоянии $h_0 \lesssim 0.18$ от поверхности звезды. При $Q = 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см², $h_0 = 0.18$, $\mathcal{X} = L = R = 1$ и $E_s \gg E_r$ (именно этот случай осуществляется при принятой концентрации энергии) скорость фронта тепловой волны достигает величин 27000, 13000, 18000 и 5100 км/сек на расстояниях $h/h_0 = 0.8; 0.7; 0.6; 0.5$, соответственно. При той же величине энергии вспышки случай $E_s \ll E_r$ осуществляется у звезд-карликов. Так, для звезды с параметрами $\mathcal{X} = 0.2; L = 0.3$ и $R = 0.1$ при $Q^* = 1.6 \cdot 10^{23}$ эрг/см² из (46) находим $h_0 \approx 0.24$. Из (32) следует, что скорость фронта тепловой волны равна 53000; 30000; 34000, 55000 и 120000 км/сек при $h/h_0 = 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$ и 0.5 , соответственно. При рассмотрении движения тепловых волн в звездах с еще меньшими массами и радиусами концентрации энергии оказываются столь большими, что формулы (31) и (32) нуждаются в обобщении для учета релятивистских эффектов.

Заключение. В этой работе мы подробно изложили теорию тепловых волн в неоднородных средах, представляющую, как мы предполагаем, самостоятельный теоретический интерес. При этом мы хотим обратить внимание и на то обстоятельство, что механизм срыва оболочки при вспышке Новой до сих пор остается неясным, так как он существенно зависит от характера источника энергии вспышки. Так, если эта энергия освобождается в результате термоядерных реакций, то более вероятным является предположение, что время развития явления достигает сотен и даже тысяч секунд. В таком случае сброс оболочки звезды является результатом суммарного действия бесконечной серии звуковых и слабых ударных волн, образующих в итоге мощную волну давления [6]. Если же энергия вспышки имеет гравитационную природу, то ее освобождение может быть практически мгновенным, а механизмом переноса ее на бесконечность может быть как ударная, так и ТВ. Более того, если вспышка связана с перестройкой лишь внешней оболочки звезды, то последнее более вероятно. И хотя скорости самой ТВ оказываются большими, скорости расширения вещества оболочки будут значительно меньшими, так как слишком мало (порядка нескольких секунд) время взаимодействия излучения с веществом. Это распределение скоростей вещества за фронтом ТВ можно получить путем численного решения уравнений газодинамики с учетом эффектов лучистой теплопроводности, которое мы и надеемся провести в будущем.

Автор искренне благодарит В. Г. Горбацкого, В. И. Гринина и В. С. Имшенника за интерес к работе и замечания, высказанные ими при ознакомлении с рукописью.

Астрономическая обсерватория
Львовского университета

ON THERMAL WAVES IN STARS

I. A. KLIMISHIN

The regularities of strong thermal wave movement in nonuniform media are considered in more detail. The application of thermal waves theory to Nova outburst interpretation is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. А. Климишин, в сб. „Проблемы космической физики“, вып. 7, 108, 1972.
2. I. A. Klimishin, *Astrophys. Space Sci.*, 16, 432, 1972.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
4. Э. И. Андрианкин, *ЖЭТФ*, 35, 428, 1958.
5. И. А. Климишин, О. А. Костюк, *Циркуляр АО Львовского ун-та*, № 48, 3, 1973.
6. W. M. Sparks, *Ap. J.*, 154, 297, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. VII

Осенью 1972 г. со спектрографом с контактным ЭОП в кассегреновском фокусе 125 см рефлектора Крымской станции ГАИШ велись наблюдения галактик с ультрафиолетовым континуумом из списка [1]. В настоящей заметке приведены красные смещения и краткое описание спектров 16-и объектов. Наблюдения проводились в красной области спектра, охватывающей интервал длин волн $\lambda\lambda$ 5500—7500. Результаты представлены в табл. 1, содержащей красные смещения и глазомерные оценки интенсивности эмиссионных линий, и в последующих примечаниях. Индексы „s“, „m“ и „w“ обозначают, соответственно, сильную, умеренную и слабую эмиссии.

Таблица 1

№	m _{pg}	z	Интенсивность эмиссионных линий			Спектральный тип
			[SII] $\lambda\lambda$ 6717/31	[N II] $\lambda\lambda$ 6548/83	H _γ	
478	15	0.079	—	—	s	s1e
480	14.5	0.018	—	w	m	d2
484	15.5	0.039	—	—	s	d2e
485	15	0.019	—	w	m	d2
486	15	0.039	—	—	s	s1e
490	15.5	0.009	w	w	s	d1e
491	16	(0.063)	—	—	(w)	d3e
492	15.5	0.014	—	m	m	s3e
503	16.5	0.022	—	—	m	d3
506	15.5	0.041	—	—	m	s1e
507	16	0.053	—	—	m	sd2e

Маркарян 478. Крайне компактный объект, в спектре которого, согласно [1], имеется распределение энергии, типичное для квазизвездных объектов. В [1] отмечена также вероятность наличия спектральных особенностей, характерных для ядер галактик Сейферта. Наши наблюдения подтверждают это. В красной области имеется сильная H_α шириной около 70 Å. Из-за большой ширины этой линии точность определения красного смещения невелика. Абсолютная величина объекта близка к величинам, характерным для квазизвездных объектов.

Маркарян 480. Согласно [1] возможно, что объект является двойным. Спектр содержит умеренной интенсивности H_α и слабый дублет $[N II] \lambda\lambda 6548/83$. Спектральные линии наклонны.

Маркарян 484. Сфероидальный компактный объект с выбросами [1]. В красной области спектра мы наблюдали лишь сильную H_α . Возможно, что $[N II] \lambda 6583$ блендируется с линией ночного неба.

Маркарян 485. Компактная, несколько вытянутая галактика [1] с H_α умеренной интенсивности и слабым дублетом $[N II] \lambda\lambda 6548/83$.

Маркарян 486. Очень компактный, почти сферический объект. Присутствие спектральных особенностей ядер галактик Сейферта с большой определенностью установлено наблюдениями, произведенными с объективной призмой [1]. Наши наблюдения, выявившие сильную H_α с шириной около 70 Å, подтверждают наличие сейфертовских характеристик. Как и в случае объекта Маркарян 478, большая ширина H_α делает низкой точность определения красного смещения.

Маркарян 490. Сферический объект, в спектре которого эмиссионные линии были выявлены при наблюдениях с объективной призмой [1]. В красной области нами наблюдались очень сильная диффузная H_α и слабые дублеты $[N II] \lambda\lambda 6548/83$ и $[S II] \lambda\lambda 6717/31$.

Маркарян 491. В спектре этого компактного объекта со слабой короной нами наблюдалось слабое сгущение. Красное смещение вычислено в предположении, что это — H_0 .

Маркарян 492. Несколько вытянутый объект с короной. В красной области спектра имеются умеренной интенсивности диффузные H_α и $[N II] \lambda\lambda 6548/83$.

Маркарян 503. Сфероидальный объект с выбросами [1]. Спектр содержит умеренной интенсивности H_α и очень слабый дублет $[N II] \lambda\lambda 6548/83$.

Маркарян 506. Галактика, являющаяся компонентой двойной системы. Согласно [1], имеет сильную эмиссию в H_{α} . В красной области спектра нами наблюдалась умеренной интенсивности H_{α} шириной ~ 60 Å, blendирующаяся с линией ночного неба. Ширина линии позволяет отнести галактику к объектам сейфертовского типа.

Маркарян 507. Компактная галактика неправильной формы [1]. В спектре имеется эмиссионная деталь шириной около 40 Å. Красное смещение вычислено в предположении, что это — H_{α} . Если отождествление правильно, то галактика может быть отнесена к числу объектов со слабо выраженными спектральными особенностями ядер галактик Сейферта.

Кроме перечисленных наблюдались также объекты № 495, 497, 501, 502 и 505, в спектрах которых эмиссионные линии не обнаружены.

Следует отметить, что ряд галактик списка [1] одновременно наблюдался в Крымской астрофизической обсерватории И. М. Копыловым, В. А. Липовецким, В. И. Проником и К. К. Чуваевым. В сообщении этих авторов [2] отмечается принадлежность к сейфертовскому типу объектов № 478, 486 и 506.

The Spectra of Markarian Galaxies. VII. The results of spectral observation of sixteen Markarian galaxies from [list] [1] are presented. The emission lines are detected in the spectra of eleven objects. The objects No. 478, 486 and 506 have spectral properties of nuclei of Seyfert galaxies. Less prominent Seyfert features reveal the galaxy Markarian 507 as well.

21 апреля 1973

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

М. А. АРАКЕЛЯН
Э. А. ДИБАЙ
В. Ф. ЕСИПОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
2. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрон. цирку.*, № 755, 1, 1973.

CONTENTS

THE SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF IRREGULAR GALAXY NGC 520 <i>E. Ye. Khachikyan</i>	157
OBSERVATIONS OF RADIO EMISSION OF CLUSTERS OF GALAXIES <i>H. M. Tovmassian</i>	177
EMISSION H_2 PROFILES IN THE SPECTRA OF IRREGULAR VARIABLE STARS <i>G. V. Zajceva, E. A. Kolotilov</i>	185
ENERGY DISTRIBUTION IN THE CONTINUOUS SPECTRUM OF VEGA AND AGENA IN THE REGION OF 2000—3800 Å <i>G. A. Gurzadian, J. B. Ohanesian</i>	197
SOURCE-COUNT ANALYSIS AND THE V/V_m TEST IN THE STUDY OF THE EVOLUTION OF QUASI-STELLAR RADIO SOURCES <i>V. Yu. Terebizh</i>	209
LINEAR PROBLEM OF MULTILEVEL ATOM RADIATION <i>A. G. Ntoghossian</i>	221
THE INTERMEDIATE STATE IN THE SUPERCONDUCTING NEUTRON STAR <i>J. M. Bruk</i>	237
NON-LINEAR THEORY OF DEVELOPMENT OF POTENTIAL PERTURBATIONS . . . <i>A. G. Doroshkevitch, V. S. Rtabenky, S. F. Shandartn</i>	257
MULTIPLE SCATTERING OF RESONANCE RADIATION IN A PLANE LAYER AND IN A SPHERE <i>S. A. Sabashvili</i>	273
BLACK HOLE—THE COMPONENT OF MASSIVE EMISSION STAR <i>O. H. Guselnov</i>	293
ON THE RELATION BETWEEN PHENOMENA DUE TO THE DUST AND GAS COMPONENTS OF THE INTERSTELLAR MEDIUM <i>A. N. Gerashchenko</i>	301
ON THERMAL WAVES IN STARS <i>I. A. Klimtshin</i>	307
NOTES	
THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. VII <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Estpov</i>	319