

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

НЕИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ БОЛЬШОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ	<i>В. В. Соболев</i>	325
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ В КОСМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ <i>С. А. Каплан, В. Н. Цытович</i>		337
ПРОФИЛЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ L_{α} -ИЗЛУЧЕНИЯ И СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА ВОДОРОДА В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ <i>Д. А. Варшалович, Р. А. Сюняев</i>		359
ГОРЯЧИЕ ИЗОЭНТРОПИЧНЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ	<i>Ю. Л. Вартамян</i>	373
ЯДРА S_c ГАЛАКТИК	<i>С. Г. Исхударян</i>	385
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ГАЛАКТИК <i>В. А. Домбровский, В. А. Гален-Торн</i>		409
О ПРИРОДЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК	<i>А. В. Засов</i>	427
К СТАТИСТИКЕ „ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ“ ГАЛАКТИК <i>И. Д. Караченцев, В. Ю. Теребиж</i>		443
ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД—СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД <i>И. Н. Латышев</i>		451
БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ Р ЛЕБЕДЯ <i>Е. Р. Астафьев</i>		461
ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ПОЛЕ <i>Т. А. Азекян, Ж. П. Аносова</i>		469
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СНИМКИ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА <i>А. Т. Каллоляян</i>		475
РЕЦЕНЗИИ		
В. В. СОБОЛЕВ „КУРС ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ АСТРОФИЗИКИ“	<i>С. А. Каплан</i>	477

Е Р Е В А Н

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Б. А. Воронцов-Вельяминов,
Г. А. Гурзадян, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян,
Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. В. Соболев

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոլորչուկ, Գ. Ա. Գուրգադյան, Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),
Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկն,
Բ. Ա. Վորոնցով-Վելյամինով

„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 հանդես է, որը նրա առարկայով է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղային և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանողագինը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդունարդեղայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

НЕИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ
БОЛЬШОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 13 февраля 1968

Рассматривается диффузия излучения в атмосфере большой оптической толщины при произвольной индикатрисе рассеяния. В дополнение к полученным ранее [8] асимптотическим формулам для коэффициентов отражения и пропускания находятся асимптотические формулы для вспомогательных функций $\varphi_i(\gamma, \tau_0)$ и $\psi_i(\gamma, \tau_0)$. Особо рассматривается атмосфера большой оптической толщины при малом истинном поглощении. В этом случае искомые величины выражаются через аналогичные величины в случае полубесконечной среды при чистом рассеянии.

При изучении ряда астрофизических объектов (например, планетных атмосфер и пылевых туманностей) мы встречаемся с задачей о диффузии излучения при несферической индикатрисе рассеяния. Такую задачу для полубесконечной атмосферы впервые рассмотрел В. А. Амбарцумян [1], выразивший коэффициент отражения света атмосферой через вспомогательные функции $\varphi_i(\gamma)$ и получивший для их определения систему нелинейных интегральных уравнений. В дальнейшем Чандрасекар [2], рассматривая неизотропное рассеяние света в атмосфере конечной оптической толщины τ_0 , выразил коэффициенты отражения и пропускания через вспомогательные функции $\varphi_i(\gamma, \tau_0)$ и $\psi_i(\gamma, \tau_0)$.

Указанные функции играют важную роль в теории неизотропного рассеяния света. Если они определены, то легко могут быть найдены интенсивности излучения, выходящего из атмосферы при различных источниках излучения (см. [3] и [4]).

Особый интерес представляет атмосфера большой оптической толщины ($\tau_0 \gg 1$). Для такой атмосферы могут быть получены асимп-

тотические формулы, выражающие интенсивности выходящего из нее излучения через интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды. Подобные формулы были найдены ранее автором [3, 5, 6] для случая изотропного рассеяния света.

Обобщение этих формул на случай произвольной индикатрисы рассеяния не составляет труда. Недавно [7, 8] были даны асимптотические формулы для коэффициентов отражения и пропускания. Теперь мы получаем асимптотические формулы, выражающие функции $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$ через функции $\varphi_1(\eta)$.

В качестве частного случая в статье рассматривается также свечение атмосферы большой оптической толщины при малом истинном поглощении. В данном случае находятся асимптотические формулы как для коэффициентов отражения и пропускания, так и для вспомогательных функций. Эти величины выражаются через соответствующие величины, характеризующие свечение полубесконечной среды при чистом рассеянии.

Асимптотические формулы для коэффициентов отражения и пропускания. Будем считать, что атмосфера, состоящая из плоскопараллельных слоев, освещена параллельными лучами, падающими под углом $\arccos \zeta$ к нормали и создающими освещенность перпендикулярной к ним площадки, равную πS . Интенсивность излучения, диффузно-отраженного атмосферой под углом $\arccos \eta$ к нормали, обозначим через $S\rho(\eta, \zeta, \tau_0)\zeta$, а интенсивность излучения, диффузно-пропущенного атмосферой под углом $\arccos \eta$ к нормали, — через $S\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)\zeta$. Величины $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ будем называть коэффициентами отражения и пропускания соответственно.

Вообще говоря, величины ρ и σ зависят не только от η и ζ , но и от азимута (кроме случая нормального падения внешнего излучения). Однако для простоты мы допустим, что эти величины усреднены по азимуту (а при достаточно больших значениях τ_0 коэффициент пропускания практически не зависит от азимута).

Как недавно было установлено [7, 8], при $\tau_0 \gg 1$ коэффициенты отражения и пропускания определяются следующими асимптотическими формулами:

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho(\eta, \zeta) - \frac{u(\eta)u(\zeta)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} M N e^{-2k\tau_0}, \quad (1)$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{u(\eta)u(\zeta)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} M e^{-k\tau_0}, \quad (2)$$

где $\rho(\eta, \zeta)$ — усредненный по азимуту коэффициент отражения полубесконечной среды и $u(\eta)$ — интенсивность излучения, диффузно-пропущенного этой средой (нормированная определенным образом).

Входящие в (1) и (2) постоянные k , M и N можно выразить через величины, характеризующие поле излучения в глубоких слоях полубесконечной среды. Предположим, что индикатриса рассеяния разложена в ряд по полиномам Лежандра, то есть

$$x(\eta) = \sum_0^n x_l P_l(\cos \eta) \quad (3)$$

и λ — вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния. Тогда, согласно В. А. Амбарцумяну [9], интенсивность излучения (в относительных единицах) дается формулой

$$i(\eta) = \frac{b(\eta)}{1 - k\eta} = \frac{1}{1 - k\eta} \sum_0^n b_l P_l(\eta), \quad (4)$$

где коэффициенты b_l определяются из системы уравнений, получающихся при подстановке (4) в соотношения

$$b_l = \frac{\lambda}{2} x_l \int_{-1}^1 i(\eta) P_l(\eta) d\eta, \quad (5)$$

а постоянная k — из условия разрешимости этой системы.

Если функция $i(\eta)$ известна, то величины M и N находятся по формулам

$$M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\eta) \eta d\eta, \quad (6)$$

$$N = 2 \int_0^1 u(\eta) i(-\eta) \eta d\eta, \quad (7)$$

где функция $u(\eta)$ нормирована согласно условию

$$2 \int_0^1 u(\eta) i(\eta) \eta d\eta = 1. \quad (8)$$

В случае чистого рассеяния ($\lambda = 1$, $k = 0$) мы обозначим коэффициенты отражения и пропускания соответственно через $\rho_0(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma_0(\eta, \zeta, \tau_0)$. Из формул (1) и (2) при $k \rightarrow 0$ (см. [8]) получаем

$$\rho_0(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho_0(\eta, \zeta) - \frac{4}{3} \frac{u_0(\eta) u_0(\zeta)}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}, \quad (9)$$

$$\tau_0(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{4}{3} \frac{u_0(\eta) u_0(\zeta)}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}, \quad (10)$$

где $\rho_0(\eta, \zeta)$ и $u_0(\eta)$ — коэффициенты отражения и пропускания полубесконечной среды при чистом рассеянии, x_1 — первый коэффициент в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, то есть

$$x_1 = \frac{3}{2} \int_0^\pi x(\gamma) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma \quad (11)$$

и

$$\delta = 4 \int_0^1 u_0(\eta) \eta^2 d\eta. \quad (12)$$

Так как в данном случае $i(\eta) = 1$, то из (8) вытекает следующая нормировка функции $u_0(\eta)$:

$$2 \int_0^1 u_0(\eta) \eta d\eta = 1. \quad (13)$$

Отметим еще, что функция $u_0(\eta)$ выражается через $\rho_0(\eta, \zeta)$ при помощи формулы

$$u_0(\eta) = \frac{3}{4} \left[\eta + 2 \int_0^1 \rho_0(\eta, \zeta) \zeta^2 d\zeta \right], \quad (14)$$

которая может быть получена разными способами (см. [10—12]).

Асимптотические формулы для функций $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$. Пользуясь приведенными выше асимптотическими формулами для коэффициентов отражения и пропускания, можно легко получить и асимптотические выражения для вспомогательных функций при $\tau_0 \gg 1$.

Как известно, связь между упомянутыми величинами дается следующими формулами:

$$\varphi_1(\eta) = P_1(\eta) + 2\eta \int_0^1 \rho(\eta, \zeta) P_1(-\zeta) d\zeta, \quad (15)$$

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = P_1(\eta) + 2\eta \int_0^1 \rho(\eta, \zeta, \tau_0) P_1(-\zeta) d\zeta, \quad (16)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = P_1(\eta) e^{-\frac{\tau_0}{\eta}} + 2\eta \int_0^1 \sigma(\eta, \zeta, \tau_0) P_1(\zeta) d\zeta. \quad (17)$$

Подставляя (1) в (16) и (2) в (17) (без члена, содержащего $e^{-\frac{\tau_0}{\eta}}$), при учете формулы (15), находим

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \varphi_1(\eta) - 2c_1(-1)^l \frac{u(\eta) \eta}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} M N e^{-2k\tau_0}, \quad (18)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = 2c_1 \frac{u(\eta) \eta}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} M e^{-k\tau_0}, \quad (19)$$

где обозначено

$$c_1 = \int_0^1 u(\zeta) P_1(\zeta) d\zeta. \quad (20)$$

В. А. Амбарцумян [13] показал, что функция $u(\eta)$ определяется формулой

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2} \sum_0^n x_j c_j \frac{\varphi_j(\eta)}{1 - k\eta}, \quad (21)$$

а коэффициенты c_j находятся из системы уравнений, получающихся при подстановке (21) в (20).

Теперь мы дадим выражения для коэффициентов c_1 в явном виде. Чтобы сделать это, применим формулу

$$M u(\eta) = \bar{i}(\eta) - 2 \int_0^1 \rho(\eta, \eta') \bar{i}(-\eta') \eta' d\eta', \quad (22)$$

приведенную в [8]. Подставляя $u(\eta)$ из (22) в (20) и пользуясь (15), находим

$$M c_1 = \int_{-1}^1 \bar{i}(\eta) P_1(\eta) d\eta - (-1)^l \int_0^1 \bar{i}(-\eta) \varphi_1(\eta) d\eta. \quad (23)$$

Эту формулу можно немного преобразовать. Умножая (15) на $i(\eta)$, интегрируя по η в пределах от 0 до 1 и учитывая очевидное соотношение

$$i(-\eta) = 2 \int_0^1 \rho(\eta, \eta') i(\eta') \eta' d\eta', \quad (24)$$

получаем

$$\int_{-1}^1 i(\eta) P_1(\eta) d\eta = \int_0^1 i(\eta) \varphi_1(\eta) d\eta. \quad (25)$$

Поэтому вместо (23) имеем

$$Mc_1 = \int_0^1 \varphi_1(\eta) [i(\eta) - (-1)^i i(-\eta)] d\eta. \quad (26)$$

Таким образом, для функций $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$ мы получили асимптотические выражения (18) и (19), в которых функция $u(\eta)$ дается формулой (21), а постоянные c_1 — формулой (26).

В случае чистого рассеяния мы обозначим вспомогательные функции через $\varphi_1^0(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1^0(\eta, \tau_0)$. При помощи формул (9), (10) и (15) — (17) находим для них следующие асимптотические выражения:

$$\varphi_1^0(\eta, \tau_0) = \varphi_1^0(\eta) - \frac{8}{3} (-1)^i c_1^0 \frac{u_0(\eta) \eta}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}, \quad (27)$$

$$\psi_1^0(\eta, \tau_0) = \frac{8}{3} c_1^0 \frac{u_0(\eta) \eta}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}. \quad (28)$$

где через $\varphi_1^0(\eta)$ и c_1^0 обозначены функция $\varphi_1(\eta)$ и коэффициент c_1 при $k=0$.

Для определения коэффициентов c_1^0 мы можем подставить (14) в (20). Делая это и принимая во внимание (15), получаем

$$c_1^0 = (-1)^i \frac{3}{4} \alpha_{11}^0 \quad \text{при } i \neq 1 \quad (29)$$

и $c_1^0 = \frac{1}{2}$. Здесь использовано обозначение

$$x_{1j}^0 = \int_0^1 \varphi_j^0(\eta) \eta^j d\eta. \quad (30)$$

Формулу (29) можно также получить из соотношения (26), если подставить в него приведенные ниже выражения (33), (34), (42) и положить $k \rightarrow 0$.

Асимптотические формулы (18), (19), (27) и (28) для функций $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$ справедливы при любой индикатрисе рассеяния. Из них, в частности, вытекают формулы, найденные автором [5, 6] в случае изотропного рассеяния.

Следует отметить, что Чандрасекар [10] для индикатрисы рассеяния $x(\gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma$ выразил функции $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$ через две функции $X(\eta, \tau_0)$ и $Y(\eta, \tau_0)$. В этом случае асимптотические формулы для функций $X(\eta, \tau_0)$ и $Y(\eta, \tau_0)$ при $\tau_0 \gg 1$ были найдены В. В. Ивановым и В. В. Леоновым [14]. Вероятно, функции $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ и $\psi_1(\eta, \tau_0)$ могут быть выражены через две функции $X(\eta, \tau_0)$ и $Y(\eta, \tau_0)$ и при произвольной индикатрисе рассеяния. В общем виде асимптотические формулы для $X(\eta, \tau_0)$ и $Y(\eta, \tau_0)$ получили недавно Карлстедт и Маликин [15].

Величины $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ при малых k . Обычно в атмосферах коэффициент истинного поглощения x гораздо меньше коэффициента рассеяния α . Поэтому величина $\lambda = \frac{\alpha}{x + \alpha}$ очень близка к 1. Этот случай заслуживает специального рассмотрения и мы сейчас применим к нему приведенные выше формулы.

Асимптотическая зависимость между величинами λ и k в данном случае имеет вид

$$k = \sqrt{(1 - \lambda)(3 - x_1)}. \quad (31)$$

В дальнейшем мы будем считать величину k малой, сохраняя в формулах лишь члены, содержащие k в степени не выше первой.

При малых k с принятой точностью имеем

$$i(\eta) = 1 + \frac{3k\eta}{3 - x_1}. \quad (32)$$

Подстановка (32) в (6) и (7) при учете (8) дает

$$M = \frac{8k}{3 - x_1}, \quad (33)$$

$$N = 1 - \frac{12k}{3 - x_1} \int_0^1 u_0(\eta) \eta^2 d\eta. \quad (34)$$

Найдем сначала асимптотические формулы для коэффициентов отражения и пропускания при $\tau_0 \gg 1$ и малых k . Для этого выражения (33) и (34) мы должны подставить в формулы (1) и (2). Вместе с тем следует использовать асимптотическую формулу для величины $\rho(\eta, \zeta)$ при малых k . Такая формула была получена ранее [12] при изучении рассеяния света в полубесконечной среде. Она имеет вид

$$\rho(\eta, \zeta) = \rho_0(\eta, \zeta) - \frac{4k}{3 - x_1} u_0(\eta) u_0(\zeta). \quad (35)$$

Подставляя в формулы (1) и (2) выражения (33), (34) и (35), а также заменяя $u(\eta)$ на $u_0(\eta)$, находим

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho_0(\eta, \zeta) - \frac{4k}{3 - x_1} (1 + Qe^{-k\tau_0}) u_0(\eta) u_0(\zeta), \quad (36)$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{4k}{3 - x_1} Q u_0(\eta) u_0(\zeta), \quad (37)$$

где

$$Q = \frac{2e^{-k\tau_0}}{1 - \left(1 - \frac{6k\delta}{3 - x_1}\right) e^{-2k\tau_0}}, \quad (38)$$

а δ дается формулой (12).

Таким образом, коэффициенты отражения и пропускания атмосферы при $\tau_0 \gg 1$ и малом истинном поглощении с помощью формул (36) и (37) выражаются через коэффициенты отражения и пропускания полубесконечной атмосферы при чистом рассеянии.

Из формул (36) и (37) можно получить асимптотические формулы для величин $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ в двух следующих важных случаях: 1) $k\tau_0 \gg 1$ (сильно поглощающая атмосфера), 2) $k\tau_0 \ll 1$ (слабо поглощающая атмосфера).

При $k\tau_0 \gg 1$ формулы (36) и (37) принимают вид

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho_0(\eta, \zeta) - \frac{4k}{3 - x_1} u_0(\eta) u_0(\zeta), \quad (39)$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{8k}{3 - x_1} e^{-k\tau_0} u_0(\eta) u_0(\zeta). \quad (40)$$

В этом случае коэффициент отражения $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ совпадает с коэф-

коэффициентом отражения $\rho(\eta, \zeta)$ полубесконечной атмосферы, а коэффициент пропускания очень мал.

При $k\tau_0 \ll 1$ вместо формул (36) и (37) получаем

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0) = \rho_0(\eta, \zeta) - \frac{4}{3} \frac{u_0(\eta) u_0(\zeta)}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}. \quad (41)$$

$$\sigma(\eta, \zeta, \tau_0) = \frac{4}{3} \frac{u_0(\eta) u_0(\zeta)}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}. \quad (42)$$

В данном случае коэффициенты отражения и пропускания являются такими же, как и при чистом рассеянии.

Различие между рассматриваемыми случаями состоит в том, что в первом из них фотоны в значительной мере гибнут в атмосфере (то есть испытывают в ней истинное поглощение), а во втором — почти все выходят наружу.

Необходимо подчеркнуть, что в обоих рассматриваемых случаях функциональные формы величин $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ и $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ совпадают (различаются лишь коэффициенты, зависящие от k и τ_0). Это значит, что из сравнения между собой теоретических и наблюдаемых значений величин $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ или $\sigma(\eta, \zeta, \tau_0)$ нельзя сделать выбор между этими случаями.

Однако такой выбор легко осуществляется при наличии наблюдаемых значений как коэффициента отражения, так и коэффициента пропускания.

Функции $\varphi_i(\eta, \tau_0)$ и $\psi_i(\eta, \tau_0)$ при малых k . Найдем теперь асимптотические формулы для функций $\varphi_i(\eta, \tau_0)$ и $\psi_i(\eta, \tau_0)$ при $\tau \gg 1$ и малых k .

Чтобы сделать это, подставим в формулы (18) и (19) выражения (33) и (34). Кроме того, подставим в них следующие асимптотические выражения для функций $\varphi_i(\eta)$ при малых k :

$$\varphi_i(\eta) = \varphi_i^0(\eta) - \frac{6k}{3 - x_1} \alpha_{1i}^2 u_0(\eta) \eta \quad (i \neq 1) \quad (43)$$

и

$$\varphi_1(\eta) = \frac{4k}{3 - x_1} u_0(\eta) \eta, \quad (44)$$

полученные при рассмотрении полубесконечной среды [12].

Заменяя также $u(\eta)$ на $u_0(\eta)$, c_i на c_i^0 и пользуясь формулой (29), находим

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \varphi_1^0(\eta) - \frac{6k}{3-x_1} \alpha_{11}^0 (1 + Qe^{-k\tau_0}) u_0(\eta) \tau_0, \quad (45)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = \frac{6k}{3-x_1} (-1)^i \alpha_{11}^0 Q u_0(\eta) \tau_0 \quad (46)$$

при $i \neq 1$ и

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \frac{4k}{3-x_1} (1 + Qe^{-k\tau_0}) u_0(\eta) \tau_0, \quad (47)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = \frac{4k}{3-x_1} Q u_0(\eta) \tau_0. \quad (48)$$

Здесь, как и выше, функция $\varphi_j^0(\eta)$ представляет собой функцию $\varphi_1(\eta, \tau_0)$ при $\tau_0 = \infty$ и чистом рассеянии, величина α_{11}^0 определяется формулой (30) при $j = 1$ и функция $u_0(\eta)$ есть коэффициент пропускания света полубесконечной средой при $\lambda = 1$, нормированный согласно условию (13).

В случае сильно поглощающей атмосферы (то есть при $k\tau_0 \gg 1$) полученные формулы принимают вид

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \varphi_1^0(\eta) - \frac{6k}{3-x_1} \alpha_{11}^0 u_0(\eta) \tau_0, \quad (49)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = \frac{12k}{3-x_1} (-1)^i \alpha_{11}^0 e^{-k\tau_0} u_0(\eta) \tau_0 \quad (50)$$

при $i \neq 1$ и

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \frac{4k}{3-x_1} u_0(\eta) \tau_0, \quad (51)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = \frac{8k}{3-x_1} e^{-k\tau_0} u_0(\eta) \tau_0. \quad (52)$$

В случае слабо поглощающей атмосферы (то есть при $k\tau_0 \ll 1$) имеем

$$\varphi_1(\eta, \tau_0) = \varphi_1^0(\eta) - \frac{2\alpha_{11}^0}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta} u_0(\eta) \tau_0, \quad (53)$$

$$\psi_1(\eta, \tau_0) = (-1)^i \frac{2\alpha_{11}^0}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta} u_0(\eta) \tau_0 \quad (54)$$

при $i \neq 1$ и

$$\varphi_1(\tau, \tau_0) = \psi_1(\tau, \tau_0) = \frac{4}{3} \frac{u_0(\tau) \tau}{\left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau_0 + \delta}. \quad (55)$$

Формулы (49)–(55) при индикатрисе рассеяния $x(\tau) = 1 + x_1 \cos \gamma$ переходят в формулы, найденные ранее В. В. Ивановым и В. В. Леоновым [14].

Полученные в этой статье асимптотические формулы для коэффициентов отражения и пропускания и для вспомогательных функций могут иметь различные применения в астрофизике и геофизике. Некоторые из таких применений будут рассмотрены позднее.

Ленинградский государственный
университет

ANISOTROPIC LIGHT SCATTERING IN AN ATMOSPHERE OF LARGE OPTICAL THICKNESS

V. V. SOBOLEV

Diffusion of radiation in an atmosphere of large optical thickness is considered. An arbitrary scattering indicatrix is assumed. In addition to the previously found [8] asymptotic formulae for the reflection and the transmission coefficients, the asymptotic formulae are given for the auxiliary functions $\varphi_1(\tau, \tau_0)$ and $\psi_1(\tau, \tau_0)$. The case of the atmosphere of large optical thickness and small true absorption has been especially considered. In this case the quantities under consideration can be expressed in terms of similar quantities for the purely scattering semi-infinite medium.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, ЖЭТФ, 13, 224, 1943.
2. S. Chandrasekhar, Ap. J., 105, 441, 1947.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
4. И. Н. Минин, Вестн. Ленингр. ун-та, № 1, 1961.
5. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, № 3, 1957.
6. В. В. Соболев, ДАН СССР, 155, 316, 1964.
7. H. C. van de Hulst, K. Grossman, Proc. of Conference of the Atmospheres of Mars and Venus, Tucson, 1967.
8. В. В. Соболев, ДАН СССР, 179, 45, 1968.
9. В. А. Амбарцумян, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 3, 97, 1942.

10. *S. Chandrasekhar, Radiative Transfer, Oxford, 1950.* (Русск. перевод: С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, 1953).
11. *I. W. Vuszbridge, The Mathematics of Radiative Transfer, Cambridge, 1960.*
12. *В. В. Соболев, Астрон. ж., 45, 254, 1968.*
13. *В. А. Амбарцумян, ДАН СССР, 43, 106, 1944.*
14. *В. В. Иванов, В. В. Леонов, Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана, том I, № 8, 1965.*
15. *J. L. Carlstedt, T. W. Malliktn, Ap. J., Suppl. ser., 12, No. 113, 1966.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ В КОСМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

С. А. КАПЛАН, В. Н. ЦЫТОВИЧ

Поступила 28 ноября 1967

Благодаря нелинейным процессам слияний и распадов электромагнитных волн и волн плазменной турбулентности имеет место эффективное рассеяние радиоволн в любой среде, в которой возбуждена плазменная турбулентность. Эти эффекты имеют разнообразные астрофизические применения. В работе выводится уравнение переноса с учетом нелинейного рассеяния в плазме. Рассматривается случай рассеяния в неустойчивой плазме (с преобладанием индуцированного излучения над истинным поглощением). Описывается простой метод определения вероятностей слияния и распада волн и приводятся полученные на основе этого метода значения коэффициентов рассеяния (табл. 1, 2).

При исследовании распространения радиоволн непрерывного спектра в космических условиях обычно учитывается лишь их истинное поглощение и излучение. Это связано с тем, что в нетурбулентной плазме радиоволны рассеиваются только на тепловых флуктуациях электронной плотности (или на свободных электронах, если коллективными процессами можно пренебречь). И в том, и в другом случаях коэффициент рассеяния определяется томсоновским сечением и поэтому обычно значительно меньше коэффициентов истинного поглощения.

Между тем, в последнее время внимание исследователей плазмы, как теоретиков, так и экспериментаторов, привлекают эффекты рассеяния поперечного (электромагнитного) излучения на плазменных турбулентных пульсациях. Эффективность этих механизмов рассеяния во много раз больше классического рассеяния с томсоновским сечением. С физической точки зрения процесс рассеяния сводится к слияниям или распадам электромагнитных волн с различными волнами плазмен-

ной турбулентности (лангмюровскими, ионно-плазменными, звуковыми, альфвеновскими и т. п.).

Теоретическому анализу процесса рассеяния было посвящено много работ (см., например, [1, 2]). С экспериментальной точки зрения исследование рассеяния электромагнитных волн в турбулентной плазме интересно не только проверкой теоретических расчетов, но и возможностью разработки удобных методов определения физических параметров и вообще диагностики плазмы. В самом деле, анализ рассеяния радиоволн на турбулентных пульсациях позволяет определить не только их плотность энергии и другие параметры турбулентности, но также температуру и концентрацию электронов гораздо точнее, чем это можно сделать, например, с помощью зондов [3, 4].

В сложных космических условиях плазма часто находится в турбулентном состоянии. Здесь могут возбуждаться волны различных мод. Многие виды плазменной неустойчивости приводят к возбуждению электронных плазменных (лангмюровских) волн с частотой $\omega_{oe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$, где n_e — концентрация свободных электронов в плазме. Если электронная температура T_e , по крайней мере, в три раза больше ионной температуры T_i , то могут быть возбуждены ионные плазменные волны с частотой $\omega_{oi} = \omega_{oe} \sqrt{m_e / m_i}$ и ионно-звуковые волны с частотой, меньше ω_{oi} , но больше частоты парных электронно-ионных столкновений ν_{st} . В плазме с сильным магнитным полем могут существовать электронные плазменные волны с частотой, близкой к гидрочастоте $\omega_{He} = eH/m_e c$ (если $\omega_{oe} \ll \omega_{He}$), альфвеновские и магнито-звуковые волны с частотами, меньше $\omega_{Hi} = \omega_{He} m_e / m_i$, а также другие типы волн (например, дрейфовые в неоднородной плазме и т. д.).

Весь этот набор различных волн в случае достаточной их интенсивности взаимодействует между собой и создает сложную картину плазменной турбулентности. Процессы распада и слияния волн обычно рассматриваются в условиях, когда частотой электронно-ионных столкновений ν_{st} можно пренебречь по сравнению с частотой всех участвующих в процессе волн. Здесь мы тоже ограничимся случаем достаточно разреженной плазмы, в которой имеет место указанное выше условие. Надо заметить, что турбулентность с частотами, превышающими ν_{st} , можно назвать собственно плазменной турбулентностью в отличие от случая турбулентности с меньшими частотами, которую следует называть акустической, гидродинамической или магнитогиродинамической, в зависимости от характера движений низкочастотной турбулентности. Низкочастотная турбулентность тоже может приводить к

рассеянию электромагнитных волн, но теория этого явления здесь не обсуждается.

Мы предполагаем в нескольких работах рассмотреть астрофизические явления, в которых необходим учет рассеяния электромагнитных волн на турбулентных пульсациях космической плазмы. Настоящая работа является первой из серии статей. В последующих работах будут рассмотрены как астрофизические применения полученных здесь соотношений, так и ряд новых вопросов этой теории (например, расширение спектральных линий). При этом будем считать плотность энергии турбулентных пульсаций и их спектр заданными, то есть вопрос о возбуждении плазменной турбулентности здесь рассматриваться не будет.

Электромагнитное излучение будем называть радиоволнами, хотя все сказанное в равной мере относится и к другим диапазонам.

Температура выражается в энергетических единицах: $T(\text{эрг}) = 1.4 \cdot 10^{-10}$ (град). Переход от плотности энергии плазменных пульсаций к числу волн этих пульсаций связан с введением постоянной Планка. Мы не будем, однако, ее выписывать, поскольку в силу классического характера поведения плазмы эта постоянная в конце концов все равно выпадает из окончательных формул.

Волновые векторы и частоты электромагнитных волн будут обозначаться как $\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}'', \dots, \omega, \omega', \omega'', \dots$. Волновые векторы и частоты волн плазменной турбулентности будем снабжать нижними индексами: $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \dots, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_{oe}, \omega_{oi}, \omega_{He}, \omega_s, \dots$

1. *Уравнение переноса излучения в турбулентной плазме.* Как уже отмечалось, эффекты рассеяния радиоволн на турбулентных плазменных флуктуациях связаны с нелинейными процессами распада и слияния квантов электромагнитных волн с квантами волн плазменной турбулентности. Обозначим через $w(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$ дифференциальную вероятность процесса, в котором радиоквант импульса \vec{k} при рассеянии на кванте с импульсом \vec{k}_1 излучает другой радиоквант с импульсом \vec{k}' . При этом должны быть выполнены законы сохранения импульса и энергии:

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}', \quad \omega(\vec{k}) = \omega_1(\vec{k}_1) + \omega(\vec{k}'), \quad (1)$$

где $\omega(\vec{k})$ и $\omega_1(\vec{k}_1)$ — дисперсионные кривые для частот радиоволн и волн плазменной турбулентности. Законы сохранения (1) мы бу-

дем учитывать путем умножения дифференциальных вероятностей $w(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$ на соответствующие дельта-функции. Заметим, кстати, что наряду с процессом $k \rightarrow k'$ имеет место и процесс $k' \rightarrow k$, вероятность которого определяется величиной $w(\vec{k}', \vec{k}, \vec{k}_1)$.

Введем теперь числа радиоволн $N_{\vec{k}}$ и числа волн турбулентных пульсаций $N_{\vec{k}}^{(\alpha)}$, отнесенные к единичному фазовому объему. Здесь индекс α указывает на тип волн плазменной турбулентности.

Используя известный метод составления уравнения баланса для процессов слияний и распадов волн [1, 5], можно легко получить уравнение переноса, с учетом и членов, описывающих истинное поглощение и излучение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} + V_{\vec{k}} \frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = \int N_{\vec{k}_1}^{(\alpha)} (N_{\vec{k}'} - N_{\vec{k}}) \left\{ w(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1) \delta(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{k}_1) \times \right. \\ \left. \times \delta(\omega - \omega' - \omega_1) + w(\vec{k}', \vec{k}, \vec{k}_1) \delta(\vec{k}' - \vec{k} - \vec{k}_1) \delta(\omega' - \omega - \omega_1) \right\} \frac{d\vec{k}' d\vec{k}_1}{(2\pi)^6} - \\ - \mu(\omega, \vec{k}) N_{\vec{k}} + \frac{j_{\vec{k}}(\omega, \vec{k})}{\omega(\vec{k})}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $V_{\vec{k}}$ — групповая скорость распространения радиоволн (если $\omega \gg \omega_{oe}$, то $V_{\vec{k}} \approx c$), $\mu(\omega, \vec{k})$ — коэффициент истинного поглощения, $j_{\vec{k}}(\omega, \vec{k})$ — коэффициент излучения, также отнесенный к единице фазового объема. Заметим, что в общем случае величины $\mu(\omega, \vec{k})$ и $j_{\vec{k}}(\omega, \vec{k})$ также зависят от числа волн турбулентных пульсаций. Здесь мы будем считать их заданными, но в одной из следующих работ рассмотрим и этот эффект.

При выводе (2) предполагалось, что $N_{\vec{k}_1}^{(\alpha)} \gg N_{\vec{k}}$. Это условие выполнено даже тогда, когда плотность энергии радиоволн больше плотности энергии турбулентных пульсаций, так как при $k \gg k_1$ фазовый объем радиоволн $d\vec{k}/(2\pi)^3$ больше фазового объема турбулентных пульсаций: $d\vec{k}_1/(2\pi)^3$.

Формула (2) не налагает каких-либо ограничений на соотношения между величинами \vec{k} , \vec{k}_1 или ω , ω_1 . С точки зрения применения теории наиболее интересен случай, когда частоты радиоволн много больше частот плазменной турбулентности, то есть $\omega \gg \omega_1$. Тогда изменение частоты при рассеянии мало, но изменение направления волнового вектора \vec{k} при этом может быть и большим, так как волновые числа радиоволн могут быть сравнимыми и даже меньшими, чем волновые числа плазменной турбулентности.

Предположим также, что радиоизлучение имеет достаточно широкий частотный интервал $\Delta\omega \gg \omega_1(\vec{k}_1)$; при этом рассеянное излучение остается в том же частотном спектре радиоволн.

С этими предположениями уравнение (2) можно упростить и свести к виду, уже известному в теории переноса. При этом мы будем учитывать лишь изменение направлений волновых векторов. Смещение по частоте (неупругость рассеяния, приводящая, например, к расширению спектральных линий) представляет собой эффект следующего порядка малости и будет рассмотрено отдельно. Здесь удобно ввести единичные векторы лучей \vec{n} и \vec{n}' , так чтобы $\vec{k} = k\vec{n}$ и $\vec{k}' = k'\vec{n}'$. При этом вместо $N_{\vec{k}}$ имеем величины $N_{\omega, \vec{n}}$ — числа радио-квантов в единичном интервале частот, идущих в данном направлении в единице телесного угла. Отсюда спектральная интенсивность излучения

$$I_{\omega}(\Omega) = \omega(\vec{k}) N_{\omega, \vec{n}} \quad (3)$$

Интегралы в (2) можно вычислить с помощью дельта-функций. После интегрирования по \vec{k}_1 и модулю \vec{k}' получим для интегрального члена

$$- N_{\omega, \vec{n}} \int \gamma(\vec{n}, \vec{n}') d\Omega' + \int N_{\omega, \vec{n}'} \gamma(\vec{n}, \vec{n}') d\Omega', \quad (4)$$

где Ω' есть телесный угол вектора \vec{k}' . Здесь обозначено:

$$\begin{aligned} \gamma(\vec{n}, \vec{n}') = & \frac{k^2}{V_E} \left\{ N_{k(\vec{n}-\vec{n}')}^{(a)} \omega(k\vec{n}, k\vec{n}', k(\vec{n}-\vec{n}')) + \right. \\ & \left. + N_{k(\vec{n}'-\vec{n})}^{(a)} \omega(k\vec{n}', k\vec{n}, k(\vec{n}'-\vec{n})) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Величина $\gamma(\vec{n}, \vec{n}')$ есть индикатриса рассеяния, если пользоваться

обычными терминами теории переноса. Введем коэффициент рассеяния σ и индикатрису рассеяния $x(\Omega, \Omega')$ при помощи соотношений

$$\sigma(\omega, \Omega) = \int \gamma(\vec{n}, \vec{n}') \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad x(\Omega, \Omega') = \frac{\gamma(\vec{n}, \vec{n}')}{\sigma(\omega, \Omega)}. \quad (6)$$

Тогда уравнение переноса запишется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial I_\omega}{\partial t} + \vec{n} \frac{\partial I_\omega}{\partial \vec{r}} = & - [\mu(\omega, \Omega) + \sigma(\omega, \Omega)] I_\omega(\Omega) + \\ & + \sigma(\omega, \Omega) \int x(\Omega, \Omega') I_\omega(\Omega') \frac{d\Omega'}{4\pi} + j_\omega(\Omega). \end{aligned} \quad (7)$$

Обычно зависимостью коэффициентов μ , σ и j_ω от угла Ω пренебрегается, но в плазме с неізотропной турбулентностью или внешним магнитным полем эта зависимость может быть существенна.

Уравнение (7) представляет собой обычное уравнение переноса. Для нахождения коэффициентов $\sigma(\omega, \Omega)$, согласно (5), необходимо знать дифференциальные вероятности слияния и распада $\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$ и числа волн плазменной турбулентности, связанные с плотностью энергии плазменной турбулентности соотношением

$$W^{(\alpha)} = \int \omega_1(\vec{k}_1) N_{k_1}^{(\alpha)} \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3}. \quad (8)$$

Как известно, уравнение (7) решается сравнительно просто только в случае не слишком вытянутой индикатрисы рассеяния, то есть тогда, когда в единичном акте слияния или распада волновой вектор радиоволны поворачивается на угол порядка единицы. Это возможно только при сравнимости длины радиоволны и волн плазменной турбулентности, то есть при $k \approx k_1$. Заметим, кстати, что из законов сохранения (1) следует условие: $2k > k_1$.

Если же $k \gg k_1$, то $\vec{k} - \vec{k}' \ll \vec{k}$ и при рассеянии изменение направления волнового вектора очень мало. Следовательно, случаю $k \gg k_1$ соответствует очень вытянутая индикатриса рассеяния. Здесь удобнее пользоваться не интегральным (7), а дифференциальным уравнением переноса.

Разлагая подынтегральное выражение (2) в ряд по малым величинам k_{11}/k , где k_{11} — компонента вектора \vec{k}_1 , можно интегральный член (2) записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial k_1} \left(D_{1j} \frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial k_j} \right), \quad (9)$$

где тензорный коэффициент диффузии в пространстве волновых векторов:

$$D_{1j} = \int N_{\vec{k}_1}^{(\alpha)} \omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1) \delta(\omega_1(k_1) - (\vec{k}_1 \vec{V}_g)) \frac{k_{1j} k_{1j}}{(2\pi)^3} d\vec{k}_1. \quad (10)$$

В частном случае изотропной плазменной турбулентности в среде без магнитного поля тензорный коэффициент диффузии в пространстве волновых векторов может быть выражен через два скалярных коэффициента:

$$D_{1j} = D_c \frac{k_1 k_j}{k^2} + D_s \left(\delta_{1j} - \frac{k_1 k_j}{k^2} \right), \quad (11)$$

где D_c описывает неупругое рассеяние (изменение частоты), а D_s описывает упругое рассеяние, то есть изменение направления волновых векторов. Коэффициент D_c мы здесь не будем учитывать. Вводя обозначение $\sigma(\omega) = 2D_s/k^2$, имеем:

$$\sigma(\omega) = 2 \int N_{\vec{k}_1}^{(\alpha)} \frac{(\vec{k} \vec{k}_1)^2}{k^4} \omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1) \delta(\omega_1(k_1) - (\vec{k}_1 \vec{V}_g)) \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3}. \quad (12)$$

В случае изотропной плазменной турбулентности в среде с однородным внешним магнитным полем формулу (11) нельзя записать в таком простом виде — здесь появляются добавочные члены вида $D_s h_1 h_j$; $D_c k_1 h_j / k$; $D_c k_j h_1 / k$ и т. д., где \vec{h} — единичный вектор направления внешнего магнитного поля. Можно показать, что если вероятности распада и слияния существенно зависят от угла между волновым вектором турбулентных пульсаций и направлением внешнего магнитного поля, то все величины D_c и D_s одного порядка даже в случае, когда фазовые скорости плазменных пульсаций много меньше единицы. В этом случае приходится пользоваться общим выражением (10), учитывающим и неупругость рассеяния. Тем более это имеет место при неизотропной турбулентности. Однако и в этих случаях порядок величины коэффициентов диффузии остается сравнимым с (12).

Возвращаясь к случаю изотропной турбулентности и подставляя (12) и (11) в (9) и все вместе в уравнение (2), получаем:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\omega}{\partial t} + n \frac{\partial I_\omega}{\partial z} = -\mu(\omega) I_\omega(\Omega) + \frac{1}{2} \sigma(\omega) \Delta_1 I_\omega(\Omega) + j_\omega(\Omega), \quad (13)$$

где через Δ_1 обозначен угловой оператор Лапласа

$$j_1 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (14)$$

В силу предположенной изотропности турбулентности коэффициент рассеяния $\sigma(\omega)$ здесь не зависит от направлений. Разумеется, не составляет труда записать общее выражение (9) в сферической системе координат для неизотропного рассеяния.

Метод решения уравнений переноса типа (13) был недавно предложен В. В. Соболевым [12].

2. *Некоторые особенности рассеяния радиоволн в турбулентной плазме.* И уравнение (7), и уравнение (13) исследовались в теории переноса излучения для многочисленных различных как астрофизических, так и других физических задач [6]. Разумеется, все развитые в этой теории методы могут быть использованы и для исследования рассеяния радиоволн в турбулентной плазме.

Однако на современном этапе этого исследования нет необходимости прибегать к очень рафинированным методам математической теории. Во многих случаях для анализа рассеяния радиоволн в турбулентной плазме вполне достаточно ограничиться упрощенным решением уравнений переноса.

В частности, вероятно, часто будет встречаться задача о нахождении поля излучения в случае, когда изотропные источники излучения (j_ω не зависит от направления) расположены в плоскопараллельной среде более или менее однородно (j_ω также слабо зависит от глубины слоя z). Тогда в первом приближении для областей, не слишком близких к границе плазмы ($\sigma(\omega)z \gtrsim 1$), решение (7) и (13) можно искать в форме

$$I_\omega(z, \theta, t) = A_\omega(z, t) + B_\omega(z, t) \cos \theta, \quad (15)$$

где θ — угол между направлением волнового вектора и нормалью к слоям.

Тогда в рамках приближения Эддингтона [6] как уравнение (7) для случая сферической индикатрисы рассеяния [$x(\Omega, \Omega') = 1$], так и уравнение (13) для сильно вытянутой индикатрисы рассеяния сводятся к одной и той же системе:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial B_\omega}{\partial z} &= -\mu A_\omega + j_\omega, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial B_\omega}{\partial t} + \frac{\partial A_\omega}{\partial z} &= -(\mu + \sigma) B_\omega. \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, в случае почти однородного распределения в плазме изотропных источников, форма индикатрисы рассеяния сказывается лишь на значении коэффициента рассеяния $\sigma(\omega)$, а не на математическом решении уравнения переноса. Поэтому для первого анализа рассеяния радиоволн в турбулентной плазме как в случае $k \gg k_1$, так и в случае $k \approx k_1$ можно ограничиться решением (16), а свойства рассеяния учесть в выборе $\sigma(\omega)$. Разумеется, индикатриса рассеяния играет большую роль при очень неоднородном распределении источников.

Решение (16) для стационарной среды ($\partial/\partial t = 0$) может быть получено элементарно. Нет особых трудностей и в исследовании нестационарных задач [6, 7]. Но рассеяние радиоволн в турбулентной плазме значительно богаче самыми различными эффектами, чем, например, рассеяние оптического излучения частицами мутной среды. Турбулентное состояние плазмы может быстро меняться, и в этом случае зависимость σ , μ и j_ω от времени весьма существенна. В турбулентной плазме легко появляются условия, при которых индуцированное излучение преобладает над поглощением, так что $\mu(\omega)$ может быть отрицательным столь же часто, как и положительным. Коэффициенты σ , μ и j_ω могут также зависеть от самого поля электромагнитного излучения, следовательно, здесь большое значение имеют и нелинейные эффекты в уравнении переноса. В других работах мы надеемся рассмотреть хотя бы некоторые из этих эффектов, а пока ограничимся здесь некоторыми общими замечаниями.

В случае стационарного поля излучения ($\partial I_\omega/\partial t = 0$, μ , σ и j_ω также не зависят от времени) в среде с истинным поглощением [$\mu(\omega) > 0$] при преобладании рассеяния ($\sigma \gg \mu$) на больших оптических глубинах излучение почти изотропно, то есть здесь приближение (15) вполне применимо. Из (16) следует, что условие „большая оптическая глубина“ эквивалентно неравенству

$$z \gg \frac{1}{\sqrt{3\mu(\sigma + \mu)}} \approx \frac{1}{\sqrt{3\mu\sigma}} = z_0. \quad (17)$$

При этом для интенсивности имеем

$$I_\omega(z \gg z_0) \approx A_\omega \approx \frac{j_\omega}{\mu(\omega)}; \quad B_\omega \approx A_\omega \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} e^{-z/z_0}. \quad (18)$$

Разумеется, здесь нетрудно получить и точное решение (16), справедливое при любых z [6].

До сих пор случай преобладания индуцированного излучения над поглощением ($\mu < 0$) в астрофизических приложениях уравнения пере-

носа почти не рассматривался. При анализе нелинейного рассеяния в турбулентной плазме этот случай, как уже здесь неоднократно подчеркивалось, должен встречаться часто.

Если в плазме с $\mu < 0$ нет рассеяния ($\sigma = 0$), то в случае оптически толстой среды ($|\mu|L \gg 1$, где L — размер) интенсивность растет с глубиной по экспоненте $\exp[-\mu z] = \exp[|\mu|z]$ до тех пор, пока не станет существенной нелинейность самой среды. Теперь учтем влияние рассеяния ($\sigma \neq 0$).

Нетрудно убедиться, что система (16) не имеет стационарных ($\partial I_\omega / \partial t = 0$) положительных решений при $\mu < 0$ и $\sigma > 0$. Следовательно здесь сразу нужно рассматривать нестационарную задачу. Разложим A_ω и B_ω как функции от z и t в интеграл Фурье по „волновым векторам“ x и „частотам“ ξ (разумеется, ничего общего не имеющим с волновыми числами радиоволн k и их частотами ω). Тогда из уравнения (16) получим для Фурье-компонент систему (опуская член со спонтанным излучением):

$$\begin{aligned} \left[i \frac{\xi}{c} + \mu \right] \tilde{A}_\omega(\xi, x) &= -\frac{1}{3} i x \bar{B}_\omega(\xi, x); \\ \left[i \frac{\xi}{c} + \mu + \sigma \right] \bar{B}_\omega(\xi, x) &= -i x \tilde{A}_\omega(\xi, x). \end{aligned} \quad (19)$$

Напомним, что Фурье-компонента какой-либо величины определяется равенством:

$$\bar{A}_\omega(\xi, x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} A_\omega(t, z) e^{-i[\xi t - xz]} dt dz. \quad (20)$$

Нетривиальные решения системы (19) возможны при выполнении дисперсионного соотношения:

$$\left(i \frac{\xi}{c} + \mu \right) \left(i \frac{\xi}{c} + \mu + \sigma \right) + \frac{1}{3} x^2 = 0, \quad (21)$$

решение которого

$$i \frac{\xi}{c} = -\mu - \frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\left(\mu + \frac{\sigma}{2} \right)^2 - \mu(\sigma + \mu) - \frac{1}{3} x^2}. \quad (22)$$

Раскачка поля излучения в области с масштабом $L \approx 2\pi/x$ имеет место тогда, когда хотя бы одно из значений действительной части (22) положительно. Очевидно, что для этого x должно быть достаточно мало. При $\sigma \gg |\mu|$ имеем приближенно из (22):

$$i \frac{\xi}{c} = - \frac{\mu(\sigma + \mu) - \frac{1}{3} x^2}{\sigma + 2\mu} \approx -\mu - \frac{1}{3} \frac{x^2}{\sigma}. \quad (23)$$

Итак, если $\mu < 0$ и $x < \sqrt{3\sigma|\mu|} = 1/z_0$, то в области с размерами большими $2\pi z_0$ поле излучения неустойчиво и нарастает с характерным инкрементом порядка $c/|\mu|$. Без учета рассеяния инкремент был бы тот же, но размер области неустойчивости должен быть значительно большим, порядка $\sim 1/|\mu|$. Таким образом, хотя учет рассеяния и не меняет заметно инкремента неустойчивости, при этом значительно усиливается эффект неустойчивости тем, что уменьшается размер области, в которой оптическая толщина становится сравнимой с единицей.

Для очень малых возмущений, меньше $2\pi/\sigma$, нарастание поля излучения возможно лишь при ограниченных значениях отношения $\sigma/|\mu|$. В частности, для больших x решение (22) имеет вид

$$i \frac{\xi}{c} = -\mu - \frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{3} x^2 - \frac{\sigma^2}{4}}, \quad (24)$$

откуда следует, что такие возмущения нарастают при $\sigma < 2|\mu|$.

3. Метод расчета коэффициентов вероятностей нелинейного слияния и распада волн в плазме. Перейдем теперь к вычислению дифференциальных вероятностей $\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$, через которые выражаются коэффициенты рассеяния.

Известно, что в линейном приближении в однородной плазме как электромагнитные волны, так и плазменные волны разных видов между собой не взаимодействуют. Поэтому рассеяние из-за слияний и распадов волн является существенно нелинейным эффектом. В последнее время нелинейные процессы в плазме были объектом многочисленных исследований, здесь разработаны различные методы их расчета. Как правило, эти методы довольно сложны, хотя часто в конечном счете приводят к сравнительно простым соотношениям [1, 2, 5, 8—11].

Однако в нашем случае, когда частота радиоволн много больше частоты волн плазменной турбулентности, можно воспользоваться очень простым методом нахождения вероятностей $\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$.

Разложим в интеграл Фурье по компонентам векторов \vec{k} и частотам ω как компоненты плотности электрического тока j_j , так и компоненты вектора напряженности электрического поля E_j . Фурье-компоненты тока и поля в линейном приближении связывает обычный закон Ома:

$$j_j^{(1)}(\omega, \vec{k}) = \sigma_{ij}(\omega, \vec{k}) E_j(\omega, \vec{k}), \quad (25)$$

где σ_{ij} — линейный тензор проводимости. Во втором приближении имеем более сложное выражение:

$$j_j^{(2)}(\omega, \vec{k}) = \int S_{ijl}(\omega, \vec{k}; \omega', \vec{k}'; \omega_1, \vec{k}_1) E_j(\omega', \vec{k}') E_l(\omega_1, \vec{k}_1) \times \\ \times \delta(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{k}_1) \delta(\omega - \omega' - \omega_1) d\omega' d\vec{k}' d\omega_1 d\vec{k}_1. \quad (26)$$

Здесь S_{ijl} — нелинейный тензор проводимости. Найдем связь между тензорами σ_{ij} и S_{ijl} . Для этого будем исходить из обычного кинетического уравнения Больцмана, которое мы тоже запишем в Фурье-компонентах функции распределения скоростей электронов $f_e(\vec{v}, \vec{r}, t)$.

Поскольку зависимость $f_e(\vec{v}, \vec{r}, t)$ от координат и времени связана с влиянием электрического поля, полную функцию распределения скоростей можно записать в виде:

$$f_e(\vec{v}, \vec{r}, t) = f_e^{(0)}(\vec{v}) + f_e^{(1)}(\vec{v}, \vec{r}, t) + f_e^{(2)}(\vec{v}, \vec{r}, t), \quad (27)$$

где первый член представляет собой распределение Максвелла, $f_e^{(1)}$ пропорционально первой степени поля E , следующий член пропорционален E^2 и т. д. Из кинетического уравнения Больцмана можно получить следующее рекуррентное соотношение для Фурье-компонент функций $f_e^{(1)}$ и $f_e^{(2)}$:

$$i\omega \bar{f}_e^{(2)}(\omega, \vec{k}) = \frac{e}{m_e} \int E_l(\omega', \vec{k}') \frac{\partial \bar{f}_e^{(1)}(\vec{v}, \omega_1, \vec{k}_1)}{\partial v_l} \delta(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{k}_1) \times \\ \times \delta(\omega - \omega' - \omega_1) d\omega' d\vec{k}' d\omega_1 d\vec{k}_1. \quad (28)$$

Здесь уже учтено, что $\omega \gg kv_{Te}$, $\omega \gg \omega_{He}$ и т. п., где v_{Te} — тепловая скорость электронов, ω_{He} — гирочастота. В таком виде (27) справедливо и для магнитоактивной плазмы, если только частота радиоволны много больше плазменных частот.

Функция $\bar{f}_e^{(2)}(v, \omega, \vec{k}_1)$ связана с компонентами нелинейного тока очевидным соотношением

$$f^{(2)}(\omega, \vec{k}) = e \int v_1 \bar{f}_e^{(2)}(v, \omega, \vec{k}) d\vec{v}. \quad (29)$$

Из уравнения непрерывности в Фурье-компонентах имеем для избытка плотности заряда в линейном приближении соотношение:

$$\rho_1(\omega_1, \vec{k}_1) = e \int \bar{f}_e^{(1)}(v, \omega_1, \vec{k}_1) d\vec{v} = \frac{1}{\omega_1} (\vec{k}_1 \bar{f}^{(1)}(\omega_1, \vec{k}_1)). \quad (30)$$

Подставив (25) в (30), имеем

$$e \int f_e^{(1)}(v, \omega_1, k_1) d\vec{v} = \frac{1}{\omega_1} k_{1\parallel} \sigma_{ij} E_j(\omega, \vec{k}_1). \quad (31)$$

Теперь при подстановке (31) в (28), а затем всего выражения в (29) получаем формулу, аналогичную (26), и из сравнения обоих выражений находим:

$$S_{ijl}(\omega, \vec{k}; \omega', \vec{k}'; \omega_1, \vec{k}_1) = - \frac{e \delta_{ij}}{im_e \omega \omega_1} k_{\perp l} \sigma_{sl}^{(e)}(\omega_1, \vec{k}_1). \quad (32)$$

Здесь всюду нужно иметь в виду, что $\sigma^{(e)}$ описывает только электронную проводимость, как это следует из (31). В частном случае рассеяния на продольных волнах можно упростить (32), используя также связь между σ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon^{(e)} = 1 + 4\pi i \sigma^{(e)}/\omega$. Получим

$$S_{ijl}(\omega, \vec{k}; \omega', \vec{k}'; \omega_1, \vec{k}_1) = - \frac{e \delta_{ij}}{4\pi m_e \omega_1} k_{1e} [\epsilon^{(e)}(\omega_1, k_1) - 1]. \quad (33)$$

Излучение энергии электромагнитной волны эквивалентно работе, проделанной током $\bar{j}^{(2)}(\omega, \vec{k})$ в поле $\vec{E}(\omega, \vec{k})$. Поэтому, умножая (26) на $E_i(\omega, \vec{k})$ и интегрируя по всему объему, а также учитывая связь между числом волн и соответствующим электрическим полем этих волн [5]

$$|E^{(2)}(\omega_1, \vec{k}_1)|^2 = N_{k_1}^{(2)} \frac{\omega_1^2(\vec{k}_1)}{\pi^2} \left[\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \epsilon^{(2)}) \right]_{\omega=\omega_1}^{-1}, \quad (34)$$

где $\epsilon^{(2)}$ — диэлектрическая проницаемость плазмы для волн этого типа [5], получим связь между работой тока и числами электромагнитных и плазменных волн. Коэффициент этой связи и есть вероятность рас-

пада или слияния. Подробно эта процедура описана в [1, 5]. Окончательно находим:

$$\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1) = \frac{2(2\pi)^7 \omega_1^2}{\left[\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{(\alpha)}) \right]_{\omega=\omega_1}} - |S(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)|^2, \quad (35)$$

где скалярная нелинейная проводимость S получена из тензора нелинейной проводимости S_{ijl} при помощи суммирования с учетом поляризации поперечных и продольных волн плазменной турбулентности:

$S = a_i(k) a_j(k') a_l^{(\alpha)}(\vec{k}_1) S_{ijl}$, где $a_i(k)$ и $a_l^{(\alpha)}(\vec{k}_1)$ — единичные векторы поляризации соответствующих волн.

Подставляя (33) в (35), находим для продольных плазменных пульсаций:

$$\frac{\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)}{(2\pi)^6} = \frac{e^2}{8\pi m_e^2} \frac{k_1^2 [\varepsilon^{(\alpha)}(\vec{k}_1) - 1]^2}{\left[\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{(\alpha)}) \right]_{\omega=\omega_1}} [1 + (\vec{n} \vec{n}')]. \quad (36)$$

Последний член определяется усреднением по поляризациям.

При известных диэлектрических проницаемостях плазмы для волн разных типов из соотношений (36) легко получить окончательные выражения для вероятностей распада и слияния.

Рассмотрим два предельных случая. Сначала предположим, что тепловое движение несущественно для определения частоты плазменной турбулентности, то есть, что $\omega_1 \gg k_1 v_{Te}$. Тогда $\varepsilon^{(\alpha)}(\omega_1) = 0$ и при рассеянии на продольных волнах из (36) имеем:

$$\frac{\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)}{(2\pi)^6} = \frac{e^2}{8\pi m_e^2} \frac{k_1^2 [1 + (\vec{n} \vec{n}')] }{\omega^2 (\partial \varepsilon / \partial \omega)_{\omega=\omega_1}}, \quad (37)$$

где вместо ε в знаменателе следует подставить $\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2 \sin^2 \vartheta / (\omega_1^2 - \omega_{pe}^2) - \cos^2 \vartheta \omega_{pe}^2 / \omega_1^2$. Полученные таким образом окончательные выражения приведены в табл. 1 и 2. В противоположном случае сильного влияния тепловых движений электронов $\omega_1 \ll k_1 v_{Te} \ll \omega$ имеем $\varepsilon^{(\alpha)} - 1 \approx \omega_{pe}^2 / k_1^2 v_{Te}^2$ и для вероятности распада находим:

$$\frac{\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)}{(2\pi)^6} = \frac{e^2}{8\pi m_e^2} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^2 k_1^2 v_{Te}^4} [1 + (\vec{n} \vec{n}')]. \quad (38)$$

Здесь в члене $\partial \varepsilon / \partial \omega$ следует учитывать и вклад ионов.

Для непродольных плазменных турбулентных пульсаций (альфвеновские и магнитозвуковые волны) приходится пользоваться более общей формулой (32). Однако дальнейший ход вычислений тот же, только следует обратить внимание на правильный выбор ортов поляризации. Например, если ось z направить вдоль поля волны, а ось x в плоскости, проходящей через векторы \vec{k}_1 и \vec{H} , то для орта альфвеновской волны имеем: $\alpha^{(a)}(\vec{k}_1) = \{1, 0, 0\}$, а для орта магнитозвуковой волны $\alpha^{(z)}(\vec{k}_1) = \{0, 1, 0\}$.

Все результаты вычислений по описанной выше методике суммированы в табл. 1 и 2.

4. Коэффициенты рассеяния радиоволн в турбулентной плазме.

В космических источниках радиоизлучения наиболее существенным механизмом истинного поглощения являются парные столкновения электронов и ионов (тормозной механизм). Коэффициент поглощения здесь удобно записать в виде:

$$\mu(\omega) = \frac{\Lambda}{4\pi\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_{oe}^6}{V_g V_{Te}^3 n_e \omega^2}, \quad (39)$$

где Λ — так называемый кулоновский логарифм, слабо зависящий от электронной концентрации и температуры. В космических условиях $\Lambda \approx 40 \div 70$, и без большого ущерба для точности можно принять $\Lambda \approx 4\pi\sqrt{2\pi}$. Сравнивая (39) с эффективным сечением томсоновского рассеяния

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e c^4} n_e, \quad (40)$$

нетрудно убедиться, что истинное поглощение преобладает над рассеянием в нетурбулентной плазме на частотах, удовлетворяющим неравенству:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{oe}}\right)^2 < \frac{3\Lambda}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{c}{V_{Te}}\right)^3, \quad (41)$$

что почти всегда имеет место в любых космических источниках (так как $V_{Te} \ll c$). Именно поэтому в радиоастрономии редко возникала проблема исследования переноса излучения с учетом рассеяния.

В турбулентной плазме роль рассеяния велика. Для иллюстрации этого эффекта и имея в виду использование формул типа (17)–(18), в таблицах 1 и 2 мы приведем не только значения $\sigma(\omega)$, но и отношения $\sigma(\omega)/\mu(\omega)$, где для $\mu(\omega)$ используется формула (39) при $\Lambda = 4\pi\sqrt{2\pi}$.

В выражении для коэффициентов $\varepsilon(\omega)$, кроме вероятностей распада и слияния $\omega(\vec{k}, \vec{k}', \vec{k}_1)$, входят также и числа волн плазменных пульсаций $N_{k_1}^{(\alpha)}$. Удобнее вместо этой величины ввести спектральную функцию плазменной турбулентности $F^{(\alpha)}(k_1)$ или эффективную температуру плазменной турбулентности $T_{\text{эфф}}^{(\alpha)}(k_1)$:

$$N_{\text{эфф}}^{(\alpha)}(k_1) = \frac{2\pi^2}{k_1^2} F^{(\alpha)}(k_1) = \omega_1(k_1) \int N_{k_1}^{(\alpha)} \frac{\partial \Omega}{4\pi}. \quad (42)$$

Здесь интегрирование проводится по угловым переменным в фазовом пространстве волновых векторов турбулентных пульсаций. Использование формулы (42) эквивалентно предположению об однородности и изотропности турбулентности. Здесь $F^{(\alpha)}(k_1)$ — плотность энергии турбулентных движений с волновыми числами в интервале от k_1 до $k_1 + dk_1$, а $T_{\text{эфф}}^{(\alpha)}$ — средняя энергия одной волны с волновым числом k_1 .

Согласно сказанному выше, мы здесь считаем плотность энергии и спектр плазменной турбулентности заданными. Они могут быть определены при решении задачи о возбуждении и затухании плазменной турбулентности. Но в ряде случаев величину $T_{\text{эфф}}^{(\alpha)}$ можно определить и по данным наблюдений. В самом деле, у ряда источников, в частности на Солнце, наблюдается непосредственная конверсия плазменных волн в электромагнитные с той же частотой. Очевидно, что эффективная температура подобных радиоволн не может быть больше эффективной температуры плазменных волн, а вероятно она меньше, если коэффициент конверсии меньше единицы. Учитывая, что наблюдаются эффективные температуры до 10^{15} град, можно сделать заключение, что в космических условиях эффективная температура плазменной турбулентности также может быть порядка 10^{15} град (0.1 эрг) или даже больше. Это значение надо иметь в виду при оценке роли нелинейного рассеяния по данным табл. 1 и 2.

Данные табл. 1 и 2 получены простой подстановкой формул (36), (37), (38), (42) в соотношения (5), (6), (12) при учете соответствующих выражений для диэлектрических проницаемостей для частот той или иной волны плазменной турбулентности. Для простоты численные множители порядка единицы опущены — все равно в пределах точности наших данных о характере турбулентности космической плазмы эти множители не имеют значения.

В табл. 1 даны значения коэффициентов рассеяния для случая почти сферической индикатрисы, то есть когда длина волны турбулентных пульсаций близка к длине волны электромагнитного излуче-

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАССЕЙЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ СФЕРИЧЕСКОЙ ИНДИКАТРИСЕ ($k \approx k_1$)

Тип волн и частота плазменных пульсаций	Коэффициент рассеяния $\sigma(\omega)$, выраженный через эффективную температуру плазменной турбулентности на волнах с $k_1 \approx k$	Отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту истинного тормозного поглощения $\sigma(\omega)/\mu(\omega)$ (Температура в эргх)
<p>Электронные плазменные волны (индекс „e“)</p> $\left. \begin{aligned} \omega_1 &\approx \omega_{oe} & (\omega_{oe} \gg \omega_{He}) \\ \omega_1 &\approx \omega_{oe} \cos \theta & (\omega_{oe} \ll \omega_{He}) \end{aligned} \right\}$ $\omega_1 \approx \omega_{He} + \frac{1}{2} \frac{\omega_{oe}^2}{\omega_{He}} \sin^2 \theta \quad (\omega_{oe} \ll \omega_{He})$	$\frac{\omega_{oe}^2 \omega^2}{n_e m_e c^6} T_{эфф}^{(l)}$ $\frac{\omega_{oe}^4 \omega^2}{\omega_{He}^2 n_e m_e c^6} T_{эфф}^{(l)}$	$\left(\frac{\omega}{\omega_{oe}} \right)^4 \frac{V_{Te}^3}{m_e c^5} T_{эфф}^{(l)}$ $\left(\frac{\omega^2}{\omega_{oe} \omega_{He}} \right)^3 \frac{V_{Te}^3}{m_e c^5} T_{эфф}^{(l)}$
<p>Ионные плазменные волны (индекс „i“) в неизотермической плазме ($T_e \geq 3T_i$)</p> $\omega \approx \omega_{oi} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \omega_{oe}$ $\omega_1 \approx \omega_{Hi} \cos \theta$	$\frac{\omega_{oe}^6}{\omega^2 n_e m_e c^2 V_{Te}^4} T_{эфф}^{(l)}$ $\frac{\omega_{oe}^4 \omega_{Hi} \omega_{Hi}}{\omega^2 n_e m_e c^2 V_{Te}^4} T_{эфф}^{(l)}$	$\frac{T_{эфф}^{(l)}}{m_e c V_{Te}}$ $\frac{\omega_{He} \omega_{Hi}}{\omega_{oe}^2 m_e c V_{Te}} T_{эфф}^{(l)}$
<p>Ионный звук (индекс „s“)</p> $\omega_1 \approx k_1 V_s \ll \omega_{oi}$ <p>Здесь $V_s \approx \sqrt{\frac{5}{3} T_i / m_i}$ — скорость звука</p>	$\frac{\omega_{oe}^4}{n_e m_e c^6} T_{эфф}^{(s)}$	$\left(\frac{\omega}{\omega_{oe}} \right)^2 \frac{V_{Te}^3}{m_e c^5} T_{эфф}^{(s)}$

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ВЫТЯНУТОЙ ИНДИКАТРИСЕ ($k \gg k_1$)

Тип волны и частота плазменных пульсаций	Коэффициенты рассеяния $\sigma(\omega)$	Отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту тормозного поглощения в зависимости от полной плотности энергии турбулентных пульсаций $W^{(s)}$
1	2	3
<p>Электронные плазменные волны</p> $\left. \begin{aligned} \omega_1 \approx \omega_{oe} \quad (\omega_{oe} \gg \omega_{He}) \\ \omega_1 \approx \omega_{oe} \cos \vartheta \quad (\omega_{oe} \ll \omega_{He}) \end{aligned} \right\}$	$\frac{\omega_{oe}^2}{\omega^4 n_e m_e} \int_0^k k_1^3 F^{(1)}(k_1) dk_1$	$\frac{c V_{Te}^3 W^{(1)}}{\omega^2 \omega_{oe}^4 m_e l^3}$
<p>Ионные плазменные волны ($T_e \geq 3T_i$)</p> $\omega_1 \approx \omega_{oi}$	$\frac{\omega_{oe}^6}{\omega^4 n_e m_e V_{Te}^4} \int_0^k F^{(1)}(k_1) \frac{dk_1}{k_1}$	$\frac{c W^{(1)} l}{\omega^3 m_e V_{Te}}$
<p>Ионный плазменный звук и медленные магнитозвуковые волны</p> $\left. \begin{aligned} \omega_1 \approx k_1 V_s \ll \omega_{oi} \\ \omega_1 \approx k_1 V_s \cos \vartheta \ll \omega_{Hi} \end{aligned} \right\}$	$\frac{\omega_{oe}^4}{\omega^4 n_e m_e V_{Te}^e} \int_0^k k_1 F^{(s)}(k_1) dk_1$	$\frac{c V_{Te} W^{(s)}}{\omega^2 \omega_{oe}^3 m_e l}$

Продолжение таблицы 2

1	2	3
<p>Быстрые магнитозвуковые волны (индекс m)</p> $\omega_1 \approx k_1 V_a \cos \vartheta \ll \omega_{H1},$	$\frac{\omega_{0e}^4}{\omega^4 n_e m_e V_a^2} \int_0^k k_1 F^{(m)}(k_1) dk_1$	$\frac{c V_{Te}^3 W^{(m)}}{\omega^3 \omega_{0e}^2 m_e V_a^2 l}$
<p>где</p> $V_a = \frac{H}{\sqrt{4\pi l m_i}} \gg V_s$ <p>Альфеновские волны (индекс a)</p> $\omega_1 = k_1 V_a \ll \omega_{H1}$	$\frac{c^2 \omega_{0e}^2}{\omega^4 n_e m_e V_a^2} \int_0^k k_1^3 F^{(a)}(k_1) dk_1$	$\frac{c^3 V_{Te}^3 W^{(a)}}{\omega^2 \omega_{0e}^4 m_e V_a^2 l^3}$

ния. Это возможно тогда, когда в плазме есть турбулентные пульсации с фазовыми скоростями:

$$V_p \simeq c \frac{\omega_1(k_1)}{\omega}. \quad (43)$$

Приведенными в табл. 1 коэффициентами рассеяния можно пользоваться в тех случаях, когда в плазменных волнах со скоростями (43) содержится значительная часть энергии плазменной турбулентности.

Нетрудно убедиться, что для некоторых видов волн плазменной турбулентности условие (43) вообще не может выполняться. Например, у альфвеновских волн частота ω_1 должна быть меньше гирочастоты ионов $\omega_{H1} = eH/m_1c$, а их фазовая скорость—порядка альфвеновской скорости $V_a = H/\sqrt{4\pi n_1 m_1}$. Подставляя эти значения в (43), находим, что при данных условиях на альфвеновских волнах может рассеиваться лишь излучение с частотой, меньше ионно-плазменной $\omega_{01} = \sqrt{4\pi e^2 n_1/m_1}$, а такие поперечные волны в плазме вообще не могут распространяться. Разумеется, рассеяние волн с $k \gg k_1$ на альфвеновских пульсациях вполне возможно.

В табл. 1 приведены коэффициенты рассеяния на волнах, для которых возможно выполнение условия (43).

В табл. 2 даны коэффициенты рассеяния на турбулентных пульсациях большой длины. Здесь $l = 2\pi/k_{\max}$ — размер пульсаций с наибольшей энергией. Надо также заметить, что ввиду принятого (но принципиального ограничения) частота пульсаций наибольшего масштаба должна быть значительно больше частоты электронно-ионных столкновений. Формулы табл. 2 при $l \simeq \lambda = 2\pi/k$ переходят в формулы табл. 1 (где этот переход возможен), если эффективная температура не зависит от k_1 . Параметр l мы здесь тоже будем считать заданным но, вообще говоря, он определяется условиями возбуждения и затухания плазменной турбулентности.

Из-за недостатка места обсуждение и анализ применений формул табл. 1 и 2 будет проведен в другой работе (см. также [13—15]).

Научно-исследовательский
радиофизический институт (Горький)
Физический институт
АН СССР (Москва)

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN A
TURBULENT COSMIC PLASMA

S. A. KAPLAN, V. N. TSYTOVICH

Due to nonlinear processes of fusions of electromagnetic waves with waves of plasma turbulence there exists an effective scattering of radio-waves in medium with excited plasma turbulence. The study of this effect may have different astrophysical applications. In this paper the equation of transfer with nonlinear plasma scattering is derived. The case of scattering in the unstable medium is studied (where the induced radiation is greater than pure absorption). A simple method for calculation of coefficient of fusion and desintegration is described and used for the derivation of some scattering coefficients given in the tables No. 1 and No. 2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Цытович, *Нелинейные эффекты в плазме*, Изд. Наука, 1967.
2. Н. С. Данилкин, Л. М. Коврижных, М. Д. Райзер, В. Н. Цытович, *Физика плазмы*, Труды ФИАН СССР, 39, 112, 1966.
3. В. А. Демидов, С. Д. Фанченко, *ЖЭТФ*, 2, 553, 1965.
4. M. Iappizzi, *Phys. Rev.*, 145, 81, 1966.
5. В. Н. Цытович, *УФН*, 90, 435, 1966.
6. В. В. Соболев, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, 1956.
7. С. А. Каплан, *Астрон. ж.*, 39, 702, 1962.
8. R. E. Aamodt, W. E. Drummond, *Phys. Fluids*, 7, 1816, 1964.
9. А. А. Галеев, В. И. Карпман, Р. Э. Сагдеев, *Ядерный синтез*, 5, 20, 1965.
10. Б. Б. Кадошцев, *Вопросы теории плазмы*, 4, стр. 188, Атомиздат, 1964.
11. И. А. Ахизер, Н. Л. Давелия, Н. А. Цинцадзе, *ЖЭТФ*, 46, 300, 1964.
12. В. В. Соболев, *ДАН СССР*, 177, № 4, 812, 1967.
13. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Астрон. ж.*, 44, № 5, 1967.
14. В. Н. Цытович, *Астрон. ж.*, 41, 992, 1964.
15. И. М. Гордон, *Астрон. ж.*, 44, № 3, 1967.

ПРОФИЛЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ L_{α} -ИЗЛУЧЕНИЯ И СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА ВОДОРОДА В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Д. А. ВАРШАЛОВИЧ, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 2 декабря 1967

Исправлена 19 февраля 1968

Вычислен профиль спектральной линии L_{α} -излучения водорода в однородной и изотропной расширяющейся межгалактической среде в предположении различной плотности, степени ионизации и температуры. Вследствие космологического красного смещения профиль линии имеет вид „ступеньки“. Детальное экспериментальное исследование профиля L_{α} -линии межгалактического водорода в принципе позволяет определить среднюю плотность этого газа, его температуру, степень ионизации, однородность, количество пыли и скорость нашей Галактики относительно этого межгалактического газа. Важно, что таким путем можно получить информацию об эволюции межгалактической среды. Рассмотрено влияние профиля линии L_{α} на спиновую температуру нейтрального межгалактического водорода. Показано, что учет наклона в профиле спектральной линии L_{α} не может объяснить несоответствия в измерениях плотности нейтрального межгалактического водорода по поглощению в линиях L_{α} и $\lambda=21$ см в том случае, если среда однородна и имеется ионизационное равновесие.

Для вычисления плотности нейтрального водорода в межгалактической среде из данных по поглощению радиоизлучения $\lambda=21$ см необходимо знать спиновую температуру T_s , характеризующую отношение заселенностей уровней $F=1$ и $F=0$ основного состояния $1S_{1/2}$. Значение T_s существенно зависит от формы спектра возбуждающего L_{α} -излучения в области резонансной частоты [1]. В случае быстро растущего спектра ($\frac{dI_{\nu}}{d\nu} \gg 0$) возможна инверсия заселенностей, в противоположном случае — „антиинверсия“, то есть аномально низкая спиновая температура T_s . Такая аномалия T_s может иметь место в межгалактической среде, где профиль линии L_{α} -излучения искажен

космологическим красным смещением так, что он имеет вид „ступеньки“ в области резонанса [2]. Детальное исследование профиля этой линии при различных предположениях о плотности, степени ионизации и температуре межгалактического газа необходимо не только для оценки T_s , но представляет и непосредственный интерес в связи с предпринимаемыми в настоящее время экспериментальными измерениями интенсивности межгалактического L_α -излучения [3].

1. *Спектр ультрафиолетового излучения.* Рассматривается L_α -излучение межгалактического газа в областях, удаленных от галактик. Межгалактическая среда предполагается нестационарной, расширяющейся; в первом приближении ее расширение характеризуется постоянной Хаббла $H_0 = 3 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}$. В настоящее время фактически нет данных о неоднородности межгалактического газа, поэтому целесообразно считать, что газ равномерно заполняет все пространство. При этом поле L_α -излучения также будет однородно и изотропно, то есть излучение будет неполяризовано, а его интенсивность и спектр будут одинаковы по всем направлениям и в любой точке пространства для наблюдателя, неподвижного относительно газа в данной точке. В этом случае профиль спектральной линии L_α вблизи резонансной частоты ($\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} \ll 1$) будет определяться следующим уравнением:

$$-a \frac{dI_x}{dx} = s_x - I_x k_x + \int_{-\infty}^{\infty} dx' I_x' k_x' \quad (1)$$

$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_g}$ — безразмерная частота, отсчитываемая от резонансной

частоты ν_0 и измеряемая в доплеровских ширинах $\Delta\nu_g = \nu_0 \frac{v}{c} =$

$= 1.05 \cdot 10^9 \sqrt{T_{\text{kin}}} \text{ м}.$

$a = \frac{H_0 \nu}{c \Delta\nu_g} = \frac{2.3 \cdot 10^{-22}}{\sqrt{T_{\text{kin}}}} \text{ см}^{-1}$ есть величина, обратная расстоя-

нию, на котором сдвиг частоты, связанный с космологическим красным смещением, достигает доплеровской ширины линии $\Delta\nu_g$.

s_x — функция источника, характеризующая мощность и спектр излучения, возникающего (а) в результате рекомбинации электронов и протонов, (б) в результате возбуждения атомов H I электронным ударом и (с) в результате неупругих зарядовообменных столкновений H I и H II.

k_{x_1, x_2} — функция перераспределения частоты, характеризующая вероятность изменения $x_1 \rightarrow x_2$ при рассеянии.

$$k_x = \int_{-\infty}^{\infty} k_{xx'} dx' \text{ — коэффициент поглощения кванта с частотой } x;$$

при $k_{x_1, x_2} = k_{x_2, x_1}$ коэффициент поглощения равен коэффициенту испускания.

$$k_0 = \int_{-\infty}^{\infty} k_x dx' \text{ есть интегральный коэффициент поглощения.}$$

Решение уравнения (1) можно представить в виде

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{2} G_{x'x}, \tag{2}$$

$$-\int_{x_2}^{x_1} \frac{k_{x'}}{2} dx'$$

где $G_{x_1, x_2} = \theta(x_1 - x_2) e^{-\int_{x_2}^{x_1} \frac{k_{x'}}{2} dx'}$ — функция распространения.

S_x — эффективный источник, характеризующий мощность и форму спектральной линии излучения элементарного объема, учитывающий не только истинное рождение квантов с частотой x , но и их возникновение в результате перерасеяния $x' \rightarrow x$.

Эффективный источник определяется уравнением

$$S_x = s_x + \int_{-\infty}^{\infty} dx' S_{x'} R_{x'x} \tag{3}$$

с ядром

$$R_{x_1, x_2} = \int_{-\infty}^{\infty} G_{x_1, x'} \frac{k_{x'x_2}}{2} dx'.$$

Из выражения (2) следует, что профиль спектральной линии есть монотонно спадающая функция, имеющая вид ступеньки. При $\nu \gg \nu_0$ излучение практически отсутствует $I_{x > 0} \approx 0$.

С другой стороны, при $\nu \ll \nu_0$ имеется излучение; его интенсивность почти постоянна и не зависит от того, имеется рассеяние или нет, а определяется лишь полной мощностью исходного источника

$$s_0 = \int_{-\infty}^{\infty} s_x dx'$$

$$I_{x < 0} \approx \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} e^{-\int_{-\infty}^{x'} \frac{k_{\bar{x}}}{a} d\bar{x}} = \frac{s_0}{a}. \quad (4)$$

В последнем равенстве (4) можно убедиться, проинтегрировав уравнение (3) по x . Эффективное увеличение мощности источника в результате рассеяния ($S_x > s_x$) в данном случае полностью компенсируется соответствующим увеличением поглощения. Равенство (4) выражает тот факт, что в случае изотропного излучения с постоянным спектром рассеяние в однородной и изотропной среде не может изменить ни интенсивность, ни спектр, ни угловое распределение излучения, какова бы ни была функция $k_{x,x}$. В противном случае это противоречило бы второму началу термодинамики. Вблизи резонанса, где и имеет место резкий спад интенсивности, профиль спектральной линии зависит от явного вида функции S_x , определяемой уравнением (3).

Характерным безразмерным параметром уравнения (3) является отношение $\frac{k_0}{a} = 4.5 \cdot 10^{10} \cdot (n_n \text{ см}^{-3})$.

При малой плотности нейтрального водорода $n_n \ll 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, когда $\frac{k_0}{a} \ll 1$

$$I_x = \int_x^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} - \int_x^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} \int_x^{x'} \frac{k_{x''}}{a} dx'' + \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} \int_{-\infty}^{x'} dx'' \int_x^{\infty} dx''' \frac{k_{x''x'''} }{a}. \quad (5)$$

Профиль спектральной линии практически определяется лишь первым членом (5), рассеяние дает лишь небольшую поправку.

При большой плотности нейтрального водорода $n_n \gg 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, когда $k_0/a \gg 1$, эффективная оптическая толщина межгалактической среды для собственного L_x -излучения будет велика, $\tau \gg 1$, рассеяние играет существенную роль в формировании спектра вблизи резонанса; причем играет роль лишь рассеяние с перераспределением по частоте. Если бы в результате рассеяния частота не изменялась, то есть $k_{x,x} = k_0 \delta_{x,x}$, то даже при $k_0/a \gg 1$ рассеяние совсем не влияло бы на спектр излучения и I_x не зависело бы от k_0/a , а было бы равно

$$I_x = \int_x^{\infty} \frac{S_{x'}}{a} dx'. \quad (6)$$

Точный вид функции перераспределения частоты $k_{x,x}$ при Фойгтовском контуре линий с учетом расщепления уровней $2P$ и $1S$ и др.

весьма сложен. Вследствие этого точное решение уравнения (1) при $k_0/\alpha \gg 1$ можно получить лишь численными методами. Однако для анализа удобно решение в аналитическом виде, получающееся в приближении полного перераспределения по частоте в пределах профиля линии, то есть при $k_{x_1, x_2} = \frac{k_x k_{x_2}}{k_0}$ и при $k_x = k_0 \varphi_x$ и $s_x = s_0 \varphi_x$. В этом случае решение уравнения (1) имеет следующий вид (рис. 1):

$$I_x = \frac{s_0}{\alpha} \frac{1 - e^{-\int_x^{\infty} \frac{k_{x'}}{\alpha} dx'}}{1 - e^{-\frac{k_0}{\alpha}}} \quad (7)$$

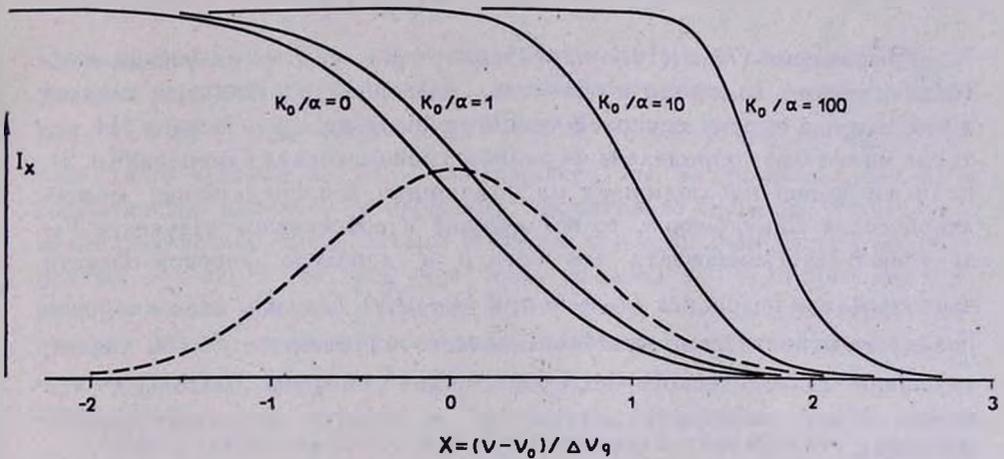


Рис. 1. Спектр L_{α} -излучения в межгалактической среде при $n_H \ll 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ и (пунктиром) контур линии возбуждения.

Из выражения (7) и рис. 1 видно, что „ступенька“ в профиле спектральной линии — резкий спад интенсивности излучения — имеет место на резонансной частоте $x \approx 0$ при $k_0/\alpha \approx 0$. По мере роста k_0/α , то есть по мере увеличения плотности нейтрального водорода, рассеивающего L_{α} -излучение, „ступенька“ в спектре сдвигается в сторону больших частот и становится более крутой.

Если характеризовать сдвиг ступеньки частотой x_m , при которой наклон в профиле спектральной линии имеет максимальную крутизну, то в случае

$$\varphi_x = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$$

при $k_0/a \ll 1$

$$x_m \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_0}{a} \right) \ll 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x_m} \approx -\frac{s_0}{a\sqrt{\pi}}, \quad (8)$$

при $k_0/a \gg 0$

$$x_m \sim \sqrt{\ln \left(\frac{k_0}{a} \right)} > 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x_m} \approx -\frac{s_0}{a} \frac{x_m}{e}. \quad (9)$$

На резонансной частоте $x = 0$ крутизна спектра с ростом k_0/a уменьшается

$$\left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x=0} = \frac{s_0}{a\sqrt{\pi}} \frac{\left(\frac{k_0}{2a} \right)}{\text{sh} \left(\frac{k_0}{2a} \right)}. \quad (10)$$

Выражения (7) и (10), характеризующие спектр излучения межгалактического водорода в областях, удаленных от галактик, необходимы нам для оценки спиновой температуры межгалактического H I, которая может быть определена из радиоастрономических измерений (п. 2). Если же *будет наблюдаться из Галактики* непосредственно межгалактическое L_x -излучение, то поглощение и собственное излучение Галактики будет замазывать его спектр в довольно широкой области частот вблизи резонанса ($\tau_0 \sim 1$ при $\Delta\lambda \sim 2\text{Å}$). Однако, если скорость Галактики относительно межгалактического газа велика $v_0 > 600$ км/сек, то линия галактического водорода будет смещена настолько, что можно будет наблюдать „ступеньку“ в спектре межгалактического водорода.

Подчеркнем, что в системе координат, движущейся со скоростью v относительно межгалактического газа, угловое распределение излучения однородного и изотропного межгалактического газа будет анизотропным при $v \sim v_0$, спектр этого излучения будет зависеть от направления наблюдения

$$I_\nu(\psi) = I_{\nu_0 - \nu} \left(1 + \frac{v}{c} \cos\psi \right) (0), \quad (11)$$

где ψ — угол между направлением движения v и направлением наблюдения.

Все сказанное выше относилось к сравнительно небольшому интервалу частот $\Delta\nu \ll \nu_0$, что соответствует $\Delta x \leq 10^3$. При рассмотрении профиля спектральной линии при больших сдвигах частот необходимо дополнительно учитывать два обстоятельства. Во-первых, истин-

ное нерезонансное поглощение, обусловленное пылью и атомами с потенциалом ионизации $\varepsilon_1 < 10.2 \text{ ev}$ — дополнительный член — $I_x q_x$ в правой части уравнения (1). Во-вторых, изменение со временем величин $s_x(t)$ и $k_x(t)$, а следовательно и $I_x(t)$ — дополнительный член $\frac{1}{c} \frac{\partial I_x(t)}{\partial x}$ в левой части уравнения (1).

При наличии малого истинного нерезонансного поглощения $\left(\frac{q_x}{\alpha} \ll 1\right)$ спектр излучения при $x \rightarrow -\infty$ будет постепенно спадать

$$I_x = \int_x^{\infty} \frac{s_{x'}}{\alpha} e^{-\int_{x'}^{\infty} \frac{q_{x'}}{\alpha} dx'} \quad (12)$$

Отсюда видно, что если бы межгалактическая среда содержала поглощающие пылинки с $\sigma_{\text{погл}} \approx \pi a^2$ и средняя плотность пылевой материи была $\rho_g = 10^{-32} \text{ г/см}^3$ ($N_g \sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3}$), то интенсивность излучения при сдвиге частоты на 10% уменьшилась бы на порядок. По всей вероятности, истинное поглощение значительно меньше. Наличие в межгалактической среде атомов и ионов с $\varepsilon_1 < 10.2 \text{ ev}$ весьма маловероятно, так как в тех условиях даже водород с $\varepsilon_1 = 13.6 \text{ ev}$ ионизирован в весьма высокой степени. А тот факт, что с увеличением расстояния до внегалактических туманностей в их спектрах не обнаружено систематических изменений, фактически свидетельствует об отсутствии пыли.

Изменение величин s_x/α и k_x/α со временем обусловлено тем, что в процессе эволюции меняется плотность среды ($n_p + n_n$), ее температура T_{kin} и степень ионизации $\frac{n_p}{n_p + n_n}$. Изменения этих величин весьма медленны, так что, например, $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{s_x}{\alpha}\right) \ll \frac{s_x c}{x_m}$. В таких условиях и при отсутствии истинного нерезонансного поглощения профиль спектральной линии I_x при $x \rightarrow -\infty$ непосредственно представляет собой развертку во времени величины s_0/α , характеризующей общую мощность источника излучения

$$I_{x \rightarrow 0}(t) \approx \frac{s_0}{\alpha} \left(t + \frac{x}{ac}\right) e^{-\int_x^0 \frac{q_{x'}}{\alpha} \left(t_{x'} + \frac{x'}{ac}\right) dx'} \quad (13)$$

Сдвиг частот однозначно связан со временем. В первом приближении

при $z = \frac{\nu - \nu'}{\nu'} \ll 1$ $\frac{z}{H_0} = \frac{x - x'}{zc} \approx -(t - t')$. При $z \geq 1$ связь z и t нелинейна и разная в различных космологических моделях. В связи с этим удобнее характеризовать эпоху не временем t , а сдвигом частот z , который непосредственно измеряется на опыте.

В модели Фридмана ($\Lambda = 0$) интенсивность излучения с частотой $\nu = \frac{\nu_0}{1+z}$, в отсутствие нерезонансного истинного поглощения, определяется формулой, приведенной в [3]

$$I_\nu = 5.2 \cdot 10^{-10} \Omega^2 f(T_z) \frac{(1+z)^2}{(1+\Omega z)^{1/2}} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер.ц.}, \quad (14)$$

где $\Omega = \frac{n}{n_{\text{кр}}}$ — средняя плотность вещества в единицах критической плотности $n_{\text{кр}} \approx 10^{-5} (1+z)^3 \text{ см}^{-3}$. Функция $f(T_z)$ квантов·см³/сек (рис. 2) характеризует излучательную способность водорода в линии L_α в зависимости от кинетической температуры газа; причем той температуры, которая была в эпоху, соответствующую красному смещению z .

В других космологических моделях вид спектра I_ν существенно иной. Например, в модели Лемметра ($\Lambda = 1.02 \Lambda_c$) резкое увеличение интенсивности излучения должно наблюдаться в области $z \approx 1.95$, соответствующей тому периоду эволюции, когда Вселенная почти не расширялась [10, 11].

Таким образом, детальное экспериментальное исследование спектральной линии позволяет определить следующие величины:

1. Изучение различий в спектре L_α при $\nu \ll \nu_0$ в разных направлениях наблюдения позволяет определить степень однородности и изотропности межгалактической среды. Если окажется, что среда неоднородна, то такие измерения в принципе могут дать характерные масштабы неоднородностей и их распределение по скоростям в различные эпохи.

2. По сдвигу галактической линии L_α относительно „ступеньки“ в спектре межгалактического газа, а также по асимметрии углового распределения излучения можно определить скорость нашей Галактики относительно межгалактической среды.

3. В том случае, если скорость Галактики велика, $v_G > 600 \text{ км/сек}$, можно измерить профиль линии межгалактического водорода в области $\nu \approx \nu_0$, определить сдвиг „ступеньки“ в фиолетовую сторону и ее максимальную крутизну. Из этих величин можно найти среднюю плотность нейтрального водорода n_n при $z \approx 0$.

4. Плотность ионизированного водорода или его кинетическую температуру при $z \approx 0$ можно оценить из I , при $\nu \approx \nu_0$, то есть из высоты „ступеньки“ в профиле спектральной линии.

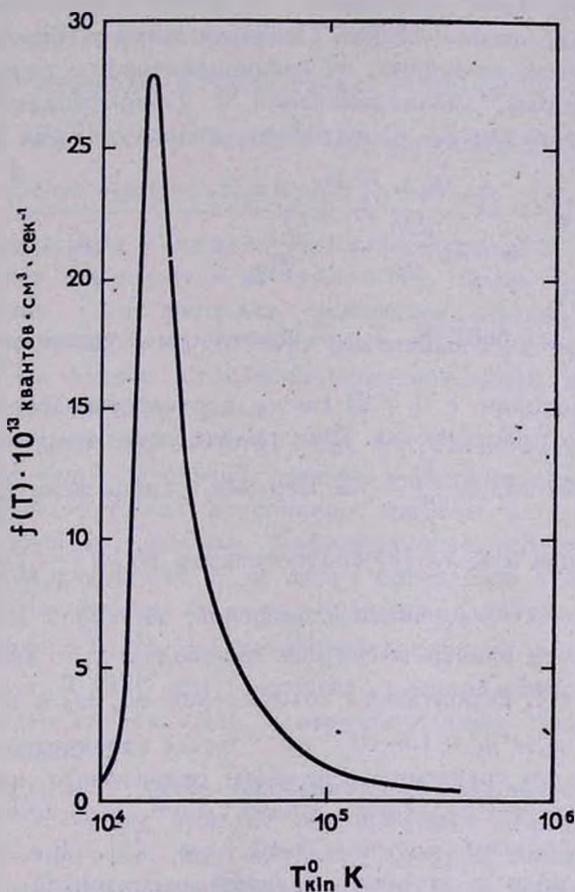


Рис. 2. Излучательная способность водорода в линии L_{α} как функция от температуры.

5. Из наклона профиля спектральной линии I , при $\nu \ll \nu_0$ можно оценить концентрацию пыли и других поглощающих элементов в межгалактической среде.

6. В случае малого поглощения из профиля спектральной линии I , при $\nu \ll \nu_0$ можно получить количественную информацию об эволюции параметров, характеризующих межгалактическую среду. В разных космологических моделях профиль спектральной линии существенно разный. Поэтому сравнение с экспериментом могло бы обосновать выбор космологической модели и позволило бы уточнить ее параметры.

Итак, мы рассмотрели профиль спектральной линии L_α -излучения межгалактического водорода. Подобный же профиль должны иметь и другие линии межгалактического газа, например $\text{He II } \lambda = 304 \text{ \AA}$.

2. *Спиновая температура.* Спиновая температура атомов водорода определяется, во-первых, их взаимодействием с радиоизлучением $\lambda = 21 \text{ см}$, во-вторых, взаимодействием с ультрафиолетовым излучением, главным образом L_α , и, в-третьих, столкновениями [4]

$$T_s = T_* \frac{\gamma_R N_R + \gamma_L N_L + (w_e n_e + w_p n_p + w_n n_n)}{\gamma_R + \gamma_L \frac{dN_L}{d\nu} \nu_{10} + \frac{T_*}{T_{\text{kin}}} (w_e n_e + w_p n_p + w_n n_n)}, \quad (15)$$

где $T_* = \frac{h\nu_{10}}{k} = 0.0681 \text{ }^\circ\text{K}$. T_{kin} — кинетическая температура газа. N_R и N_L — число фотонов с $\lambda = 21 \text{ см}$ и, соответственно, $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ в ячейке фазового пространства. Фон реликтового излучения $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$ [5] соответствует $N_R = \frac{T_R}{T_*} = 44$. Верхняя граница фона L_α -излучения в

Метагалактике при $x \ll x_m$ [3] соответствует $N_L = \left(\frac{I\lambda^2}{h\nu}\right) = 9 \cdot 10^{-21}$. Величины n_e , n_p и n_n — плотности электронов, протонов и атомов водорода. Вероятности электромагнитных переходов: $\gamma_R = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ сек}^{-1}$, $\gamma_L = 2.77 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Вероятности возбуждений w_e , w_p и w_n приведены в [6]. При n_n , $n_p = n_e \ll 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ вклад столкновений пренебрежимо мал, даже по сравнению с вкладом реликтового излучения. Совокупность экспериментальных данных дает для межгалактической среды верхнюю оценку $n_n \ll n_e < 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ [3]. При $N_L \gg 4.5 \cdot 10^{-22}$ определяющую роль в заселении уровней сверхтонкой структуры H I играет L_α -излучение.

Из выражения (15) видно, что наклон L_α -спектра необходимо учитывать при

$$\frac{dN_L}{d\nu} > g = \frac{\gamma_R}{\gamma_L} \frac{1}{\nu_{10}} = 0.7 \cdot 10^{-22} \text{ } \mu\text{y}^{-1}. \quad (16)$$

Из соотношения (7) следует, что $x_m \leq 1$ при $k_0/a \leq 10$, то есть при $n_n < 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ наиболее крутая часть спектра L_α -излучения оказывается вблизи резонансной частоты в пределах одной доплеровской ширины. В этом случае учет наклона, связанного с космоло-

гическим расширением, должен приводить к уменьшению спиновой температуры в $\left(1 + \frac{\gamma_L}{\gamma_R} \frac{N_L}{V\pi} \frac{v_{10}}{\Delta v_g}\right)$ раз.

Если принять в качестве N_L указанную выше верхнюю оценку N_L для $x \ll x_m$ [3], то при $n_n < 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ учет расширения Метагалактики может привести к уменьшению T_s вплоть до $\frac{3 \cdot 10^3}{\sqrt{T_{kin}}}$ раз. Таким образом учет этого явления существенен. Более того, если $\frac{1}{N_L} \frac{dN_L}{dv} v_{10} > \frac{1}{N_R}$, то есть, если $n_n < 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ и $T_{kin} \leq 4500 \text{ }^\circ\text{K}$, то спиновая температура T_s будет ниже радиационной $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$, так как L_α -излучение, рассеиваясь на атомах H I, будет снимать их энергию возбуждения. Такая аномалия проявилась бы как отрицательная эмиссия, то есть на фоне спектра реликтового излучения $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$ вблизи $\lambda = 21 \text{ см}$ вместо ступеньки дополнительной эмиссии наблюдалась бы ступенька поглощения.

Расчеты ультрафиолетового фона от Галактики [3, 7] показывают, что этот фон существенно меньше экспериментального верхнего предела [3] и что главным источником эмиссии в L_α является горячая межгалактическая плазма. Ионизационные потери космических лучей при малой плотности n_n не могут обеспечить значительного потока в L_α . В этом случае $N_L \sim n_n^2$ и быстро падает с ростом температуры T_{kin} (рис. 2). Но при равновесной степени ионизации интересующее нас $n_n < 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ требует высокой температуры газа. Наличие верхнего предела для плотности плазмы приводит к несовместимости условий (16) и (7).

Таким образом в случае ионизационного равновесия ни при каких значениях T_{kin} и n_n не удастся одновременно обеспечить высокий поток L_α -излучения и большую крутизну профиля спектральной линии L_α в области резонанса, необходимые для того, чтобы существенно понизить T_s и тем самым объяснить несоответствие в экспериментальных оценках n_n . Из данных по поглощению L_α [9] $n_n \leq 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ при красном смещении $z \approx 2$, тогда как из данных по поглощению радиоизлучения $\lambda = 21 \text{ см}$ [7] $n_n/T_s = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}/\text{град}$ при $z \approx 0$.

При быстром остывании водород может не успевать рекомбинировать за космологическое время [8]. Однако вероятность ионизации экспоненциально зависит от температуры, и при быстром уменьшении температуры вклад ионизации электронным ударом ничтожен, поэтому скорость рекомбинации выражается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} \approx -\alpha_t n_e n_p. \quad (17)$$

При $T > 10^4$ °К коэффициент рекомбинации $\alpha_t < 2.5 \cdot 10^{-12}$ см³/сек. Из (16) следует, что равновесие при $n_e = n_p \approx 10^{-3}$ см⁻³ и $n_{II} < 2 \cdot 10^{-13}$ см⁻³ устанавливается за время на 4–5 порядков меньше космологического $\left(t \sim \frac{1}{H_0} \approx 3 \cdot 10^{17}$ сек), то есть при столь малых n_{II} должна быть равновесная ионизация.

Отметим, что из результатов [9] следует, что если малая плотность нейтрального водорода объясняется высокой степенью его ионизации и высокой температурой, то T_{kin} газа при $z \approx 0$ должна быть выше 10^3 °К (При $T_{\text{kin}} < 10^4$ °К температура газа падает лишь вследствие расширения по адиабате $5/3$ и от $z \approx 2$ может упасть только в $\left(\frac{1+z_1}{1+z_2}\right)^3 = 9$ раз от минимальной температуры, при которой газ еще ионизован $\sim 10^4$ °К).

Таким образом в случае однородной межгалактической среды при наличии ионизационного равновесия учет наклона в профиле спектральной линии L_α -излучения межгалактического газа не может объяснить указанное выше несоответствие в измерениях n_{II} .

В заключение подчеркнем, что значительная аномалия спиновой температуры HI в принципе может быть обусловлена пекулярным движением облаков межгалактического газа, которое не рассматривалось в данной работе.

Авторы выражают благодарность Я. Б. Зельдовичу и И. С. Шкловскому за полезное обсуждение.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

АН СССР (Ленинград)

Институт прикладной математики

АН СССР (Москва)

THE PROFILE OF THE SPECTRAL LINE OF L_α -RADIATION AND SPIN TEMPERATURE OF HYDROGEN IN THE INTERGALACTIC MEDIUM

D. A. VARSHALOVICH, R. A. SUNYAEV

The L_α -radiation spectral profile is calculated under the assumption of a homogeneous isotropic expanding intergalactic medium. As a

consequence of the cosmological redshift the line profile is of a step-like form. Detailed observations of the L_{α} -radiation spectral profile would allow to determine the average gas density, temperature, ionization degree, homogeneity, dust density and the velocity of our Galaxy relative to the intergalactic gas. It is important to note that in this way it is possible to obtain some information on the evolution of intergalactic medium. The intergalactic hydrogen spin temperature dependence on the L_{α} -radiation spectral profile is considered. It has been shown that by even taking into account the slope of the L_{α} -radiation spectral profile one cannot explain the inconsistency between the intergalactic HI densities obtained from the extinction in L_{α} and $\lambda=21$ cm radiation, assuming that the medium is homogeneous and in ionization equilibrium.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. А. Варшалович, ЖЭТФ, 52, 242, 1967.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 44, 304, 1967.
3. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Космические исследования, 5, 573, 1967.
4. G. Field, Ap. J., 129, 536, 1959.
5. A. A. Penzias, R. W. Wilson, Ap. J., 142, 419, 1965.
6. F. J. Smith, Planetary Space and Science, 14, 929, 1966.
7. J. A. Koehler, Ap. J., 146, 504, 1966.
8. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 1968 (в печати).
9. J. E. Gunn, B. A. Peterson, Ap. J., 142, 1633, 1965.
10. V. Petrosian, E. Salpeter, P. Szekeres, Ap. J., 147, 1222, 1967.
11. Н. С. Кардашев, Астрон. цирку., 430, 1, 1967.

ГОРЯЧИЕ ИЗОЭНТРОПИЧНЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Ю. А. ВАРТАНЯН

Поступила 15 апреля 1968

Исправлена 20 июня 1968

Рассмотрены горячие белые карлики, состоящие из ядер атомов железа и квазивырожденного электронного газа, в которых энтропия на единицу массы постоянна. Вычислены массы и радиусы трех серий таких конфигураций, расположенных вдоль изовнтроп $s=0$, $s=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. При этом учтены как поправки ОТО, так и нейтронизация ядер. Результаты расчета приведены на рис. 2—4 и в табл. 1 и 2.

1. Для вопросов эволюции небесных тел представляет определенный интерес рассмотрение расположенных вдоль различных изовнтроп горячих плотных конфигураций, в которых отсутствуют термоядерные источники энергии [1]. В [2, 3] с учетом нейтронизации ядер (обратного β -распада) были вычислены массы и радиусы изотермических квазивырожденных белых карликов. В [4] для изотермических, а в [5] для изовнтропичных белых карликов с учетом поправок общей теории относительности, но без рассмотрения обратного β -распада (зависимости A/z от импульса Ферми), приближенным энергетическим методом были найдены критические значения основных параметров. Ниже рассматриваются горячие белые карлики, состоящие из квазивырожденного электронного газа и ядер атомов группы железа, в которых энтропия на единицу массы постоянна. Произведено интегрирование уравнений равновесия и найдены массы и радиусы трех серий конфигураций, соответствующих разным значениям энтропии. При этом учтены как поправки ОТО, так и нейтронизация ядер.

2. В квазивырожденных белых карликах, так же, как и в полностью вырожденных, давление определяется электронным газом, а плотность вещества—атомными ядрами. С учетом температурной поправки выражения для плотности ρ и давления P можно записать в виде [6]

$$\rho = \frac{m_p}{3 \pi^2 \lambda_e^3} \frac{x^3}{z} \left[1 + \frac{\pi^2 t^2 (2x^2 + 1)}{2x^4} \right], \quad (1)$$

$$P = \frac{m_e c^2}{24 \pi^2 \lambda_e^3} f(x) \left[1 + \frac{4 \pi^2 t^2 x \sqrt{x^2 + 1}}{f(x)} \right], \quad (2)$$

где

$$f(x) = x(2x^2 - 3)\sqrt{x^2 + 1} + 3 \ln(x + \sqrt{x^2 + 1}), \quad (3)$$

$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c}$; $t = \frac{kT}{m_e c^2}$; $z = Q/A$; $x = \frac{p_e}{m_e c}$, p_e — импульс Ферми электронов, Q и A — заряд и массовое число ядер, m_e и m_p — соответственно массы электрона и протона, c — скорость света, k — постоянная Больцмана.

В этом же приближении для энергии квазивырожденного электронного газа, приходящей на один барион, и энтропии s , на грамм вещества, имеем

$$\varepsilon_e = m_e c^2 z \left\{ \sqrt{x^2 + 1} - \frac{f(x)}{8x^3} + \frac{\pi^2 t^2}{2} \left[\frac{\sqrt{x^2 + 1}}{x^2} + \frac{(2x^2 + 1)f(x)}{8x^7} \right] \right\}, \quad (4)$$

$$s_0 = \frac{2\pi^2 A z t \sqrt{x^2 + 1}}{3 x^2} + \ln \frac{t}{x^2}, \quad (5)$$

где s_0 выражается через энтропию s , на грамм вещества, соотношением

$$s_0 = \frac{2A m_p}{3k} s - \frac{2}{3} \ln \left[(2I + 1) Q^3 \pi^2 \left(\frac{A m_p}{2\pi m_e} \right)^{3/2} \right] - \frac{5}{3}, \quad (6)$$

I — спин ядра.

Как известно [7, 8], при наличии вырожденного электронного газа отношение числа нейтронов и протонов в ядрах зависит от граничного импульса электронного газа. В [9] для различных ядер были вычислены энергии обратного β -распада, и по результатам расчета кривая $z(x)$ аппроксимировалась некоторым полиномом. При отсутствии вырожденного электронного газа для определенного химического состава, то есть фиксированного A , для z можно получить аналитическое выражение, исходя из условия минимума энергии—массы [10]

$$(\partial M(z, A)/\partial z)_A = 0, \quad (7)$$

где $M(z, A)$ — масса, приходящая на один нуклон. Величина $M(z, A)$ определяется из полуэмпирической формулы Вайцзекера для массы ядра

$$M(z, A) = m_p c^2 + (1 - z)(m_n - m_p) c^2 + B(z, A), \quad (8)$$

где $B(z, A)$ — энергия связи на один нуклон, которая равна

$$B(z, A) = -15.75 + 17.8 A^{-1/2} + 0.71 z^2 A^{2/3} + 23.7(1 - 2z)^2 + 34 A^{-2/3} \delta, \quad (9)$$

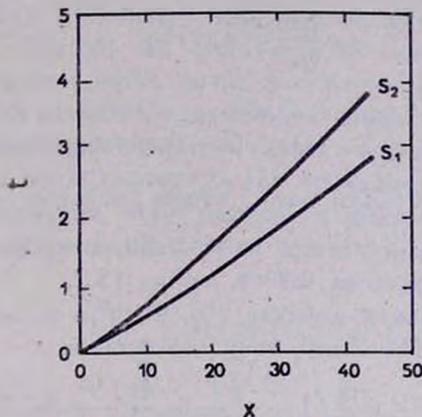


Рис. 1. Зависимость температуры от плотности вдоль изентроп $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

δ равно 0, 1 и -1 соответственно для нечетного A , четного A и нечетного Q и четных A и Q . Однако для средних и тяжелых ядер последний член несущественен и его можно опустить. В (9) все коэффициенты даны в MeV и взяты из [11]. При наличии вырожденного электронного газа в энергию, приходящую на один нуклон, будет вносить вклад вырожденный электронный газ, и в этом случае выражение (8) должно быть записано в виде

$$M(z, A) = m_p c^2 + (1 - z)(m_n - m_p) c^2 + B(z, A) + \varepsilon_e,$$

где ε_e определяется формулой (4). Тогда из (7) получим

$$z = \frac{96.1 - \varepsilon_e/z}{189.6 + 1.42A^{1/2}}.$$

Подставляя $A = 56$, для $z(x)$ получим

$$z = z_0 \left\{ 1 - 5.317 \cdot 10^{-3} \left[\sqrt{x^2 + 1} - \frac{f(x)}{8x^3} + \frac{\pi^2 f^2}{2} \left(\frac{\sqrt{x^2 + 1}}{x^3} + \frac{(2x^2 + 1)f(x)}{8x^4} \right) \right] \right\}. \quad (10)$$

3. Для нахождения параметров сверхплотных тел необходимо проинтегрировать уравнения [12]

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho u}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{u}\right) \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1}, \quad (11)$$

$$\frac{du}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (12)$$

где u — „накопленная“ масса. Здесь и в дальнейшем используется система единиц $c = G = 1$ (где G — гравитационная постоянная) и $\frac{m_n^4 c^5}{32\pi^2 \hbar^3} = \frac{1}{4\pi}$ [12, 13]. Для того, чтобы от этой системы перейти к системе, где масса измеряется в солнечных массах, а радиус в км, необходимо u помножить на 9.29 и r — на 13.7.

Для белых карликов добавки P/ρ , $4\pi r^3 P/u$ и $2u/r$ намного меньше единицы, а потому (11) можно записать в виде

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho u}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho} + \frac{4\pi r^3 P}{u} + \frac{2u}{r}\right). \quad (11')$$

В случае горячих изоветропичных белых карликов уравнения (11') и (12) должны быть дополнены условием $s = \text{const}$, из которого следует, что $t = t(x)$. Условие $s = \text{const}$ может быть заменено эквивалентным ему соотношением для dt/dx , которое получится дифференцированием (5). Таким образом, в данном случае необходимо проинтегрировать систему трех дифференциальных уравнений, соответственно для dx/dr , du/dr и dt/dr , которые имеют вид

$$\frac{dx}{dr} = -\frac{m_p}{m_e} \frac{u\sqrt{x^2+1}}{zxr^2} \left[1 - 2\pi^2 t^2 \frac{\sqrt{x^2+1}}{x^4} \frac{\psi(x, t)}{\varphi(x, t)}\right] F(x, u, r), \quad (13)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3 \frac{x^3 r^2}{z} \left[1 + \pi^2 t^2 \frac{(2x^2+1)}{2x^4}\right], \quad (14)$$

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{2t}{x\sqrt{x^2+1}} \frac{\psi(x, t)}{\varphi(x, t)} \frac{dx}{dr}, \quad (15)$$

где

$$F(x, u, r) = 1 + \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 \frac{f(x)r^3}{u} + \frac{m_e}{8m_p} \frac{f(x)z}{x^3} + \frac{2u}{r}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \psi(x, t) = & x^2 \sqrt{x^2+1} + t[84(x^2+2) - 0.895\sqrt{x^2+1} + \\ & + 0.056 \frac{f(x)}{x^3} (4x^3+5) - 0.4475 x^2 \sqrt{x^2+1}], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\varphi(x, t) = x^2 + t \left[168\sqrt{x^2+1} - 0.895(x^2+1) + 0.112 \frac{f(x)\sqrt{x^2+1}}{x^3} \right]. \quad (18)$$

Для интегрирования системы (13)–(15) необходимо задать значения функций u , x и t в центре звезды. Как обычно, для всех конфигураций $u(0) = 0$. Для $x(0)$ были выбраны значения: $x(0) = 0.5; 1; 2; 4; 6; 8; 10; 11.2; 15; 20; 30; 45$. При $x > 45$ возникает электронно-нейтронно-ядерная фаза („eпА“ фаза), и в этом случае звезда кроме электронно-ядерной оболочки будет иметь также нуклонную сердцевину [14, 15]. В настоящей работе такие горячие конфигурации не рассматриваются; их исследование будет проведено отдельно.

Для выбора значения температуры в центре, то есть $t(0)$, поступим следующим образом. Выберем для коэффициента разложения $\alpha(x, t)$

$$\alpha(x, t) \equiv \frac{4\pi^2 t^2 x \sqrt{x^2+1}}{f(x)}, \quad (19)$$

входящего в выражение (2), соответственно значения $\alpha_1 = 0.05$ и $\alpha_2 = 0.1$. Большие значения α , по всей вероятности, не имеет смысла брать, так как при этом станут существенными следующие члены ряда, которые мы не учли. Подставляя в (19) $x = 10$ (значение, при котором для холодных белых карликов масса максимальна), для α_1 и α_2 соответственно найдем $t_1 = 0.5$ и $t_2 = 0.7$. Подставляя $t = 0.5$, $x = 10$ и $t = 0.7$, $x = 10$ в (5), для параметра s_0 соответственно найдем $s_0 = 1.21$ и $s_0 = 2.76$, чему соответствуют значения энтропии $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град. грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град. грамм. Таким образом, эти конфигурации расположены на изоэнтропах s_1 и s_2 . Зная теперь значения s_0 , для каждого x из (5) найдем по два значения t , которые приведены в табл. 1.

Наконец, остановимся еще на одном вопросе. При продвижении по изоэнтропе в сторону больших x , то есть больших плотностей, t , увеличиваясь, становится больше единицы (см. рис. 1 и табл. 1). Но если $t > 1$, то становится существенным рождение электронно-позитронных пар

$$e^- + e^+ \rightleftharpoons \gamma \quad (20)$$

и, вообще-то говоря, необходимо учесть вклад позитронов в термодинамические величины. Обозначим число электронов в одном $см^3$ (концентрацию) через n_- , а число позитронов n_+ . В квазивырожденном электронном газе $n_- = n_-^* + n_-^t$, где n_-^* — концентрация электронов при $T = 0$, а n_-^t — добавка, обусловленная температурой. Покажем,

что из-за условия квазивырожденности, то есть $(t/\sqrt{x^2+1}) \ll 1$, даже при $t > 1$ $n_+ \ll n_-^+$, а поэтому вкладом позитронов можно пренебречь. Реакции (20) соответствует соотношение для химических потенциалов $\mu_- + \mu_+ = \mu_\gamma$, где μ_- , μ_+ и μ_γ — химические потенциалы соответственно для электронов, позитронов и γ -квантов. Так как $\mu_\gamma = 0$ [8], то $\mu_- = -\mu_+ = \mu$.

Таблица 1

Характеристики в центре звезды			Масса M/M_\odot	Радиус R км	Характеристики в центре звезды			Масса M/M_\odot	Радиус R км
$x(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$			$x(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$		
0.05	$2.70 \cdot 10^5$	0	0.18181	12684	10	$2.24 \cdot 10^9$	0	1.0814	1867.3
	$2.72 \cdot 10^5$	0.008	0.18748	12784		$2.30 \cdot 10^9$	0.500	1.1050	1865.0
	$2.74 \cdot 10^5$	0.012	0.19504	12894		$2.35 \cdot 10^9$	0.700	1.1275	1863.1
1	$2.21 \cdot 10^6$	0	0.41519	8756.1	11.2	$3.15 \cdot 10^9$	0	1.0824	1704.7
	$2.23 \cdot 10^6$	0.027	0.42744	8819.4		$3.24 \cdot 10^9$	0.575	1.1066	1701.4
	$2.26 \cdot 10^6$	0.040	0.44183	8882.0		$3.33 \cdot 10^9$	0.790	1.1280	1698.8
2	$1.74 \cdot 10^7$	0	0.72668	5837.3	15	$7.71 \cdot 10^9$	0	1.0744	1340.3
	$1.77 \cdot 10^7$	0.073	0.74473	5868.4		$7.95 \cdot 10^9$	0.800	1.0985	1336.5
	$1.80 \cdot 10^7$	0.110	0.76748	5902.1		$8.16 \cdot 10^9$	1.105	1.1203	1331.2
4	$1.39 \cdot 10^8$	0	0.96700	3704.6	20	$1.87 \cdot 10^{10}$	0	1.0526	1050.3
	$1.41 \cdot 10^8$	0.172	0.98818	3715.4		$1.93 \cdot 10^{10}$	1.12	1.0769	1044.6
	$1.44 \cdot 10^8$	0.244	1.0096	3725.4		$1.99 \cdot 10^{10}$	1.53	1.0975	1039.8
6	$4.77 \cdot 10^8$	0	1.0438	2768.4	30	$6.60 \cdot 10^{10}$	0	0.99933	741.02
	$4.87 \cdot 10^8$	0.275	1.0658	2771.6		$6.87 \cdot 10^{10}$	1.82	1.0227	733.21
	$4.97 \cdot 10^8$	0.390	1.0882	2774.9		$7.12 \cdot 10^{10}$	2.48	1.0419	727.77
8	$1.14 \cdot 10^9$	0	1.0722	2225.8	45	$2.39 \cdot 10^{11}$	0	0.91719	521.27
	$1.17 \cdot 10^9$	0.385	1.0950	2225.4		$2.50 \cdot 10^{11}$	2.96	0.93699	514.71
	$1.19 \cdot 10^9$	0.540	1.1172	2225.3		$2.63 \cdot 10^{11}$	4.03	0.95241	509.27

Тогда для n_- и n_+ имеем

$$n_{\mp} = \frac{1}{\pi^3 \lambda_e^3} I_{\mp}, \quad \text{где} \quad I_{\mp} = \int_0^{\infty} \frac{y^2 dy}{\exp[(\sqrt{y^2+1} \mp \mu')/t] + 1}. \quad (21)$$

$$\mu' = (\mu/mc^2).$$

Воспользовавшись условием квазивырожденности, I_- легко вычислить, и для n_- получим

$$n_- = \frac{1}{3\pi^3 \lambda_e^3} x^3 \left[1 + \pi^2 t^2 \frac{(2x^2 + 1)}{2x^4} \right],$$

откуда следует, что

$$n_-^t = \frac{1}{6\pi^2} \frac{t^2 (2x^2 + 1)}{x}.$$

Укажем, что при вычислении n_- химический потенциал электронов заменяется энергией Ферми [8]. Ошибка, которая допускается при этом, будет бесконечно малой более высшего порядка, чем используемое приближение. Перейдем теперь к оценке n_+ . Воспользовавшись условием квазивыврожденности, представим I_+ в виде

$$I_+ \exp[\sqrt{x^2+1}/t] = \int_0^{\infty} \exp[-\sqrt{y^2+1}/t] y^2 dy < \int_0^{\infty} \exp[-y/t] y^2 dy = 2t^3.$$

Следовательно,

$$n_+/n_+^t < \frac{12}{\pi^2} \frac{tx}{(2x^2+1)} \exp[-\sqrt{x^2+1}/t],$$

то есть при выполнении условия квазивыврожденности, $t/\sqrt{x^2+1} \approx \approx \frac{t}{x} \ll 1$, отношение n_+/n_+^t будет весьма малым и, следовательно, вкладом позитронов можно пренебречь.

4. Уравнения (13)–(15) были проинтегрированы на электронно-счетной машине „Наири“ для трех серий конфигураций, для которых энтропия соответственно равна $s_0 = 0$, $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. Как и в случае холодных тел, для каждой конфигурации интегрирование проводилось до значения r , при котором $x(r) = 0$. Это значение r принималось за радиус конфигурации.

Результаты расчета приведены в табл. 1 и на рис. 2–4. На рис. 2 изображена зависимость массы от центральной плотности, а на рис. 3 — массы от радиуса для конфигураций, расположенных вдоль s_0 , s_1 и s_2 . Как и следовало ожидать, при переходе от конфигураций с меньшим значением энтропии к более высоким для одной и той же центральной плотности масса увеличивается, причем это увеличение пропорционально коэффициенту α . Радиус оказывается менее чувствительным к изменению температуры. При увеличении энтропии для конфигураций с одним и тем же $x(0)$, расположенных на восходящей ветви $M(\rho_c)$, радиус увеличивается, для конфигураций же, расположенных на неустойчивой ветви, уменьшается. Причем, такое изменение поведения радиуса происходит не в точке максимума кривой $M(\rho_c)$, а при чуть меньшей плотности, когда $x(0) = 8$.

Максимум массы на кривой $M(\rho_c)$ при увеличении энтропии смещается в сторону больших плотностей.

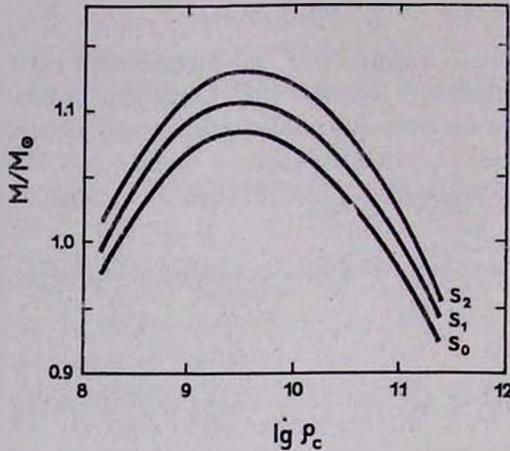


Рис. 2. Зависимость массы конфигураций от центральной плотности вдоль изоэнтроп $s_0=0$, $s_1=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

Воспользовавшись результатами расчета (рис. 1 и рис. 2), можно проследить ход эволюции звезд с определенной массой. Назовем предельной массой максимальную массу холодных конфигураций (точка

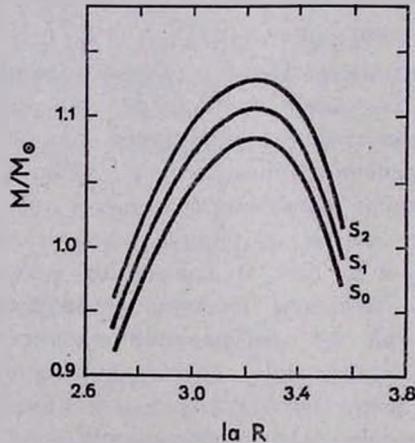


Рис. 3. Зависимость массы от радиуса конфигураций вдоль изоэнтроп $s_0=0$, $s_1=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

максимума кривой $M(\rho_c)$ при $s = T = 0$). В табл. 2 приведены данные для четырех различных конфигураций при их переходе с изоэнтро-

пии s_2 на s_1 . Первая конфигурация, масса которой меньше предельной, заканчивает свою эволюцию на устойчивой ветви холодных белых карликов. В отличие от нее остальные три, масса которых больше предельной, в процессе эволюции перейдут на неустойчивую ветвь кривой $M_1(\rho_c)$ и, сколлапсировав, закончат свою эволюцию в нейтронном состоянии [1]. Из табл. 2 видно, что при переходе с s_2 на s_1 с увеличением плотности температура в центре уменьшается, то есть теплоемкость положительна. Однако для последней конфигурации,

Таблица 2

Масса M/M_\odot	Характеристики в центре				
	на s_2		на s_1		
	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$	
1.060	$2.82 \cdot 10^8$	0.326	$4.17 \cdot 10^8$	0.263	
1.100	$6.46 \cdot 10^8$	0.446	$1.41 \cdot 10^9$	0.412	
1.104	$7.25 \cdot 10^8$	0.470	$1.82 \cdot 10^9$	0.460	
1.106	$7.77 \cdot 10^8$	0.472	$2.51 \cdot 10^9$	0.500	

масса которой весьма близка к предельной массе изоэнтропии s_1 ($M_{пр} = 1.1066 M_\odot$), при переходе с s_2 на s_1 сжатие происходит настолько сильно, что температура в центре увеличивается (теплоемкость отрицательна). В [5] энергетическим методом был рассмотрен

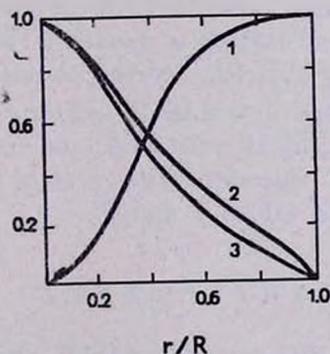


Рис. 4. Зависимость „накопленной“ массы $u(r)/M$ —кривая 1, параметра $x(r)/x(0)$ —кривая 2 и температуры $t(r)/t(0)$ —кривая 3 от расстояния до центра звезды r/R , для звезды с $M=1.117 M_\odot$, $R=2224$ км, $s=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

ход эволюции для звезд с массой $M=4 M_\odot$ и $M=1000 M_\odot$. Для этих звезд теплоемкость оказывалась отрицательной не только в области $s_{кр}$, а на всем интервале. В нашем же случае теплоемкость

становится отрицательной непосредственно перед коллапсом, когда энтропия приближается к значению, при котором данная масса находится в максимуме кривой $M_1(\rho_c)$.

На рис. 4 приведены кривые зависимости накопленной массы $u(r)$, температуры $t(r)$ и параметра $x(r)$ от расстояния до центра звезды для конфигурации с $M = 1.117 M_\odot$, $x(0) = 8$, $t(0) = 0.54$, расположенной на изотропе $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. По оси абсцисс отложено r/R , где R — радиус звезды, а по оси ординат $u(r)/M$ — кривая 1, $x(r)/x(0)$ — кривая 2 и $t(r)/t(0)$ — кривая 3. Аналогичный характер имеют эти величины и для других конфигураций.

В заключение выражаю благодарность Г. С. Саакяну за обсуждение и ценные замечания. Я также весьма признателен А. В. Тербиш за проведение расчета на электронно-счетной машине „Наири“.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

HOT ISOENTROPIC WHITE DWARFS

Yu. L. VARTANIAN

Hot white dwarfs are considered, which consist of atomic nucleus of the group of ferrum and quasi-degenerated electron-gas in which the entropy for one gramm of matter is constant. Masses and radiuses for three series of configurations, corresponding to entropy $s_1 = 0$, $s_2 = 3.77 \cdot 10^7$ erg/gr.gm and $s_3 = 4.12 \cdot 10^7$ erg/gr.gm are calculated. Both the corrections for the general relativity and neutronization of atomic nucleus are taken into account. The results of the calculations are given in figures 1—4 and tables 1 and 2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Эльздович, И. Д. Новиков, УФН, 84, 377, 1964.
2. М. А. Вайтн, Comp. Rend., 260, 2424, 1965.
3. М. А. Вайтн, Ann. d'Astrophys., 29, 103, 1966.
4. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрон. ж., 43, 89, 1966.
5. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. М. Каждан, Астрон. ж., 43, 761, 1966.
6. С. Чандраскар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
8. E. Schatzman, White Dwarfs, North Holland Publ. Comp., 1958.
9. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
10. Г. Бете, Ф. Моррисон, Элементарная теория ядра, ИЛ, М., 1958.

11. С. Мошковский, Сб. „Строение атомного ядра“, ИЛ, М., 1959.
12. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
13. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
14. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Сообщ. Бюр. обс., 33, 55, 1963; Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
15. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

ЯДРА Sc ГАЛАКТИК

С. Г. ИСКУДАРЯН

Поступила 7 мая 1968

Дается классификация по Бюраканской системе 110 Sc галактик типа Хаббла ярче или равных 13^m , с известными радиальными скоростями и склонениями $> -20^\circ$. Приводятся также результаты фотометрии их ядер.

Рассматривается влияние расстояния на классификацию по Бюраканской системе. Оказывается, что по крайней мере в интервале до 70 Мпс Бюраканские классы относительно независимы от расстояний.

Рассматривается также влияние фактора наклона на классификацию. Отмечается относительно слабое влияние этого фактора на определение Бюраканского класса.

Сравнение Бюраканских классов с морфологическими типами, пересмотренными де Вокулером, показывает, что галактики со звездобразными и звездоподобными ядрами встречаются в более ранних подтипах де Вокулера, чем галактики класса 2.

Светимости ядер Sc галактик показывают довольно большое разнообразие в пределах от -19^m до -9^m .

Замечается некоторое сходство между морфологическими и физическими характеристиками галактик классов 5 и 2s.

Как известно, созданная Хабблом классификация галактик основана на изучении их внешних форм. Тот же принцип лежит в основе классификации де Вокулера. Упомянутые классификации имели большое значение для развития внегалактических исследований и, несомненно, будут еще долго служить прекрасным кодом для передачи информации о формах галактик.

Бюраканская классификация не ставит себе целью описание внешних форм и является лишь первой попыткой описать свойства галактик, относящиеся к ядру и околоядерной области. Она возникла на основе идеи об активной роли ядер в жизни галактик, родившейся более десяти лет тому назад в Бюракане и оказывающей плодотворное влияние на эту область астрономии.

Предварительное сообщение об основах Бюраканской классификации галактик было сделано на XII съезде МАС [1].

Принимая во внимание своевременность и важность задачи новой классификации галактик по характеристикам их ядер, группа бюраканских сотрудников составила довольно обширную программу наблюдений ярких галактик для такой классификации. Эта работа велась и в настоящем продолжается главным образом на 21^m-ом рефлекторе Шмидта Бюраканской обсерватории. Остальные части программы уже выполнены и результаты опубликованы или находятся в печати [2—6]. Для ясности отметим, что в предыдущих публикациях вместо терминов „классификация“ или „класс“ употреблялись слова „балл“ или „оценка ядра“.

Настоящая статья посвящена классификации по этой системе всех Sc галактик ярче или равных 13^m, с известными радиальными скоростями и склонениями $\geq -20^\circ$, а также результатам фотометрии их ядер. Исследование охватывает 110 галактик, удовлетворяющих вышеуказанным условиям.

Общие замечания о классификации. Наша пятибалльная система классификации описана в ранее опубликованных работах [1, 2]. Результаты наших наблюдений приведены в табл. 1. Из 110 Sc галактик классу 5 принадлежат 9, а классу 4 — 33. Галактик класса 3 среди изученных объектов не оказалось. 62 галактики отнесены к классу 2 и 6 — к классу 1. На рис. 1а представлена гистограмма, которая дает процентную долю галактик каждого класса.

Следует отметить, что бюраканские классы не отделены друг от друга резкими границами. При классификации встречались также промежуточные типы, которые мы включали в тот класс, к которому они ближе. Встречались промежуточные типы между классами 2 и 3 (NGC 3631, 4030), между классами 3 и 4 (NGC 7448), а также между классами 2 и 4 (NGC 4568, 5364, 5653, 5676, 5678 и 7606). Однако полноценных представителей класса 3 у Sc галактик не оказалось, что дало нам право считать, что этот класс у хаббловских Sc галактик отсутствует.

Оказалось, что наиболее часто встречающийся среди наших объектов класс 2 имеет разновидности. К классу 2, как известно, относятся галактики, центральные части которых представляют собой сгущения низкой поверхностной яркости и в большинстве случаев неправильной формы. Сюда же входят галактики, центральные части которых представляют сгущения низкой поверхностной яркости, но правильной формы, а также сравнительно высокой поверхностной яркости, но неправильной формы. К последним относятся почти все промежуточные

между классами 2 и 4 галактики. Встречается уже известная разновидность 2s (расщепленное ядро) [4], а также случаи, когда в центре галактики имеется слабое точечное изображение, весьма мало выделяющееся из окружающей среды. Может быть, крупномасштабные телескопы могли бы в этих последних случаях позволить выделить звездообразное ядро, но на наших снимках при уменьшении экспозиции это точечное изображение исчезает скорее, чем окружающий фон, а стоит хоть немного увеличить экспозицию, как оно снова теряется в фоне окружающей среды, то есть оказывается невозможным исключить фон, в который оно погружено. Типичным примером таких галактик является NGC 5033. Похожую картину показывают галактики NGC 4414, 2715, 6503.

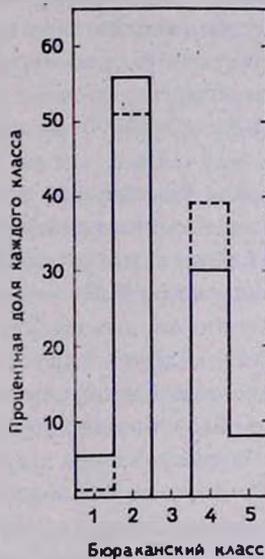


Рис. 1. а) Распределение Sc галактик по Бюраканским классам. б) (с пунктиром) то же самое, что и а), с учетом галактик с $d/D < 0.5$.

Как известно, звездообразные ядра имеют галактики класса 5. Нам хочется сделать замечание о свойствах галактик класса 5. В работе [2] говорится: „Оценка 5 дается в тех случаях, когда присутствует ядро, изображение которого не отличается от изображений звезд, по крайней мере на двух последовательных экспозициях...“ Однако во многих случаях звездообразные ядра почти не отличаются от звезд во всех изображениях цепочки, состоящей из последовательных снимков с возрастающей экспозицией при том числе экспозиции и при тех отношениях их длин, которые применяются обычно в Бюракане. Изображения

остаются звездообразными даже при таких экспозициях, когда окружающий фон хорошо виден. Среди наблюдаемых нами галактик типичными примерами класса 5 являются галактики NGC 598 (M 33), NGC 6217 и NGC 7769. Дело в том, что окончательная оценка класса галактики, имеющей звездообразное или звездоподобное ядро, решалась лишь после фотометрии ее ядра. Опыт показал, что при фотометрии ядра галактики класса 5 звездные величины разных изображений в цепочке отличались друг от друга не больше, чем на $0^m.1$ или $0^m.15$. Подобный результат показали ядра вышеупомянутых галактик, а также ядра NGC 157, 3344, 3995, 4559, 4567, 6207. О ядре галактики NGC 6207 в литературе [7, 8] говорится как о проектирующейся звезде, однако эту галактику мы отнесли к классу 5.

К определению, данному в работе [2], что изображения звездоподобных ядер (класс 4) все же несколько отличаются от изображений звезд по интенсивности почернения, мы хотим добавить, что они отличаются от звезд и по скорости изменения диаметра при переходе в цепочке от одной экспозиции к другой. При фотометрии звездоподобных ядер мы сталкивались со случаями, когда в цепочке при одной из экспозиций имело место резкое уменьшение оценки яркости ядра и, если это было при второй по длине экспозиции, то оценка яркости третьего изображения оказывалась близкой к оценке яркости второго изображения в пределах сотых долей звездной величины. А если это имело место при третьей по длине экспозиции, то оценки яркостей первого и второго изображений были близки друг к другу в пределах сотых долей звездной величины. Встречались также случаи постепенного уменьшения этой оценки при переходе в цепочке от одного изображения к другому. Все это говорит о том, что в случае звездоподобных ядер существует околоядерная, не очень большая по размерам и довольно яркая среда, которая с возрастанием экспозиции фотометрически накладывается на ядро. Нам кажется, что галактики, оценки яркостей ядер которых показали резкое уменьшение при одной из экспозиций в цепочке, являются промежуточными между классами 4 и 5. Как указывается ниже, каждая последующая экспозиция отличается от предыдущей в 1.8 раза.

Ядра некоторых галактик, NGC 3370, 4254, 7678, при фотометрии выявили себя как ядра галактик класса 5, хотя по внешнему виду, степени почернения и по изменению диаметра при переходе от одной экспозиции к другой они не похожи на ядра галактик класса 5. Мы все же включили их в класс 4.

В итоге можно считать, что фотометрия различных изображений звездообразных и звездоподобных ядер в основном подтвердила глазомерные оценки класса для галактик с подобными ядрами.

Об объективности определения классов галактик говорит тот факт, что больше чем 25 галактик нашего списка были классифицированы Товмасыном по нашим снимкам, и результаты отлично совпали с нашими, за исключением двух случаев, когда вместо нашей оценки 2₁ им была предложена оценка 2₂.

Методика наблюдений и измерений. Методика наблюдений ядер почти не отличается от общепринятой в Бюракане методики, то есть для каждой галактики получаем последовательность снимков ядра в виде цепочки, состоящей из трех или четырех изображений, причем самая короткая экспозиция выбирается так, чтобы получилось предельно слабое изображение центральной части галактики, а каждая последующая экспозиция отличается от предыдущей в 1.5 или 2.0 раза. Для всех Sc галактик, входящих в нашу программу, каждая последующая экспозиция отличалась от предыдущей в 1.8 раза. Снимки получались без светофильтра на пластинках Agfa astro platten, Agfa astro platten spezial, Agfa astro platten ZU-2 spezial, Agfa astro platten ZU-1, Kodak OaO.

Поскольку галактики классов 4 и 5 имеют звездоподобные и звездообразные ядра, представляется возможным их фотометрировать как обычные звезды. Стандартами служили фокальные изображения звезд галактических скоплений из каталога Морской обсерватории США [9]. В-величины этих звезд были приведены к интернациональной системе согласно работе Джонсона [10].

Следует отметить, что при измерении ядер галактик классов 4 и 5 измерялся также непосредственно окружающий их фон и величина этого фона фотометрически вычитывалась из величины ядра. Применявшаяся при этом процедура не являлась фотометрически безупречной и могла быть причиной систематических ошибок, достигающих до 0^m2 , а иногда и 0^m3 величины. Для звездной величины ядра принимались средние значения, полученные по самым слабым изображениям в цепочках, определенные по двум или больше парам пластинок. То, что для большинства звездообразных и звездоподобных ядер получены больше двух пар снимков, дало возможность определить среднюю случайную ошибку измерений. Она равняется $\pm 0^m15$.

Глазомерные оценки. Наряду с фотометрическими определениями звездных величин ядер галактик классов 4 и 5 производились глазомерные оценки этих величин на тех же снимках. При этом ядра рассматривались как точечные объекты и сравнивались с изображениями стандартных звезд обычными методами. Сравнение фотометрических и глазомерных оценок показало, что разница между ними небольшая.

Это лишний раз подчеркивает правильность отнесения этих галактик к классам 4 и 5, ибо если бы мы имели дело не со звездообразными и звездоподобными объектами, то разницы в этих оценках были бы значительными. Ввиду этого в статье приводятся фотографические звездные величины ядер галактик классов 4 и 5, определенные только с помощью микрофотометра. Что же касается ядер галактик классов 2 и 1, мы даем лишь грубую оценку верхней границы яркостей ядер галактик этих классов, исходя из того, что ядро неотлично на фоне центральной части галактики (см. [2]).

Объяснения к таблице. Результаты наших определений классов галактик, а также фотометрических измерений и глазомерных оценок приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы даны порядковые номера галактик, во втором — номера по NGC и IC, в третьем — Бюраканский класс, в четвертом — интегральные фотографические звездные величины галактик, взятые в основном из работы Хьюмассона, Мейолла, Сандейджа [11]. Интегральные звездные величины тех галактик, которые не оказались в [11], взяты из каталога ван ден Берга [12]. В пятом столбце таблицы даны фотографические звездные величины ядер галактик. Для звездообразных и звездоподобных ядер приведены только фотометрические определения, а для классов 1 и 2 даны результаты глазомерных оценок верхних пределов яркостей возможных ядер. $m_{pg}(я)$ исправлен за влияние атмосферного и межзвездного ($A_{pg} = 0.25 \cos ec b$) поглощений. В шестом и седьмом столбцах таблицы соответственно даны абсолютные фотографические величины галактик и их ядер, причем для классов 1 и 2 опять даны верхние границы. В восьмом столбце таблицы приведены отношения малых и больших диаметров галактик. d/D грубо дает наклон плоскости галактики к плоскости неба. Эти отношения нужны для изучения влияния фактора наклона на нашу классификацию. Диаметры измерялись на Паломарских картах. В девятом столбце таблицы приведены расстояния галактик в Мпс. Расстояния галактик, радиальная скорость которых > 800 км/сек, определялись по формуле красного смещения при постоянной Хаббла 75 км/сек на Мпс. Для галактик, у которых $v_r \leq 800$ км/сек, модули расстояний, определенные из фотометрических данных, были взяты из работы Холмберга [13]. Однако если галактика являлась членом какой-нибудь группы, то ей приписывался модуль расстояния этой группы, независимо от радиальной скорости этой галактики. Для фотометрического модуля расстояния NGC 5457 (M 101) Холмберг дает значение 27^m7 . Для этой же галактики Сандейдж дает [14] модуль расстояния, равный около 27^m0 . А значение фотометри-

БЮРАКАНСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ Sc ГАЛАКТИК Таблица 1

№№	NGC IC.	Бюрак. класс	m_r	m_n	M_r	M_n	d/D	r (Mпс)
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	157	5	11.0	16.4	-21.0	-15.6	0.85	25.5
2	214	2	12.8	17.3	21.2	16.7	81	63.0
3	428	2	11.8	18.1	19.2	12.9	89	15.6
4	514	4	12.3	16.8	20.4	16.4	80	36.3
5	598	(M 33) 5	6.2	13.9	18.1	10.4	58	0.7
6	628	2	9.8	17.4	19.9	12.3	94	8.7
7	753	2	12.9	17.7	21.2	16.4	83	67.2
8	877	2 _s	12.4	16.9	21.3	16.8	72	54.7
9	925	2	10.5	17.3	19.3	12.5	62	9.1
10	1003	2	12.1	17.5	17.7	12.3	25	9.1
11	1058	4	11.9	15.7	17.9	14.1	1.00	9.1
12	1084	2	11.1	16.7	20.4	14.8	0.41	20.5
13	1087	4	11.4	15.8	20.2	15.8	54	24.4
14	342*	4	10.7	12.7	16.6	14.6	1.00	2.9
15	1637	4	11.6	15.7	18.4	14.3	0.92	10.0
16	2268	4	12.2	15.6	20.4	17.0	50	33.8
17	2276	4	12.0	15.8	20.7	16.9	95	34.7
18	2403	1	8.8	17.0	18.8	10.6	60	3.3
19	2441	2	13.0	17.8	20.5	15.7	88	50.2
20	2500	2	12.0	17.6	20.5	14.9	1.00	31.6
21	2537	2	12.2	16.9	16.2	11.5	1.00	4.8
22	2715	2	11.9	18.0	19.3	13.2	0.29	17.7
23	2748	2	12.3	17.5	19.4	14.2	32	22.0
24	2776	2	11.9	18.0	20.9	14.8	1.00	35.7
25	2903	2 _s	9.7	13.2	19.8	16.3	0.37	7.9
26	2964	4	12.1	16.0	19.0	15.1	52	17.1
27	2967	2	12.4	17.6	19.8	14.6	92	27.2
28	2976	2	10.9	17.3	16.4	10.0	47	2.9
29	3055	4	12.6	15.5	19.2	16.3	50	23.0
30	3079	1	11.1	17.8	19.9	13.2	13	16.4
31	3162	4	12.3	15.3	19.0	16.0	1.00	18.2
32	3184	4	10.2	14.9	19.8	15.1	1.00	10.0
33	3198	2	10.8	16.7	17.8	11.9	0.33	5.2
34	3294	2	11.6	17.5	19.8	13.9	44	19.5
35	3338	2	12.3	17.1	17.6	12.8	67	16.0
36	3334	5	10.4	14.3	19.7	15.8	1.00	10.5

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
37	3370	4	12.4	15.5	-18.8	-15.7	0.54	17.2
38	3389	2	12.1	17.6	18.9	13.4	1.00	16.0
39	3395	2	12.4	17.5	19.4	14.3	0.53	22.9
40	3396	4	12.8	14.4	18.8	17.2	35	21.4
41	3430	2	12.0	17.0	19.8	14.8	48	22.7
42	3432	2	11.6	16.7	18.7	13.6	13	11.5
43	3486	4	10.7	14.7	20.1	16.1	73	14.2
44	3512	4	12.9	16.0	18.5	15.4	86	19.4
45	3556	2	10.4	16.7	18.9	12.6	27	7.2
46	3631	2	10.9	16.5	20.1	14.5	88	15.5
47	3646	4	11.8	15.7	22.0	18.1	57	57.5
48	3672	2	11.8	17.5	20.2	14.5	43	24.6
49	3684	2	12.3	17.6	18.9	13.6	66	17.7
50	3726	4	11.8	15.0	18.8	15.6	64	13.3
51	3810	4	11.1	15.5	18.8	14.4	60	11.5
52	3893	4	11.0	15.5	19.8	15.3	57	14.7
53	3938	2	10.8	16.6	19.6	13.8	89	12.0
54	3949	2	11.3	16.7	18.7	13.3	50	10.0
55	3995	5	12.9	14.9	20.3	18.3	26	44.5
56	4030	2	11.2	16.2	20.1	15.1	78	18.2
57	4038	4	10.8	15.4	20.6	16.0	68	19.6
58	4039	4	10.8	15.6	20.6	15.8	43	19.5
59	4136	4	12.1	15.8	18.1	14.4	86	11.0
60	4162	4	12.6	16.0	20.0	16.6	57	33.5
61	4178	2	11.8	17.9	18.8	12.7	32	13.2
62	4212	4	11.7	15.4	18.9	15.2	48	13.2
63	4236	1	10.0	18.5	15.9	7.4	33	1.5
64	4254	4	10.2	15.3	20.4	15.3	1.00	13.2
65	4303	4	10.0	13.0	20.6	17.6	1.00	13.2
66	4414	2	10.9	15.6	19.2	14.5	0.60	10.5
67	4490	2	10.0	16.0	21.5	15.7	36	20.0
68	4519	2	12.2	17.5	18.4	13.1	67	13.2
69	4535	4	10.4	15.2	20.2	15.4	67	13.2
70	4559	5	10.7	16.4	19.6	13.9	45	11.4
71	4567	5	12.0	14.1	18.6	16.5	67	13.2
72	4568	2	11.7	17.4	18.9	13.2	25	13.2
73	4605	1	10.9	17.0	16.2	10.1	32	2.6
74	4631	1	9.6	16.9	19.0	11.7	14	5.2
75	4647	2	12.0	16.7	18.6	13.9	68	13.2

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
76	4666	2	11.5	17.2	-19.1	-13.4	0.25	13.2
77	4713	2	12.3	17.2	18.0	13.1	75	11.5
78	4775	2	11.6	17.1	20.0	14.5	90	20.7
79	4781	2	11.7	17.3	18.6	13.0	48	11.5
80	4793	4	12.3	14.6	20.3	18.0	40	33.9
81	4900	2	11.9	17.6	18.7	13.0	94	12.8
82	5033	2	10.6	16.8	20.0	13.6	53	13.2
83	5194	4	8.6	14.4	18.9	13.1	52	3.2
84	5204	2	11.7	17.5	15.6	9.8	56	2.9
85	5248	2	11.0	16.9	19.9	14.0	1.00	15.1
86	5301	2	13.0	18.1	18.9	13.8	0.16	24.0
87	5364	2	11.0	17.1	20.3	14.2	58	18.1
88	5457	2	8.5	17.2	18.8	10.1	1.00	2.9
89	5468	2	12.4	17.6	20.4	15.2	0.90	36.3
90	5474	2	12.1	17.9	15.2	9.4	88	2.9
91	5585	2	11.5	17.1	15.8	10.2	70	2.9
92	5653	2	12.9	16.7	20.5	16.7	85	47.9
93	5668	2	12.2	17.5	19.6	14.3	1.00	22.9
94	5676	2	11.7	17.0	20.8	15.5	0.43	31.9
95	5678	2	12.1	17.8	20.5	14.8	56	33.0
96	5949	1	12.9	18.4	16.5	11.0	47	7.6
97	5962	2	12.1	17.3	20.1	14.9	74	27.2
98	6015	2	11.6	17.9	18.9	12.6	40	11.5
99	6070	2 _s	12.3	17.0	20.0	15.3	41	28.7
100	6181	2	12.3	17.1	20.1	15.3	43	31.0
101	6207	5	12.0	13.5	18.8	17.3	45	14.3
102	6217	5	11.9	13.7	19.8	18.0	75	21.5
103	6412	4	12.4	16.0	19.4	15.8	1.00	23.3
104	6503	2	10.7	16.7	18.9	12.9	0.25	8.3
105	6946	4	9.8	14.6	18.4	13.6	1.00	4.4
106	7448	4	12.0	15.5	20.8	17.3	0.40	35.3
107	7541	2	12.6	17.5	20.3	15.4	31	38.1
108	7606	2	11.6	17.5	21.0	15.1	37	34.0
109	7678	4	12.5	15.7	20.9	17.7	75	49.0
110	7769	5	12.5	15.0	21.4	18.9	1.00	60.9

ческого модуля расстояния для группы М 81 у Холмберга равно 27^m3 . Известно, что М 101 ближе, чем группа М 81, поэтому для модуля расстояния М 101 и ее группы (NGC 5474 и ее группа по Холмбергу NGC 5204 и NGC 5585) было взято среднее значение из данных Холмберга и Сандейджа, то есть 27^m3 . Для модуля расстояния галактики NGC 5194 (М 51) мы взяли значение Сандейджа [14], которое равно 27^m5 , так как фотометрический модуль расстояния этой галактики в списке Холмберга, равный 30^m3 , нам кажется слишком большим.

При классификации некоторых галактик были отмечены случаи, когда центральная часть галактики имела вид, отличный от типичного для любого из пяти классов. Это затрудняло классификацию. Однако в каждом таком случае мы приписывали галактике ближайший подходящий класс. В нижеследующих примечаниях описаны эти особенности и затруднения.

13. NGC 1087. Чрезвычайно интересная галактика, богатая яркими ассоциациями и сверхассоциациями [15, 16]. Ядро этой галактики, по-видимому, является сложным по структуре образованием. На наших снимках оно имеет дугообразную форму, ввиду чего его яркость была оценена глазомерно. Де Вокулер считает возможным присутствие в центре этой галактики небольшой перемычки или двух ядер [7]. Более вероятно, что к ядру примыкает другой объект, может быть сверхассоциация. В пользу этого говорит то, что на желтых снимках центральное сгущение не имеет четких границ и несколько вытянуто от юго-востока к северо-западу, причем юго-восточная половина несколько слабее, чем другая половина. Значит резко выделяющийся на голубых снимках центральный объект состоит из двух частей, довольно отличающихся друг от друга своим цветом. Очевидно, структуру ядра можно выяснить по крупномасштабным снимкам. Добавим, что центральное образование этой галактики очень конденсированное и на последовательных изображениях в цепочке себя ведет звездоподобно, поэтому эта галактика отнесена к классу 4.

25. NGC 2903. По де Вокулеру [7] в этой галактике существует очень яркое ядро внутри очень яркой короткой перемычки, а по Сандейджу [14] эта же часть состоит из восьми образований, которые, как он предполагает, являются H II областями. Но по свидетельству Мейолла [17] в спектре ядра этой галактики не наблюдаются эмиссионные линии, за исключением слабой $\lambda 3727 \text{ \AA}$. На наших снимках видна короткая перемычка, состоящая из четырех едва разделяющихся частей с довольно резкими границами. Впечатление таково, что перед нами гигантское расщепленное ядро. Глазомерно оценивая это общее центральное образование (мысленно собирая все части воедино), для

интегральной фотографической величины ядра мы получили значение $13^m.5$. После внесения поправок за влияние фона, за атмосферное и межзвездное поглощения, интегральная фотографическая величина центрального образования получилась равной $13^m.2$. Абсолютная фотографическая величина тогда равна $-16^m.3$. В соответствии с работами [18—22] в данном случае возможно, что ядро выделило из себя тесную группу очагов звездообразования.

29,40. NGC 3055, 3396. Ядра этих галактик имеют вытянутую, почти эллиптическую форму, ввиду чего их яркость была оценена глазомерно. Де Вокулер [7] отмечает, что эти галактики обладают маленькими перемычками в центре. Любопытно то обстоятельство, что при фотографировании этих галактик с нарастающими экспозициями (цепочкой) эти центральные образования по почернению и по поперечнику ведут себя так же, как звезды. Поэтому эти галактики мы отнесли к классу 4, то есть к числу галактик, имеющих звездоподобное ядро.

106. NGC 7448. Эта галактика является промежуточной между классами 3 и 4. Предполагается, что в центральных частях галактик класса 3 существуют ядра, которые мы не можем обнаружить из-за большой плотности центральных частей. В данном случае это ядро можно обнаружить.

14. IC 342. Очень интересно ведет себя ядро этой галактики. При увеличении экспозиции бросается в глаза сильное увеличение диаметра ядра от одной экспозиции к другой. Вместе с тем, всегда оно остается четко выделенным из окружающего его слабого фона. Складывается такое впечатление, что ядро включает в себя значительную долю светимости галактики. Абсолютная фотографическая величина галактики равна $-16^m.6$, тогда как у ядра она равна $-14^m.6$. Светимость ядра составляет $\sim 16\%$ светимости всей галактики.

Сравнение с результатами других авторов. Определением фотографических звездных величин ядер галактик и подразделением центральных частей галактик на разные группы по их внешнему виду занимались и в других обсерваториях, как, например, в Пулкове и в астрономическом институте им. Штернберга [8, 24]. При сравнении списков оказалось, что из 110 Sc галактик нашего списка 28 входят в список Дейча [8] и 24—в список Воронцова-Вельяминова [24].

Из 28 галактик списка Дейча 5 отнесены нами к классу 5, к классу 4 отнесены 10, а к классу 2—13 галактик. Все 5 галактик класса 5 имеют по Дейчу звездообразные ядра—звья. Из 10 галактик класса 4 пять имеют по Дейчу резкие ядра—ря, остальные 5—диффузные

ядра—дя. Из 13 галактик класса 2 одна по Дейчу имеет очень диффузное ядро, 8 имеют диффузные ядра, 4 имеют резкие ядра, что не соответствует природе объектов класса 2. Это несоответствие заставило нас более внимательно изучать наши соответствующие снимки, однако наши оценки не изменились. Как было упомянуто выше, для яркостей звездообразных и звездоподобных ядер мы привели фотометрические результаты, полученные путем измерения на объективном микрофотометре. Сравнение этих данных с глазомерными оценками ядер, выполненными Дейчем, показывает, что наши оценки почти систематически на $0^m.3$ ярче оценок Дейча. В отдельных случаях бывают отклонения и более значительные.

Из 24 галактик из списка Воронцова-Вельяминова 3 отнесены нами к классу 5, к классу 4 отнесены 10, к классу 2—9, а к классу 1—2 галактики. Все 3 галактики класса 5 Воронцов-Вельяминов отнес к формации *N* (ядро). Центральные части галактик этой формации представляют собой образования, более всего похожие на балдж, но сравнительно малых размеров. Из 10 галактик класса 4 семь отнесены к формации *N*, две — к формации *L* — линзообразных центров, одна является промежуточной между этими двумя формациями, но ближе стоит к *N*. Из девяти галактик класса 2 все за исключением одной, которая является промежуточной между *L* и *N*, но близко стоит к *L*, отнесены к формации *N*. Из двух галактик класса 1 одна входит в формацию *L*, другая — в *N*. Из этих данных следует, что под ядром в работе [24] подразумевались более обширные образования, чем в Бюраканской классификации. Сравнение фотографических звездных величин 13 галактик классов 4 и 5 с данными Воронцова-Вельяминова показало, что наши оценки почти систематически слабее, причем разность доходит до 1^m . Это также говорит о том, что наши ядерные области по своим размерам уступают измеренным Воронцовым-Вельяминовым ядерным областям. Что касается галактики NGC 4793, то значение яркости ее ядра $17^m.8$ вызывает сомнение.

Дискуссия полученных данных. 1. Распределение по Бюраканским классам. Влияние расстояния на это распределение. Гистограмма на рис. 1а показывает распределение наблюдаемых нами Sc галактик по Бюраканским классам. Из гистограммы видно, что среди наших Sc галактик полностью отсутствует класс 3. Этот провал как бы разделяет все Sc галактики на две группы: галактики со звездообразными и звездоподобными ядрами и галактики без достаточно ярких, компактных ядер. Интересно было исследовать влияние расстояния на это распределение. С этой целью все наши галактики были разделены в соответствии с их расстояниями на четыре группы:

- I. $0 < r < 10$ Мпс, II. $10 \text{ Мпс} < r \leq 20$ Мпс, III. $20 \text{ Мпс} < r \leq 40$ Мпс,
IV. $40 \text{ Мпс} < r$.

Результаты подсчетов приведены в табл. 2, где N — число галактик каждого Бюраканского класса в каждой группе.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО БЮРАКАНСКИМ КЛАССАМ ГАЛАКТИК,
НАХОДЯЩИХСЯ НА РАЗЛИЧНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ НАС

Класс	Группы по расстояниям							
	I		II		III		IV	
	N	%	N	%	N	%	N	%
1	5	19	1	2	0	0	0	0
2	14	54	24	54	19	61	5	56
4	6	23	15	34	10	32	2	22
5	1	4	4	9	2	6	2	22
Все классы	26	100	44	100	31	100	9	100

В первом столбце таблицы приведены Бюраканские классы. Каждому интервалу расстояний (группы I, II, III, IV) соответствует два последовательных столбца. Из них в первом дается число галактик данного класса, а во втором — процент, составляемый галактиками данного класса среди всех наблюдаемых нами в данном интервале расстояний галактик. Как видно из таблицы, галактики класса I не встречаются уже на расстояниях, больших 20 Мпс, что является результатом избирательности наблюдательного материала. Табл. 2 свидетельствует вместе с тем, что этим, грубо говоря, исчерпывается влияние расстояния. Возможно, что существуют и более тонкие статистические эффекты, однако при том количестве галактик, которое изучено нами, их не удастся найти. Такая относительная независимость приписываемых классов от расстояний, по крайней мере в интервале до 70 Мпс, делает Бюраканскую классификацию ценной в практическом отношении.

2. *Фактор наклона.* Фактор наклона галактик к лучу зрения, рассмотренный в работах [4, 6], иногда может оказать искажающее влияние и на классификацию Sc галактик (рис. 2). Присутствие на рис. 2 нескольких точек классов 4 и 5 в интервале наклона $0 < d/D < 0.5$ говорит о том, что этот фактор не может влиять значительно на яр-

кие звездообразные и звездоподобные ядра. Абсолютно яркие ядра проявляются иногда даже сквозь большой поглощающий слой материи. Не исключена возможность, что часть слабых ядер вследствие сильного поглощения в экваториальном слое ошибочно относятся к классу 2 или 1. Однако интересен тот факт из рис. 2 и 3,

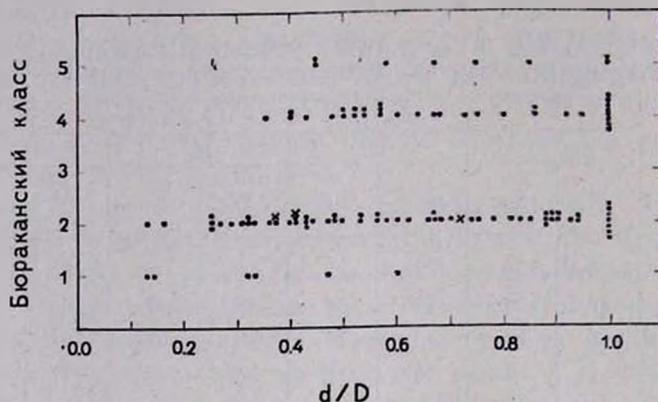


Рис. 2. Распределение отношения d/D для галактик различных классов.

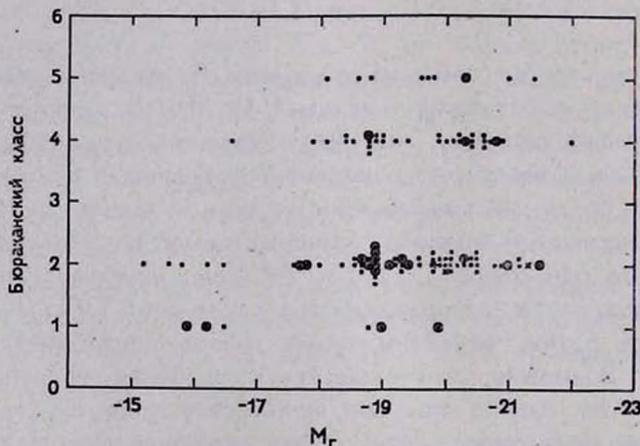


Рис. 3. Распределение интегральных абсолютных фотографических величин галактик для различных классов: \odot — галактики с большим наклоном оси к лучу зрения ($d/D < 0.4$), \times — галактики подкласса 2в, $*$ — галактики подкласса 2з с большим наклоном оси к лучу зрения ($d/D < 0.4$).

что для объектов класса I, соответствующих значениям M_r — -15^m9 , -16^m2 и -16^m5 (рис. 3), d/D имеет соответственно значения 0.33, 0.32 и 0.37 (рис. 2), а для объектов, соответствующих значениям M_r — -19^m0 , -19^m9 (рис. 3), d/D имеет соответственно значения 0.14 и 0.13 (рис. 2), то есть у соответствующих галактик высоких светимостей

наклон осей к лучу зрения гораздо больше, поэтому они могли попасть в класс 1 вследствие именно этого наклона, а галактики низкой светимости, по-видимому, в действительности являются объектами класса 1.

Чтобы иметь истинную картину распределения хаббловских Sc галактик по Бюраканским классам, мы составили, так сказать „исправленную“ гистограмму (рис. 16), опустив те галактики, у которых отношения диаметров меньше 0.5. Как видно из рис. 16, процентная доля галактик классов 1 и 2 уменьшилась, за счет чего увеличилась процентная доля галактик класса 4. Процентная доля галактик класса 5 осталась без изменения. Гистограмма на рис. 16 свидетельствуют о реальном существовании галактик, удовлетворяющих условиям класса 1, хорошим примером чего может служить яркая галактика NGC 2403. Такие галактики представляют особый интерес, поскольку отсутствие центрального сгущения у галактики, обладающей четко выраженной спиральной структурой, позволяет заподозрить о происшедшем процессе его разрушения.

3. *Зависимость между Бюраканскими классами и пересмотренными типами классификации Хаббла.* Распределение хаббловских Sc галактик по Бюраканским классам дано в начале настоящей статьи. Однако все наши галактики входят в список де Вокулера [25], в котором не только введены индексы для дополнительных признаков (r и s), но и пересмотрена принадлежность каждой галактик морфологическим подтипам a , b , c и введены, кроме того, подтипы d и t . Оказалось, что в его списке многим из наших галактик Sc приписаны подтипы b , bc , cd и d . Следовательно, интересно исследовать распределение наших галактик по Бюраканским классам в зависимости от пересмотренных подтипов де Вокулера. Данные о распределении приведены в табл. 3.

Как видно из приведенных во втором столбце таблицы суммарных чисел, наиболее часто встречающимися классами являются 2 и 4, и число галактик класса 4 почти в два раза меньше числа галактик класса 2. Однако, если взять только пересмотренный подтип c , то здесь уже число галактик класса 4 почти равно числу галактик класса 2. С переходом в подтип cd относительное число галактик класса 2 увеличивается, а число галактик класса 4 резко уменьшается. Для подтипа d число галактик класса 2 становится еще больше, а галактик класса 4 уже нет. Впечатление таково, что обилие объектов класса 4 начинается с ранних подтипов и постепенно уменьшается к поздним подтипам, в то время как галактики класса 2 редко встречаются в ранних подтипах и число их, увеличиваясь, достигает максимума в поздних подти-

пах. Здесь отметим, что из пяти галактик класса 2 в подтипе *b* три являются промежуточными между классами 2 и 4 (NGC 5653, 5678, 7606), а одна галактика имеет, по-видимому, расщепленное ядро (NGC 2441). В каком-то подтипе число галактик класса 2 должно равняться примерно числу галактик класса 4. Это подтипы *bc* и *c*. Максимум числа галактик с расщепленными ядрами ($2s$) находится в подтипе *bc*. Равномерное распределение галактик класса 1 по пересмотренным подтипам представляет собой особый интерес с точки зрения развития ядер. Однако здесь отметим, что объекты, отнесенные к классу 1 в подтипах *d* и *m*, представляют собой галактики с большим наклоном оси к лучу зрения. Если обратиться к распределению галактик класса 5, то создается впечатление, что максимум их, находящийся в подтипах *b*, *bc*, является продолжением сравнительной обильности их в более ранних подтипах.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ S_c ГАЛАКТИК ПО БЮРАКАНСКИМ КЛАССАМ
И ПО ПЕРЕСМОТРЕННЫМ ПОДТИПАМ ДЕ ВОКУЛЕРА

Бюраканский класс	тип де Вокулера общее число галактик	<i>b</i>	<i>bc</i>	<i>c</i>	<i>cd</i>	<i>d</i>	<i>dm</i>	<i>m + Jm</i>
		110	6	25	43	15	10	2
1	6	0	1	1	1	1	1	1
2	59	5	9	23	8	9	1	4
$2s$	3	0	2	0	1	0	0	0
3	—	—	—	—	—	—	—	—
4	33	0	9	18	3	0	0	3
5	9	1	4	1	2	0	0	1

Для проверки сделанных нами здесь предположений и суждений мы сравнили данное в работе [6] распределение хаббловских S_b галактик по пересмотренным подтипам де Вокулера с таковым для S_c галактик. Распределение S_b галактик мы приводим в табл. 3а.

При сравнении таблиц 3 и 3а прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что наибольший процент хаббловских S_b галактик обладает ядрами балла „3“, а у галактик типа S_c преобладает число галактик, имеющих ядро балла „2“. Далее процент звездобразных и звездоподобных ядер у S_b и S_c галактик почти одинаковый — 41% и 38% соответственно. Любопытно, что хаббловские S_b галактики, отнесенные де Вокулером к подтипам *b*, *bc*, *c*, согласно [6],

обладают ядрами балла „3“ в 45% случаев, а балла „2“ в 10%, тогда как эти проценты для хаббловских Sc галактик соответственно составляют 0%, 53%. Это расхождение, по-видимому, свидетельствует о том, что при пересмотре морфологических типов галактик у де Вокулера гораздо большую роль играла спиральная структура, нежели природа центральных ядерных областей галактик.

Таблица 3а
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Sb ГАЛАКТИК ПО БЮРАКАНСКИМ КЛАССАМ И ПО ПЕРЕСМОТРЕННЫМ ПОДТИПАМ ДЕ ВОКУЛЕРА

Бюраканский класс	тип де Вокулера общее число галактик	a	ab	b	bc	c
		81	4	10	35	27
1	2	0	0	2	0	0
2	7	0	1	4	1	1
2s	1	0	0	0	1	0
3	38	2	6	18	11	1
4	25	1	3	8	11	2
5	8	1	0	3	3	1

Другое важное обстоятельство, на что нам хотелось бы обратить внимание, заключается в том, что максимальное число расщепленных ядер хаббловских Sb и Sc галактик наблюдается в пересмотренном подтипе bc. Относительное число галактик класса 2 увеличивается, начиная с подтипа c. Две галактики класса 1 принадлежат подтипу b, однако это галактики с большим наклоном оси к лучу зрения.

4. *Светимости ядер.* Табл. 1 показывает, что галактики хаббловского типа Sc обладают ядрами, светимости которых находятся в довольно большом диапазоне. Здесь встречаются такие карликовые ядра, светимости которых не превышают светимости обыкновенных звездных ассоциаций, и такие ядра—гиганты, светимости которых превышают светимости нормальных галактик. Галактика NGC 7769, относящаяся к классу 5, имеет $M_{pg}(я) = -18^m.9$. На рис. 3 представлена зависимость класс—абсолютная величина галактик для всех наблюдаемых нами объектов. Из рисунка видно, что звездообразные ядра наблюдаются исключительно в тех галактиках, абсолютная фотографическая величина которых $\leq -18^m.0$. Вместе с тем, многие гигантские и сверх-

гигантские галактики не обладают звездообразными или звездоподобными ядрами. Отсюда можно сделать вывод, что высокая светимость галактики является необходимым, но не достаточным условием для того, чтобы она имела яркое звездообразное или звездоподобное ядро. Из рис. 4, где представлена зависимость класс—абсолютная величина ядер галактик, хорошо виден этот широкий диапазон светимостей ядер галактик всех классов. Светимость карликового звездообразного ядра галактики М 33 составляет $\sim 0.1\%$ светимости всей галактики.

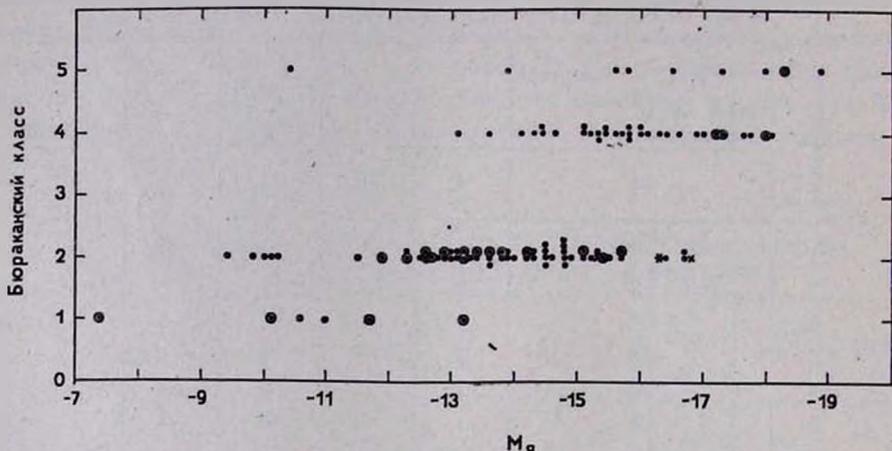


Рис. 4. Распределение абсолютных фотографических величин ядер галактик для различных классов. Обозначения те же самые, что и на рис. 3.

Очень слабы также ядра галактик NGC 4559 и NGC 157, светимости которых составляют соответственно $\sim 0.5\%$ и $\sim 0.7\%$ светимостей своих галактик. Но наряду с этими существуют такие звездообразные ядра, светимости которых составляют $\sim 10\%$ (NGC 7769), $\sim 16\%$ (NGC 3995), $\sim 19\%$ (NGC 6217) светимостей своих галактик. Рис. 5 как будто свидетельствует о том, что существует корреляция между абсолютными фотографическими величинами галактик и их ядер. Несмотря на то, что такая корреляция должна обязательно существовать, хотя бы потому, что светимость ядра ограничена сверху светимостью всей галактики, все же на полученную корреляцию сильно влияет избирательность наблюдений. Достаточно заметить, что по списку наших галактик можно получить и корреляцию абсолютной величины с расстоянием (рис. 6), что конечно, кажущееся явление. С другой стороны, довольно неожиданно оказывается, что влияние расстояния на определение класса галактики, по крайней мере статисти-

чески, невелико. Это было видно из табл. 2, где показано распределение галактик по классам для разных интервалов расстояний. Так, процент галактик, относящихся к классу 2, для всех расстояний мало отклоняется от среднего значения 56.

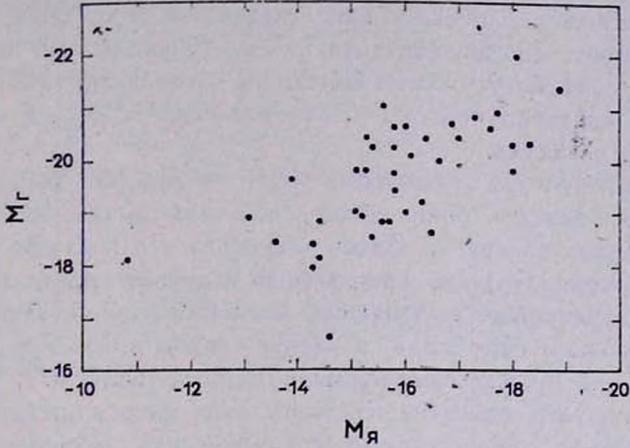


Рис. 5. Зависимость абсолютных фотографических величин ядер от абсолютных фотографических величин галактик.

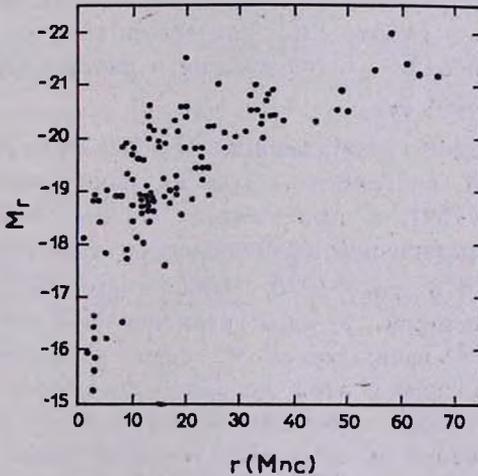


Рис. 6. Зависимость абсолютных фотографических величин галактик от расстояний галактик.

Полученные нами верхние границы светимостей возможных ядер Sc галактик класса 2 и 1 тоже находятся в довольно большом диапазоне. Многие возможные ядра должны быть очень слабы, их свети-

мости не должны превышать светимости обычных звездных скоплений, а в других случаях можно лишь сказать, что светимости ядер не превышают светимости карликовых галактик. Светимость подразумеваемого ядра галактики NGC 4236 должна составлять лишь ничтожную долю светимости всей галактики. Можно считать, что у этой галактики нет ядра. Светимость карликового ядра галактики NGC 5474, если такое ядро существует, должна составлять $<0.5\%$ светимости самой галактики, а про светимости возможных ядер у галактик NGC 214, 5653 можно лишь сказать, что они соответственно $<1.6\%$ и $<3\%$ светимостей своих галактик.

Заметим, что для возможных ядер подкласса 2s определенные нами верхние границы более яркие, чем для возможных ядер большинства галактик класса 2. Здесь отметим, что в случае расщепленных ядер верхняя граница абсолютной величины ядра должна мало отличаться от истинного ее значения, так как в этих случаях мы, по-видимому, наблюдаем само ядро в расщепленном виде. Среди 62 галактик класса 2 три принадлежат этому подклассу (NGC 877, 2903, 6070). Абсолютные фотографические величины этих ядер в среднем ярче, чем -16^m0 , а средняя абсолютная фотографическая величина возможных ядер остальных галактик класса 2—около -14^m0 . Мощная светимость возможных ядер подкласса 2s, по-видимому, более заметное свидетельство активности ядра, что подтверждается радионаблюдательными данными Товмасыана в работе [26], где говорится, что радиоизлучение в галактиках подкласса 2s длится дольше и интенсивнее, чем в остальных галактиках класса 2.

5. *Ядра высокой светимости.* Из 110 Sc галактик 5 имеют ядра очень высокой светимости. Три из них принадлежат классу 5 (NGC 3995, 6217, 7769), а две—классу 4 (NGC 3646 и NGC 4793). Абсолютные фотографические величины ядер этих галактик находятся в интервале от -18^m0 до -19^m0 . Одна из них, NGC 6217, является сейфертовской галактикой. У ядра галактики NGC 3995 сильная эмиссия в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ наблюдается на фоне коротковолнового континуума. Слабую эмиссию в этой же линии показывает ядро галактики NGC 7769. Присутствие эмиссионной линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ уже говорит о возможной активности ядер этих галактик. Интересен тот факт, что в случаях галактик класса 4 (NGC 3646, 4793) эмиссия в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ наблюдается вне ядра.

6. *Сходство галактик классов 5 и 2s.* В ходе исследования ядер галактик выяснялось, что имеется некоторое сходство между галактиками классов 5 и 2s. В центральных частях некоторых галактик класса 2s хорошо видны четко выделяющиеся „осколки“, образующие ядро

галактики, всецело погруженные в туманное вещество. Вычисленные средние светимости ядер указанных двух классов галактик оказались одинаковыми—порядка 16^m0 . Почти одинаковыми являются и средние поверхностные яркости галактик классов 5 и 2s. Вычисление для средней поверхностной яркости галактик класса 5 дало значение 22^m1 с квадратной секунды дуги и 22^m3 для галактик класса 2s. Распределение галактик классов 5 и 2s по пересмотренным де Вокулером типам (табл. 4) показывает, что максимум распределения приходится на подтипы *b* и *bc*, что хорошо согласуется с данными работы [27], согласно которой пекулярные ядра наблюдаются в основном в галактиках подтипа *bc*.

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОГО СВОДНОГО СПИСКА КЛАССОВ 5 И 2s ПО ПЕРЕСМОТРЕННЫМ ПОДТИПАМ ДЕ ВОКУЛЕРА

Бюраканский класс	тип де Вокулера											
	<i>E</i>	0	0, <i>a</i>	<i>a</i>	<i>ab</i>	<i>b</i>	<i>bc</i>	<i>c</i>	<i>cd</i>	<i>d</i>	<i>dm</i>	<i>m</i>
5	2	1	2	3	4	8	8	3	3	0	0	1
2s	0	1	2	0	2	3	3	0	1	0	0	0

В работе указывается, что пекулярные ядра встречаются только в галактиках SB и SAB основных типов де Вокулера. Мы составили распределение галактик классов 5 и 2s, а также всех галактик бюраканского сводного списка по основным типам де Вокулера SB, SAB, SA. Картина следующая:

Таблица 5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОГО СВОДНОГО СПИСКА ПО БЮРАКАНСКИМ КЛАССАМ И ПО ОСНОВНЫМ ТИПАМ ДЕ ВОКУЛЕРА

Бюраканский класс		1	2	2s	3	4	5
Основной тип де Вокулера	SB	17	24	7	71	18	13
	SAB	5	22	2	28	38	12
	SA	3	36	3	50	28	8
Суммарные числа каждого класса		25	82	12	149	84	33
SA		14	44	25	33	33	24
SA + SAB + SB в процентах							

Из табл. 5 видно, что галактики классов 5 и 2s встречаются также в нормальных спиралях типа SA. Интересен тот факт, что галактики указанных классов в нормальных спиралях составляют почти одинаковый процент — 24, 25%. Из таблицы видно также, что расщепленные ядра встречаются в основном в SB галактиках.

В распределении галактик классов 5 и 2s по типам Моргана (табл. 6) максимум приходится на тип *f*.

Таблица 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКОГО СВОДНОГО СПИСКА
КЛАССОВ 5 и 2s ПО ТИПАМ МОРГАНА

Бюракан- ский класс	тип Моргана	<i>a</i>	<i>af</i>	<i>f</i>	<i>fg</i>	<i>g</i>	<i>gk</i>	<i>k</i>	<i>kE</i>	<i>E</i>
		5	1	4	8	0	5	2	1	1
2s	0	1	4	1	1	0	2	—	—	

По радионаблюдательным данным Товмасына [26] получается, что сравнительно интенсивное радиоизлучение чаще всего встречается в галактиках со звездообразными и расщепленными ядрами. Отсюда вытекает, что галактики со сравнительно интенсивным радиоизлучением чаще всего относятся к Моргановскому типу *f*. К такому же выводу пришли в своем исследовании Камерон и Гленфильд [28].

Кажется весьма вероятным интересное предположение Товмасына [26], сделанное на основе анализа данных собственных радионаблюдений, о том, что активная фаза, сопровождающаяся интенсивным радиоизлучением, в расщепленных ядрах длится дольше, чем в звездообразных ядрах.

Все вышезложенное о галактиках классов 5 и 2s как будто дает основание для предположения о некотором сходстве процессов в ядрах этих двух типов.

Выводы. 1. Благодаря полному отсутствию среди Sc галактик представителей Бюраканского класса 3, все Sc галактики по природе своих ядер разделяются на две основные группы: галактики с сильно конденсированными ядрами (звездообразные и звездоподобные) и галактики со слабоконденсированными сгущениями в центре (классы 2, 2s, 1). Примерно 40% исследованных нами галактик принадлежат первой группе, а остальные 60% — второй группе.

2. В отдельных случаях Sc галактики имеют звездообразные ядра очень высокой светимости, абсолютная величина которых иногда до-

ходит до -19^m0 . С другой стороны, имеются и намного более слабые по светимости звездообразные ядра.

Встречаются также случаи, когда верхняя граница светимости возможного ядра не превышает -10^m0 .

3. По мере перехода от ранних подтипов к поздним, когда мы пользуемся пересмотренными де Вокулером классами, степень конденсации и мощность ядер обычно убывают.

4. Замечается некоторое сходство между структурными и физическими особенностями галактик классов 5 и 2s.

Выражаю свою благодарность академику В. А. Амбарцумяну и член-корр. АН АрмССР Б. Е. Маркаряню за ценную дискуссию и большое внимание, оказанное ими при выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE NUCLEI OF Sc GALAXIES

S. G. ISKUDARIAN

The classification of 110 Sc galaxies by the Byurakan system brighter or equal to 13^m , with known radial velocities and with declinations $\geq -20^\circ$ is given. The results of photometry of their nuclei are also given.

The influence of distance on the classification according to the Byurakan system is considered. It is found, that, at least, in an interval up to 70 Mpc the Byurakan classes do not depend strongly on the distances.

The influence of the factor of inclination of galaxies on the classification is considered as well, showing the relatively weak influence of this factor on the determination of the Byurakan class.

The comparison of the Byurakan classes with de Vaucouleurs' revised morphological types shows, that the galaxies with starlike nuclei are to be met in earlier de Vaucouleurs' types, than the galaxies of class 2.

The luminosities of the nuclei of Sc galaxies show a rather large variety, ranging from about -19^m0 to -9^m0 .

A similarity between the morphological and physical characteristics of galaxies of classes 5 and 2s is noted.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. A. *Ambartsumian*, Transactions IAU, XII B, 578, 1964.
2. А. Т. *Каллолян*, Г. М. *Товмасын*, Сообщ. Бюр. обс., 36, 31, 1964.
3. Г. М. *Товмасын*, Астрофизика, 1, 197, 1965.
4. Г. М. *Товмасын*, Астрофизика, 2, 317, 1966.
5. К. А. *Саакян*, С. Г. *Искударян*, Симпозиум МАС № 29, Ереван, 1968, 125.
6. К. А. *Саакян*, Астрофизика, 4, 41, 1968.
7. G. de *Vaucouleurs*, A. de *Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
8. А. Н. *Дейч*, Изв. ГАО, 24, 95, 1966.
9. А. А. *Hoag* et al., Publications of the United States Naval Observatory, 17, 349, 1961.
10. H. L. *Johnson*, Ap. J., 116, 540, 1952
11. M. L. *Humason*, N. U. *Mayall*, A. R. *Sandage*, A. J., 61, 97, 1956.
12. S. van den *Berg*, Publications David Dunlap Observatory, 11, 159, 1960.
13. E. *Holmberg*, Arkiv For Astronomi, band 3, 387, 1965.
14. A. R. *Sandage*. The Hubble Atlas of Galaxies, 1961.
15. V. A. *Ambartsumian*, IAU—URSI Symposium N 20, Canberra, 1964, p. 122.
16. P. К. *Шахбазян*, Астрофизика, 4, 2, 1968.
17. N. U. *Mayall*, IAU Symposium № 5, 1958, p. 23.
18. V. A. *Ambartsumian*, Solvay Conference Report, Bruxells, 19 58.
19. V. A. *Ambartsumian*, Transactions IAU, XIV, 145, 1962.
20. В. А. *Амбарцумян*, Симпозиум МАС № 29, Ереван, 1968.
21. Б. Е. *Маркарян*, Сообщ. Бюр. обс., 34, 3, 1963.
22. Б. Е. *Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967.
23. E. *Pettit*, Ap. J., 120, 413, 1954.
24. Б. А. *Воронцов-Вельямиков*, Астрон. ж., 42, 1168, 1965.
25. G. de *Vaucouleurs*, Suppl. ser., Ap. J., 8, 31, 1963.
26. Г. М. *Товмасын*, Астрофизика, 2, 419, 1966.
27. J. L. *Sersic*, M. *Pastoriza*, Publ. A.S.P., 79, 152, 1967.
28. M. J. *Cameron*, J. R. *Glanfield*, Fan-Beam observations of bright galaxies (preprint). Presented at the Aust. Astronomical Society General Meeting, Canberra, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В. А. ДОМБРОВСКИЙ, В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 7 января 1968

В таблицах 1, 2 и 4 приведены результаты фотозлектрических измерений поляризации излучения ядерных областей 15 галактик. Для 6 сейфертовских галактик NGC 1068, 1275, 3227, 4051, 4151 и 7469 излучение ядер оказалось заметно поляризованным. Найденная поляризация объяснена наложением на обычное звездное излучение синхротронного излучения от источников малого размера, не проявляющих себя в обычно используемом радиодиапазоне. Поляризация излучения ядерных областей галактик NGC 598, 7331 и 7814, по-видимому, связана с рассеянием света на пылевой материи.

Ядра галактик в последние годы привлекают к себе все более и более пристальное внимание исследователей. Большое влияние на стимулирование интереса к ним оказали идеи В. А. Амбарцумяна об особой активности ядер, активности, играющей, по-видимому, важную роль в становлении и эволюции галактик. Но, несмотря на большой интерес, проявляемый наблюдателями к ядрам галактик в настоящее время, их природа до сих пор во многом еще неясна. Несомненным является большое разнообразие ядер галактик: от небольших ядрышек „кernов“ в галактиках местной системы до ядер сейфертовских галактик, составляющих по светимости заметную долю светимости всей галактики. В состав ядер, как показывают спектральные наблюдения, входят звезды и, в той или иной степени, диффузное вещество. Радионаблюдения дают определенные доказательства присутствия в излучении некоторых ядер синхротронного излучения. Вероятно, в ряде случаев оно простирается и на оптический диапазон. Наконец, В. А. Амбарцумян, исходя из невозможности связать некоторые формы активности ядер ни со звездами, ни с диффузной материей, допускает существование в них массивных тел незвездной природы. Однако мы еще совершенно не готовы ответить на вопрос: когда и как эти тела способ-

ны себя проявлять? Таким образом, дальнейшее всестороннее исследование ядер галактик представляется весьма актуальным. В том числе достаточно интересные результаты, вероятно, можно получить и из их поляриметрического исследования.

Поляриметрические наблюдения ядерных областей галактик на Бюраканской астрофизической станции Ленинградского университета были начаты в 1964 г. в ходе выполнения обширной программы поляриметрического исследования внегалактических объектов. Здесь сообщаются результаты фотозлектрических измерений поляризации излучения самых различных ядер в 15 галактиках разных типов и ориентаций. Все наблюдения были проведены с электрополяриметром Астрономической обсерватории Ленинградского университета, установленном на 20" рефлекторе (Описание аппаратуры содержится в работе [1]). В качестве анализатора в поляриметре использовался либо поляроид, либо поляризационная призма Франка — Риттера. Приемником излучения первоначально служил фотоумножитель с сурьмяно-цезиевым катодом (при этом λ_{eff} аппаратуры для излучения с цветовой температурой 6000° равнялась $\approx 0.49 \mu$). В 1967 году он был заменен фотоумножителем с мультищелочным катодом (в этом случае λ_{eff} для того же излучения составляла $\approx 0.53 \mu$). Большинство наблюдений было выполнено без фильтра, но некоторая их часть сделана с фильтрами, осуществляющими фотометрическую систему U, B, V, R , и с фильтрами ЖС—18 и СЗС—22, выделяющими соответственно длинноволновую и коротковолновую области спектра. Обычно использовалась диафрагма поля диаметром 26" и лишь в отдельных случаях применялись диафрагмы диаметром 13" или 52".

Методика наблюдений была обычной, принятой в Астрономической обсерватории Ленинградского университета. Наблюдения состояли из многократного сравнения показаний регистрирующего прибора при исходном положении анализатора и положении, отличающемся от исходного на 90°. При этом в течение одного цикла наблюдений исходное положение анализатора менялось ступеньками через 20° внутри интервала позиционных углов 180°. Каждое наблюдение ядерной области галактики сопровождалось столь же тщательным измерением фона неба в непосредственных окрестностях галактики. Отсчеты на небо вычитались из соответствующих отсчетов на галактику. Для исключения инструментальных эффектов регулярно наблюдались звезды с малой поляризацией из списка К. Серковского [2]. Найденная из этих наблюдений инструментальная кривая исключалась из всех наблюдаемых поляризационных кривых галактик. Параметры поляризации p и θ_0 выводились из этих последних кривых графическим путем. Точность вывода параметров поляризации определялась многими причинами и,

естественно, зависела от яркости измеряемых объектов. В тех случаях, когда поток излучения, выделяемый диафрагмой поляриметра, соответствовал звезде 12^m или был больше, p определялось с нормальной точностью порядка $\pm 0.2\%$. Но и для самых слабых из измеренных нами объектов ошибка в p не превосходила $\pm 0.5\%$.

В программу наблюдений были включены прежде всего ядерные области галактик местной системы, содержащие звездообразные ядра размером не более нескольких секунд дуги, иногда называемые „кернами“. Из ряда предшествующих наблюдений можно было сделать вывод об отсутствии в их излучении заметной поляризации. Однако недавно А. Эльвиус и Дж. Холл [3] неожиданно нашли, что излучение ядра галактики NGC 224 и ядер соседних с ней галактик местной системы поляризовано примерно на 0.8% . А. Эльвиус и Дж. Холл сочли поляризацию, найденную у этих галактик, межзвездной, возникающей при прохождении их излучения через нашу Галактику, однако вряд ли предложенное объяснение можно считать состоятельным. Одним из авторов статьи [4] лет десять тому назад была измерена поляризация ряда далеких звезд, лежащих примерно в направлении рассматриваемых галактик, и найдено, что она пренебрежимо мала ($p < 0.2\%$). В свете этого было сочтено полезным повторить наблюдения А. Эльвиус и Дж. Холла. Сводка проведенных наблюдений дана в табл. 1. В последовательных столбцах этой таблицы приведены: обозначения галактики, диаметр измеренной околоядерной области, примененный фильтр, выведенные параметры поляризации p и θ_0 , отношение потока излучения от измеряемой области галактики к потоку от неба; в примечаниях указан год, когда выполнены наблюдения.

Из таблицы видно, что поляризация излучения ядерных областей галактик NGC 205, 221, 224 мала — едва выходит за пределы ошибок наблюдений и может быть объяснена как межзвездная, возникающая в нашей Галактике. Подтверждение того, что найденная поляризация не связана с самими изучаемыми галактиками, можно усмотреть также в том, что она оказалась независимой от размера примененных диафрагм. Так как в измеренном потоке излучения от галактик NGC 221 и 224, особенно при использовании малой диафрагмы, излучение от „кernов“ составляет заметную долю измеряемого излучения, можно утверждать, что излучение самих „кernов“ если и поляризовано, то, во всяком случае, весьма незначительно.

Исключением является ядерная область галактики NGC 598. Для нее найдена поляризация около 1% . Это заметно превышает межзвездную поляризацию, встречающуюся на тех галактических широтах, где

расположена NGC 598. К сожалению, уверенные наблюдения поляризации удалось сделать лишь с диафрагмой одного размера и поэтому, основываясь на них, нельзя категорически утверждать, что найденная поляризация относится именно к излучению „керна“. Но если все же ее относить к „керну“, то, учитывая, что поток излучения „керна“ составляет во всяком случае не более $1/3$ потока, пропускаемого 26" диафрагмой, можно предполагать, что поляризация излучения „керна“ достигает $3 - 4\%$.

Таблица 1

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК МЕСТНОЙ СИСТЕМЫ

Галактика	Диафрагма	Фильтр	p	θ_0	$\frac{n_{гал.}}{n_{небн}}$	Примечания
NGC 205	52"	б/ф	0.3%	92°	18	1964 г.
	26	б/ф	< 0.2	—	...	1965
NGC 221 (M 32)	52	б/ф	0.3	82	> 30	1964
	52	б/ф	0.3	102	> 30	1964
	52	б/ф	0.4	102	17.3	1964 Луна
	13	б/ф	0.2	68	> 30	1966
NGC 224 (M 31)	26	V	0.2	138	> 40	1965
	26	B	0.2	128	> 40	1965
	13	б/ф	0.2	113	> 40	1965
	13	б/ф	0.2	95	> 40	1966
	13	б/ф	0.4	110	> 40	1966
NGC 598 (M 33)	52	б/ф	1.5:	105:	2.1	1965 нестабильная прозрачность
	26	б/ф	1.0	104	5.8	1967
	26	син. ф.	0.8	118	6.0	1967
	26	жел. ф.	0.9:	136:	4.8	1967 неуверенный учет фона

Обсуждая возможное происхождение найденной поляризации, мы обратили внимание на уже отмеченное рядом наблюдателей несоответствие спектрального типа и цвета для „керна“ в NGC 598. По М. Уокеру [5] „кern“ NGC 598 обладает цветовым избытком $E_{B-V} = 0^m 39 - 0^m 51$ и на двуцветной диаграмме попадает в область сильно покрасневших звезд В8. Это может свидетельствовать о наличии большого количества пыли в окрестностях „керна“. И действительно, на прямых снимках галактики NGC 598 в ее ядерной области наблюдается большое количество темных пылевых включений. В этом свете представ-

ляется естественным попытаться связать происхождение поляризации в излучении „керна“ NGC 598 с указанной пылевой материей, предположив действие того же механизма, который вызывает межзвездную поляризацию в нашей Галактике. Однако направление электрического вектора оказывается примерно перпендикулярным большой оси галактики и направлению ближайших к „керну“ темных волокон, а не параллельным им, как можно было ожидать по аналогии с нашей Галактикой. Таким образом, найденная поляризация скорее должна быть связана с излучением, рассеянным на пылевой материи, чем с прошедшим через нее.

В программу наблюдений были также включены ядра сейфертовских галактик. Известно, что некоторые из сейфертовских галактик одновременно являются радиогалактиками с нетепловым излучением, идущим из их ядерных областей. С другой стороны ядра сейфертовских галактик по ряду свойств напоминают квазары. Все это позволяет предположить присутствие в оптическом излучении ядер сейфертовских галактик синхротронного излучения, которое при известных условиях может быть сильно поляризованным.

После того, как мы уже начали выполнение программы поляризационных наблюдений ядер галактик, нам стало известно, что М. Уокер [6] обнаружил сильную поляризацию в излучении ядра сейфертовской галактики NGC 1068. Однако уже первые наши наблюдения не подтвердили большой поляризации, наблюденной М. Уокером. Вместе с тем, наши наблюдения некоторых других сейфертовских галактик снова оказались в противоречии с утверждением М. Уокера [7], а позже Э. А. Дибая и Н. М. Шаховского [8] об отсутствии в их излучении заметной поляризации. Все это и определило наше стремление охватить возможно более точными поляризационными наблюдениями ядра всех сейфертовских галактик. К настоящему времени из 8 сейфертовских галактик, входящих в окончательный список, нами изучено 7 галактик. Результаты наших наблюдений этих галактик приведены в табл. 2. Содержание столбцов в этой таблице такое же, как и в табл. 1.

Из табл. 2 видно, что выделенное нами с помощью различных диафрагм излучение ядерных областей 7 сейфертовских галактик в большинстве случаев оказалось в той или иной степени поляризованным.

NGC 1068. Излучение ядерной области несомненно поляризовано. Большая галактическая широта NGC 1068 не позволяет заподозрить сколько-нибудь существенный вклад межзвездной поляризации. Увеличение поляризации с уменьшением размера используемой в поляриметре диафрагмы может рассматриваться как доказательство связи поля-

Таблица 2

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Галактика	Диафрагма	Фильтр	ρ	θ_0	$\frac{\mu_{\text{галактика}}}{\mu_{\text{неба}}}$		Примечания	
					$\mu_{\text{галактика}}$	$\mu_{\text{неба}}$		
NGC 1068 (M 77)	26"	б/ф	0.7 ⁰ / ₀	105 ²	24	1966		
	26	V	0.5	85	23	1966		
	26	B	0.8	85	26	1966		
	13	б/ф	1.3	98	65	1967		
NGC 1275	26	б/ф	2.5	143	2.8	1967		
	26	син. ф.	2.3	140	3.7	1967		
	26	жел. ф.	2.6:	130:	3.3	1667	неуверенный учет фона	
NGC 3227	13	б/ф	2.5	145	11	1967		
	26	б/ф	1.1:	160:	3.0	1967	низко над горизонтом	
	26	б/ф	1.3:	130:	2.2	1967	"	
NGC 3516	26	б/ф	1.0:	153:	2.0	1967	"	
	26	б/ф	<0.2	94	5.0	1967		
	26	б/ф	<0.2	4	3.6	1967		
NGC 4051	26	б/ф	0.4	50	3.6	1967		
	26	б/ф	0.5	45	3.3	1967		
NGC 4151	52	U	1.3:	100:	3.2	1966	низко над горизонтом	
	26	б/ф	1.6	100	20	1966		
	26	б/ф	1.6	96	18	1966		
	26	б/ф	1.2	93	19	1967		
	26	б/ф	1.3	94	21	1967		
	26	B	1.7	93	24	1966		
	26	B	1.6	93	18	1966		
	26	V	1.5	93	15	1966		
	26	V	1.5	89	13	1966		
	26	R	0.8	89	8.3	1967		
	26	R	0.8	99	13	1967		
	NGC 7469	26	б/ф	0.5	162	3.5	1967	
		26	жел. ф.	0.3:	170:	3.2	1967	нестабильная прозрачность
		26	жел. ф.	0.8	161	2.6	1967	
		26	син. ф.	0.7:	5:	4.4	1967	нестабильная прозрачность
26		син. ф.	0.8	177	2.6	1967		
13		б/ф	0.8	5	7.8	1967		

ризации с излучением именно ядерных формаций этой галактики. Собственно ядро в галактике NGC 1068 имеет размер не более $5''$. Кроме того, Б. А. Воронцов-Вельяминов [9] различает в ней „линзу“ диаметром около $12''$. При этом излучение собственно ядра составляет величину порядка $1/2 - 1/3$ от общего излучения ядерной области, считая ее размер по границе линзы. Размер нашей малой диафрагмы почти точно соответствовал размеру „линзы“, и тогда, связывая наблюдаемую поляризацию только с излучением ядра, найденное ее значение следует соответственно увеличить, т. е. поляризация ядра должна быть принята равной примерно 3% . Из табл. 2 видно, что поляризация возрастает с уменьшением длины волны. Найденная нами поляризация хорошо согласуется с поляризацией, выведенной Э. А. Дибеем и Н. М. Шаховским [8] и, вместе с тем, степень поляризации оказывается заметно меньшей, чем сообщенная М. Уокером [6, 7], хотя его измерения сделаны лишь с немного меньшей, чем у нас, диафрагмой.

NGC 1275. Излучение ядерной области этой галактики найдено поляризованным примерно на 2.5% . Наиболее яркие центральные части галактики при наблюдениях полностью перекрывались $13''$ диафрагмой. Поэтому переход от диафрагмы размером $26''$ к диафрагме размером $13''$ почти не приводил к изменению потока собираемого излучения и его поляризация, естественно, также оставалась неизменной. В выделяемом с помощью указанных диафрагм потоке излучения излучение собственно ядра составляет, по-видимому, около $1/3$.

Близость NGC 1275 к галактической плоскости требует рассмотреть возможное влияние межзвездной поляризации. На рис. 1 представлена карта распределения межзвездной поляризации для области NGC 1275, составленная на основании сводного каталога Дж. Холла [10] с привлечением для звезд, далеких от галактического экватора, данных А. Беера [11]. Из рисунка видно, что в направлении NGC 1275 можно ожидать межзвездную поляризацию порядка 1% при позиционном угле около 140° . Для подтверждения этого заключения была измерена поляризация двух слабых галактик, расположенных в непосредственной близости к NGC 1275, на угловом расстоянии от нее всего лишь несколько минут. Эти измерения приведены в табл. 3. Одновременно они представлены графически вместе с данными о звездах на рис. 1.

Приведенные данные для галактик полностью подтверждают существование заметной межзвездной поляризации в направлении NGC 1275 и позволяют принять для нее значение $p = 1.1\%$ при $\theta_0 = 143^\circ$. Конечно, почти точное совпадение позиционного угла электрического

вектора, найденное для излучения галактики NGC 1275 и выведенное для межзвездной поляризации в ее направлении, представляется удивительным. Однако нам кажется, что полученная для NGC 1275 довольно значительная величина поляризации, явно превышающая ожидаемую межзвездную, не позволяет всю найденную поляризацию считать имеющей только межзвездное происхождение. Поэтому из наблюдаемой для NGC 1275 поляризации была вычтена поляризация в 1.1% и, соответственно, было принято, что собственная поляризация излучения ядерной области NGC 1275 составляет 1.3% при $\theta_0 = 143^\circ$ без существенной ее зависимости от длины волны.

Таблица 3

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК, СОСЕДНИХ С NGC 1275

Галактика	Диафрагма	Фильтр	p	θ_0	$\frac{n_{\text{гв.1}}}{n_{\text{исбв}}}$
1277	26	б/ф	1.3%	135°	0.9
1278	26	б/ф	1.0	151	1.5

Поляризация, найденная для NGC 1275 до введения в нее коррекции за межзвездную поляризацию (которая, кстати говоря, другими исследователями не вводилась), по величине хорошо согласуется с найденной Э. А. Дибеем и Н. М. Шаховским, но полученный нами позиционный угол отличается от угла, определенного ими, примерно на 40° .

NGC 3227. Излучение ядерной области этой галактики найдено поляризованным примерно на 1%. К сожалению, результаты не очень уверенны из-за низкого положения галактики над горизонтом в период наблюдений. В потоке излучения ядерной области галактики, выделявшемся нашей 26" диафрагмой, излучение ядра составляет основную его часть.

NGC 3516. При нашей точности наблюдений ($\approx 0.2\%$) поляризацию излучения ядерной области нам обнаружить не удалось. По каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова [9] в центральной части этой галактики находится „балдж“ диаметром 14". В потоке излучения, выделявшемся 26" диафрагмой, его излучение является основным.

NGC 4051. Для этой галактики найденная поляризация лишь незначительно превосходит ошибки наблюдений. Но, тем не менее, удовлетворительное согласие двух независимых оценок позволяет думать, что найденная поляризация реальна. Излучение ядра в потоке излучения галактики, выделявшемся 26" диафрагмой, составляет около половины

NGC 4151. Излучение ядерной области этой галактики по нашим наблюдениям оказывается несомненно поляризованным. Это утверждение находится в очевидном противоречии с заключениями М. Уокера [7] и Э. А. Дибая и Н. М. Шаховского [8], которые не нашли у нее заметной поляризации. Однако хорошая сходимость наших отдельных

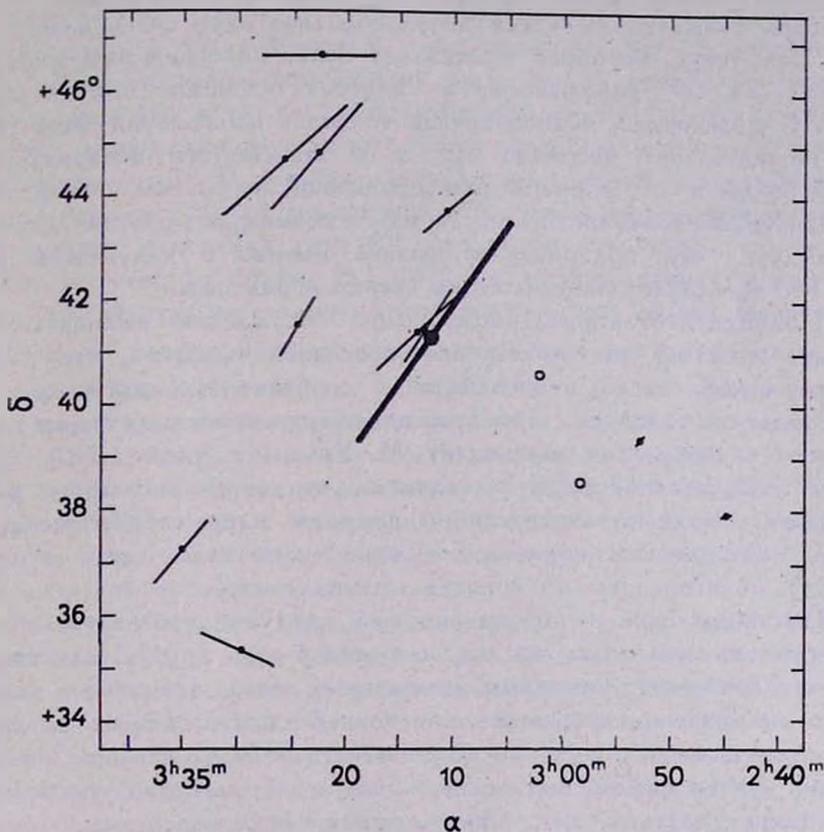


Рис. 1.

определений поляризации, выполненных к тому же в течение двух различных наблюдательных сезонов, дает нами право настаивать на справедливости нашего заключения. Б. А. Воронцов-Вельяминов [9] определяет размер ядра в *NGC 4151* в $18''$. Ядру в этом понимании принадлежит большая часть излучения всей галактики и его излучение практически полностью определяет поток излучения, выделявшийся нами у галактики *NGC 4151* с $26''$ диафрагмой. Сильная концентрация яркости к центру галактики дает основание говорить еще о звездообразном ядре, размер которого Л. Вольтер [2] оценивает не бо-

лее 2.4. Излучение этого ядра составляет примерно половину излучения, выделявшегося нашей 26" диафрагмой.

NGC 7469. Излучение ядерной области этой галактики нами также найдено поляризованным, хотя ни М. Уокер, ни Э. А. Дибай и Н. М. Шаховской [8] не нашли у нее заметной поляризации. В этой галактике также наблюдается звездообразное ядро очень малого размера, излучение которого составляет более половины излучения, выделявшегося 26" диафрагмой, и является основным при диафрагме в 13". К сожалению, недостаточная точность наблюдений этой галактики не позволяет уверенно судить о зависимости поляризации от длины волны и от размера использованной диафрагмы. Из-за этого последнего обстоятельства мы не имеем возможности безапелляционно утверждать, что поляризация связана именно с излучением ядра, хотя это предположение является весьма вероятным.

Подводя итог проведенному выше обсуждению наблюдательных данных, кажется, мы имеем все основания признать, что поляризация является часто встречающейся особенностью излучения ядер сейфертовских галактик. При этом поляризация наблюдается не только у радиогалактик, как утверждает М. Уокер, а также Э. А. Дибай и Н. М. Шаховский, но и у галактик, не дающих заметного радиозлучения. Сходство между собой природы ядер сейфертовских галактик естественно порождает желание попытаться найти и общую причину, объясняющую поляризацию их излучения.

Из наблюдений с несомненностью следует, что излучение ядер сейфертовских галактик, так же, как и ядер всех других галактик, является в основном суммарным излучением звезд, на которое наложен более или менее интенсивный эмиссионный спектр. Ни то, ни другое излучение само по себе не должно быть поляризованным. Но поляризация в него может быть внесена пылевой материей, расположенной в окрестностях ядра, либо механизмом, аналогичным вызывающему межзвездную поляризацию в нашей Галактике, либо благодаря значительному вкладу излучения, рассеянного на асимметрично расположенных пылевых облаках. Однако на прямых фотографиях сейфертовских галактик не видно полос темной материи, экранирующей их ядра. Распределение энергии в непрерывном спектре ядер в общем соответствует их спектральным классам [13] и даже иногда наблюдается избыток коротковолнового излучения [7]. Правда, бальмеровский декремент ядерной эмиссии в ряде случаев оказывается более крутым, чем у галактических туманностей [13—15], но еще нельзя утверждать, что это несоответствие должно быть обязательно связано с наличием в районе ядер пыли [15].

Присутствие в ядрах сейфертовских галактик сильно ионизованного газа вынуждает нас рассмотреть также возможность возникновения поляризации из-за рассеяния ядерного излучения на свободных электронах. Используя значения электронной плотности и эффективных размеров подсистем газа в ядрах сейфертовских галактик, например из работы [13], мы можем легко оценить возможное количество рассеянного света. В случае, если плотная подсистема газа с $n_e \approx 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$ и с $V_{\text{eff}} \approx 10^{51} \text{ см}^3$ занимала бы геометрический объем, непосредственно окружающий очень малый центральный источник излучения (то есть газ находился бы внутри сферы радиусом $\approx 0.1 \text{ пс}$), количество рассеянного света могло бы достичь нескольких десятков процентов. В действительности же размеры ядер сейфертовских галактик составляют, по крайней мере, несколько десятков парсек, и нет никаких оснований считать, что облака плотного газа не разбросаны по всему их объему [12, 16]. Тогда приведенная оценка возможного количества рассеянного света должна быть весьма значительно уменьшена. С разреженной же подсистемой газа при $n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ и V_{eff} , равным даже 10^{59} см^3 , как у NGC 1068, должно быть связано еще меньшее количество рассеянного света. Кроме того, весь этот рассеянный свет в целом может быть заметно поляризован лишь при весьма асимметричном распределении электронов относительно звезд. Все это приводит нас к заключению, что рассеяние света на электронах не может быть источником поляризации, наблюдаемой в излучении ядер сейфертовских галактик.

Остается обсудить еще одну возможность возникновения поляризации в излучении ядер сейфертовских галактик — наложение на их обычное неполяризованное излучение сильно поляризованного излучения особой природы. Представляется естественной попытка допустить, что этим излучением является синхротронное излучение, присутствие которого в радиодиапазоне можно считать наблюдательным фактом. Однако связь поляризации, наблюдаемой в оптическом диапазоне, с синхротронным излучением, относящимся к радиодиапазону, еще далеко не очевидна.

Галактика NGC 1275 является сильным источником радиоизлучения 3С 84 со сложным спектром. Согласно В. Денту [17], он состоит, по крайней мере, из трех компонент, причем компоненты, обозначенные им как „В“ и „С“, имеют очень малые размеры и локализованы в ядре. Поток излучения от ядра NGC 1275 в оптическом диапазоне может быть принят равным $3-4 \times 10^{-28} \text{ вт/м}^2 \text{ц}$. Продолжая радиоизлучение от компонент В и С на оптический диапазон, получаем, даже допуская, что где-то в далекой инфракрасной области имеется

излом в спектре, что оно способно обеспечить заметную долю синхротронного излучения в наблюдаемом оптическом излучении.

На рис. 2 представлено изменение параметров поляризации p и θ_0 для ЗС 84 в зависимости от квадрата длины волны на основании всех известных нам измерений. Пунктирной линией показано ожидаемое изменение θ_0 с λ^2 из-за фарадеевского вращения в нашей Галактике. Оно вычислено для коэффициента вращения — 130 рад/м^2 , снятого с карты из работы Ф. Гарднера и Р. Дейвиса [18]. Невозможность представить изменение поляризации одной прямой может рассматриваться как дополнительное свидетельство сложного, многокомпонентного строения источника ЗС 84.

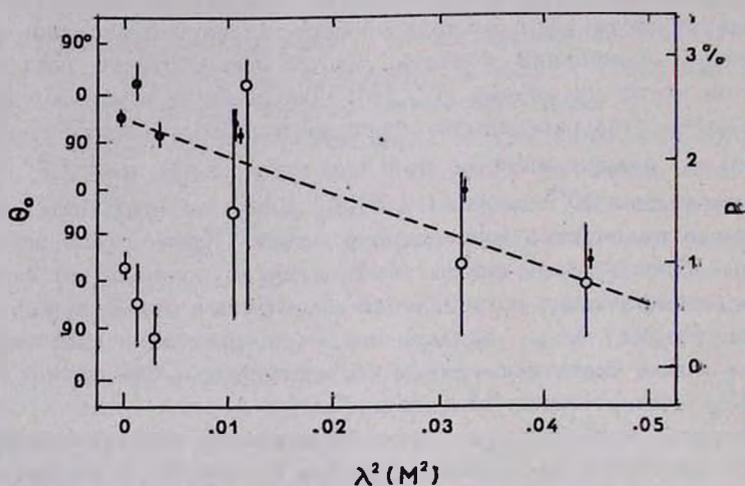


Рис. 2.

Галактика NGC 1068 также является источником радиоизлучения ЗС 71, который локализован в ядре галактики. На рис. 3 построен спектр ЗС 71 по данным „Общего каталога дискретных радиоисточников“ [19]. На этом же рисунке нанесены потоки излучения ядра в оптическом и инфракрасном диапазонах по измерениям А. Пахольчика и В. Вишневого [20]. Из рисунка видно, что известное сейчас радиоизлучение ЗС 71, будучи проэкстраполировано на оптический диапазон, не способно (особенно учитывая вероятный излом спектра) обеспечить заметный вклад синхротронного излучения в наблюдаемое оптическое излучение и, следовательно, оно не может объяснить наблюдаемую поляризацию. Но если все же принять, что наблюдаемая поляризация должна быть связана с синхротронным излучением, то следует допустить существование в источнике ЗС 71

компонента коротковолнового излучения, не проявляющего себя в области длинных и средних радиоволн, подобного компоненту „С“ в источнике 3С 84. К такому же выводу о существовании компонента высокочастотного излучения в источнике 3С 71 мы приходим и из анализа данных об оптическом и инфракрасном излучении ядра галактики NGC 1068. А. Пахольчик и В. Вишневский разделили это излучение на обычное для ядер галактик и „квazarное“. Последнее на рис. 3 изображено открытыми кружками. Несмотря на некоторую произвольность выполненного разделения, наличие в ядре галактики NGC 1068 излучения „квazarного“ типа не вызывает сомнений. Синхротронная природа этого излучения в инфракрасной области кажется достаточно очевидной. Однако это излучение явно не продолжает синхротронное излучение источника 3С 71 в области длинных и средних радиоволн и его объяснение снова вынуждает нас признать существование в источнике 3С 71 компонента высокочастотного излучения, которое пока еще не удалось наблюдать.

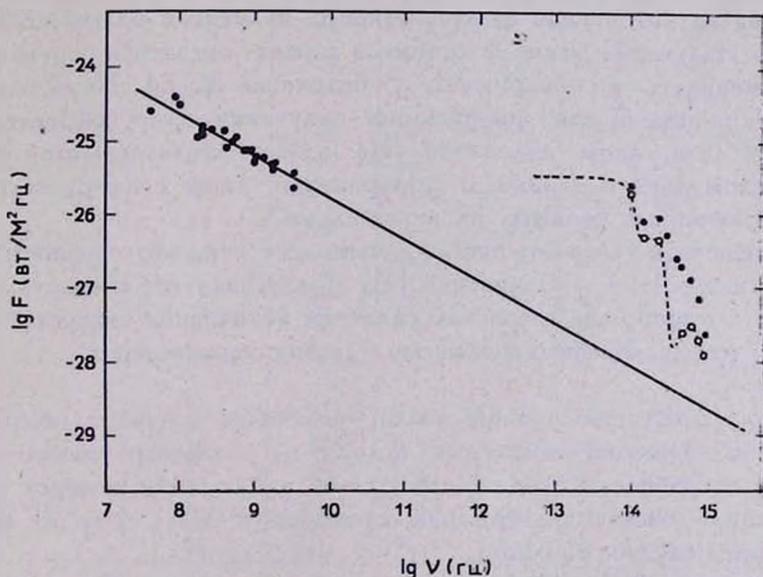


Рис. 3.

Если считать, что такое объяснение поляризации является общим для ядер всех сейфертовских галактик, то становится понятным, что у некоторых галактик, как например у NGC 4151, наблюдается заметная поляризация в оптическом диапазоне и не зарегистрировано сколько-нибудь значительного радиоизлучения в области $\nu < 10^{10}$ гц. Предложенное объяснение может быть подтверж-

дено или отвергнуто после получения для галактик NGC 4151, NGC 7469 и других сейфертовских галактик наблюдательных данных, относящихся к самым высоким частотам радиодиапазона и к инфракрасной области.

Если поляризацию связывать с синхротронным излучением, то зависимость наблюдаемой поляризации от длины волны естественно объясняется различным соотношением звездного и синхротронного излучения в разных участках спектра. Уменьшение поляризации, найденное для галактики NGC 4151 в цвет R по сравнению с измерениями в других цветах, непринужденно может быть объяснено значительным вкладом в ее излучение, выделяемое полосой R , эмиссии H_α , которая, естественно, должна быть не поляризована. Таким образом, из этих наблюдений мы можем заключить, что поляризованным является лишь излучение с непрерывным спектром. Но именно это и должно быть, если за поляризацию ответственно синхротронное излучение.

Предложенное объяснение поляризации связано с признанием существования источников синхротронного излучения малых линейных размеров. Излучение таких источников может оказаться переменным. Эта переменность и обнаружена у источника ЗС 84. Тогда следует ожидать и переменности поляризации излучения ядер сейфертовских галактик в оптическом диапазоне. Не в этом ли заключается объяснение расхождений в данных о поляризации ядер сейфертовских галактик, полученных разными наблюдателями?

В заключение считаем необходимым отметить, что еще несколько лет тому назад И. С. Шкловский [21] предсказал возможность существования в ядрах сейфертовских галактик источников синхротронного излучения малых линейных размеров— „невидимых квазаров“.

В программу наблюдений были включены ядерные области и ряда других галактик, выбранных исходя из различных соображений. В настоящей работе в табл. 4 приводятся наблюдения четырех галактик из этого списка. Содержание столбцов в табл. 4 то же самое, что и в предыдущих таблицах.

Галактика NGC 4258 была включена в программу наблюдений из-за своего сходства с сейфертовскими галактиками (она содержится в первоначальном списке этих галактик, опубликованном Сейфертом [13]). Поток излучения, выделявшийся нашей 26" диафрагмой, почти целиком относится к „линзе“, и излучение центрального резкого ядра составляет в нем не более $1/3$. Найденная поляризация очень мала— едва выходит за пределы ошибок наблюдений.

NGC 5194 была включена в программу наблюдений из-за того, что старые наблюдения одного из авторов этой работы показали присутствие ощутимой поляризации в излучении ядерной области. Как видно из табл. 4, никакой поляризации в излучении ядерной области галактики NGC 5194 не обнаружено. Излучение ядра доминирует в потоке излучения, выделявшемся 13" диафрагмой.

Таблица 4
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК
NGC 4258, 5194, 7331 и 7814

Галактика	Диафрагма	Фильтр	p	θ_0	$\frac{n_{\text{гал}}}{n_{\text{неб}}}$	Примечание
NGC 4258	26	6/ф	0.3%:	40°:	15	1966
	26	6/ф	0.3	160	15	1966
	26	6/ф	0.3	155	13	1966
NGC 5194	52	6/ф	0.0	—	8.5	1966
	52	6/ф	0.2	120	6.1	1966
	52	V	0.3	10	7.8	1966
	26	6/ф	0.6	26	16	1966
	26	6/ф	0.0	—	17	1967
	26	6/ф	0.0	—	18	1967
	13	6/ф	0.2	105	22	1967
NGC 7331	26	6/ф	1.1	70	18	1966
	26	6/ф	1.1	65	18.3	1967
	26	V	0.9	60	18.5	1966
	26	V	0.9:	87:	11.3	1967 неустойчивая прозрачность
	26	V	0.9	50	15.2	1967
	26	B	0.7	45	11	1967
	26	B	0.8	55	10	1967
NGC 7814	52	6/ф	1.9	120	2.5	1966
	26	6/ф	2.6	127	4	1967

NGC 7331. Наши измерения с 26" диафрагмой по существу относятся к излучению „балджа“. Внутри „балджа“ заметно диффузное ядро, излучение которого составляет примерно 1/10 излучения „балджа“. Галактика богата темной пылевой материей. Направление найденной поляризации довольно близко к малой оси галактики, что может служить указанием на связь поляризации в основном с излучением, рассеянным на пыли. Вместе с тем, оно примерно совпадает с направлением поляризации, найденной раньше А. Эльвиус [22] для ряда

участков яркой стороны ядерной области этой галактики и объясненной ею рассеянием света на вытянутых частицах.

NGC 7814. Эта галактика наблюдается с ребра. Ядро пересекается хорошо заметной полосой темной материи. Наблюденная поляризация имеет электрический вектор, примерно параллельный этой полосе, и может быть объяснена как возникающая при прохождении света через слой пылевой материи, состоящей из вытянутых и единообразно ориентированных частиц.

Ленинградский государственный
университет

A POLARIMETRIC STUDY OF GALACTIC NUCLEI

V. A. DOMBROVSKY, V. A. HAGEN-THORN

Tables 1, 2 and 4 give the results of photoelectric polarization measurements of nuclear region radiation of 15 galaxies. For 6 Seyfert galaxies NGC 1068, 1275, 3227, 4051, 4151 and 7469 nuclear radiation proved to be appreciably polarized. The polarization found is explained by synchrotronic radiation overlapping the usual stellar radiation. The synchrotronic radiation comes from the small size sources, which are inactive in the radiorange usually used. The polarization of nuclear region radiation of galaxies NGC 598, 7331, 7814 is likely to be associated with light scattering over dust matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн и др., Труды Астрон. обс. Ленинградского ун-та, 22, 83, 1965.
2. K. Serkowski, Lowell Obs. Bull., 4, 318, 1960.
3. A. Elvius, J. S. Hall, Lowell Obs. Bull., 6, 123, 1964.
4. В. А. Домбровский, Диссертация, Л., 1960.
5. M. F. Walker, A. J., 69, 744, 1964.
6. M. F. Walker, A. J., 69, 684, 1964.
7. M. F. Walker, Симпозиум МАС № 29, Бюракан, 1968.
8. Э. А. Дубай, Н. М. Шахсвской, Астрон. дирк., № 375, 1966.
9. Б. А. Воронцов-Вельямисов, Астрон. ж., 42, 1168, 1965.
10. J. S. Hall, Publ. U. S. Naval Obs., 17, p. 6, 275, 1958.
11. A. Beer, Veroff. Gottingen, N 126, 1959.
12. L. Woltjer, Ap. J., 138, 38, 1959.
13. C. K. Seyfert, Ap. J., 97, 28, 1943.
14. Э. А. Дубай, В. И. Прсник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
15. D. E. Osterbrock, R. A. R. Parker, Ap. J., 141, 892, 1965.

16. *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast*, Ap. J., 137, 1022, 1963.
17. *W. Dent*, Ap. J., 144, 843, 1966.
18. *F. F. Gardner, R. D. Davies*, Australian J. of Physics, 19, 129, 1966.
19. *W. Howard, S. Maran*, Ap. J., Supplement, X, 1, 1965.
20. *A. C. Pacholczyk, W. Z. Wisniewski*, Ap. J., 147, 394, 1967.
21. *И. С. Шкловский*, Астрон. ж., 42, 893, 1965.
22. *A. Elvius*, Stockholms Obs. Ann., 19, No. 1, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

О ПРИРОДЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

А. В. ЗАСОВ

Поступила 25 октября 1967

Исправлена 26 января 1968

В первой части работы проводится статистический анализ данных о частоте встречаемости взаимодействующих галактик. Показано, что пространственная плотность систем взаимодействующих галактик пропорциональна плотности нормальных галактик. Взаимодействующие системы чаще всего встречаются в скоплениях спиральных галактик.

В северном галактическом полушарии взаимодействующие галактики встречаются относительно чаще, чем в южном.

Во второй части работы показано, что возникновение систем взаимодействующих галактик может быть связано с наличием сравнительно плотной межгалактической среды вокруг галактик.

Статистические данные. Ко взаимодействующим галактикам относятся галактики с искажением формы, погруженные в общий светящийся туман, слившиеся галактики, соединенные перемычкой и имеющие „хвосты“, тесные группы (гнезда) и цепочки галактик. Совершенно очевидно, что природа этих объектов неодинакова. Так в тесных системах галактик неизбежно проявление приливных сил (искажение формы и широкие размытые перемычки). С другой стороны, узкие и длинные хвосты и перемычки между галактиками не могут быть вызваны приливными взаимодействиями.

Взаимодействующие галактики не являются редкими исключениями. В Морфологическом каталоге галактик [1—4], который содержит описание около 29 000 объектов, отмечено около 1760 систем галактик взаимодействующих, или подозреваемых как взаимодействующих. В их состав входит около 2 250 галактик, описанных в каталоге. Таким образом, одна взаимодействующая система приходится в сред-

нем на 16—17 отдельных галактик, а одна взаимодействующая галактика—на 12—13 обычных. Хотя предельная звездная величина для взаимодействующих галактик, включенных в каталог, несколько больше, чем для остальных галактик, это не сказывается заметным образом на приведенных соотношениях, поскольку число очень слабых взаимодействующих систем, описанных в каталоге, невелико.

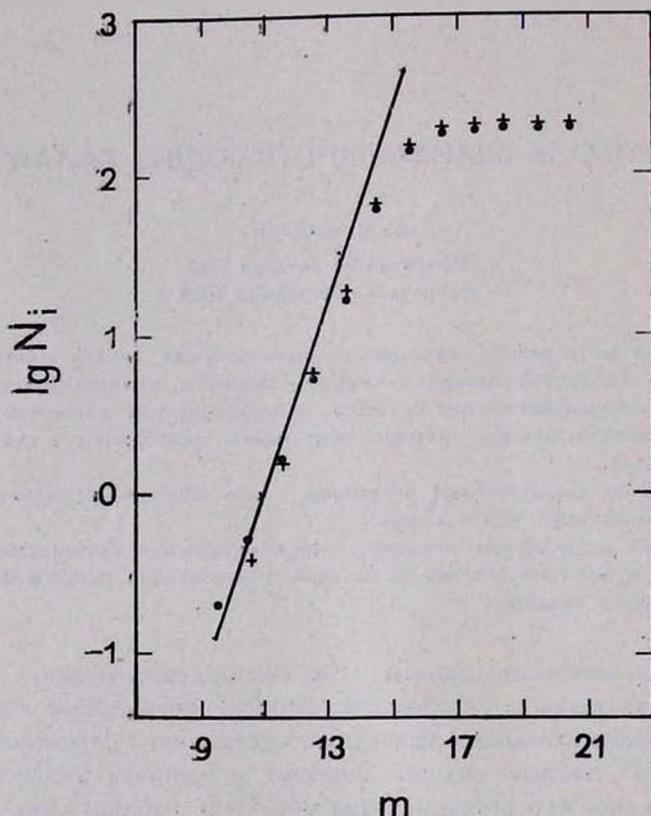


Рис. 1. Зависимость звездная величина—число систем взаимодействующих галактик на площади в 1 тер.

На рис. 1 показана зависимость наблюдаемого числа взаимодействующих систем, приходящихся на телесный угол 1 стерадиан, от видимой фотографической звездной величины ярчайшего члена системы. В первом томе Морфологического каталога оценки звездных величин, возможно, отягощены систематическими ошибками [4] (распределение взаимодействующих систем по звездным величинам подтверждает это). Крестиками на рис. 1 приведена зависимость, построенная по данным

последних трех томов каталога. Прямая линия на рисунке соответствует одинаковой плотности взаимодействующих систем на всех расстояниях. Из рис. 1 следует, что одна система взаимодействующих галактик, включающая члены ярче 11^m , приходится на телесный угол около 1 стерадиан. Полагая среднюю абсолютную звездную величину ярчайшей галактики в системе равной -19.5 , получаем, что среднее расстояние между системами взаимодействующих галактик составляет около 10 Мпс.

Рассмотрим, как меняется пространственная плотность взаимодействующих галактик при увеличении плотности нормальных галактик (в скоплениях). Результаты анализа, проводившегося, главным образом, по данным Морфологического каталога, приведены в табл. 2.

Таблица 1

	В исследованных скоплениях	В целом
Полное число систем взаимодействующих галактик	54	1760
Относительное число систем, где наблюдаются галактики: с перемычками с „хвостами“ типа M 51	22%	16%
	7	9
	9	6
Относительное число гнезд галактик	5	5

Первая графа содержит координатные обозначения скоплений и их сокращенные названия. Далее следует указание на преобладающий тип галактик в скоплении и число галактик данного скопления N , среди которых искались взаимодействующие галактики. Для всех скоплений, кроме двух, число N относится к галактикам скопления, описанным в Морфологическом каталоге. В далеких скоплениях Cr V и UMa I число галактик определялось непосредственно по фотографиям Паломарского обзора. В четвертой графе указано число взаимодействующих систем (не отдельных галактик!) N_1 .

В скоплении Virgo учитывались только галактики не слабее 13,5, расположенные внутри круга радиусом 6 градусов. В скоплении Coma галактики отдельно подсчитывались внутри квадратов со стороной 2, 4 и 12". Угловые размеры остальных скоплений оценивались глазомерно.

В предпоследней графе приводятся величины наблюдаемой дисперсии скоростей галактик для скоплений, в которых число га-

лакттик с измеренными красными смещениями превышает 3. Список дисперсии скоростей составлен по имеющимся в литературе данным и был любезно сообщен автору И. Д. Караченцевым, который использовал приведенные оценки дисперсии скоростей для определения вириальных масс скоплений галактик [5]. В последней графе показано отношение N_1/N , выраженное в процентах.

Анализ частоты встречаемости систем взаимодействующих галактик в скоплениях приводит к следующим выводам:

1. Отношение N_1/N для скоплений меняется в широких пределах и составляет $(5.6 \pm 0.9)\%$ (показаны среднее весовое значение и среднее квадратичная ошибка; веса считались пропорциональными числу в каждом скоплении). Это приблизительно равно, или даже несколько меньше величины N_1/N для всех галактик в среднем (6.1%). Таким образом, пространственная плотность взаимодействующих галактик оказалась пропорциональной плотности всех галактик. Это исключает возможность того, что большинство взаимодействующих галактик образуется в результате тесных сближений или столкновений не связанных между собой звездных систем. Большинство взаимодействующих галактик связано общим образованием*.

2. Различные виды взаимодействия между галактиками встречаются приблизительно одинаково часто в скоплениях галактик и вне скоплений. Об этом говорят данные табл. 1.

Как видно из таблицы, галактики, соединенные перемычками, встречаются чаще, чем галактики, имеющие хвосты. Однако здесь не делалось различия между широкими приливными перемычками и узкими соединительными волокнами иной природы.

3. Взаимодействующие галактики встречаются чаще по отношению к общему числу галактик в скоплениях, состоящих преимущественно из спиральных систем, чем в скоплениях эллиптических галактик. Исключив два скопления (Е и Е + S), где совсем не найдено взаимодействующих галактик, получаем для скоплений с различным содержанием Е и S-галактик следующие средние весовые значения N_1/N :

S	$10.1 \pm 4.1\%$
Е + S	$6.5 \pm 1.3\%$
Е	$4.3 \pm 0.5\%$

* На то, что процент взаимодействующих галактик не выше, чем галактик поля, а их происхождение не связано со случайными сближениями нормальных галактик, впервые указал Б. А. Воронцов-Вельяминов [6].

На первый взгляд, наблюдаемое различие N_1/N говорит о том, что спиральные галактики вообще чаще бывают взаимодействующими, чем эллиптическими. Это может быть вызвано, например, тем, что спиральные галактики имеют более сложную структуру, искажения которой легче заметить. Действительно, такая наблюдательная селекция проявляет себя при поисках взаимодействующих среди близких галактик, хотя для далеких систем она может быть не столь существенна: слабые искажения формы далеких спиральных галактик или „нетипичные“ детали их структуры не будут заметны. Подсчеты показывают, что среди всех ярких спиральных галактик каталога Шепли—Эймс взаимодействующие галактики встречаются приблизительно в 1.5 раза чаще, чем среди эллиптических: число взаимодействующих E и S-галактик относится как 1:5, в то время, как отношение числа всех галактик этих типов равно 1:3.2.

Таблица 2

Скопление		Тип	N	N_1	ΔV	$\frac{N_1}{N}$ (в %))
0120+3300		E+S	58	5	342	8.6
0123-0138	A-194	E	24	1		4.2
0316+4120	Per	E	47	2	710	4.3
0818+2114	CnC	E+S	43	2	469	4.7
1145+5559	UMa I	E+S	25	3	324	12.0
	Облако UMa	S	62	4	410	6.5
1520+2754	CrB	E	120	3	1201	2.5
1603+1755	Her	S	44	4	631	9.1
Vir	Внутри круга радиусом 6°	E+S	122	7	591	5.7
Com	В квадрате со стороной 2°	E	90	0		0,0
	4	E	140	4		3.6
	12	E	390	19	982	4.9
1627+3938	A--2199	E	40	2	842	5.0
2308+0720	Per II	E	8	0		0.0
2318+0755	Per I	E+S	15	0	273	0.0
CVn		S	22	5	136	22.7

Однако если рассмотреть взаимодействующие галактики (их около 180) ярче 14^m (по Морфологическому каталогу), то окажется, что отношение числа эллиптических (и линзовидных) и спиральных взаимодействующих галактик составляет 1:3.6, что близко к ожидаемому при одинаковом проценте взаимодействующих для обоих типов галактик.

Наконец, в скоплениях S и E + S, в которых много спиральных галактик, процент взаимодействующих эллиптических галактик все же остается высоким: из 42 взаимодействующих галактик в рассматривавшихся скоплениях этих типов 21 галактика классифицирована как спиральная и 15 галактик — как эллиптические. Вероятнее всего, небольшое относительное количество взаимодействующих галактик в далеких скоплениях, состоящих преимущественно из эллиптических систем, связано не только с тем, что эллиптические галактики вообще реже относят ко взаимодействующим, а и с внутренними особенностями скоплений. Рис. 2 показывает существующую корреляцию между величиной N/N_i и дисперсией скоростей галактик. Возможная интерпретация этой зависимости будет рассмотрена ниже.

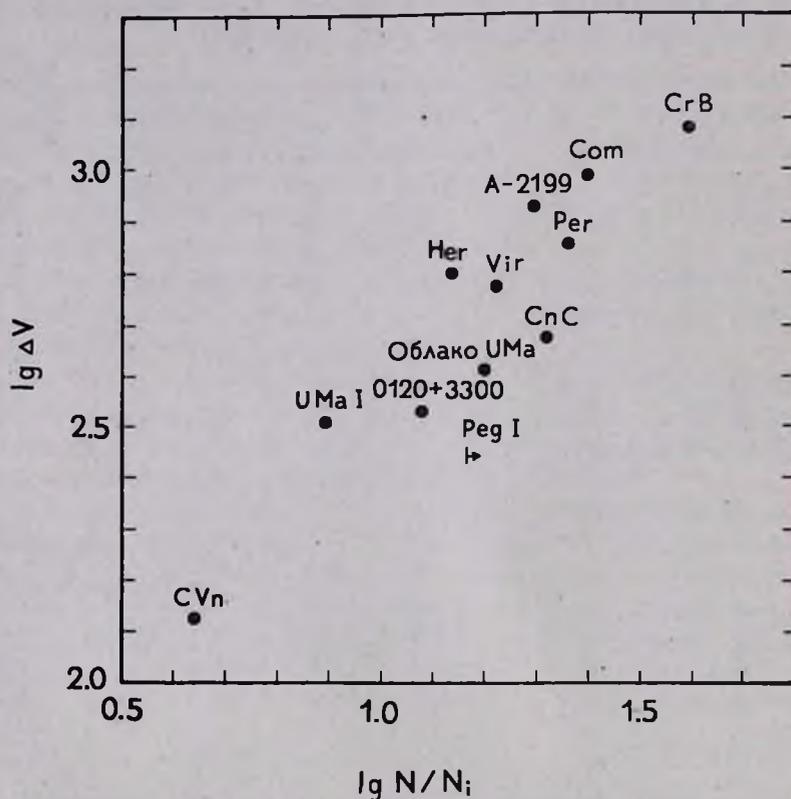


Рис. 2. Диаграмма дисперсия скоростей галактик в скоплениях—относительное число взаимодействующих галактик.

Интересно проследить за изменением величины N/N_i в различных частях неба.

На рис. 3 представлена схематическая карта неба, разделенная на участки, каждый из которых соответствует одной карте Паломарского атласа и имеет размер $6 \times 6^\circ$. Величины N/N_1 определялись по данным Морфологического каталога только для тех полей, где число галактик не менее 20. Это условие практически эквивалентно исключению областей, галактическая широта которых менее 15° . Услов-

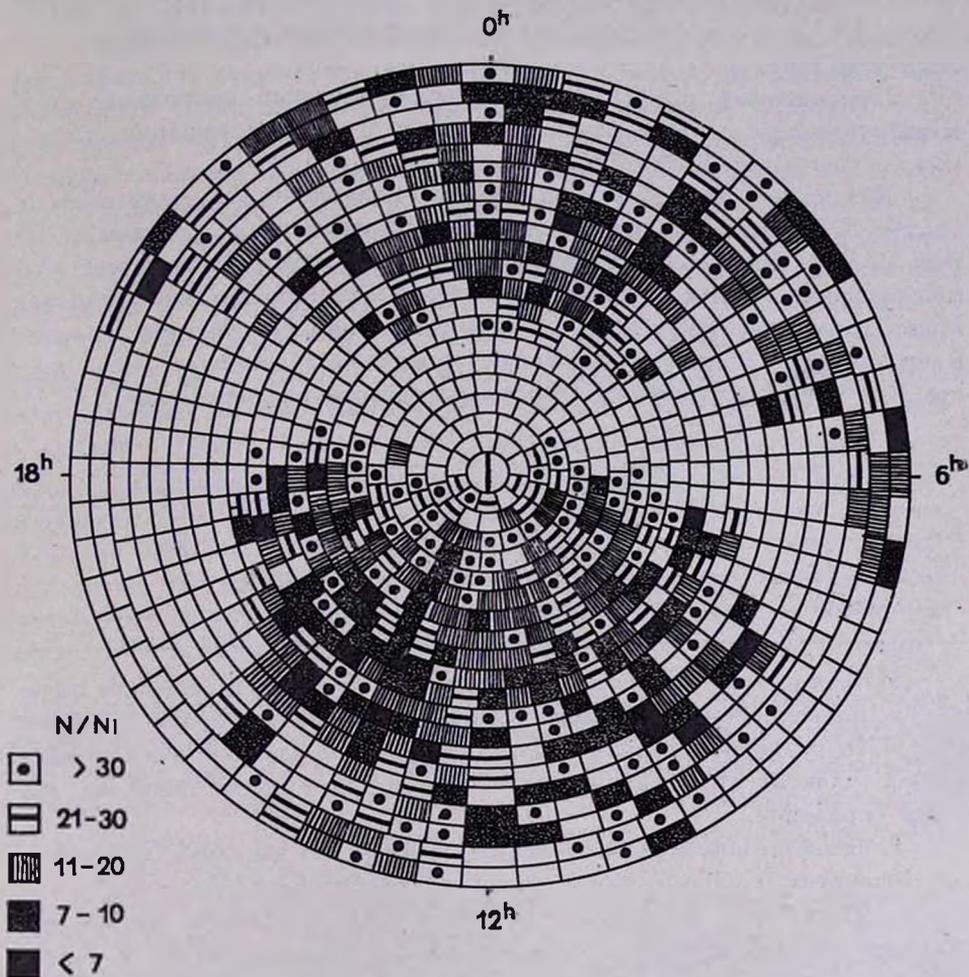


Рис. 3. Отношение числа всех галактик к числу систем взаимодействующих галактик на различных участках неба.

ные обозначения приведены на полях рисунка. Галактический экватор (зона избегания) делит карту на две зоны: северную (на данной карте более обширную) и южную. Даже беглый осмотр показывает, что системы взаимодействующих галактик чаще встречаются в северном

галактическом полушарии, чем в южном, особенно если исключить полярные области.

Подсчеты показывают, что различие в концентрации существует только для взаимодействующих систем, все галактики которых слабее 14^m . Каталог не содержит однородного материала для галактик с $m > 15$, но число взаимодействующих систем, все члены которых слабее 15^m , очень невелико. Результаты статистических подсчетов приведены в табл. 3.

Проведенный анализ показал, что процентное содержание взаимодействующих систем различных типов в обоих полушариях одинаково с точностью до 1–2%.

Как видно из табл. 3, в южном полушарии на одну систему „слабых“ взаимодействующих галактик приходится в среднем в 1.5 раза больше нормальных галактик, чем в северном. Не исключена возможность, что такое соотношение вызвано неоднородностью материала Морфологического каталога, но дефицит взаимодействующих галактик в южном галактическом полушарии может быть связан и с особенностью их крупномасштабного пространственного распределения.

Таблица 3

	Для северного полушария		Для южного полушария	
	N_1	N/N_1	N_1	N/N_1
$m < 14$	220	15.5	210	14.5
$m > 14$	970	15	360	22

Известно, что плотность нормальных галактик в северном полушарии больше, чем в южном. Однако само по себе это не может объяснить различие величин N/N_1 для обоих полушарий: даже в скоплениях галактик эта величина остается в среднем почти такой же, как и вне скоплений.

Разделение взаимодействующих галактик по звездным величинам соответствует грубому разделению по расстоянию. Возможно, что крупномасштабное увеличение относительной плотности взаимодействующих систем связано с существованием Сверхгалактики с характерным размером в несколько десятков мегапарсек, центр которой находится в северном полушарии. Взаимодействующие галактики имеют, как правило, высокую светимость [8] ($M = -18-20$). В южном полушарии ближе к нам расположены периферийные области Сверхгалактики и значительная часть галактик с $m > 14$ должна находиться за ее пределами, где, вероятно, взаимодействующие галактики встречаются реже. Ниже будет показано, что образование ряда типов взаимодей-

ствующих галактик связано с существованием межгалактического магнитного поля. Поэтому относительно высокая концентрация взаимодействующих галактик в северном галактическом полушарии может быть обусловлена увеличением средней напряженности магнитного поля к центру Сверхгалактики. К сожалению, провести какие-либо количественные оценки этого явления не представляется возможным.

Анализ распределения взаимодействующих галактик на небесной сфере выявляет существование отдельных областей, не связанных со скоплениями галактик, с размерами, превышающими размеры поля Паломарских карт неба ($6 \times 6^\circ$), в которых концентрация взаимодействующих галактик в несколько раз больше, чем в среднем. Например, в примыкающих друг к другу квадратах 1—26, 0—26, 0—25, —1—25 (обозначения по Морфологическому каталогу) на площади более 140 кв. градусов содержится 160 галактик, из числа которых образовано 29 взаимодействующих систем ($N/N_1 = 5.5$). Квадраты 2—38 и 1—38 содержат 77 галактик и 15 взаимодействующих систем. Среди галактик не слабее 14^m также можно заметить неравномерное распределение взаимодействующих систем. Так в узкой полосе $\alpha = 15^h00^m - 16^h00^m$, $\delta = 40 - 43^\circ$, находится рассеянная группа примерно из 30 спиральных галактик, содержащая 9 взаимодействующих систем ($N/N_1 \sim 3$)! Если галактики этой группы физически связаны, то можно ожидать, исходя из зависимости $N/N_1(\Delta V)$, очень небольшую дисперсию их скоростей. Примечательно то, что дисперсия скоростей трех галактик этой группы, красные смещения которых известны (NGC 5899, 5929, 5930), составляет всего около 30 км/сек.

Образование взаимодействующих галактик. Совместное образование большинства пар взаимодействующих галактик подтверждается тем, что эти системы, по крайней мере в подавляющем большинстве случаев, гравитационно устойчивы. Об этом говорят прежде всего непосредственные оценки масс и отношений массы к светимости M/L взаимодействующих галактик [7—8].

Устойчивость систем взаимодействующих галактик, по-видимому, говорит в пользу устойчивости систем двойных галактик вообще. Чрезмерно высокие оценки масс галактик, требуемых для гравитационной устойчивости пар, полученные И. Д. Караченцевым [5], вероятно, объясняются тем, что в статистику оказались включенными немало случайных, оптических пар: если отобрать из списка двойных галактик взаимодействующие системы (по каталогу [1—4]), то для них средняя величина отношения M/L окажется равной 21, что в несколько раз меньше, чем для остальных пар. Лишь для трех систем ($S+S$) взаимодействующих галактик из 38 величина M/L превышает 100, что

позволяет усомниться в их устойчивости. Исключив эти три пары, получаем следующие средние величины M/L : для всех пар—11, для пар спиральных галактик—8 (по 19 парам), для пар эллиптических галактик—22 (по 8 парам), для смешанных пар—9 (по 8 парам).

Большинство взаимодействующих систем является тесными парами (или группами) галактик. Само образование тесных пар в рамках теории образования галактик из диффузной среды происходит в тех случаях, когда фрагментация сжимающегося облака (протогалактики) начинается на поздней стадии сжатия. При этом вращательный момент облака должен быть небольшим, поскольку, во-первых, большой момент ускорил бы фрагментацию и, во-вторых, из быстро вращающейся протогалактики не может образоваться тесной пары, так как основной момент заключает в себе орбитальное вращение галактик, а его величина растет с увеличением среднего расстояния между компонентами.

Потеря вращательного момента в процессе образования галактики может быть связана с наличием магнитного поля, „вмороженного“ в окружающий газ. Поле будет осуществлять „сцепление“ между галактикой и окружающей средой. При этом вращательный момент протогалактики будет передаваться межгалактическому газу.

Пусть среднее магнитное поле каждой галактики двойной системы равно H_0 . Тогда магнитный поток, проходящий через галактику, будет равен $\approx \pi R_0^2 H_0$. Такого же порядка магнитный поток проходил и через протогалактику до ее фрагментации.

Вращательный момент dK , потерянный телом с радиусом R и магнитным полем H за время dt , будет приблизительно равен [10]

$$dK = R^3(t) H^2(t) dt. \quad (1)$$

Вводя не зависящую от времени величину, пропорциональную магнитному потоку $R_0^2 H_0$, получаем:

$$K = R_0^4 H_0^2 \int_0^T \frac{dt}{R(t)}, \quad (2)$$

где T — время сжатия.

Считая, что сжатие протогалактики проходило со скоростью свободного падения (гравитационная энергия во много раз больше энергии ее магнитного поля), можно записать:

$$\frac{dR}{dt} = -\sqrt{\frac{2GM}{R} - \frac{2GM}{R_1}}, \quad (3)$$

где R_1 — начальный радиус протогалактики, M — ее масса.

Представим R в виде

$$R = \left(\frac{M}{4/3\pi} \right)^{1/3} a^{-1}, \quad (4)$$

где $a^3 \equiv \rho$ — плотность протогалактики.

С учетом уравнений (3) и (4) интеграл (2) можно записать в виде:

$$K = R_0^4 H_0^2 \left(\frac{M}{4/3\pi} \right)^{1/3} (2GM)^{-1/2} \int_{a_1}^{a_0} \frac{da}{a \sqrt{a-a_1}}, \quad (5)$$

где a_1 и a_0 — постоянные величины, соответствующие начальной и конечной плотности протогалактики.

Произведя интегрирование, получаем:

$$K = R_0^4 H_0^2 \left(\frac{M}{4/3\pi} \right)^{1/3} (2GM)^{-1/2} \cdot 2a_0^{-1/2} \arctg \left(\frac{a_0}{a_1} - 1 \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Учитывая, что $\frac{a_0}{a_1} \gg 1$ и переходя к начальной плотности ρ , записываем уравнение (6) в виде:

$$K = R_0^4 H_0^2 M^{-1/2} \left(\frac{4}{3} \pi \right)^{-1/3} (2G)^{-1/2} \pi \rho^{-1/6}. \quad (7)$$

Как видно из этого уравнения, потеря вращательного момента очень слабо зависит как от массы конденсации, так и от начальной плотности и определяется в основном проходящим через галактику магнитным потоком. С другой стороны, вращательный момент орбитального движения двойных галактик пропорционален $M^{3/4}$. Поэтому для протогалактик очень большой массы ($>10^{45}$ г) потеря вращательного момента будет незначительна. Пусть масса протогалактики составляет 10^{44} г, а величина $R_0^2 H_0^2$ равна $6 \cdot 10^{39}$ эрстед·см² (это соответствует напряженности $3 \cdot 10^{-6}$ э и радиусу 15 кпс). Тогда при $\rho \approx 10^{-28}$ г/см³ потеря момента K составит $2.5 \cdot 10^{73}$ г·см²сек⁻¹. Если протогалактика распадается на две одинаковые галактики, вращающиеся по круговым орбитам, то такая потеря момента эквивалентна уменьшению расстояния между галактиками, к примеру, от 200 до 50 кпс.

Движение галактик относительно окружающей их среды со сверхзвуковыми скоростями при благоприятных условиях (большие скорости и плотность вещества, небольшой наклон плоскости галактики к направлению движения) может вызвать асимметрию спиральной струк-

туры, если давление, оказываемое средой на галактику, будет сравнимо с давлением магнитного поля внутри спиральных ветвей. Максимальное давление, оказываемое сверхзвуковым потоком идеального сжимаемого газа, симметрично обтекающего непроницаемое тело, примерно равно ρv^2 . Приравнивая эту величину к $H^2/8\pi$ и принимая $H = 3 \cdot 10^{-6}$ э, находим, что при скорости $2 \cdot 10^7$ см/сек для оказания заметного влияния на рукава галактик нужна плотность $\rho \approx 10^{-27}$ г/см³. Среда такой плотности вполне может существовать вокруг многих галактик.

Магнитное поле галактики, „поджатое“ с лобовой стороны, будет передавать давление ко внутренним областям галактики. Увеличение внешнего давления на спиральный рукав повлияет на интенсивность звездообразования в нем и, вероятно, в сторону его уменьшения. Как указал С. Б. Пикельнер [11], повышение внешнего давления увеличит устойчивость газового рукава, что будет препятствовать распаду рукава и образованию звезд.

Поскольку области с высокой плотностью межгалактической среды должны иметь ограниченные размеры и, вероятно, сопутствовать образовавшимся из этой среды парам или группам галактик, асимметричное ослабление спиральной структуры должно нередко встречаться у взаимодействующих галактик.

Б. А. Воронцов-Вельяминов [6] обратил внимание на то, что спиральные галактики, входящие в состав пар (не обязательно тесных), часто имеют на периферии, с одной стороны, ослабленную или разрушенную спиральную структуру. Это может быть вызвано изложенными здесь причинами. Светимость спиральных ветвей обусловлена в основном молодыми звездами, и ослабление спиральной структуры указывает на ослабление интенсивности звездообразования в определенной части галактики. Ослабленные ветви должны быть несколько повернуты относительно направления движения галактики, так как требуется некоторое время (менее 10^8 лет), чтобы образовавшиеся ранее звезды успели снизить свою светимость. Тот факт, что в подавляющем большинстве случаев ослабленная часть спиральной структуры оказывается повернутой ко второй галактике пары, то есть обращенной к центру тяжести системы, можно объяснить тем, что осевое и орбитальное вращение галактики в большинстве случаев имеет одно направление.

Заметим, что „перекос“ слоев пыли у некоторых спиральных галактик также может быть связан с их обтеканием межгалактическим газом [12] и обычно наблюдается у галактик, образующих пары или небольшие группы [13].

Предполагаемая сравнительно высокая напряженность магнитных полей у взаимодействующих галактик может привести к некоторому повышению их радиосветимости, хотя интенсивность радиоизлучения галактик в основном определяется иными причинами. В связи с этим заметим, что из 15 близких взаимодействующих галактик, включенных в обзор Хишена и Вейда [14], радиоизлучение на частотах 750 и 1400 мц отмечено у 8 галактик, в то время как среди невзаимодействующих галактик лишь 1/4 часть обнаруживает радиоизлучение на обеих частотах.

Обратимся теперь к межгалактическим образованиям. Как впервые отметил Б. А. Воронцов-Вельяминов, свечение хвостов и тонких перемычек взаимодействующих галактик обусловлено, вероятно, звездами. Об этом говорит не только их сходство со спиральными ветвями, но и отсутствие иных подходящих механизмов излучения света. Синхротронное свечение этих объектов маловероятно, поскольку подавляющее большинство из них не связано с радиоисточниками. Излучение межгалактического газа, сильно нагретого субрелятивистскими частицами, требует, исходя из мощности излучения, чрезвычайно большой плотности энергии этих частиц (сотни $\text{эв}/\text{см}^3$), при которой они не будут удерживаться магнитным полем и существенно повлияют на физическое состояние межзвездного газа и звездообразование в самой галактике. Причудливо изогнутая форма некоторых межгалактических рукавов говорит о том, что звезды двигаются в них не по кривым второго порядка, а вдоль силовых линий магнитного поля, очевидно, удерживаемые гравитационным полем газового цилиндра. Нижний предел плотности рукава можно найти из условия, накладываемого на центростремительное и гравитационное ускорение звезд:

$$\frac{V^2}{R} < 2\pi Gr\rho,$$

где R — радиус кривизны цилиндрического рукава, r — радиус рукава, V — скорость движения звезд. Для значений $V \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$, $R = 30 \text{ кпс}$, $r = 1 \text{ кпс}$ получаем $\rho > 2 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3$.

Можно рассмотреть две возможности: газ выбрасывается из галактики, образуя тонкий рукав, и межгалактический газ „стекает“ в галактику по силовым линиям магнитного поля. В обоих случаях звезды конденсируются в межгалактическом пространстве. Последняя возможность была рассмотрена ранее [15]. Она является предпочтительной по следующим причинам:

1. Не требуется привлечения неизвестного механизма выброса газа со сравнительно низкой внутренней энергией из галактики. В тех

известных случаях, когда действительно замечен выброс газа из галактики, межгалактические хвосты и перемычки не наблюдаются.

2. Хвосты и перемычки наблюдаются как у эллиптических, так и у спиральных галактик, содержание газа в которых, как известно, сильно отличается, по крайней мере за редким исключением.

3. Первое предложение не объясняет, почему „хвосты“ газа появляются у галактик в парах или тесных группах чаще, чем у изолированных. С другой стороны, естественно связать с тесными системами галактик повышенную плотность межгалактической среды, которая может поддерживать существование хвостов и перемычек.

4. Масса газа, содержащаяся в межгалактических хвостах, судя по их длине и плотности, часто сравнима с массой межзвездного газа в нормальных галактиках. Следовательно, выброс газа обычной галактикой должен продолжаться очень недолго ($\approx 10^8$ лет, если аккреция невелика) и закончиться почти полной его потерей. Это противоречит сравнительно большой частоте встречаемости галактик с хвостами и перемычками, поскольку большинство наблюдаемых галактик все же сохраняет межзвездный газ.

5. Судя по фотографиям галактик с межгалактическими рукавами (см., например, Атлас пекулярных галактик Г. Арпа), в большинстве случаев толщина рукавов увеличивается по мере приближения к галактике. Если бы вещество струей выбрасывалось из галактики, дисперсия скоростей звезд привела бы к обратной картине.

Сравнительно небольшая частота встречаемости взаимодействующих галактик в скоплениях эллиптических галактик связана, вероятно, с тем, что в этих скоплениях большая плотность галактик обычно сочетается с большой дисперсией их скоростей. Неизбежные сближения галактик приведут к разрушению многих деталей структуры, характерных для взаимодействующих систем. Газовые облака, связанные с галактиками, могут быть потеряны ими при первом же прохождении галактик через центральный район богатого скопления. На большую роль сближений галактик указывает тот факт, что, как видно на примере скопления Coma, взаимодействующие галактики реже встречаются в центре скопления, чем на периферии.

Автор благодарен С. Б. Пикельнеру за ценные консультации и Б. А. Воронцову-Вельяминову за любезно предоставленную возможность воспользоваться материалами 4 части Морфологического каталога галактик до ее выхода из печати и ряд критических замечаний.

Государственный астрономический
институт им. Штернберга

ABOUT THE NATURE OF INTERACTING GALAXIES

A. V. ZASOV

The first part of the paper contains a statistical analysis of available data about the frequency of occurrence of interacting galaxies. It has been shown that a spatial density of interacting galaxies is proportional to the density of the normal ones. Interacting galaxies are found to be relatively more numerous in the north galactic hemisphere than in the south hemisphere. They often belong to clusters of spiral galaxies.

In the second part it has been shown that the origin of interacting galaxies may be connected with the presence of relatively dense gas medium around them.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, Морфологический каталог галактик, ч. 1, М., 1962.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 2, М., 1964.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 3, М., 1963.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 4, М., 1967.
5. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 2, 81, 1966.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Труды совещания по вопросам космогонии, 19, 1958.
7. F. Zwicky, M. L. Humason, Ap. J., 132, 627, 1960.
8. F. Zwicky, M. L. Humason, Ap. J., 133, 794, 1961.
9. F. Zwicky, Erhebn. exakt Naturwiss., 29, 344, 1956.
10. Ф. Хойл, Сб. Вопросы космогонии, 7, М., 1960.
11. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 44, 915, 1967.
12. F. Kahn, J. Woltjer, Ap. J., 130, 705, 1959.
13. А. В. Засов, Астрон. ж., 42, 959, 1965.
14. D. S. Heesken, C. M. Wade, Ap. J., 69, 277, 1964.
15. А. В. Засов, Астрон. ж., 44, 975, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

К СТАТИСТИКЕ „ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ“ ГАЛАКТИК

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 4 ноября 1967

Обсуждаются данные о пространственном распределении систем „взаимодействующих“ галактик ярче 15^m . Результаты статистического анализа свидетельствуют о том, что процессы, приводящие к образованию „взаимодействующих“ галактик, обусловлены внутренними причинами.

Наблюдения на больших светосильных телескопах привели к обнаружению кратных систем галактик, между членами которых имеется слабо светящаяся среда в виде „перемычек“, „хвостов“ или общей „атмосферы“ [1]. У членов таких систем часто заметны сильные искажения нормальной структуры. Должное внимание к этим объектам привлек Б. А. Воронцов-Вельяминов, опубликовав Атлас „взаимодействующих“ галактик [2] и Морфологический каталог галактик [3].

Несомненная физическая связь между членами „взаимодействующих“ систем галактик, крайне малая доля оптических, случайно спроектировавшихся систем среди них делает „взаимодействующие“ галактики весьма удобными объектами для статистического исследования. Анализ распределения „взаимодействующих“ галактик дает критерии для проверки различных гипотез об их происхождении. Перечислим основные из этих гипотез.

1. Отмеченные возмущения структуры и формы галактик могут явиться следствием столкновений или тесных сближений галактик [1]. В этом случае число „взаимодействующих“ галактик в некотором объеме должно быть пропорционально квадрату общего числа галактик. Известно, однако, что доля „взаимодействующих“ галактик на много порядков превышает то значение, которое следует из гипотезы о столкновениях. Это, а также некоторые из приведенных ниже со-

ображений определенно показывают, что рассматриваемая гипотеза не соответствует действительности.

2. Значительная часть „взаимодействующих“ систем образовалась сравнительно недавно и члены их имеют совместное происхождение [4]. В пользу этого говорят следующие аргументы:

а) кратные „взаимодействующие“ системы часто имеют неустойчивую конфигурацию типа трапеции;

б) по спектральным данным одномерные структуры в виде „хвостов“ и „перемычек“ сходны по населению со спиральными рукавами галактик, т. е. состоят в основном из звезд, а не диффузной среды [1]; соображения относительно устойчивости таких образований приводят к выводу об их недавнем происхождении;

в) компоненты „взаимодействующих“ пар и цепочек галактик в изученном сверхскоплении в Геркулесе расположены друг относительно друга не случайным образом, а имеют предпочтительную ориентацию [5]; это позволяет предположить, что возраст компонентов не превышает времени порядка среднего периода обращения галактики вокруг своей оси ($\approx 2 \cdot 10^8$ лет);

г) у членов некоторых „взаимодействующих“ систем (NGC 5363—64, $13^h 45^m + 34^{\circ} 07'$, $23^h 39^m - 03^{\circ} 54'$, „квартет Стефана“ и др.) взаимные скорости явно превышают параболическую скорость; полная энергия таких систем, по-видимому, положительна и они распадаются;

д) характерное время экспансии „взаимодействующих“ систем с положительной энергией получается в среднем $(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^8$ лет [6], то есть совпадает с ожидаемым по соображениям а), б) и в).

Гипотеза 2, согласно которой члены „взаимодействующих“ систем имеют недавнее совместное происхождение, объединяет в себе два принципиально различных предположения о механизме образования таких объектов.

В концепции В. А. Амбарцумяна [4] явления „взаимодействия“ галактик понимаются как остаточный результат процесса их совместного образования путем деления ядер галактик. В этом случае следует ожидать, что число „взаимодействующих“ галактик должно быть пропорционально общему числу галактик.

Другая точка зрения состоит в том, что молодые галактики с признаками „взаимодействия“ могут образовываться путем фрагментации диффузной межгалактической среды. Если допустить, что такая среда, обладающая необходимыми свойствами, существует, то статистические характеристики пространственного распределения образующихся галактик могут быть, по-видимому, весьма разнообразными.

Маловероятно, чтобы они совпадали с соответствующими характеристиками в случае процессов деления.

В качестве исходного материала для статистики мы использовали Морфологический каталог [3], составленный на основе Паломарского обзора неба. В нем приведены различные данные о галактиках и отмечены „взаимодействующие“ системы. Полнота и статистическая однородность каталога [3] не исследовались. Авторы его полагают, что ориентировочный предел, до которого сохраняется еще полнота и однородность каталога, приходится приблизительно на 15-ю звездную величину.

По данным [3] делались подсчеты числа систем „взаимодействующих“ галактик k , интегральная звездная величина которых $\leq 15^m 0$, и общего числа галактик в том же интервале звездных величин, проходящихся на площадку $6 \times 6^\circ$ (размер паломарской карты). В данной работе будем для удобства называть объектами как системы „взаимодействующих“ галактик, так и нормальные галактики и обозначать общее число объектов на площадке посредством n . Чтобы избежать влияния галактического поглощения на величины k и n , рассматривались только площадки с галактической широтой $|b| \geq 40^\circ$. На 254 площадках было отмечено 7950 объектов с $m \leq 15.0$, среди них — 560 систем „взаимодействующих“ галактик. Таким образом, в этой выборке доля „взаимодействующих“ систем составляет $\delta = 0.07$. Заметим, что оценки звездных величин галактик имеют в своем большинстве невысокую точность. Поэтому для контроля отдельно были рассмотрены 100 площадок (с $|b| > 40^\circ$), где звездные величины галактик определялись Ф. Цвикки более точно. На этих площадках содержится 2490 объектов ярче $15^m 0$, в том числе 203 „взаимодействующие“ системы. Доля „взаимодействующих“ систем $\delta = 0.08$ и основные черты распределения их оказались практически такими же, как и в более общей выборке из 254 площадок.

Прежде чем перейти к статистическому анализу данных, отметим следующее важное обстоятельство. Располагая сведениями о лучевых скоростях v и фотографических звездных величинах m_{pg} (собранных в [3]) для 103 „взаимодействующих“ галактик, мы построили для них хаббловскую зависимость $m_{pg} = 5 \lg v - c$ и сравнили ее с аналогичной зависимостью для 474 галактик фона по данным [7]. Величина постоянной c , определяющей среднюю абсолютную величину „взаимодействующих“ галактик, получилась равной $4^m 08 \pm 0^m 12$. В пределах погрешности она совпадает с оценкой c для 474 нормальных галактик: $c = 4^m 24 \pm 0^m 13$. Оказалось (рис. 1), что и функция светимости „взаимодействующих“ галактик $\varphi(M - \bar{M})$, где M — абсолютная

величина, практически совпадает с $\varphi(M - \bar{M})$ для нормальных галактик. Это обстоятельство, имеющее, конечно, и самостоятельное значение, существенно упрощает статистический анализ распределения систем „взаимодействующих“ галактик и позволяет считать, что флуктуации величин k и n на фиксированных площадках обусловлены неоднородностью распределения всех галактик и „взаимодействующих“ среди них в одних и тех же объемах пространства.

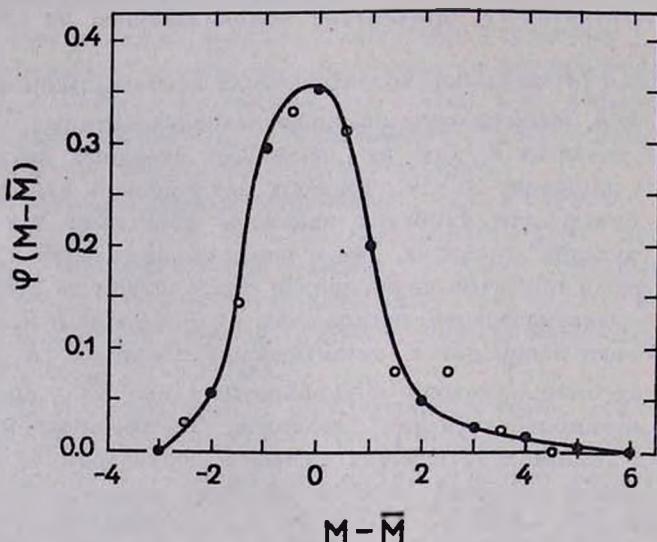


Рис. 1. Кривая, проведенная по точкам, изображает функцию светимости $\varphi(M - \bar{M})$ для 474 галактик [7]; кружки обозначают $\varphi(M - \bar{M})$ для „взаимодействующих“ галактик.

Таким образом, можно утверждать, что пространственная плотность систем „взаимодействующих“ галактик составляет $\delta = 0.07$ от пространственной плотности всех объектов в выборке до 15^m . По данным [5] в богатых скоплениях Волосы Вероники и Геркулес „взаимодействующие“ системы составляют такую же долю ($\delta = 0.07 \pm 0.01$ по всему скоплению Волосы Вероники, $\delta = 0.09 \pm 0.02$ в центральной области размером $r < 0.5$ и $\bar{\delta} = 0.09$ для пяти скоплений на южном конце сверхскопления в Геркулесе).

Обратимся теперь непосредственно к имеющимся данным. Пусть $Q(n)$ обозначает вероятность обнаружения на заданной площадке (в рассматриваемом случае — на паломарской карте) n объектов ярче 15^m . Аналогичную величину для систем „взаимодействующих“ галактик обозначим посредством $Q^*(k)$. Наблюдаемые значения функции $Q(n)$

приведены в табл. 1. Функция $Q^*(k)$ представлена на рис. 2 сплошной линией.

Таблица 1

n	$Q(n)$	n	$Q(n)$
0— 9	0.082	70— 79	0.020
10— 19	0.231	80— 89	0.016
20— 29	0.208	90— 99	0.008
30— 39	0.184	100—109	0.000
40— 49	0.145	110—119	0.004
50— 59	0.067	120—129	0.000
60— 69	0.035		

Далее, характер связи между общим числом объектов и числом систем «взаимодействующих» галактик определяется условной функцией распределения числа «взаимодействующих» систем $P_n(k)$. Очевидно,

$$Q^*(k) = \sum_{n=k}^{\infty} Q(n) P_n(k) \quad (1)$$

и задача состоит в том, чтобы на основании наблюдаемых значений величин Q и Q^* сделать выводы о свойствах функции $P_n(k)$. Отмеченный выше факт постоянства доли систем «взаимодействующих» галактик позволяет сделать следующее предположение: каждый объект с некоторой вероятностью δ , не зависящей от общего числа объектов, может оказаться «взаимодействующей» системой, то есть

$$P_n(k) = C_n^k \delta^k (1 - \delta)^{n-k}, \quad (2)$$

причем величина δ равна 0.07. Подставляя (2) в формулу (1) и пользуясь приведенными в табл. 1 величинами $Q(n)$, мы можем вычислить значения функции $Q^*(k)$ и сравнить их с наблюдаемыми. Тем самым мы получим основание судить о степени справедливости сделанного предположения.

Найденная таким путем функция $Q^*(k)$ представлена на рис. 2 пунктирной линией. Мы видим, что согласие между вычисленными и наблюдаемыми значениями весьма хорошее. Оценка расхождения согласно критерию χ^2 показывает, что имеется вероятность около 0.85 получить отклонение от ожидаемого результата по крайней мере такое же большое, как фактически наблюдаемое.

Существует еще одна возможность проверки предположения, выражающегося формулой (2): мы можем найти кривые регрессии для средних значений $\bar{k}(n)$ и $\bar{n}(k)$, определяемые выражениями

$$\bar{k}(n) = \sum_{k=0}^n k P_n(k) \quad (3)$$

и

$$\bar{n}(k) = \frac{1}{Q^*(k)} \sum_{n=k}^{\infty} n Q(n) P_n(k). \quad (4)$$

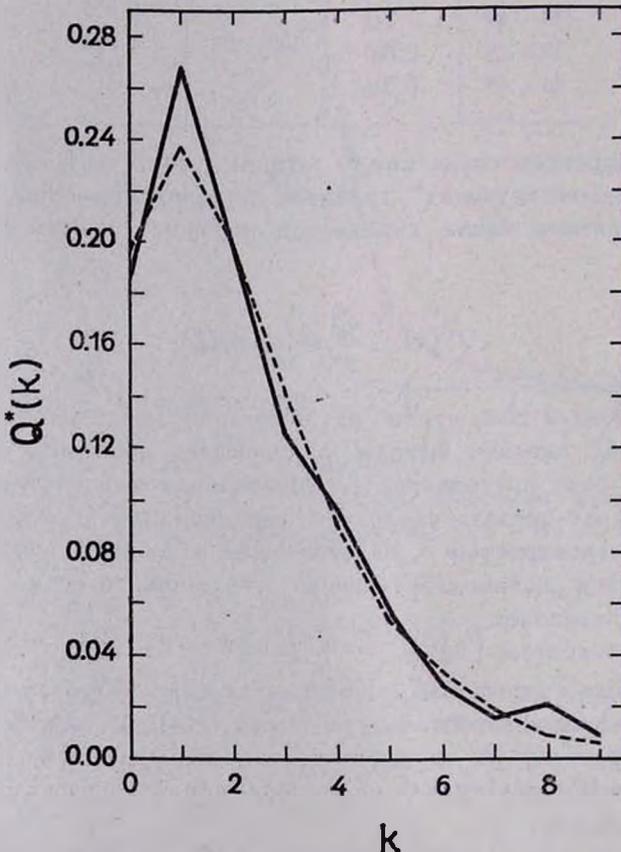


Рис. 2.

Если $P_n(k)$ имеет вид (2), то $\bar{k}(n) = \delta n$. Наблюдаемые значения величин $\bar{k}(n)$ и $\bar{n}(k)$ представлены на рис. 3 в виде точек. Там же приведены вычисленные по формулам (3) и (4) линии регрессии. При этом для $P_n(k)$ было принято выражение (2) с $\delta = 0.07$, а для функции $Q^*(k)$ брались значения, вычисленные по формуле (1). Как видно,

вновь можно констатировать удовлетворительное согласие вычисленных и наблюдаемых значений.

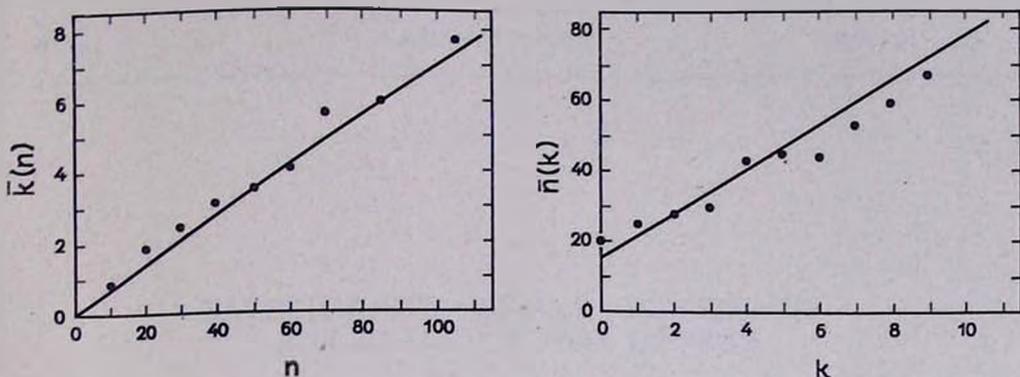


Рис. 3.

Таким образом, полученные результаты подтверждают точку зрения В. А. Амбарцумяна о том, что процессы, приводящие к образованию „взаимодействующих“ галактик, обусловлены внутренними причинами и носят спонтанный характер.

Авторы благодарны В. А. Липовецкому за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE STATISTICS OF "INTERACTING" GALAXIES

I. D. KARACHENTSEV, V. Yu. TEREbizh

The data of the systems of "interacting" galaxies brighter than 15^m spatial distribution are discussed. The results of statistical analysis have proved that the processes giving rise to „interacting“ galaxies have been induced by internal causes.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Цвикки, Стрoение звездных систем, ИЛ., М., 1962.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас и каталог взаимодействующих галактик, ч. I, МГУ, 1959.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, А. А. Красноярская, Морфологический каталог галактик, МГУ, ч. I, 1962; ч. II, 1964; ч. III, 1963.
4. V. A. Ambartsumian, Solvay Conference Report, Brussels, p. 241, 1958.
5. И. Д. Караченцев, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 17, 3, 103; 4, 109; 1964.
6. И. Д. Караченцев, Сообщ. Бюр. обс., 39, 96, 1967.
7. M. L. Huxton, N. U. Mayall, A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД—СВЕТИМОСТЬ
ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

И. Н. ЛАТЫШЕВ

Поступила 16 декабря 1967

Методом, предложенным автором, получена зависимость период—светимость для классических цефеид: $M_v = -1.4 - 2.6 \lg P - 0.2 \lg^2 P$. При этом предполагалось существование однозначного соотношения между цветом и поверхностной яркостью у цефеид. Излучение цефеид, в отличие от звезд типа RR Ляры, можно считать квазистационарным. Цефеиды с эффектом Блажко, возможно, не удовлетворяют полученной зависимости.

1. *Введение.* За последнее десятилетие, в особенности после известного открытия Бааде [1], появилось много работ по уточнению нуль-пункта и наклона зависимости период—светимость у цефеид. Обширная сводка таких работ приведена у О. А. Мельникова [2]. Из последующих работ следует отметить статью Крафта [3], в которой нуль-пункт зависимости период—светимость установлен по цефеидам, входящим в состав рассеянных звездных скоплений, а наклон зависимости был принят такой же, как и у цефеид Малого Магелланова Облака. Однако в дальнейшем [4] было получено другое значение наклона зависимости период—светимость для цефеид ММО. Есть все основания считать, что как нуль-пункт, так и наклон зависимости период—светимость для классических цефеид определены еще не окончательно.

В настоящей работе предпринята попытка получить зависимость период—светимость способом, ранее не применявшимся: используя зависимость период—радиус у классических цефеид. При этом не используются данные о параллаксах цефеид или связанных с ними звезд.

2. *Зависимость период—светимость.* Светимость звезды можно определить по известной формуле:

$$M_{\text{bol}} = 96^{\text{m}}57 - 5 \lg R - 10 \lg T_e. \quad (1)$$

Или, если перейти к визуальной шкале:

$$M_v = 96^{\text{m}}57 - 5 \lg R - 10 \lg T_e - b. \text{ с.} \quad (2)$$

Если все переменные величины правой части формулы (2) выразить как функцию периода, получим зависимость период—светимость. Зависимость период—радиус была получена ранее [5]:

$$\lg R = (11.926 \pm 0.029) + (0.804 \pm 0.026 \lg P). \quad (3)$$

Остальные необходимые соотношения можно взять у Крафта [3]:

$$(B - V) = -0.101 \lg^2 P + 0.5385 \lg P + 0.2644 \quad (4)$$

$$b. \text{ с.} = -0.116 + 0.583 (B - V) - 0.704 (B - V)^2, \quad (5)$$

а также

$$\lg T_e = 3.886 - 0.175 (B - V). \quad (6)$$

После несложных преобразований, пренебрегая малыми членами с $\lg^2 P$ и $\lg^3 P$, которые оказываются малыми, получаем:

$$M_v = -1^{\text{m}}63 - 3.19 \lg P. \quad (7)$$

Если взять другую зависимость период—радиус [6]

$$\lg R = 11.909 + 0.778 \lg P, \quad (8)$$

получим еще одну зависимость период—светимость:

$$M_v = -1^{\text{m}}55 - 3.06 \lg P. \quad (9)$$

Оук [7] получил следующее соотношение между $(B - V)$ и T_e :

$$T_e = \frac{5040}{0.643 + 0.337(B - V)}. \quad (10)$$

В этом случае, то есть если заменить формулу (6) на формулу (10), формула (7) будет иметь вид:

$$M_v = -1^{\text{m}}61 - 3.00 \lg P, \quad (11)$$

а формула (9) будет выглядеть так:

$$M_v = -1^{\text{m}}53 - 2.87 \lg P. \quad (12)$$

Можно и другим путем получить зависимость период—светимость у цефеид. По данным ОКПЗ 1958 г. можно получить зависимость между спектральным классом и периодами цефеид. Арп [8] приводит зависимость между спектральным классом, эффективной температурой, показателем цвета ($B - V$) и болометрической поправкой. Если воспользоваться этими соотношениями, то формулы (7) и (9) будут иметь вид, соответственно:

$$M_v = -1^m 02 - 2.89 \lg P, \quad (13)$$

$$M_v = -0^m 94 - 2.76 \lg P. \quad (14)$$

В этом роде был получен еще ряд зависимостей период—светимость. В среднем по всем данным зависимость период—светимость для классических цефеид оказалась следующей:

$$M_v = -1^m 3 - 2.9 \lg P. \quad (15)$$

Здесь средняя квадратичная ошибка коэффициента при $\lg P$ порядка 0.2—0.3, а средняя квадратичная ошибка нуля-пункта, по-видимому, порядка $0^m 3 - 0^m 4$.

3. Другой способ определения зависимости период—светимость.

Ранее [6], [9] было показано, что в предположении существования однозначного соответствия между цветом и поверхностной яркостью у отдельно взятой цефеиды дифференциальное изменение ее светимости может быть представлено в виде:

$$dM_v = a d(B - V) - 5 d \lg R. \quad (16)$$

Будем теперь считать, что существует взаимно однозначное соответствие между цветом и поверхностной яркостью, одинаковое для всех цефеид. Тогда в формуле (16) ($B - V$) будет означать медианный показатель цвета, конечно, исправленный за межзвездное поглощение, R — средние радиусы цефеид, а M_v — их средние визуальные светимости. Если все переменные в правой части (16) выразить как функции периода, то, проинтегрировав, получим зависимость период—светимость (с точностью до нуля-пункта). Насколько нам известно, таким или подобным образом наклон зависимости период—светимость еще не был получен.

Величины a для ряда цефеид были получены ранее [5]. Из них были выбраны те, что соответствуют системе B_v, V_v , и по ним было получено:

$$a = 2.32 - 0.66 \lg P. \quad (17)$$

Ю. Н. Ефремов [10] получил следующее соотношение между периодом и медианным значением $(B - V)$:

$$(B - V) = 0.206 + 0.558 \lg P. \quad (18)$$

Подставив все это, а также (8) в (16), получим после несложного интегрирования

$$M_v = M_{I_{gP=0}} - 2.60 \lg P - 0.184 \lg^2 P. \quad (19)$$

Можно сделать попытку получить нуль-пункт зависимости период—светимость привязкой к Солнцу, принимая для него $(B - V) = 0^m62$ [11] и считая, что цефеиды с таким же показателем цвета имеют такую же поверхностную яркость. Тогда формула (19) будет иметь вид

$$M_v = -1^m42 - 2.60 \lg P - 0.184 \lg^2 P. \quad (20)$$

Получилась квадратичная зависимость. В интервале периодов $0.5 \leq \lg P \leq 1.5$ ее линейное приближение будет иметь вид

$$M_v = -1^m25 - 2.96 \lg P. \quad (21)$$

Если вместо (8) взять (3), в формулах (20) и (21) коэффициент при $\lg P$ следует увеличить на 0.13, а нуль-пункт останется почти без изменения.

4. *Обсуждение результатов.* Из зависимости период—светимость (20) следует, что наклон зависимости возрастает с увеличением периода. Это, в общем, согласуется с результатами, полученными ранее Б. В. Кукаркиным [12]. Изучая цефеиды ММО, к такому же результату пришли С. Гапошкин и С. Пейн-Гапошкина [13]. Наклон зависимости период—светимость вполне согласуется с последними определениями по цефеидам Магеллановых Облаков [4], а нуль-пункт тоже представляется правдоподобным. Это свидетельствует в пользу того, что предположение о существовании однозначного соответствия между цветом и поверхностной яркостью у всех или, по крайней мере, у большинства цефеид соответствует действительности.

С. Гапошкин и С. Пейн-Гапошкина показали [13], что цефеиды с периодами $2 - 4^d$ и с малыми амплитудами изменения блеска имеют более высокую светимость, чем цефеиды тех же периодов с большими амплитудами. К сожалению, точность определения радиусов цефеид еще недостаточно высока, чтобы исследовать их различие у цефеид указанных групп. Однако не вызывает сомнения тот факт, что и в Галактике указанные цефеиды отличаются друг от друга.

Если рассматривать цефеиды Галактики с периодами $3^d - 4^d$ и разделить их на две группы с границей 0^m65 по фотографической ам-

плитуде блеска, то оказывается, что среди звезд с малой амплитудой 12% имеют $b \geq 5^\circ$, а среди звезд большой амплитуды их уже 31%. Средняя z -координата у них почти одинаковая: —22 и —28 парсек, соответственно, но у цефеид с малой амплитудой блеска плотность распределения падает вдвое на расстоянии около 40 парсек от плоскости Галактики, а у цефеид с большими амплитудами—на расстоянии около 70 парсек. Таким образом, указанные цефеиды с малой амплитудой блеска сильнее группируются к плоскости Галактики, а это не противоречит тому, что они имеют и более высокую светимость.

Пока остается неясным вопрос о светимости цефеид с эффектом Блажко, которых известно около 10, и, кроме того, ряд цефеид еще подозревается на предмет существования эффекта Блажко. Радиусы этих цефеид определяются весьма неуверенно, а известные мало отличаются от цефеид без эффекта Блажко и имеющих те же периоды. С другой стороны, во время высоких максимумов цефеиды с эффектом Блажко по форме кривых блеска похожи на цефеиды с большими амплитудами, а во время низких максимумов—на цефеиды с малыми амплитудами.

У цефеид с периодами 2—9^d существует зависимость между визуальной амплитудой A_v и $(M - m)$ [14]:

$$(M - m) = 0.23 A_v^{-0.5}. \quad (22)$$

У цефеид с эффектом Блажко с увеличением амплитуды кривая блеска становится более асимметричной. В табл. 1 для TU Cas по наблюдениям Оостерхофа [15] в первом столбце приведены значения A_v , во втором—соответствующие значения $M - m$ и, наконец, в третьем—значения $M - m$, полученные по формуле (22) для значений A_v первого столбца.

Таблица 1

A_v	$M - m_{\text{набл.}}$	$M - m_{\text{выч.}}$
1. ^m 02	0.21	0.23
0.60	0.27	0.30
0.45	0.35	0.34

Согласие между $M - m_{\text{набл.}}$ и $M - m_{\text{выч.}}$ хорошее. Цефеиды с эффектом Блажко по ходу изменения блеска как бы пробегают на плоскости $A_v - (M - m)$ место, занимаемое обычными цефеидами, но есть одна существенная разница: у обычных цефеид с уменьшением амплитуды светимость растет, а у цефеид с эффектом Блажко—падает.

Таким образом, вопрос о светимости цефеид с эффектом Блажко нам пока представляется неясным. И, конечно, преждевременно исключать из числа членов скопления NGC 6649 звезду № 64 из списка Каффи [16], у которой П. Н. Холопов и Ю. Н. Ефремов [17] подозревают эффект Блажко, хотя в случае ее принадлежности к скоплению ее светимость примерно на 1^m меньше, чем это следует по зависимости период—светимость.

Изложенное выше подтверждает мнение Б. В. Кукаркина о множественности нуль-пунктов зависимости период—светимость у классических цефеид.

По результатам пунктов 2 и 3 наиболее вероятная зависимость период—светимость представляется следующей:

$$M_v = -1^m 4 - 2.6 \lg P - 0.2 \lg^2 P, \quad (23)$$

или, если ограничиться линейным приближением,

$$M_v = -1^m 2 - 3.0 \lg P. \quad (24)$$

При этом следует помнить, что какая-то часть цефеид может иметь существенно другую светимость.

5. *Другие зависимости период—радиус для классических цефеид.* Несколько позже автора зависимость период—радиус получил Ферни [18]:

$$\lg \frac{R}{R_{\odot}} = 0.536 \lg P + 1.291. \quad (25)$$

Он действовал просто: по литературным данным собрал некоторое количество определений радиусов цефеид и звезд типа RR Лиры, в основном, методом Весселинка. В это же число включены радиусы, определенные заведомо некорректным методом Стеббинса [19]. При этом во всех случаях не учитывались различия в пульсации по фазе и по амплитуде между различными слоями пульсирующих звезд. Если вместо (8) для получения зависимости период—светимость пользоваться зависимостью Ферни, коэффициент при $\lg P$ в формуле (24) будет равен 1.75, что явно противоречит наблюдениям. На наш взгляд, зависимость период—радиус Ферни не заслуживает серьезного внимания.

Несколько другую зависимость период—радиус получил Н. Е. Курочкин [20]:

$$\lg R_{\text{км}} = 7.033 + 0.646 \lg P, \quad (26)$$

используя предложенный им интегральный метод определения радиусов цефеид [21]. Принимая зависимость Н. Е. Курочкина, зависимость период—светимость, аналогичная (20), получается следующей:

$$M_v = -1^m 54 - 1.94 \lg P - 0.184 \lg^2 P, \quad (27)$$

а в линейном приближении коэффициент при $\lg P$ равен 2.30, что также меньше наблюдаемых. Н. Е. Курочкин также не учитывал различие пульсации по амплитуде, а учитывать различие в пульсации по фазе при его методе в первом приближении, которым он пользовался, вообще не надо. Вполне возможно, что во втором приближении зависимость период—радиус Н. Е. Курочкина будет более похожа на зависимость (8).

6. *Проблема звезд типа RR Лиры.* У звезд типа RR Лиры нет однозначного соответствия между цветом и поверхностной яркостью даже у отдельно взятой звезды, поэтому метод определения радиусов, предложенный автором для цефеид, не годится для звезд типа RR Лиры. У звезд типа RR Лиры бегущая волна переходит в ударную на значительно большей оптической глубине, чем у цефеид, и, в отличие от них, высвечивание за фронтом ударной волны оказывает значительное влияние на распределение энергии в непрерывном спектре звезд типа RR Лиры.

На рис. 1 представлены фотовольтрические наблюдения [22] звезды RX Eri, переменной типа RR Лиры. Как видно из рис. 1, показатель цвета ($U-B$) отличается от показателя цвета ($B-V$) следующим: везде, кроме фаз $0^p 85-0^p 95$, кривая показателя цвета ($B-V$) подобна перевернутой кривой показателя цвета ($U-B$), а в интервале $0^p 85-0^p 95$, что соответствует прохождению ударной волны, имеется явный избыток цвета ($U-B$).

Абт [23] предложил следующим образом исключить эффект ударной волны: из кривой блеска V при соответствующих фазах вычесть избыток цвета показателя ($U-B$), умноженный на 1.7, а кривую показателя ($B-V$) оставить без изменений. Исходя из этого, можно сделать попытку модифицировать наш метод определения радиусов цефеид на случай звезд типа RR Лиры.

В этом случае разность блеска между двумя фазами, Φ_0 и Φ_1 , можно определить по формуле:

$$\Delta V_{i,0} = \alpha_1 \Delta (B-V)_{i,0} + \alpha_2 \Delta (U-B)_{i,0} - b \Delta D_{i,0}. \quad (28)$$

Второе слагаемое в правую часть равенства введено для снятия эффекта ударной волны. На наш взгляд, величину α_2 лучше не считать равной 1.7, а определять в каждом случае. Вычитая из V величину $\alpha_2 \Delta (U-B)$, мы из кривой блеска вычитаем не только эффект ударной волны; остальное компенсируется слагаемым $\alpha_1 \Delta (B-V)$, учитывая, как было раньше сказано, что кривая показателя цвета ($U-B$),

за исключением эффекта ударной волны, подобна перевернутой кривой $(B-V)$. Исходная система уравнений для решения методом наименьших квадратов, следовательно, имеет вид:

$$\Delta V_{i,0} = \alpha_1 \Delta (B-V)_{i,0} + \alpha_2 \Delta (U-B)_{i,0} - b \Delta D_{i,0} + c \quad (29)$$

$$(i = 0, 1, \dots, n-1).$$

В случае RX Eri решение оказалось следующим: $\alpha_1 = 3.07 \pm 0.11$; $\alpha_2 = 0.99 \pm 0.22$; $b = 0.390 \pm 0.059$; $c = 0.03 \pm 0.01$. Радиус R , определяемый, как и раньше [5], по формуле

$$R = \frac{2.78}{b}, \quad (30)$$

оказался равным $7.1 \cdot 10^6$ км, что, по-видимому, превышает действительное значение. Величина α_2 меньше, чем 1.7. Это, возможно, объясняется меньшей точностью наблюдений $(U-B)$ по сравнению с $(B-V)$. Наконец, в интервале $0^{\text{h}}70 - 0^{\text{h}}80$ блеск RX Eri уменьшается, а $(B-V)$ и $(U-B)$ остаются неизменными, что пока не объяснено.

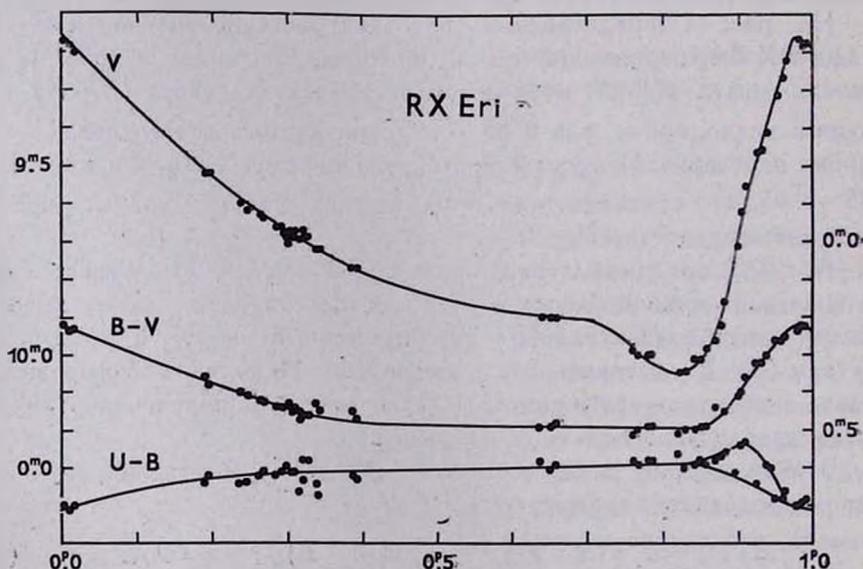


Рис. 1.

Рис. 2 иллюстрирует решение системы (29). На рис. 2^а по оси абсцисс отложены величины $\Delta (B-V)_{i,0}$, по оси ординат — величины $\Delta V_{i,0} - \alpha_2 \Delta (U-B)_{i,0} + b \Delta D_{i,0}$, на рис. 2^б, соответственно, $\Delta (U-B)_{i,0}$ и $\Delta V_{i,0} - \alpha_1 \Delta (B-V)_{i,0} + b \Delta D_{i,0}$, а на рис. 2^в, соответственно, $\Delta D_{i,0}$ и $\Delta V_{i,0} - \alpha_1 \Delta (B-V)_{i,0} - \alpha_2 \Delta (U-B)_{i,0}$. Рис. 2 показывает,

что кривая блеска V может быть представлена в виде суммы трех составляющих.

Результаты решения системы (29) подтверждают тот факт, что высвечивание за фронтом ударной волны в случае RX Eri доступно наблюдениям не только за пределом серии Бальмера и, в принципе,

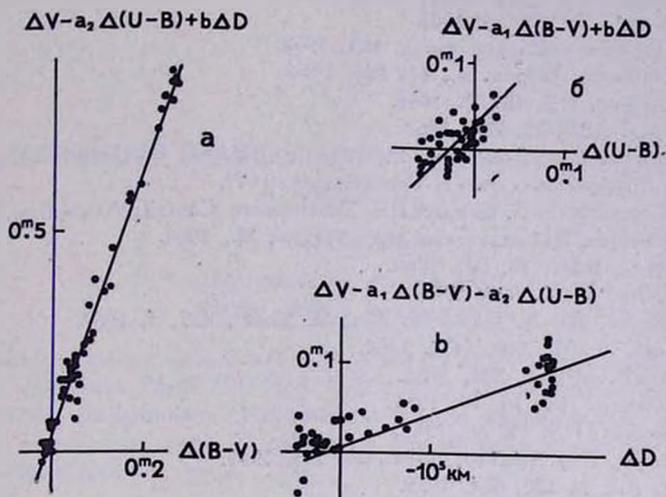


Рис. 2.

подтверждают методику Абта [22], но сама модификация еще нуждается в доработке. Поэтому тех, кто пожелает определять радиусы звезд типа RR Лиры, можно отослать к работам М. С. Фролова (напр. [24] и [25]), предложившего свой метод их определения.

Астрономическая обсерватория ЛГУ

PERIOD—LUMINOSITY DEPENDENCE FOR THE CLASSIC CEPHEIDS

I. N. LATYSHEV

By means of a method given by the author, the dependence between the period and the luminosity of the classical cepheids is derived $M_V = -1.4 - 2.6 \log P - 0.2 \log^2 P$. It is assumed that there exists a univalued dependence between the color and the surface brightness in cepheids. Contrary to the RR Lyrae type stars, the radiative flux from cepheids may be assumed to be quasi-stationary.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W. Baade*, Transactions IAU, 8, 397, 1952.
2. *О. А. Мельников*, ПЗ, 12, 320, 1958.
3. *R. P. Kraft*, Ap. J., 134, 616, 1961.
4. *S. C. В. Gaskolgne, G. E. Kron*, MN, 130, 333, 1965.
5. *И. Н. Латышев*, Астрофизика, 2, 355, 1966.
6. *И. Н. Латышев*, Астрон. цирк., 276, 1964.
7. *J. В. Oke*, Ap. J., 133, 90, 1961.
8. Происхождение и эволюция звезд, ИЛ, 1962.
9. *И. Н. Латышева*, Астрон. ж., 41, 666, 1964.
10. *Ю. Н. Ефремов*, ПЗ, 16, 18, 1966.
11. *G. E. Kron*, PASP, 75, 288, 1963.
12. *Б. В. Кукаркин*, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1949.
13. *S. Payne-Gaposckina, S. Gaposckin*, Smithsonian Contrib. Astrophys., 9, 205, 1966.
14. *И. Н. Латышева*, Кандидатская диссертация, М., 1964.
15. *P. Oosterhoff*, VAN, 15, 501, 1960.
16. *J. Cuffey*, Ap. J., 92, 303, 1940.
17. *П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов*, Астрон. цирк., 437, 5, 1967.
18. *J. D. Fernie*, Ap. J., 140, 1482, 1964.
19. *J. Stebbins*, PASP, 65, 384, 1953.
20. *Н. Е. Курочкин*, ПЗ, 16, 10, 1966.
21. *Н. Е. Курочкин*, ПЗ, 15, 68, 1964.
22. *T. D. Kinman*, Roy. Observ. Bulls., 37, 151, 1961.
23. *H. A. Abt*, Ap. J., 130, 824, 1959.
24. *М. С. Фролов*, Кандидатская диссертация, М., 1965.
25. *М. С. Фролов*, ПЗ, 16, 29, 1966.

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ
Р ЛЕБЕДЯ

Е. Р. АСТАФЬЕВ

Поступила 30 августа 1967

Исправлена 1 февраля 1968

По спектрограммам с дисперсией 1.33 А/мм у λ 4300 А обнаружены быстрые, порядка суток, изменения линий Н I, He I, Fe III, N II, O II. Изменения в линиях водорода происходят одновременно. Изменения в линиях других атомов не следуют за изменениями водородных линий. Изменения в эмиссионных линиях не соответствуют изменениям абсорбционных линий.

Целью настоящей работы явилось изучение изменений линий в спектре звезды по спектрограммам, полученным с большой дисперсией. К настоящему времени имеются многочисленные данные, свидетельствующие о нестационарности Р Лебеда. Изменения в спектре, отмеченные впервые Б. П. Герасимовичем [1], были подтверждены О. Вилсоном [2], В. Адамсом и П. Меррилом [3], а также другими авторами.

Согласно Вилсону, водородные линии Р Лебеда содержат три компонента: к нормальным эмиссионным линиям примыкают два абсорбционных компонента, переменных по интенсивности и, возможно, по положению. Временами они одинаково сильны, иногда один из них исчезает. Такие изменения происходят, по-видимому, на протяжении месяца; аналогично поведение некоторых линий гелия.

Р. Герман [4] нашла, что раздвоение абсорбционного компонента как будто происходит не одновременно у разных линий бальмеровской серии; это же наблюдается и в спектре других звезд типа Р Лебеда (HD 45 910 и HD 218 393). По-видимому, одновременно с изменениями в спектре Р Лебеда происходят изменения ее блеска и цвета [5, 6]. Кроме того, как показала М. В. Долидзе [7], спектрофотометрический градиент звезды также меняется со временем.

1. Пять спектров Р Лебеда были получены в 1964 году И. М. Копыловым на эшелюном спектрографе 2.6 м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 1.33 А/мм у λ 4300 А и любезно предоставлены им в наше распоряжение. В табл. 1 приводятся номера спектрограмм, даты наблюдений, продолжительность экспозиции, ширина щели и сорт примененных пластинок.

Таблица 1

Номер спектрограммы	Дата	Экспозиция	Ширина щели мм	Сорт пластинок
121	23/24 VII 1964	1 ^h 10 ^m	0.5	ОаО
132	27/28 VII 1964	2 20	0.5	ОаО
137	28/29 VII 1964	2 50	0.4	ОаО
139	30/31 VII 1964	3 02	0.5	ОаО
153	17/18 IX 1964	3 50	0.4	ОаО

Регистрограммы спектров в интенсивностях получены с двадцатикратным увеличением на микрофотометре Крымской обсерватории.

2. Спектрограммы эшелюного спектрографа состоят из некоторого числа полосок, расположенных одна над другой, на пластинке размерами 9 × 12 см. Фотографическая плотность полоски наибольшая в середине и наименьшая на краях пластинки. Полоски, содержащие определенные области спектра, имеют небольшую кривизну, на краях большую, чем в середине, поэтому в процессе записи предметный столик микрофотометра приходилось время от времени перемещать перпендикулярно направлению дисперсии, следя за тем, чтобы щель микрофотометра находилась все время посередине изображения полоски. Вследствие этого возможны искажения деталей линии при их записи.

Благодаря тому, что соседние полоски перекрывают друг друга, некоторые линии получают на пластинке дважды: в конце предыдущей и в начале последующей строк. Для оценки вероятной ошибки записи одной линии было проведено сравнение всех таких линий между собой. Считалось, что пара линий записана неверно, если на одной из них обнаруживались детали, отсутствующие на другой. Например, на одной полоске абсорбционный компонент линии раздвоен, а на другой нет, или на одной полоске глубина фиолетового компонента раздвоенной абсорбционной линии больше, чем красного, а на другой они равны. Таких ошибок оказалось 10 на 146 пар линий, что составляет семь процентов искажений. Ясно, что в середине полоски

эта величина будет меньше из-за малой кривизны полосы и ее большой фотографической плотности. Вместе с тем, наличие таких искажений требует известной осторожности при анализе мелких деталей линий, расположенных на краях полосок; но если такие детали присутствуют на двух разных регистрограммах, то, по-видимому, они реальны.

3. Для каждой достаточно сильной линии, представленной на регистрограммах, получены эквивалентные ширины в ангстремах, центральные интенсивности в долях непрерывного спектра и полуширины линий в км/сек.

По результатам измерений элементов одних и тех же линий были вычислены вероятные ошибки одного определения (табл. 3). W в таблице обозначает эквивалентную ширину линий, R — центральную интенсивность, b — полуширину линий, r — вероятную ошибку одного измерения, n — число измерений, вошедших в среднее.

Таблица 2

Абсорбция			Эмиссия		
WA	n	r o/°	WA	n	r o/°
0.00—0.10	22	17	0.00—0.10	37	16
0.11—0.50	63	12	0.11—0.50	55	13
0.51—1.00	40	8	0.51—2.00	34	11
более 1.00	8	6	более 2.00	7	5
R			R		
0.00—0.10	18	13	0.00—0.10	30	24
0.11—0.50	78	16	0.11—0.50	76	17
0.51—1.00	37	11	0.51—1.00	23	14
			более 1.00	4	5
b км/сек			b км/сек		
00—50	23	12	00—50	28	17
51—100	88	13	51—100	74	11
101—150	22	7	101—150	31	9

4. Следует отметить, что на наших спектрограммах практически все линии представлены как абсорбционным, так и эмиссионным компонентами. Примерно половина линий обладает раздвоенным абсорбционным компонентом. Среди линий водорода только у H_{23} , H_{22} , H_{21} и H_7 наблюдается одиночный абсорбционный компонент, у остальных он имеет более сложную структуру.

Очертания линий различных элементов меняются из ночи в ночь, что видно из рисунков 1 и 2. Спектрограммы 121—139 иллюстрируют быстрые изменения в спектре Р Лебеда, так как все они получены в течение одной недели. У линии H_{11} на спектрограммах 132, 139 и 153 абсорбционный компонент состоит из трех частей, а на спектрограммах 121 и 137—из двух. У линии H_9 на спектрограмме 121 намечается раздвоение абсорбционного компонента, отчетливо наблюдающееся на остальных спектрограммах. Аналогичным образом меняются линии $He I \lambda 4026$, $Fe III \lambda 4419, 4430$, $N II \lambda 4530, 4634$ и $O II \lambda 4661$.

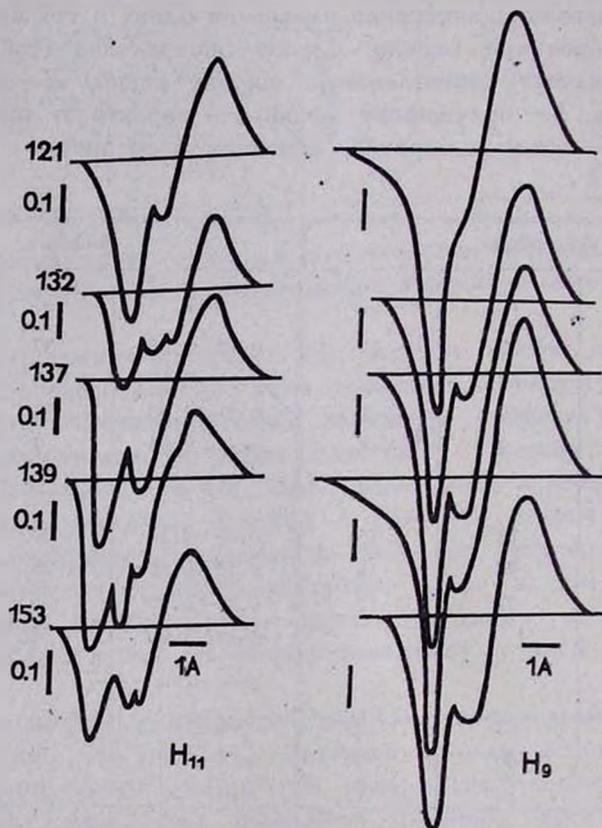


Рис. 1. Изменения в линиях H_{11} и H_9 .

Удивительные особенности структуры обнаруживают помещенные отдельно на рис. 2 линии $He I \lambda 3919$, H_{10} и в особенности H_{13} . У линии $He I \lambda 3819$ на спектрограмме 121 присутствуют три совершенно равноправных абсорбционных компонента. На следующей спектрограмме видно только два, а на спектрограмме 137 абсорбционная линия превращается в одиночную. Линия H_{10} на спектрограммах 121—139

показывает постепенное исчезновение третьего абсорбционного компонента. Условимся в дальнейшем называть части раздвоенного абсорбционного компонента „красной“ и „фиолетовой“ в зависимости от величины их смещения в коротковолновую часть спектра относительно эмиссионного компонента. Тогда можно сказать, что линия H_{13} состоит из эмиссионного и четырех абсорбционных компонентов, три из которых составляют один большой красный компонент абсорбционной линии. Характерно, что на всех спектрограммах структура линии в целом остается неизменной и ни один из компонентов не исчезает. Особенности поведения линий представлены в табл. 3.

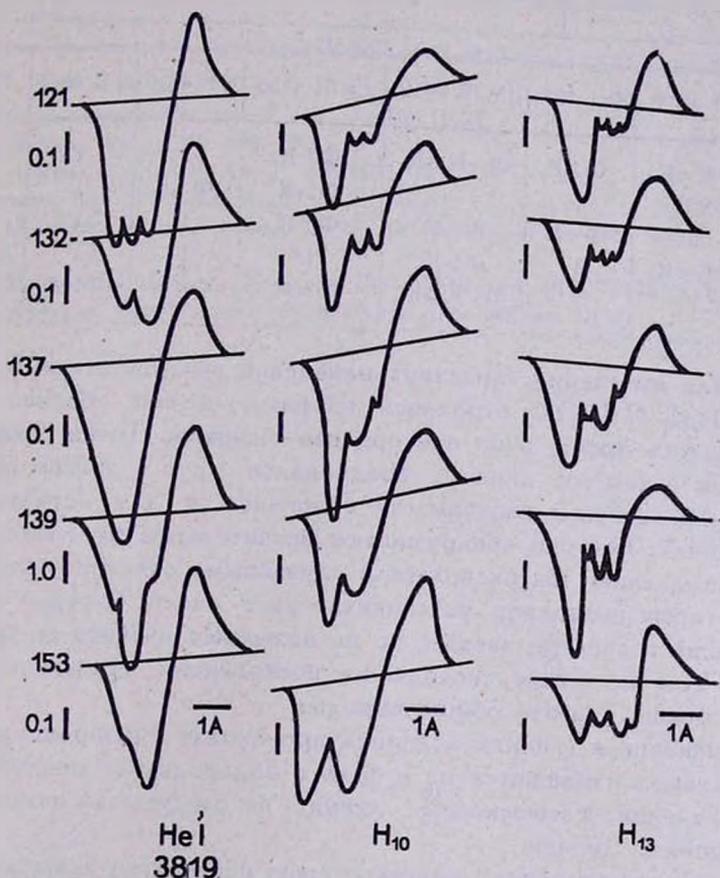


Рис. 2. Изменения в линиях $He I \lambda 3819$, H_{10} и H_{13} .

Буквой Ф в таблице обозначен коротковолновый компонент абсорбционной линии, буквой К—длинноволновый, цифра 1 означает, что линия не раздвоена. Обозначение ЗК в графе, относящейся к линии

H_{13} , означает, что красный компонент в свою очередь разделен на три части.

Таблица 3

Сп.	H_{15}	H_{14}	H_{13}	H_{12}	H_{11}	H_{10}	H_9
121	$\Phi > K$	$\Phi > K$	$\Phi > 3K$	$\Phi \gg K$	$\Phi \gg K$	$\Phi > K = K_1$	1
132	$\Phi = K$	$\Phi > K$	$\Phi > 3K$	$\Phi > K$	$\Phi > K > K_1$	$\Phi > K = K_1$	$\Phi \gg K$
137	$\Phi > K$	$\Phi > K$	$\Phi > 3K$	$\Phi > K$	$\Phi > K$	$\Phi > K > K_1$	$\Phi \gg K$
139	$\Phi \gg K$	$\Phi \gg K$	$\Phi \gg 3K$	$\Phi > K$	$\Phi > K > K_1$	$\Phi > K$	$\Phi \gg K$
153	$\Phi < K$	$\Phi < K$	$\Phi = 3K$	$\Phi < K$	$\Phi > K$	$\Phi > K$	$\Phi \gg K$

Сп.	He I 3819	He I 4026	Fe III 4419	Fe III 4430	N II 4530	N II 4643	O II 4661
121	$\Phi = K = K_1$	$\Phi \gg K$	$\Phi = K > K_1$	$\Phi = K$	1	1	$\Phi < K$
132	$\Phi < K$	1		$\Phi > K$	$\Phi > K$	1	1
137	1	$\Phi < K$	$\Phi \gg K$	$\Phi > K$	1	1	1
139	$\Phi < K < K_1$	1	$\Phi > K$	1	1	1	$\Phi < K$
153	1	1	$\Phi < K > K_1$	$\Phi = K$	$\Phi < K$	$\Phi > K$	1

5. Для выяснения характера изменений эквивалентных ширины линий H I, He I, N II, O II строились графики, по оси абсцисс которых откладывалось время, а по оси ординат — ширины. Точки, принадлежащие одним и тем же линиям, соединялись друг с другом отрезками прямых. Аналогичные зависимости строились и для остальных элементов линий. Все они обнаруживают значительные изменения.

К сожалению, мы располагали случайными спектрограммами, изучение которых позволяет установить факт очень быстрой переменности линий в спектре звезды, но не позволяет изучить ее закономерностей. Тем не менее, исходя из построенных графиков и данных табл. 3, можно сделать общие выводы:

Изменения в линиях водорода происходят одновременно. Линии других атомов изменяются не в фазе с водородными линиями.

Изменения в эмиссионных линиях не следуют за изменениями в абсорбционных линиях.

В заключение автор выражает свою искреннюю признательность И. М. Копылову за спектральный материал, а также дирекции КрАО за предоставленную возможность работы в обсерватории.

Одесская астрономическая
обсерватория

RAPID VARIATIONS OF LINES IN THE SPECTRUM OF P CYGNI

E. R. ASTAFJEV

Five spectrograms of P Cygni (dispersion 1.33 Å/mm at λ 4300 Å) show changes of lines H I, He I, Fe III, N II and O II during the periods of the order of a day.

The changes occur in the hydrogen lines at the same time. The changes of lines of other atoms do not follow the changes of the hydrogen lines.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. P. Gerastmovich, Bull. Harv. obs., № 852, 1927.
2. O. C. Wilson, Ap. J., 84, 296, 1936.
3. W. S. Adams, P. Merrill, Ap. J., 125, 102, 1957.
4. R. Herman, Ann. d'Astrophys., 27, № 5, 1964.
5. E. K. Kharadze, V. B. Nikonov, P. G. Kulikovsky, The observatory, 49, 724, 88, 1936.
6. Н. А. Магалашвили, Е. К. Харадзе, Бюлл. Абастум. обс., № 20, 3, 1966.
7. М. В. Долидзе, Автореферат кандидатской диссертации, 1955.

ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Т. А. АГЕКЯН, Ж. П. АНОСОВА

Поступила 26 января 1968

При помощи метода статистических испытаний исследовано влияние прохождения звезд поля на большую полуось и эксцентриситет двойной звезды. Определены частоты случаев распада двойной и случаев образования новой пары в зависимости от скорости прохождения звезды поля и ее прицельного расстояния. Найдено распределение эксцентриситетов у вновь образовавшихся пар.

Исследование эволюции двойных звезд в общем галактическом поле проведено Ябушита [1] и Т. А. Агекяном и Н. Л. Примак [2]; в обеих работах применен метод статистических испытаний. В [1] рассмотрено влияние прохождения около двойных звезд звезд поля со скоростью 20 км/сек . Получена вероятность распада двойной звезды после прохождения: она равна 0.23, когда большая полуось a первоначальной орбиты двойной равна 10^2 а.е. и 10^3 а.е. При $a = 10^4 \text{ а.е.}$ вероятность распада меньше 0.002. В [1] не зафиксировано ни одного случая образования новой пары, то есть захвата проходящей звездой одного из компонентов двойной при удалении другого компонента.

В [2] исследованы менее быстрые прохождения звезд поля около двойной звезды, причем рассмотрены прохождения, происходящие в плоскости орбиты двойной. Отношение $2C$ кинетической энергии звезды поля к полной внутренней энергии пары принималось равным 2, 4 и 8, а эксцентриситеты первоначальной орбиты двойной — равными 0.3, 0.6 и 0.9. Оказалось, что при небольшой скорости проходящей звезды ($C = 2$) почти в половине всех случаев происходит образование новой пары; в случае сохранения старой пары большая полуось ее орбиты увеличивается. С возрастанием C число образования новых пар уменьшается, а число распадов, когда все компоненты становятся одиночными звездами, с увеличением C сначала растет, а потом уменьшается.

По результатам [2] нельзя оценить долю двойных звезд, образовавшихся в результате захвата проходящей звездой поля одного из компонентов первоначальной двойной, так как в [3] исследовалась только плоская задача.

В настоящей работе рассмотрена трехмерная задача. Координаты и скорости компонентов двойной A_1 и A_2 в начальный момент определяются как и в [2].

Для задания случайных начальных условий звезды поля совместим начало координат с центром инерции двойной, плоскость XOY с плоскостью орбиты и ось X с большой полуосью орбиты (рис. 1).

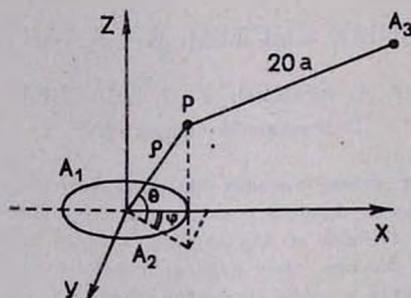


Рис. 1.

Прохождение характеризуется прицельной точкой, то есть точкой, в которой проходящая звезда, если бы она двигалась по прямой, была бы ближе всего к центру инерции двойной. Сферические координаты прицельной точки — ρ , θ и φ . Функции их распределения $f_1(\rho) = k_1 \rho^2$; $f_2(\theta) = k_2 \sin \theta$; $f_3(\varphi) = k_3$. Коэффициенты k_1 , k_2 и k_3 определяются из условий нормировки. Движение проходящей звезды происходит в плоскости S , перпендикулярной к радиусу-вектору, проведенному к прицельной точке. Поэтому направление движения определяется углом α , отсчитываемым в плоскости S от прямой, образуемой пересечением плоскости S с плоскостью, проходящей через прицельную точку и ось Z . Расстояние звезды поля от прицельной точки в начальный момент принималось равным $20a$. В действительности прохождение звезды поля мимо двойной начинается со сколь угодно большого расстояния. Но если начальное расстояние проходящей звезды до центра инерции двойной принять достаточно большим, то предшествующим взаимодействием звезды поля с двойной можно пренебречь.

Случайные величины θ , φ и α заключены в интервалах $\theta \in [0, \pi/2]$; $\varphi \in [0, \pi]$; $\alpha \in [0, 2\pi]$. Для случайной величины ρ рассматривались три интервала $[0, a]$, $[a, 2a]$ и $[2a, 3a]$.

Координаты и скорости проходящей звезды определяются при помощи выражений

$$x_3 = \rho \sin \theta \cos \varphi + 20a \sin \theta_1 \cos (\varphi + \varphi')$$

$$y_3 = \rho \sin \theta \sin \varphi + 20a \sin \theta_1 \sin (\varphi + \varphi')$$

$$z_3 = \rho \cos \theta + 20a \cos \theta_1$$

$$\cos \theta_1 = \sin \theta \cos \alpha, \quad \operatorname{tg} \varphi' = - \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\cos \theta}$$

$$\dot{x}_3 = -v \sin \theta_1 \cos (\varphi + \varphi')$$

$$\dot{y}_3 = -v \sin \theta_1 \sin (\varphi + \varphi')$$

$$\dot{z}_3 = -v \cos \theta_1.$$

Модуль скорости проходящей звезды, как и в [2], определяется по формуле

$$v = 2\pi\sqrt{C},$$

где $2C$ — задаваемое отношение кинетической энергии проходящей звезды к внутренней энергии двойной. Для C рассматривались значения: 1.5; 2; 3; 4; 6; 8; 12; 20; эксцентриситет двойной в начальный момент принят равным 0.2.

Для каждого фиксированного значения C и каждого интервала изменения значений ρ [0, a], [a , $2a$], [$2a$, $3a$] выполнено численное интегрирование на ЭВМ уравнений пространственного движения трех тел с применением линеаризации для 100 различных начальных конфигураций и скоростей компонентов, задаваемых пятью случайными числами t , ρ , θ , φ и α . Случайные числа вырабатывались на ЭВМ. Контролем вычислений служили условия постоянства энергии (точность $\Delta E/E < 0.005$) и главного момента вращения системы. Интегрирование уравнений движения прекращалось, когда одно из расстояний между компонентами становилось больше $20a$.

Результаты вычислений приведены в табл. 1. В первом столбце указаны значения C . Во втором, пятом и восьмом столбцах даны n_1 — число случаев сохранения двойной и удаления звезды поля, n_2 — число случаев, когда звезда поля образует с одним из компонентов двойной новую двойную, а другой компонент двойной удаляется, n_3 — число случаев распада двойной, когда все три звезды становятся одиночными. В третьем, четвертом, шестом и седьмом столбцах приведены соответственно \bar{a} и \bar{e} , средняя полуось и средний эксцентриситет двойной после прохождения и их средние квадратические отклонения.

Таблица 1

С	Сохранение старой двойной			Образование новой двойной			Распад
	n_1	\bar{a}	\bar{e}	n_2	\bar{a}	\bar{e}	n_3
$0 < \rho < \alpha$							
1.5	26	5.94±17.82	0.67±0.27	50	6.94± 27.09	0.75±0.33	24
2	27	3.82± 5.93	0.72±0.26	22	3.55± 8.53	0.83±0.22	51
3	37	5.74±19.09	0.71±0.26	11	133.13±536.42	0.80±0.36	52
4	54	3.14± 6.68	0.66±0.21	1	0.94	0.96	45
6	62	2.92± 5.48	0.54±0.19	0			38
8	71	3.66±10.32	0.54±0.24	0			29
12	78	2.49± 4.64	0.50±0.24	0			22
20	81	2.39± 6.22	0.43±0.22	0			19

 $\alpha < \rho < 2\alpha$

1.5	77	2.90±15.29	0.53±0.26	8	7.36± 12.26	0.76±0.17	15
2	77	1.86± 3.47	0.47±0.23	4	7.63	0.90	19
3	79	1.85± 1.97	0.44±0.21	1	1.22	0.70	20
4	97	2.34± 6.69	0.38±0.22	0			3
6	98	1.93± 7.14	0.33±0.18	0			2
8	99	1.33± 1.12	0.30±0.18	0			1
12	99	1.10± 0.51	0.27±0.15	0			1
20	98	1.08± 0.32	0.24±0.13	0			2

 $2\alpha < \rho < 3\alpha$

1.5	97	1.88± 4.51	0.35±0.18	0	—	—	3
2	98	1.55± 1.44	0.33±0.20	1	3.66	0.84	1
3	100	1.09± 0.51	0.26±0.14	0	—	—	0
4	100	1.08± 0.50	0.25±0.14	0	—	—	0
6	100	1.05± 0.10	0.23±0.12	0	—	—	0
8	99	1.00± 0.10	0.21±0.08	0	—	—	1
12	100	1.08± 0.59	0.22±0.04	0	—	—	0
20	100	1.02± 0.09	0.20±0.06	0	—	—	0

Как видно из табл. 1, влияние проходящей звезды особенно сильно при малых значениях C и ρ , изменяющемся в интервале $[0, a]$. Как и в случае плоской задачи [2], при этом наблюдается высокая частота образования новых пар, значительное число распадов и существенное увеличение большой полуоси и эксцентриситета у сохранившихся пар. С увеличением C и расстояния прицельной точки от центра инерции двойной влияние проходящей звезды уменьшается, увеличивается относительная частота сохранения двойной; с увеличением C относительное число распадов сначала растет, потом убывает.

Таблица 2

e	N
0—0.1	0
0.1—0.2	1
0.2—0.3	5
0.3—0.4	2
0.4—0.5	2
0.5—0.6	10
0.6—0.7	6
0.7—0.8	12
0.8—0.9	18
0.9—1.0	42

Сравнение результатов для плоской и пространственной задач показывает, как и следовало ожидать, что в случае плоской задачи относительная частота образования новых пар выше.

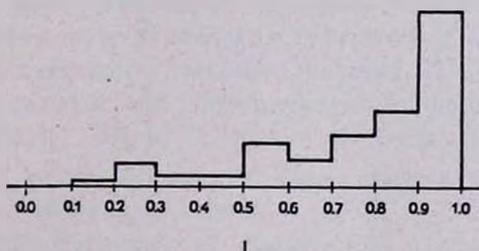


Рис. 2.

Тем не менее, полученные результаты показывают на возможно существенную роль процесса замены одного из компонентов двойной звезды проходящей звездой поля. Особенно сильное влияние этот процесс должен оказывать на звезды, принадлежащие звездным скоплениям.

В табл. 2 и на рис. 2 приведены данные о распределении эксцентриситетов 98 вновь образовавшихся двойных. Эти данные, характеризующие получаемое распределение эксцентриситетов при некотором случайном процессе образования двойных, интересно сравнить с наблюдаемым распределением эксцентриситетов у двойных звезд.

Ленинградский государственный
университет

THE EVOLUTION OF BINARY SYSTEMS IN THE GALACTIC FIELD

T. A. AGEKIAN, G. P. ANOSOVA

By means of the method of statistical tests, the influence of transits of field stars on the large semiaxis and eccentricity of a binary star has been investigated. The frequencies of cases of destructions of a binary star and of the cases of formation of a new pair depending on the velocity of bypassing field star and its target distance were determined. The distribution of eccentricities in newly formed pairs has been found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. Jabushita, MN, 33, 2, 1966.
2. Т. А. Агекян, Н. А. Примак, *Астрофизика*, 4, 2, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 4

АВГУСТ, 1968

ВЫПУСК 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СНИМКИ НЕКОТОРЫХ
ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Недавно Б. Е. Маркарян [1] опубликовал список галактик с ультрафиолетовым континуумом, обнаруженных им на спектральных снимках, полученных с объективными призмами, установленными на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Большинство этих галактик является слабыми. Их структурные особенности были описаны главным образом на основе просмотра карт Паломарского атласа. Поскольку обнаруженные объекты по природе своего излучения представляют значительный интерес, мы решили воспользоваться любезностью руководства Шемахинской астрофизической обсерватории и получить прямые снимки некоторых из этих галактик на недавно установленном двухметровом зеркальном телескопе. Снимки получены в первичном фокусе телескопа. Масштаб снимков 23" на 1 м.м.

В настоящей заметке мы приводим репродукции пяти галактик под номерами 9, 22, 49, 53, 69 и ядра галактики № 10 по [1]. Масштаб репродукций около 2.3 на м.м. Ниже дается описание морфологических особенностей этих галактик.

№ 9 — является сферической галактикой с диаметром около 5", но не очень высокой поверхностной яркости.

№ 10 — ядро галактики является строго звездообразным.

№ 49 — напоминает комету, состоит из „головы“ высокой поверхностной яркости и отходящего от нее довольно широкого „хвоста“ низкой яркости. Длина „хвоста“ около 22". „Голова“ является компактным образованием. Скорее эти оба образования являются частями

одной галактики, чем представляют собой слившуюся проекцию двух галактик, составляющих двойную систему.

№ 22 — одна галактика, по-видимому, типа № 49, но с узким и несколько изогнутым „хвостом“. Длина „хвоста“ около 9".

№ 53 — на паломарских картах производит впечатление вытянутой, но довольно компактной галактики. На нашем снимке определено некомпактная. Напоминает галактику № 22 с „хвостом“ неравномерной яркости. Длина „хвоста“ около 5".

№ 69 — очень компактная галактика со слабой оболочкой. Диаметр галактики около 5".

Выражаю благодарность сотрудникам Шемахинской обсерватории, оказавшим содействие при наблюдениях.

The large-scale images of several Markarian's galaxies. The photographs and short descriptions of forms of several Markarian's galaxies are presented. The plates were obtained with the two-meter telescope of the Shemakha Observatory. The scale of plates is 23" per mm.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Т. КАЛЛОГЛЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.

N

9

10

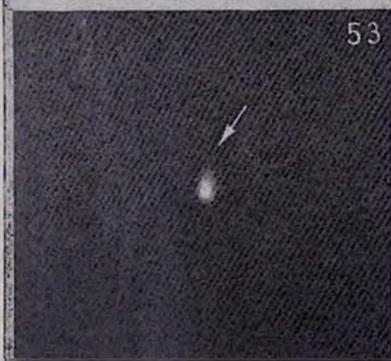
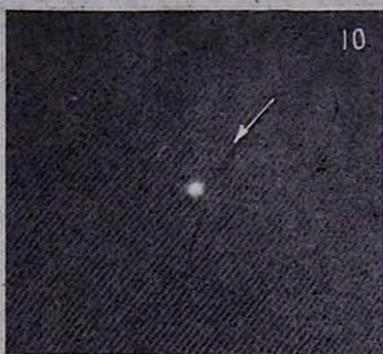
22

49

53

69

↑
W



РЕЦЕНЗИИ

В. В. Соболев „Курс теоретической астрофизики“. М., 1967 г.

Для лучшего понимания значения рецензируемой книги стоит рассказать историю ее появления. В 1952 г. была опубликована известная книга „Теоретическая астрофизика“, написанная В. А. Амбарцумяном, Э. Р. Мустелем, А. Б. Северным и В. В. Соболевым. Эта книга в свое время пользовалась большой популярностью и была переведена на английский, немецкий и даже китайский языки. Однако задуманная как учебник по курсу теоретической астрофизики, книга четырех авторов не удовлетворяла всем требованиям, предъявляемым к вузовским учебникам. Некоторые ее разделы были написаны на уровне монографий с описанием различных деталей, излишних в учебниках, другие разделы были чересчур кратки и даже конспективны. Можно заметить, что место, уделяемое тому или иному вопросу в книге четырех авторов, определялось не столько важностью вопроса, сколько степенью занятости автора соответствующего раздела. Оставлял желать лучшего и педагогический уровень некоторых разделов упомянутой книги.

Недостатки книги четырех авторов в значительной мере определялись и специфическим характером астрофизики как науки. Астрофизика изучает очень разнообразные объекты, физическая природа которых часто не имеет между собой ничего общего. Столь же разнообразны и методы астрофизики, причем степень развития разных методов в настоящее время также более чем различна.

Наконец, современная теоретическая астрофизика, пожалуй, богаче, чем физика, различными теориями, многие из которых впоследствии оказываются мало отвечающими действительности.

Все это означает, что попытка написать современный учебник по курсу теоретической астрофизики, который охватит *все* разделы этой науки на *одинаковом* уровне, практически обречена на неудачу.

Именно поэтому мы считаем наилучшим выходом из создавшегося положения план, предложенный В. В. Соболевым еще в 1958 г. Согласно этому плану должен быть написан один, сравнительно небольшой по размеру учебник в полном смысле этого слова, а более подробное изложение разделов теоретической астрофизики должно быть дано в серии монографий, названной „Проблемы теоретической астрофизики“ (редакционная коллегия серии: В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев). Этот план был принят издательством „Наука“ и в настоящее время успешно выполняется. Правда, из запланированных восьми монографий пока вышло из печати только четыре, но будем надеяться и на издание остальных монографий, а кроме того можно рассчитывать и на появление „сверхплановых“ книг серии по различным актуальным вопросам теоретической астрофизики.

Изданный в соответствии с первым пунктом этого плана учебник по курсу теоретической астрофизики и является объектом настоящей рецензии.

Из сказанного выше в первую очередь следует, что автор учебника был сравнительно свободен как в выборе материала, включенного в книгу, так и в степени подробности изложения. Всегда можно было отослать читателя к более подробному изложению в одной из монографий серии. Такая свобода важна также и по следующей причине. Читаемый в некоторых наших университетах курс теоретической астрофизики является специальным, у него нет единой (даже в общих чертах) программы, да и вообще сам курс быстро меняется со временем из-за бурного развития нашей науки. Поэтому курсы теоретической астрофизики разных лекторов в первую очередь отражают их представление о характере теоретической астрофизики как науки. Сочетание написанного с большим педагогическим мастерством учебника В. В. Соболева с монографиями серии „Проблемы теоретической астрофизики“ позволит каждому лектору составить свой курс теоретической астрофизики, отвечающий современному уровню науки и научным интересам исследователей, работающих в „своей“ области астрофизики.

В. В. Соболев считает (это мнение разделяется и рецензентом), что в учебнике по теоретической астрофизике в первую очередь должны быть отражены *методы* этой науки, а конкретные результаты должны приводиться главным образом как иллюстрации применения этих методов. Эта линия проходит красной нитью через всю книгу. В самом деле,

задача учебника заключается в том, чтобы научить читателя работать, дать ему возможность овладеть, так сказать, техникой теоретической астрофизики, а вовсе не в том, чтобы сообщить ему некоторую сумму знаний — их он может почерпнуть, например, и в упомянутой выше серии монографий. И для выполнения этой основной задачи учебника автор действительно сделал все, что мог — остальное зависит уже от читателя. Единственное замечание рецензента по этому поводу сводится к тому, что в ряде случаев автор использовал уже устаревшие примеры применения описываемых в учебнике методов.

Профессор В. В. Соболев читал курс теоретической астрофизики в Ленинградском университете в течение более чем двадцати лет. Книга основана на материале этих лекций и очень тщательно отработана как по стилю изложения, так и по подбору материала. Правда, по личному мнению рецензента, стоило бы включить в учебник и некоторые другие разделы астрофизики (и исключить ряд вопросов, рассмотренных в рецензируемой книге) но, еще раз подчеркиваем, это в значительной мере дело научных интересов и вкусов автора, и может быть не стоит это замечание рассматривать как упрек автору.

Рассмотрим рецензируемую книгу по главам.

В первых двух главах излагается то, что теперь можно назвать классической астрофизикой — теория образования непрерывных и линейчатых (для поглощения) спектров стационарных звезд. Автор, в соответствии с установившейся традицией, называет эти главы изложением теории звездных фотосфер и атмосфер (это специально оговорено в предисловии). Может быть теперь под названием „Теория звездных атмосфер“ следует понимать более широкий круг вопросов, включив в него, например, и исследование динамических явлений.

Естественно, что в каждом учебнике астрофизики даются основы теории образования спектров звезд, но рецензируемая книга первая в мировой литературе, где это сделано с помощью современных точных решений уравнений переноса. Нам хотелось бы обратить внимание читателей на то, что очень ясное и четкое изложение методов и результатов теории уравнения переноса (это касается также глав IV и V) разрушает укоренившееся, к сожалению, неправильное представление о сложности и громоздкости точных решений этого уравнения — во многих случаях точные решения оказываются даже проще приближенных.

Никаких существенных и даже несущественных критических замечаний по первым двум главам у рецензента нет.

Третья глава, названная „Атмосфера Солнца“, уже заметно отличается от первых двух. Здесь описываются, причем иногда лишь ка-

чественно, вопросы интерпретации излучения внешних слоев Солнца — хромосферы и короны. Нам кажется, что большее внимание можно было уделить и современным представлениям о динамике хромосферы и короны, солнечному ветру. Рецензент согласен с автором, что здесь еще много неясного, но все же методы исследования динамики солнечной атмосферы уже в какой-то мере разработаны.

Надо заметить, что в общем все или почти все вопросы динамики солнечной атмосферы в книге упоминаются, но, например, уже устаревшим представлениям Милна о роли светового давления в образовании хромосферы и современным важным представлениям о нагревании хромосферы и короны волнами, генерируемыми конвекцией, уделено почти одинаковое количество строк.

Еще не решен вопрос о месте, которое должна занимать радиоастрономия в курсе теоретической астрофизики. Автор рецензируемого учебника исходит из сложившегося у нас положения, когда курс радиоастрономии читается отдельно от курса теоретической астрофизики. Повтому здесь теории радиоизлучения солнечной короны уделено не очень много места. Впрочем, теория теплового радиоизлучения спокойного Солнца изложена более подробно.

К сожалению, до сих пор не написана книга по физике Солнца в серии „Проблемы теоретической астрофизики“.

Четвертая глава „Атмосферы планет“ тоже может показаться ограниченной, поскольку здесь, в основном, излагается теория многократного рассеяния света в планетных атмосферах. Однако это ограничение кажется нам вполне оправданным по следующей причине, не упоминаемой автором.

Ракетные исследования значительно изменили наши представления об атмосферах планет, даже, скажем, о такой казалась бы хорошо изученной прозрачной атмосфере Марса, уже не говоря о Венере. Но это только начало. Можно ожидать, что в ближайшем будущем станут известными и много других новых факторов, определяющих свойства и структуры атмосфер планет. Естественно, что изложение подобных вопросов на их уровне в момент сдачи книги в печать быстро устареет, а ведь учебник рассчитывается на большой срок жизни, чем монография. Именно поэтому и не стоило в учебнике теоретической астрофизики уделять много внимания физическим данным об атмосферах планет, существовавшим в первой половине 1966 г.

Зато в рецензируемом учебнике подробно и ясно изложены основы теории рассеяния света в атмосферах планет и образования их спектров, которые вряд ли изменятся по мере накопления новых экспериментальных данных и вместе с тем необходимы каждому исследователю планет.

Последующие три главы называются: „Газовые туманности“, „Нестационарные звезды“, „Межзвездная среда“. Здесь автор оказался в наиболее выгодном положении — именно этим трем проблемам посвящены три из четырех опубликованных монографий серии „Проблемы теоретической астрофизики“. Следовательно, можно было выбрать для учебника только те проблемы, изучение которых автор считает необходимым для понимания физических процессов в упомянутых объектах, отсылая за подробностями, а также изучением других проблем к монографиям серии.

Но здесь можно сделать другое замечание. Рассматриваемые разделы астрофизики имеют много общего и, в частности, одинаковыми для них являются уравнения баланса атомных переходов в разреженной среде. Естественно, что в учебнике они подробно изучены. Но эти уравнения также изучаются в *каждой* из трех монографий серии. Если бы В. В. Соболев написал свой учебник раньше (как это и предполагалось по плану), то авторы монографий были бы избавлены от ненужного дублирования.

Последняя, восьмая, глава посвящена теории внутреннего строения звезд. По понятным причинам эта глава сильно отличается от характера всей остальной книги. Надо заметить, что в ряде университетов, где читаются специальные астрономические курсы, теория внутреннего строения звезд читается отдельно от курса теоретической астрофизики, так что с формальной точки зрения подобную главу можно было бы и не включать в учебник.

По мнению рецензента глава „Внутреннее строение звезд“ в таком виде, как она написана, недостаточна. Правда, основы теории изложены сравнительно полно, но они просты и были сформулированы уже много лет тому назад. В настоящее время главное в теории внутреннего строения звезд — это разработка методов построения звездных моделей, проведение расчетов и сопоставление характеристик разных моделей с наблюдательными данными. Об этом ничего нет в рецензируемом учебнике. Также ничего нет о механизме звездной переменности, о моделях сжимающихся звезд. Очень и очень кратко упоминается теория эволюции. Впрочем, известно скептическое отношение автора к современной теории внутреннего строения звезд.

Заканчивая рецензию, нам хотелось бы подчеркнуть еще раз, что учебник по специальному курсу — это не монография и тем более не энциклопедия. Автор такого учебника имеет полное право сам выбирать проблемы, излагаемые более подробно. Главное здесь — дать основы данной области науки и научить читателя пользоваться ее ос-

новными методами. И с этой задачей рецензируемый учебник вполне справился. Следует также отметить лаконичный и ясный язык, тщательную редакцию и, наконец, хорошее полиграфическое оформление книги.

С. А. КАПЛАН

CONTENTS

ANISOTROPIC LIGHT SCATTERING IN AN ATMOSPHERE OF LARGE OPTICAL THICKNESS	<i>V. V. Sobolev</i> 325
SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN A TURBULENT COSMIC PLASMA	<i>S. A. Kaplan, V. N. Tsytovich</i> 337
THE PROFILE OF THE SPECTRAL LINE OF L_2 -RADIATION AND SPIN TEMPERATURE OF HYDROGEN IN THE INTERGALACTIC MEDIUM	359
<i>D. A. Varshalovich, R. A. Sunjaev</i>	359
HOT ISOENTROPIC WHITE DWARFS	<i>Yu L. Vartantan</i> 373
THE NUCLEI OF Sc GALAXIES	<i>S. G. Iskudartan</i> 385
A POLARIMETRIC STUDY OF GALACTIC NUCLEI	409
<i>V. A. Dombrovsky, V. A. Hagen-Thorn</i>	409
ABOUT THE NATURE OF INTERACTING GALAXIES	<i>A. V. Zasov</i> 427
ON THE STATISTICS OF „INTERACTING“ GALAXIES	443
<i>I. D. Karachentsev, V. Yu. Terebizh</i>	443
PERIOD—LUMINOSITY DEPENDENCE FOR THE CLASSIC CEPHEIDS	451
<i>I. N. Latyshev</i>	451
RAPID VARIATIONS OF LINES IN THE SPECTRUM OF P SYGNI	461
<i>E. R. Astafjev</i>	461
THE EVOLUTION OF BINARY SYSTEMS IN THE GALACTIC FIELD	469
<i>T. A. Agsktan, G. P. Anosova</i>	469
NOTES	
THE LARGE-SCALE IMAGES OF SEVERAL MARKARIAN'S GALAXIES	475
<i>A. T. Kallogltan</i>	475
REVIEW	
V. V. SOBOLEV, „A COURSE OF THEORETICAL ASTROPHYSICS“	<i>S. A. Kaplan</i> 477