ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕЦЕНЗИИ

„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.

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

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

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

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. VI *

Ф. В. БАЙЕР, Г. ТИРШ

Поступила 5 августа 1975

Приводится шестой список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением предшествующих списков [1—5]. В список вошли 35 новых объектов этого класса, найденных на картах Паломарского атласа в зоне +36°. К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Данный список является продолжением опубликованных ранее списков компактных групп компактных галактик [1—5]. В эти списки вошла 225 таких групп. Настоящий список содержит 35 новых групп этого класса, найденных на картах Паломарского атласа в зоне +36°. Условия для внесения в список были уже приведены в предыдущих работах [1—5].

Данные об обнаруженных 35-и компактных группах компактных галактик приводятся в табл. 1. В столбцах таблицы последовательно даны: 1) порядковый номер группы; 2) и 3) экваториальные координаты, которые даны с точностью 0^m1 для прямых восхождений и 1' для склонений; 4) число галактик, входящих в группу; 5) размеры группы в минутах дуги; 6) коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик к диаметру группы в целом.

* Работа выполнена в рамках программы обмена между Бюраканской астрофизической обсерваторией АН Арм. ССР и Центральным институтом астрофизики АН ГДР.

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. VI

№	Координаты α_{1950}	Координаты δ_{1950}	n	Диаметр	p
226	$0^h 22^m 6$	33 51	5	0.67	0.7
227	8 27.1	38 21	5	1.68	0.3
228	8 46.7	38 28	11	2.90	0.3
229	8 57.9	33 57	7	1.68	0.3
230	9 48.7	32 21	5	1.12	0.5
231	9 58.8	38 32	10	2.22	0.3
232	10 26.9	38 07	7	2.80	0.2
233	10 51.8	32 41	8	2.22	0.3
234	10 45.7	36 30	11	3.24	0.3
235	10 53.6	32 33	8	1.90	0.3
236	10 59.2	38 30	8	3.56	0.3
237	11 02.7	38 16	7	2.46	0.4
238	11 10.8	33 30	7	0.67	0.8
239	11 24.7	37 32	5	0.67	0.6
240	11 31.7	36 25	6	3.20	0.3
241	11 50.6	38 10	20	5.59	0.3
242	11 50.9	33 15	10	0.28	0.3
243	12 07.2	32 10	10	3.91	0.2
244	12 14.7	35 33	10	2.27	0.3
245	12 22.4	32 14	8	4.47	0.2
246	12 36.0	32 29	6	1.45	0.3
247	12 40.9	36 09	5	1.12	0.4
248	13 10.0	36 27	9	1.34	0.4
249	13 29.7	35 29	10	4.58	0.2
250	13 32.5	33 23	10	3.13	0.2
251	13 34.6	38 05	8	3.35	0.3
252	13 43.0	32 21	7	1.67	0.4
253	13 50.3	37 46	13	2.22	0.7
254	13 54.1	35 24	11	3.35	0.3
255	14 08.3	32 30	5	1.45	0.3
256	14 37.6	37 58	7	1.23	0.5
257	14 44.9	37 46	6	2.68	0.3
258	15 21.8	32 33	10	2.22	0.3
259	15 37.7	38 00	8	2.22	0.3
260	15 40.5	35 04	7	1.45	0.4

Примечания к таблице

226 — Изолированная компактная группа красных компактных галактик. Только галактика № 3 не вполне компактная.

227 — Группа компактная, но не очень хорошо изолированная. Все галактики красные. На область проектируются три звезды.

228 — Группа не очень компактная. Галактики компактные и красные, только объект № 6 нейтральный и объект № 9 голубой. В области есть слабые галактики. На группу проектируются, по крайней мере, пять звезд.

229 — Не очень компактная группа очень компактных красных галактик. В области наблюдаются слабые галактики. Объект № 1 может оказаться красной звездой.

230 — Изолированная компактная группа компактных красных объектов. Только объект № 2 не очень компактный.

231 — Не очень компактная группа компактных и диффузных галактик. Галактики № 1, 3, 4 звездоподобные. Все объекты красные. В окрестности наблюдаются слабые галактики.

232 — Широкая группа компактных галактик красного цвета. Только объект № 5 диффузный. Группа не вполне изолированная.

233 — Группа не очень компактная. Объекты № 2 и 3 очень компактные. Все объекты красные, только объект № 8 голубой и может оказаться звездой. В окрестности есть слабые галактики.

234 — Богатая группа компактных галактик. Некоторые объекты имеют очень компактное изображение. Объекты № 5 и 6 могут оказаться звездами. Объект № 6 нейтральный. Объекты № 1 и 3 — тесная пара галактик. Группа довольно изолированная.

235 — Не вполне компактная группа компактных галактик. Объекты № 1 и 2 на красной карте Паломарского атласа звездоподобные. Группа не очень хорошо изолированная.

236 — Широкая группа компактных галактик. Только объект № 7 яркая спиральная галактика. Она, по всей вероятности, проектируется на группу. Группа изолированная. Все компактные объекты красные.

237 — Компактная группа компактных и двух эллиптических галактик. Группа изолированная. Все объекты красные, только объект № 7 нейтральный.

238 — Очень компактная группа компактных галактик. Объект № 2 на красной карте от звезд не отличается. Все объекты красные. Группа довольно изолированная.

239 — Очень компактная группа компактных объектов. Все объекты красные. Группа хорошо изолированная.

240 — Не очень компактная группа ярких объектов. Объекты № 1 и 5 не вполне компактные. Все объекты красные. В окрестности есть другие компактные галактики. Объекты № 2 и 6 на красной карте Паломарского атласа звездоподобные.

241 — Широкая периферийная группа красных объектов. Только объекты № 10, 13, 15 нейтральные и объект № 18 голубой. В группе несколько не вполне компактных галактик. В окрестности наблюдаются слабые галактики.

242 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. Объект № 1 может оказаться звездой. Группа довольно изолированная. На область проектируются звезды.

243 — Широкая группа компактных и трех диффузных объектов. Все объекты красные, только объект № 9 нейтральный. Галактики № 3, 8, 10 диффузные. В окрестности группы есть слабые галактики.

244 — Не очень компактная группа компактных галактик. Только объект № 8 диффузный и объект № 2 не вполне компактный. Все компактные объекты красные. Диффузный объект нейтральный. Объект № 3 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Группа довольно изолированная.

245 — Широкая группа ярких галактик. Объекты довольно компактные, только объект № 7 диффузный. Группа хорошо изолированная. Все объекты красные. На область проектируются звезды.

246 — Компактная группа компактных галактик красного цвета. Только объект № 6 спиральный и слабый. Объект № 1 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Группа хорошо изолированная.

247 — Очень компактная, но бедная группа компактных галактик красного цвета. Объект № 2 на красной карте Паломарского атласа от звезд не отличается и может оказаться звездой. В окрестности группы есть другие компактные галактики.

248 — Компактная и изолированная группа относительно слабых объектов. Объекты № 1, 2, 3 компактные. Объект № 1 очень компактный. На красной карте Паломарского атласа он от звезд не отличается и может оказаться звездой. Объект № 7 очень голубой. Остальные члены группы красные, только № 4 нейтральный.

249 — Широкая группа компактных галактик красного цвета. На группу проектируются две звезды. В окрестности группы наблюдаются другие компактные галактики. Объект № 10 имеет ореол. Объекты № 1, 2, 3, 4, 5 имеют на красной карте Паломарского атласа очень компактное изображение.

250 — Цепочка компактных галактик. Объект № 9 голубой, объекты № 2, 6 нейтральные, а остальные члены красные. № 2, 6 на голубой карте Паломарского атласа звездоподобные и могут оказаться звездами. Группа довольно изолированная. Недалеко от группы находится богатое скопление галактик.

251 — Компактная группа ярких галактик. Галактики № 1, 2 вытянутые, № 3 спиральная, № 3, 4, 6, 7 компактные. № 3 имеет слабый ореол. Группа изолированная. На области проектируются четыре звезды.

252 — Группа компактная и изолированная. Все члены группы компактные, только объект № 7 диффузный, слабый и очень голубой. Остальные галактики красные. Объект № 1 на красной карте Паломарского атласа имеет очень компактное изображение и может оказаться звездой.

253 — Изолированная группа ярких компактных галактик красного цвета. Объект № 2 вытянутый. Галактика № 5 имеет ореол. На группу проектируются три звезды.

254 — Цепочка красных галактик. Не все члены группы компактные. Объект № 1 вытянутый, галактики № 3, 4 имеют ореол. Спиральная галактика № 11 возможно проектируется на группу. В окрестности группы наблюдаются слабые галактики.

255 — Группа компактная. Все члены красные и компактные, только объект № 5 диффузный. В окрестности группы наблюдаются слабые галактики. На группу проектируется одна звезда.

256 — Группа компактная и изолированная. Все галактики красные, только объект № 4 голубой. Объекты № 5, 6 диффузные. Группа хорошо изолированная. На область проектируется одна звезда.

257 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. Только объект № 6 вытянутый и нейтральный. Группа довольно изолированная.

258 — Группа компактная и изолированная. Все члены компактные и красные. Объект № 4 вытянутый. Объект № 5 дефект. На группу проектируются четыре звезды.

259 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. Объект № 3 имеет слабый ореол и объект № 8 голубой. В окрестности группы наблюдается поле из слабых галактик. На группу проектируются две звезды.

260 — Компактная группа компактных галактик красного цвета. На карте атласа видно, что объект № 5 двойной и состоит из звезды и галактики. Объект № 4 имеет очень компактное изображение и может оказаться звездой. Группа не вполне изолированная.

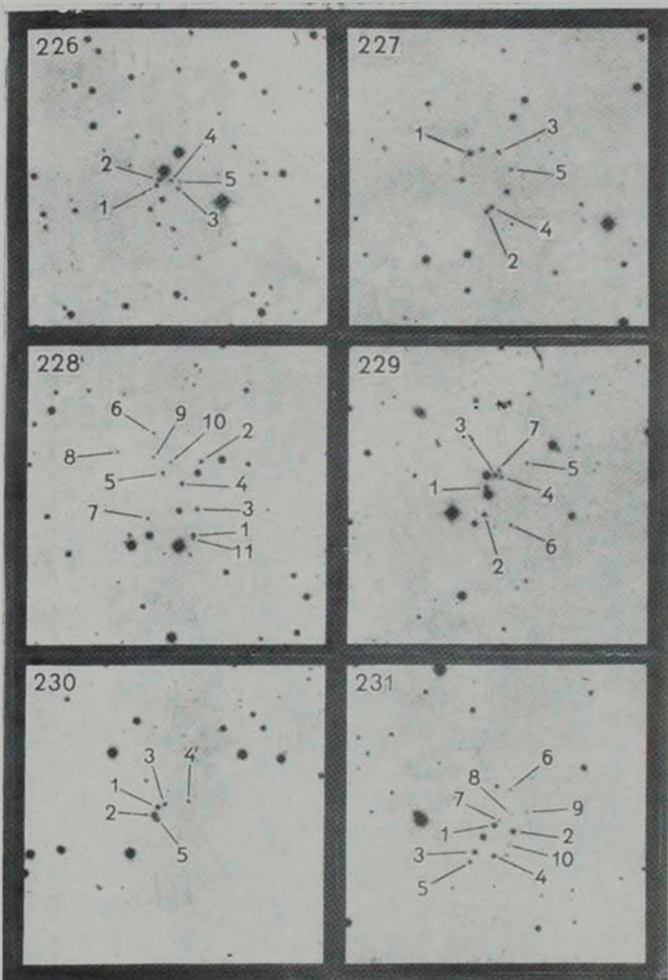
Авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну, а также сотрудникам Бюраканской астрофизической обсерватории Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян за дискуссию при выборе объектов, вошедших в список.

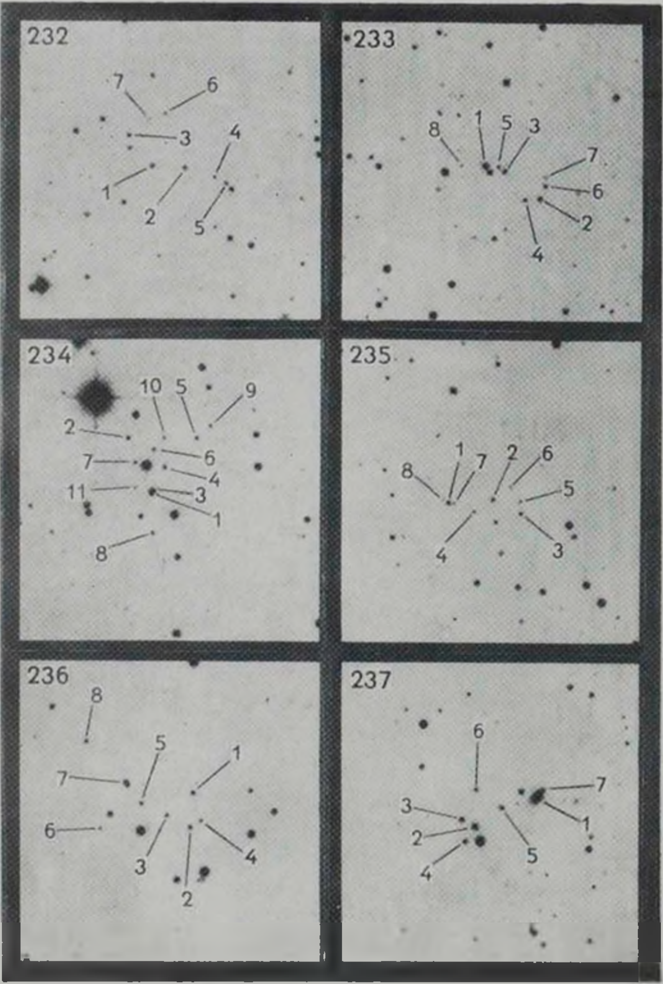
Центральный институт
астрофизики АН ГДР

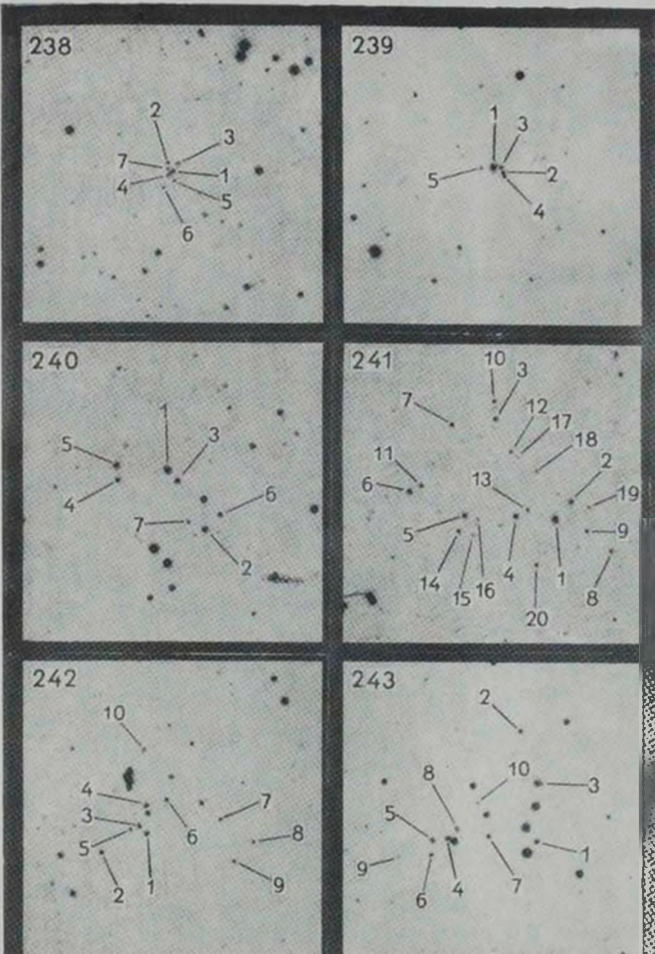
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

Север сверху. Восток слева. Масштаб 1 мм=8."9.

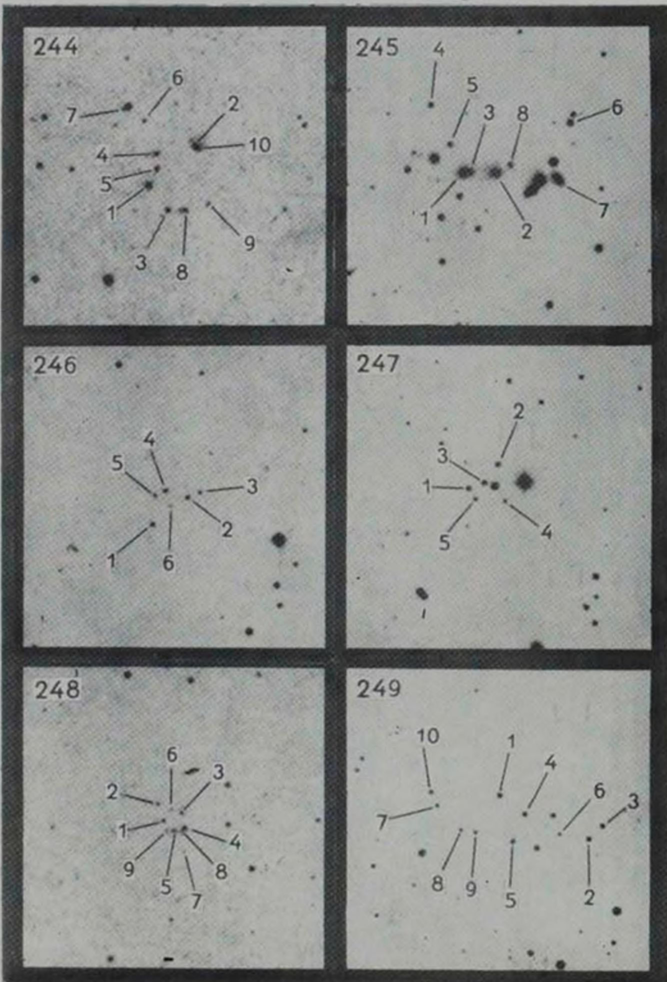
В левом верхнем углу отмечены номера, под которыми группы приводятся в списке.

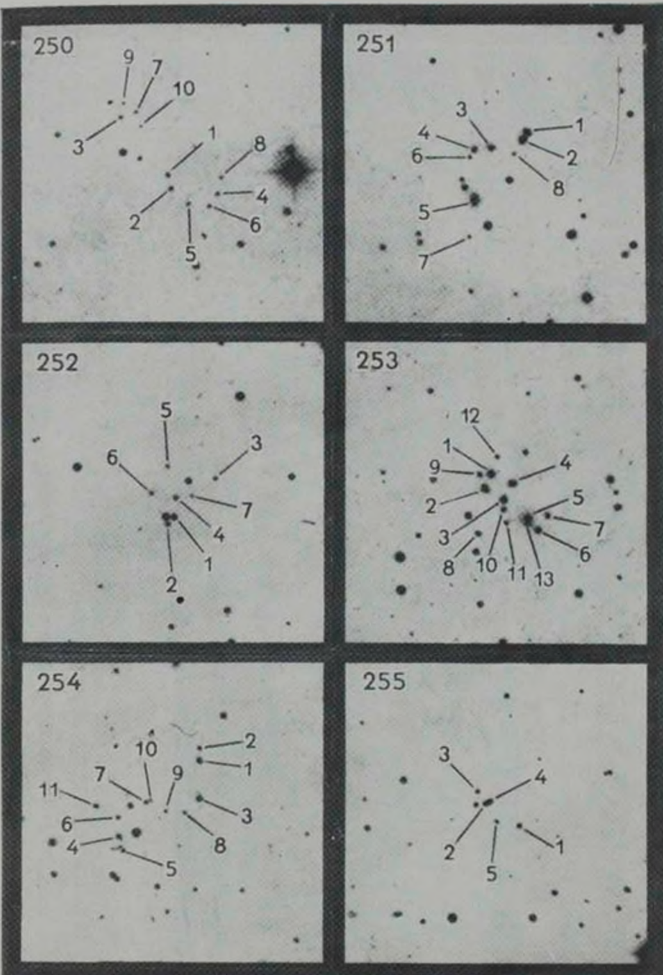


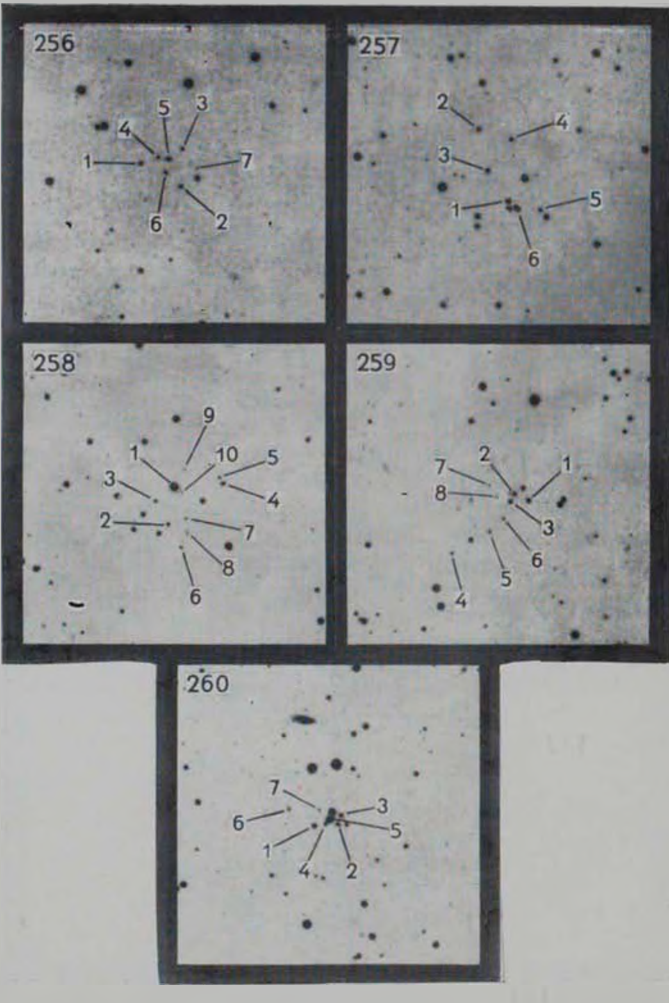

232
7 6 3 4 1 2 5
233
8 1 5 3 7 6 2 4
234
10 5 9 2 6 7 4 11 3 1 8
235
1 7 2 6 8 5 4 3
236
8 5 1 7 6 4 3 2
237
6 7 3 1 2 5 4



238
2
3
7
1
4
5
6
239
1
3
5
2
4
240
1
5
3
4
6
7
2
241
10
3
7
12
17
18
11
2
13
6
19
9
5
14
15
16
4
1
8
20
242
10
4
3
5
2
1
6
7
8
9
243
2
8
10
3
5
1
9
6
4
7


244
6
7
2
10
4
5
1
3
8
9
245
4
5
3
8
6
1
2
7
246
4
5
3
2
1
6
247
2
3
1
5
4
248
6
3
2
1
4
9
8
5
7
249
10
1
4
6
3
7
8
9
5
2


250
9 7 10 3 1 8 4 2 6 5
251
3 1 4 6 2 8 5 7
252
5 3 6 7 4 1 2
253
12 1 4 9 2 5 7 3 6 8 10 11 13
254
2 10 1 9 7 11 3 6 8 4 5
255
3 4 1 2 5



К ст. Ф. В. Байера, Г. Тирш.

COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. VI

F. W. BAIER, H. TIERSCH

The sixth list of Compact Groups of Compact Galaxies is presented. The list contains data on 35 new objects of this class. The identification charts for all of these groups are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 9, 495, 1973.
2. *Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян*, Астрофизика, 10, 13, 1974.
3. *Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 10, 327, 1974.
4. *М. Б. Петросян*, Астрофизика, 10, 471, 1974.
5. *Ф. В. Байер, Г. Тирш*, Астрофизика, 11, 221, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

UBV-ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 190

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН, А. Г. ЕГИКЯН

Поступила 31 июня 1975

Приводятся результаты UBV-поверхностной фотометрии галактики Маркарян 190 типа S0. Изучено распределение яркости и цветов по изображению галактики и распределение интенсивности на диаграмме (U—B, B—V). Интегральная яркость и показатели цвета равны: $B = 13^m70$, $U-B = -0^m06$, $B-V = 0^m82$. Галактика обладает сложной ядерной частью с $U-B = -0^m23$, $B-V = 0^m67$. 73% общего излучения галактики в цвете B обусловлено областями, находящимися по своим цветам выше линии абсолютно черного тела на диаграмме (U—B, B—V).

1. *Введение.* Галактика Маркарян 190 [1] с ультрафиолетовым избытком излучения принадлежит к типу S0 со сложной структурой центральной части [2]. В самом центре галактики наблюдается слабое звездообразное ядро, окруженное прерывающимся кольцом неоднородной яркости. Эта структура лучше видна в лучах U. Согласно [3] радиальная скорость галактики 900 *км/сек*. По данным Б. Е. Маркаряна [1], спектр галактики принадлежит к разновидности sd2, т. е. к промежуточному типу как по интенсивности ультрафиолетового излучения, так и по виду спектра.

В настоящей работе мы приводим результаты UBV-поверхностной фотометрии Маркарян 190.

2. *Наблюдательный материал.* Снимки в системе UBV получены в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории. Характеристические кривые строились по внефокальным изображениям звезд в скоплениях Coma и Ясли. Галактика измерялась на пяти снимках в каждом из цветов U и B и на четырех снимках в лучах V. Среднеквадратическая ошибка одного измерения звездных вели-

чин порядка $\pm 0^m06$. Связь нашей цветовой системы со стандартной системой UBV приведена в [4].

Изображение галактики измерялось сплошным образом с диафрагмой, вырезающей на снимках квадрат со стороной около 5″.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В [illegible] и ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА U—B, B—V В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 190

(Север сверху, восток слева)

y'' \ x''	+25	+20	+15	+10	+5	0	−5	−10	−15	−20	−25	−30
+30				23.04 — 0.59			23.6 — 0.3					
+25				23.8 — 0.7	23.74 — 1.22	23.8 — 1.2	23.55 — 0.93	23.32 — 0.38	23.8 — 0.5			
+20			23.07 — 0.26	23.35 — 0.57	23.02 — 0.72	22.89 — 0.70	23.11 — 0.89	23.12 — 0.74	23.35 — 0.73			23.83 — 0.55
+15	23.32 — 0.14	23.30 — 0.61	23.15 — 0.78	22.88 −0.25 0.88	22.61 — 0.90	22.32 0.26 0.79	22.54 −0.09 0.94	22.94 — 0.96	23.1 — 0.7			
+10	23.49 — 0.56	23.12 — 0.68	22.83 — 0.83	22.16 0.11 0.81	22.04 0.02 0.99	21.63 0.08 0.83	21.95 −0.02 1.00	22.13 0.42 0.71	22.95 — 1.01	23.24 — 0.82		
+5	23.10 — 0.45	23.09 — 0.79	22.75 — 1.17	21.73 0.24 0.76	21.17 0.03 0.91	20.46 −0.11 0.81	20.93 0.09 0.78	21.56 0.30 0.73	22.40 — 0.73	22.93 — 0.57	23.45 — 0.91	
0		22.98 — 0.76	22.42 −0.26 0.97	21.50 0.27 0.77	20.38 −0.15 0.89	18.78 −0.23 0.67	20.30 −0.10 0.92	21.67 −0.12 1.13	22.51 −0.03 1.01	23.02 — 0.85	23.52 — 0.88	
−5		23.05 — 0.70	22.47 0.01 0.97	21.75 0.35 0.95	20.65 0.10 0.51	19.92 −0.28 1.06	20.76 −0.14 0.97	21.76 0.12 0.99	22.78 −0.51 1.16	23.71 — 1.52		
−10	23.4 — 0.5	23.38 — 1.04	22.88 — 1.02	22.15 0.22 0.91	21.46 0.13 0.73	21.23 0.17 0.84	21.60 0.08 0.90	21.95 0.27 0.75	22.68 — 0.82	23.27 — 0.82		23.8 — 0.6
−15			23.22 — 1.01	22.70 — 0.90	22.05 0.18 0.87	22.10 0.17 0.90	22.28 0.14 1.02		23.2 — 0.9	23.69 — 1.22		
−20		23.24 — 0.36	23.43 — 0.85	23.25 — 0.86	23.32 — 1.29	22.87 −0.27 0.95	22.90 — 0.65	23.05 — 0.73	23.37 — 0.58		23.30 — 0.2	
−25		23.37 — 0.3		23.05 — 0.3		23.31 — 0.7		23.38 — 0.7				

В табл. 1 приводится карта распределения поверхностных яркостей с кв. секунды дуги в системе B и показателей цвета U—B, B—V. Эти вели-

Рис. 1 Маркарян 190 Снимок сделан в В-цвете. Масштаб: 4.″5 на мм.

К ст. Ф. Бернгена и др.

чины для отдельных площадок в таблице приведены в указанном здесь порядке сверху вниз. Слева и сверху даны прямоугольные координаты центров измеренных площадок в секундах дуги относительно ядра галактики. Измерения начались с северо-восточной части галактики. Первая площадка в левом верхнем углу табл. 1 соответствует началу измерений. Позиционный угол оси y равен 0°.

3. *Результаты.*

а) *Интегральные звездные величины и показатели цвета.* Вычисленные по данным табл. 1 интегральная B величина и показатели цвета U—B и B—V приведены в табл. 2, вместе с соответствующими данными для ядерной части галактики. Данные, приведенные в последней строке таблицы, соответствуют интегральным величинам галактики без учета яркости ядра.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНАЯ B ВЕЛИЧИНА И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА U—B, B—V ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 190

	B	U−B	B−V	Размеры	M_B
Интегр.	13^m35	—	—	0.9×0.9	-17^m5
	13.70	-0^m06	$+0^m82$	0.7×0.7	—
Ядро	15.24	−0.23	+0.67	0.1	−15.5
Без ядра	14.01	−0.01	+0.87	0.7×0.7	—

Как видно, ядро галактики в U—B является необычайно голубым по сравнению с ядрами других S0 галактик. Однако и после исключения яркости ядра этот показатель цвета остается малым.

б) *Распределение яркости и цвета.* На рис. 2 приведено распределение поверхностной яркости B/□″ и показателей цвета U—B и B—V по двум взаимноперпендикулярным разрезам с $x=0$ и $y=0$ (по данным табл. 1). Как видим, в южной половине разреза $y=0$ яркость выше, чем в северной и этот избыток доходит до 0^m5. Показатель цвета U—B уменьшается не только непосредственно в центре галактики, но и в области с диаметром 10″. За этой областью U—B имеет тенденцию к возрастанию. В распределении B—V значительное возрастание наблюдается в южной и западной частях галактики. При $x=-5''$ увеличение B—V сопровождается уменьшением U—B. Нужно полагать, что в этой области ультрафиолетовый избыток является довольно значительным.

в) *Диаграммы (U—B, B—V) и цвет — звездная величина.* На диаграмме (U—B, B—V) исследовалось (рис. 3) распределение интенсивностей измеренных площадок способом, описанным в [4]. Полученные данные приведены в следующей таблице:

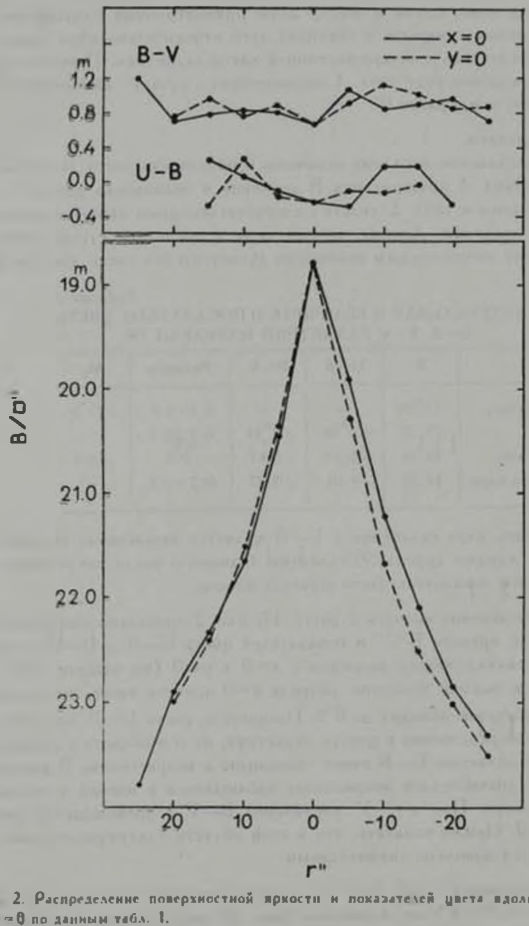


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости и показателей цвета вдоль разрезов $x=0$ и $y=0$ по данным табл. 1.

№ галактики	№ полосы k							$\sum_{k=1}^{4} I_k$	$\sum_{k=5}^{7} I_k$
	1	2	3	4	5	6	7		
190	—	0.09	0.16	0.48	0.19	0.08	—	0.73	0.27

Номера полос в таблице и на рис. 3 совпадают с таковыми в работе [4]. Мы видим, что максимум распределения достигается в полосе 4, находящейся выше линии абсолютно черного тела. Излучение областей

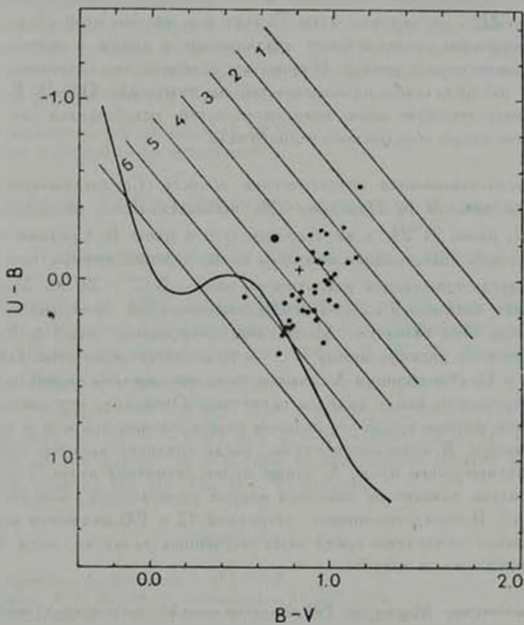


Рис. 3. Диаграмма (U—B, B—V). Жирная прямая показывает зависимость для абсолютно черного тела, а тонкими линиями показаны параллельные этой линии полосы. Цифры означают номера полос, точки — отдельные площадки в галактике, заполненный кружок — ядро, крестик — галактика в целом.

галактики, расположенных по своим цветам выше линии абсолютно черного тела (сумма интенсивностей первых четырех полос), обуславливает 73% интегрального излучения галактики. В случае ранее изученных нами галактик лишь для Маркарян 10 этот процент был высоким (около 60%), что обусловлено излучением сейфертовского ядра этой галактики. Высокий же процент в случае Маркарян 190 должен быть в основном обусловлен весьма пекулярной центральной частью галактики.

Построение диаграмм (B, U—B) и (V, B—V) показывает, что при увеличении B и V во внешних областях галактики показатели цвета U—B и B—V уменьшаются. В центральных областях галактики имеет место обратное. Граница изменения хода зависимости цвет — звездная величина приходится примерно на расстояние 10″ от центра, где поверхностная яркость около 22^m с кв. секунды дуги. Получается, что вне этой области имеет место посинение галактики при продвижении к краям, а внутри нее — посинение галактики к центру. Именно эта особенность галактики отражается на распределении интенсивностей на диаграмме (U—B, B—V) и обуславливает высокую долю яркости областей, находящихся по своим цветам выше линии абсолютного черного тела.

г) *Средневзвешенная поверхностная яркость.* Средневзвешенная поверхностная яркость β_s Маркарян 190, вычисленная по методу, описанному в [4], равна 21^m22 с кв. секунды дуги в цвете B. Средняя поверхностная яркость, вычисленная обычным путем деления интегральной яркости на площадь измеренной поверхности, равна: $B/\square'' = 22^m00$. Маркарян 190 обладает наивысшей средней и средневзвешенной поверхностной яркостью среди семи галактик Маркаряна, изученных нами до сих пор [4—6]. При этом разница между $B/\square''$ и β_s достигает минимума для Маркарян 190 и 12. Эта разница Δ_s должна быть обусловлена характером распределения яркости вдоль радиуса галактики. Очевидно, что значение Δ_s должно быть меньше при более пологом распределении яркости и наличии резкой границы. В предельном случае, когда градиент яркости вдоль радиуса галактики равен нулю, Δ_s также будет равняться нулю. Точнее говоря, Δ_s сильно зависит от значения второй производной поверхностной яркости по r. В этом отношении Маркарян 12 и 190 являются наиболее «компактными» объектами среди семи изученных галактик, хотя Маркарян 12 принадлежит к типу Sc.

4. *Заключение.* Маркарян 190 является сильно конденсированным объектом высокой поверхностной яркости. Наряду с наличием ультрафиолетового континуума и эмиссионных линий, основной особенностью галактики является также весьма пекулярная структура ядерной части. Показатель цвета U—B имеет наименьшее значение в центральной области галактики с диаметром около 10″. Сгущения, образующие прерывистое кольцо вокруг слабого звездообразного ядра, находятся внутри этого диаметра. Масштаб наших снимков не позволяет отдельного измерения показателей цвета сгущений. Однако по примеру других известных галактик со слож-

ными ядрами (например, NGC 3310 и 3351) можно констатировать, что в образовании ультрафиолетового континуума Маркарян 190 главную роль играют именно эти сгущения. Заслуживает внимания тот факт, что сложные ядра обычно встречаются в спиральных галактиках, особенно в галактиках с перемычкой. Между тем, Маркарян 190 является галактикой типа S0. К тому же она обладает невысокой светимостью ($M_B = -17^m5$), что также не характерно для галактик со сложными ядрами. Добавим, что и без учета яркости центральной площадки (табл. 1) показатель цвета U—B галактики остается малым.

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение. Один из авторов (А. Т. К.) признателен руководству Центрального института астрофизики за предоставленную возможность наблюдать на двухметровом Таутенбургском телескопе.

Центральный институт астрофизики АН ГДР
Бюраканская астрофизическая обсерватория

UBV-SURFACE PHOTOMETRY OF GALAXY MARKARIAN 190

F. BORNGEN, A. T. KALLOGHLIAN, A. G. EGHIKIAN

The results of UBV surface photometry of S0 type galaxy Markarian 190 are given. The brightness and colour distribution in the galaxy and the intensity distribution on the (U — B, B — V) diagram are investigated. Integral brightness and colours of the galaxy are: $B = 13^m70$, $U - B = -0^m06$, $B - V = 0^m82$. The nuclear region has a complex structure with $U - B = -0^m23$ and $B - V = 0^m67$. 73% of the total brightness of the galaxy in B is due to the regions located above the black-body line on the (U — B, B — V) diagram.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 5, 443, 1969.
2. *Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 11, 369, 1975.
3. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 8, 33, 1972.
4. *Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 10, 159, 1974.
5. *Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 11, 5, 1975.
6. *Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 11, 617, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ON THE NATURE OF NGC 520

H. M. TOVMASSIAN, R. A. SRAMEK

Received 12 December 1975

A compact radio nucleus located between the northern and southern parts of NGC 520 gives evidence that this is a single irregular galaxy rather than two interacting systems. The radio and optical similarties of NGC 520 and M 82 suggest that in the nucleus of the former an explosion has also undergone.

NGC 520 is an irregular galaxy of type Irr II according to Holmberg's definition. Its very peculiar appearance gives a good cause for a discussion on its nature. It has a prominent absorbing layer, which divides the galaxy into two parts, and is included in the Atlas of Peculiar Galaxies [1] under No. 157. Markarian [2] included this galaxy in the list of 11 irregular galaxies, the morphology, spectra and colours of which are similar to that of M 82, a galaxy well known for the explosion in its nucleus [3]. Markarian concluded that the luminosities and colours of these galaxies were mainly caused by a type II stellar population and suggested that their early type spectra may be due to synchrotron emission in the way discussed by Gurzadian [4]. However, the possibility of these galaxies not being of a single class was recently raised by Chromey [5], who made a multicolour photometric and spectroscopic study of eight Irr II galaxies, five of which were common to Markarian's list, and by Shapovalova [6, 7] after studying a few M 82 type galaxies. Krienke and Hodge [8] more decisevely distinguish three physically unrelated kinds of objects among Irr II galaxies: explosive galaxies, dusty or post-explosive galaxies, and those distorted by a probable gravitational interaction with a companion.

Khachikian [9] made a detailed spectrophotometric study of NGC 520 and found that the type I stellar population is richly present in this galaxy. He concluded that either in the M 82 type galaxies, the type I population plays an important role, or NGC 520 does not belong to that group. Khachikian also showed that the radial velocities of the gas in the northern and southern parts of the galaxy, measured by emission lines, were about 2260 *km/sec* and 1900 *km/sec* respectively, and thus differ from the radial velocity of the stellar content of the galaxy, measured by absorption lines, which is about 2050 *km/sec* for both parts. With this data, Khachikian suggests that the gas outflow from the center of NGC 520 is the result of an explosion which has taken place in the nucleus of the galaxy, as in M 82. The same suggestion was made earlier by Sandage [10] and by Tovmassian [11] from consideration of the radio spectra and the morphology of the central regions of a few M 82 type galaxies, including NGC 520.

However, other authors have interpreted NGC 520 as two interacting galaxies [8, 12–14]. Peterson and Shostok [15] detected a secondary feature in the HI spectrum of NGC 520 at ~ 2420 *km/sec* while the main peak of the profile is at radial velocity of 2260 ± 30 *km/sec*; this coincides very well with the radial velocities of emission lines in the brighter northern part of the galaxy, equal to 2256 ± 12 *km/sec* according to Khachikian [9]. Peterson and Shostak mention that the probable composite HI spectrum of the galaxy is compatible with the collision hypothesis. However, they also say that if NGC 520 is a single galaxy, then the secondary component most likely represents an ejected HI cloud of $\sim 10^8 M_{\odot}$.

Our radio interferometric observations permitted us to measure with high precision the position of the radio source in NGC 520, which was first detected by Tovmassian [16]; these measurements should help to solve the controversy on the nature of this object.

Observations were made in 1972 with the Green Bank radio interferometer at frequencies of 2695 and 8085 *MHz* using the same procedures as described by Sramek and Tovmassian [17]. The baselines used permitted us to resolve components down to 1 *arc sec*; a component larger than 3 *arc min* would not be seen by the interferometer. Observations show that the radio source in NGC 520 consists of a compact core and a weaker extended component (~ 10 *arc sec*). The core is resolved at 8085 *MHz* with a diameter of about 3 *arc sec*. The total flux observed with our short spacing at 2650 *MHz* is 114 *mJy*; the flux measured off of our synthesis maps in the core and the large component are 90 *mJy* and 23 *mJy* respectively. At 8085 *MHz* the corresponding values of flux densities are 54 (total), 34 (core) and 16 (extended) *mJy*. It should be mentioned that the separation of the total

Plate 1. The position of the radio source in NGC 520.

To the article of H. Tovmassian, R. Sramek flux into the core and the extended component is highly subjective, especially at 8085 *MHz*.

The coordinates of the core determined with an accuracy better than 1 *arc sec* are: RA = $01^h21^m59.^s6$, Dec = $03°31'52.''9$ (1950). Locating the position of the radio core on the optical galaxy, which has a very peculiar appearance and no apparent center, was done in the following way. Accurate coordinates of three nearby weak stars were measured with the Ascorecord using the catalogued positions of ten stars surrounding the galaxy. Then the map, marked with the positions of the nearby weak stars and the radio core was superimposed on a photograph of the galaxy (see Plate I). The photograph was taken by H. Arp on Kodak 103 aD plate with GG1 filter at the prime focus of the 200" Hale telescope. The position of the radio core is shown by a cross in Plate I.

The location of the radio core in the middle of a strong absorbing layer between the northern and southern bright halves of the galaxy is an evidence that NGC 520 is a single galaxy. Moreover, after determining the center of the galaxy, we may suggest that an explosion has taken place in its nucleus. Indeed, the inspection of the photograph of the galaxy shows that bright parts of the galaxy around its center are bent, making almost a regular annular with an inner diameter of about 10 *arc sec* and barred by a dust lane. The impression is that matter here is pushed away from the nuclear region hidden behind the dust. This impression is strengthened by five finger-like filaments stretching over radially from the southern bright arch toward the southwest. The jet-like bright feature in the middle of the absorbing layer and directed toward the southeast from the radio core seems also to be a result of an explosion which happened in the nucleus of the galaxy. Two very long and weak tails extending toward the northwest and south from the galaxy seem to be related to the same center of activity.

Thus the results of the present observations are in favor of the suggestion made earlier by Sandage [10], Tovmassian [11], and Khachikian [9] that NGC 520 is an exploding galaxy like M82. The secondary feature in the HI spectrum of NGC 520 noted by Peterson and Shostak [15] is then due to an ejected cloud of neutral hydrogen.

The conclusion about the explosion of the nucleus of NGC 520 is supported by a similarity of some radio properties of NGC 520 and M 82. First, the linear size of radio sources in both galaxies are about the same. According to MacDonald, Kenderdine and Neville [18], the radio emission in M 82 consists of an extended component of dimensions $34'' \times 20''$ at 1407 *MHz*. At 5 *GHz* the radio source has an overall extent of $50'' \times 15''$ [19]. Using 27.6 *Mpc* for the distance of NGC 520

[9] and 3.25 *Mpc* for the distance of M 82 [20], the radio cores in both sources have dimensions of 300 to 400 *pc*. Observations with higher resolution may reveal a fine structure in NGC 520 as is seen in M 82 [19, 21].

The radio spectra of both NGC 520 and M 82 are also very similar. The radio spectrum of NCC 520 drawn by using our observations at 2650 and 8085 *MHz* and previous measurements by Tovmassian [16] at 1410 and 2650 *MHz*, by Pfleiderer at 1407 *MHz*, by Wrigt [22] at 2700 *MHz* and by Tovmassian and Terzian [23] at 430 *MHz* is presented in Figure 1. The spectrum is rather flat at lower frequencies where the spectral index is about -0.2 and becomes steeper, with $\alpha = -0.9$, at higher frequencies. The cutoff occurs somewhere between 430 and 1400 *MHz*. The same is true for the radio spectrum of M 82 (see Figure 6 in Kellermann's [24] paper). The inspection of Figure 1 shows also that the flux at 2650 *MHz* measured by Tovmassian [16] in 1965 is most likely overestimated.

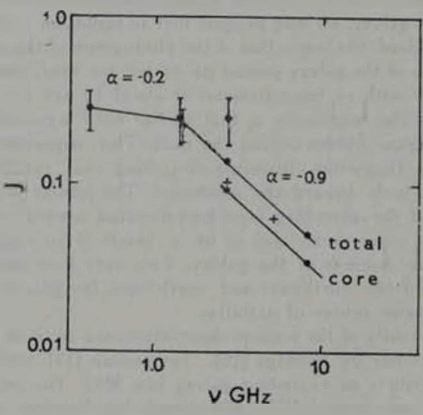


Fig. 1.

The fact that the cut-offs in the spectra of both NGC 520 and M 82 occur at nearly the same frequency and that the linear sizes of the radio emitting regions in both galaxies are about the same, permit us to suggest that both radio sources are of about the same age.

Detailed spectral and polarimetric observations of the nuclear region of NGC 520, a single galaxy, are very desirable to check the conclusions concerning the explosion in its nucleus. Khachikian's observations [9] unfortunately refer only to the southern part of the nuclear area of this galaxy.

The authors are indebted to Dr. H. Arp for making available for us his photograph of NGC 520, to Mr. E. Shahbazian for measurements of the position of stars in the vicinity of NGC 520 and to Dr. Pfleiderer for information on the results of his observations prior to publication.

Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia,
National Astronomy and
Ionosphere Center, Arecibo Observatory*

О ПРИРОДЕ NGC 520

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. А. ШРАМЕК

С помощью радиоинтерферометрических наблюдений, выполненных в НРАО (США), с точностью, превышающей 1", определено положение радиоисточника в NGC 520, что с несомненностью показывает, что NGC 520 является одиночной галактикой, а не парой взаимодействующих галактик, как нередко считается. Полученные результаты указывают, что в ядре NGC 520, по всей вероятности, имел место взрыв, аналогичный взрыву в M 82. В пользу этого вывода свидетельствует также сходство линейных размеров радиоисточников в обеих галактиках и их радиоспектр.

REFERENCES

1. *H. Arp*. Atlas of Peculiar Galaxies, California Institute of Technology, Pasadena, 1966.
2. *B. E. Markarian*, Comm. Byurakan Obs., 34, 19, 1963.
3. *C. R. Lynds, A. R. Sandage*, Ap. J., 137, 1005.
4. *G. A. Gurzadian*, Comm. Byurakan Obs., 34, 37, 1963.
5. *F. R. Cromeg*, Astron. Astrophys., 37, 4, 1974.
6. *A. I. Shapovalova*, Problems of Cosmic Physics, Kiev University Press, 7, 137, 1972.
7. *A. I. Shapovalova*, Problems of Cosmic Physics, Kiev, University Press, 8, 187, 1973.
8. *O. K. Krienke Jr., P. W. Hodge*, A. J., 79, 1242, 1974.
9. *E. Ye. Khachikian*, Astrofizika, 9, 157, 1973.

* The National Astronomy and Ionosphere Center, Arecibo Observatory, is operated by Cornell University under contract with the National Science Foundation.

10. *A. R. Sandage*. Hubble Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, 1961.
11. *H. M. Tovmassian*, Astrofizika, 3, 427, 1967.
12. *B. A. Vorontsov-Velyaminov*, Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies, Moscow University Press, 1970.
13. *A. Toomre, J. Toomre*, Ap. J., 178, 623, 1972.
14. *O. K. Krienke Jr.*, Thesis, University of Washington, 1973.
15. *S. D. Peterson, G. S. Shostak*, A. J., 79, 767, 1974.
16. *H. M. Tovmassian*, Austr. J. Phys. 21, 193, 1968.
17. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, Ap. J. (in press), 1976.
18. *G. H. Macdonald, S. Kenderdine, A. C. Neville*, M.N.R. astron. Soc., 138, 259, 1968.
19. *P. J. Hargrave*, M. N., 168, 491, 1974.
20. *G. A. Tammann, A. R. Sandage*, Ap. J., 151, 825, 1968.
21. *P. P. Kronberg, C. J. Pritchett, S. van den Bergh*, Ap. J. 173, L 47, 1972.
22. *A. E. Wright*, M. N., 167, 251, 1974.
23. *H. M. Tovmassian, Y. Terzian*, Astrophys. Letters, 15, 97, 1974.
24. *K. I. Kellermann*, External Galaxies and Quasi-Stellar Objects, Ed. Evans, 190, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

НОВЫЕ H_α-ЗВЕЗДЫ

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН, А. ТЕРЗЯН

Поступила 8 декабря 1975

На 40″ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 4° объективной призмой обнаружены 20 новых H_α-эмиссионных звезд. Спектральные наблюдения сделаны на пластинках Kodak IIa-F в сочетании с красным фильтром R-610

С целью обнаружения новых H_α-звезд на 40″ телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории, с 4° объективной призмой (дисперсия 275А/мм у H_α) осенью 1973 г. были пронаблюдены девять областей неба, каждая из которых охватывает 16 *кв. градусов*. Эти области фотографировались на пластинках Kodak IIa-F в сочетании с красным фильтром R-610. При такой комбинации пластинки и фильтра область пропускания системы приблизительно будет $\lambda\lambda$ 7000—6000 А.

Из девяти областей семь выбраны таким образом, чтобы в них попадали, по мере возможности, больше эмиссионных туманностей. В этих областях находятся IC 1318, 1795, 1805, 1848, 1499, 405, 443, NGC 7822 и другие.

Для каждой области получены по три пластинки, две из которых с экспозициями 60 *мин*, а одна с экоспозициями 10 или 15 *мин*.

Предельная звездная величина m_r, полученная при экспозиции 60 *мин*., примерно равна 15^m7.

Просмотр пластинок позволил обнаружить 20 H_α- эмиссионных звезд, не входящих в каталоги [1—3]. В табл. 1 приведены координаты, звездные величины m_{pg}, m_r и интенсивности линии H_α обнаруженных звезд. Координаты определены по картам Паломарского атласа. По этим картам оценены также величины m_{pg} и m_r. В качестве звезд сравнения использованы звезды NPS. Интенсивности линии H_α оценены в трехбалльной системе 1, 2 и 3, которая подробно описана в [4]. Величины m_r для звезд

№ 5 6, 8, 12 и 17 оценены с помощью спектров, так как они на картах Паломарского атласа находятся в ярких частях эмиссионных туманностей IC 1448, 405, 1318 и NGC 7822 и на их фоне не видны. С этой целью на пластинках сравнивались яркости и распределения интенсивностей непрерывных спектров этих звезд с таковыми окружающих их звезд, находящихся вне туманностей. Затем оценены их m_r величины. Среднее значение последних принималось как m_r величина данной H_α-звезды.

Звезды №3, 5, 6, 8, 12, 17, 18 и 19, по-видимому, связаны с диффузными туманностями (№ 3 с IC 1795 ,№ 5 и 6 с IC 1848, № 8 с IC 405, № 12 с IC 1318 и № 16, 18 и 19 с NGC 7822), а остальные могут являться звездами фона.

Показатель цвета $m_{pg}-m_r$ звезды № 3 получается равным 5^m0, что больше нормального показателя цвета звезд любого типа. С другой стороны на спектре ,полученном нами, не наблюдаются полосы поглощения TiO λλ 6700 и 6159, это говорит о том, что спектральный тип этой звезды ранее типа M. Такой большой показатель цвета у звезды № 3 результат того, что ее излучение сильно поглощенное. В пользу этого говорит то, что она находится в темной поглощающей туманности, которая в [5] приводится под номером 1359.

Звезды № 5 и 6 связаны с небольшими туманными сгустками, размеры которых $13''\times17''$ и $22''\times22''$, соответственно.

Линия H_α у этих звезд имеет диффузную структуру, которая говорит о том, что кроме эмиссионной линий H_α звезды на спектрах получалась также эмиссионная линия H_α этих небольших по угловым размерам сгустков. Из этого можно сделать вывод, что эти сгустки являются эмиссионными. Они находятся в IC 1848 и очень близки друг к другу, расстояние ближайших краев приблизительно равно $5''$. Первая из этих туманностей, связанная со звездой № 5, имеет кометообразный вид.

Звезда № 8, находящаяся в диффузной туманности IC 405, является переменной звездой NX Aur, которая в фотографических лучах меняется от 14^m1 до 16^m6 [3]. В каталоге переменных звезд Б. В. Кукаркина и др. [3] для этой звезды приводится спектральный класс M3.

На спектре, полученном нами, не видны полосы поглощения TiO λλ 6700 и 6159, которые обычно наблюдаются у этого подтипа. Наоборот, спектр имеет непрерывный характер, и распределение энергии в нем похоже на распределение непрерывного спектра звезд типа A—B.

Звезда № 16 имеет сильную H_α эмиссионную линию и одновременно является звездой типа M, так как на спектре хорошо видны полосы поглощения TiO λλ 6700 и 6159. По интенсивностям этих полос поглощения ее можно причислить к спектральному классу M4.

Звезды № 17, 18 и 19 имеют сильные эмиссионные линии H_α и находятся близко друг от друга. Возможно, что они физически связаны меж-

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	m_v	Интенсивность линии H_α
1	0^h02^m0	$+64°48'$[illegible]	14^m2	13^m1	2
2	2 22.8	+60 01.0	16.7	14.5	2
3	2 23.1	+61 48.8	18.0	13.0	3
4	2 52.7	+60 54.4	16.5	13.7	2
5	2 57.7	+60 16.5	16.8	13.8	2
6	2 57.8	+60 16.5	16.6	14.0	1
7	4 04.0	+34 56.9	15.0	13.7	1
8	5 19.8	+33 25.8	14.0	12.2	2
9	6 11.7	+21 23.1	15.3	13.1	2
10	6 14.5	+23 25.1	16.4	13.8	1
11	7 26.4	+33 18.7	15.4	13.8	1
12	20 15.3	+41 57.5	13.0	12.0	2
13	20 15.3	+42 49.5	14.4	13.1	1
14	20 26.6	+43 29.0	15.5	12.0	2
15	20 40.0	+32 52.2	12.7	12.0	3
16	20 40.0	+34 33.9	14.5	12.0	3
17	23 56.0	+66 03.0	14.5	13.1	3
18	23 56.5	+66 04.7	17.8	14.6	2
19	23 56.6	+66 05.6	17.0	13.5	3
20	23 59.4	+64 37.3	16.4	13.6	2

ду собой. Первая из этих звезд связана с маленькой туманностью, имеет размеры, приблизительно $30''\times50''$. Звезды находятся в одной темной поглощающей туманности и их излучения поглощенные. Особенно сильно поглощенные излучения звезд № 18 и 19, по причине чего их показатели цветов $m_{pg}-m_v$ стали довольно высокими: 3^m2 и 3^m5 соответственно.

Ниже приводятся карты отождествлений H_α- звезд — копии синих карт Паломарского атласа.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория
Абастуманская обсерватория

NEW H_α-EMISSION STARS

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN, A. TERZIAN

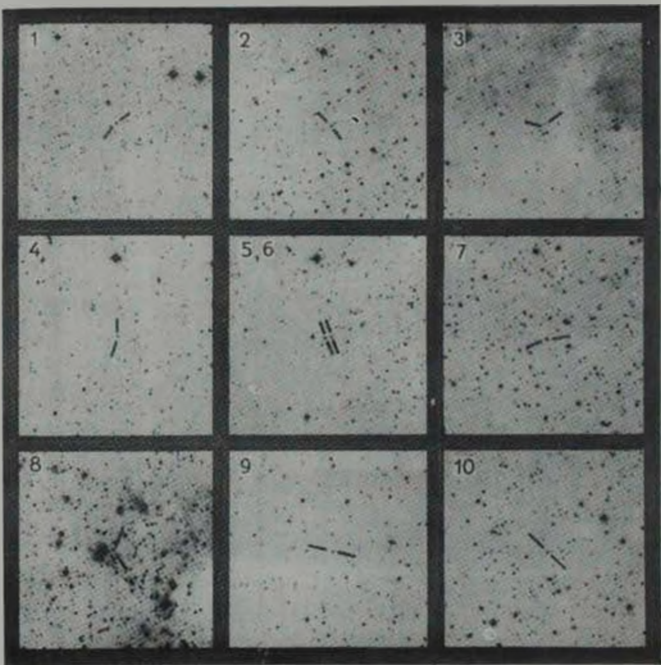
On the 40" Schmidt-telescope of the Byurakan Observatory with 4 objective prism 20 new H_α-emmission stars have been found. The spectral observations were made on the Kodak IIa-F plates in combination with the red filter R-610.

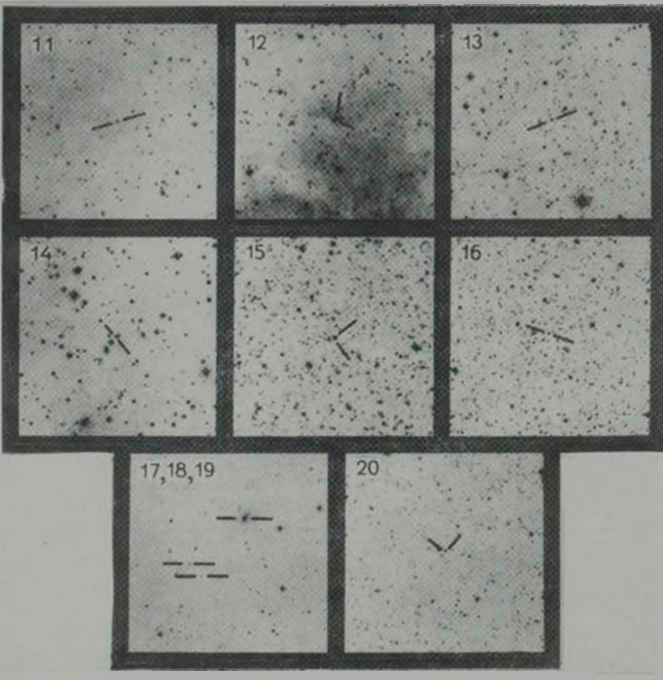
ЛИТЕРАТУРА

1. *L. R. Wackerlung*, A Catalogue of Early Type Stars whose spectra have shown Emission Lines, Mem. RAS, 73, Part 3, 1970.
2. *W. P. Bidelman*, Ap. J.. Suppl. Ser., 1, 175, 1954.
3. *Б. В. Кукаркин* и др., Общий каталог переменных звезд, М., 1969.
4. *М. А. Казарян, Э. С. Парсамян*, Астрофизика, 7, 671, 1971.
5. *B. T. Lynds*, Catalogue of Dark Nebulae, Ap. J.. Suppl. ser., 7, No. 64, 1962.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЙ H_α-ЗВЕЗД

Север сверху, восток слева. Масштаб 21.6 на 1 *мм*





К ст. М. А. Казаряна и др.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД. I. BN Ori

Е. А. КОЛОТИЛОВ, Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 7 мая 1975
Пересмотрена 20 июля 1975

Представлены результаты изучения неправильной переменной звезды BN Ori, для которой на телескопах Крымской станции ГАИШ проведены фотоэлектрические UBV-измерения блеска в период с 1966 г. по 1975 г., спектральные наблюдения контуров линий H_γ и H_α с дисперсией 20 А/мм в 1971—72 гг. и сделаны фотоэлектрические записи спектра в области 3000—6000 А 10—11.I.1975 г. UBV-наблюдения показали, что блеск звезды практически постоянен. По фотоэлектрическим записям спектра звезда классифицирована как F2. Построено абсолютное распределение энергии в континууме в области 3000—6000 А, которое при $A_v = 0^m70$ хорошо согласуется в интервале 4000—6000 А с распределением для стандартной звезды F2V, но в интервале 3000—3500 А обнаружено избыточное ультрафиолетовое излучение. Обнаружена в спектре BN Ori переменная H_α-эмиссия. Показатели цвета BN Ori, полученные в [13] и [14] по ИК фотометрическим измерениям, свидетельствуют о наличии избыточного инфракрасного излучения. Этот результат подтвержден сравнением продолженного из оптической области теплового звездного континуума с потоками в области 1.6—3.5 μ, полученными на основе фотометрических данных из [13] и [14]. Предположено, что УФ-избыток и эмиссия в линии H_α обусловлены рекомбинационным излучением водорода при наличии самопоглощения в линии, при этом свободно-свободное излучение вносит небольшую долю в ИК-избыток. Основную часть ИК-избытка составляет тепловое переизлучение околозвездной пылевой оболочки с температурой ~ 1500°.

Введение. В последнее время проявляется все больший интерес к исследованиям неправильных переменных звезд. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела представители этого класса объектов находятся в области, занимаемой, согласно теоретическим расчетам, звездами на стадии эволюции до главной последовательности. Среди неправильных переменных, по фотометрической классификации П. Н. Холопова [1], выделяются быстрые неправильные переменные звезды (Insa) ранних спектральных классов, физически связанные с диффузными туманностями или наблюдаемые вблизи таких туманностей. В спектрах большинства из них присутствует эмиссионная линия водорода H_α, интенсивность которой может меняться со временем. В спектрах быстрых неправильных переменных BN Ori, UX Ori, VX Cas и WW Vul изменения H_α-эмиссии были обнаружены нами в 1971—72 гг [2]. В дальнейшем на телескопах Крымской станции ГАИШ проводились систематические спектральные и фотометрические наблюдения этих звезд. В данной работе представлены результаты исследования BN Ori.

Наблюдательный материал. Фотоэлектрические UBV-наблюдения проводились на 60-*см* рефлекторе с помощью автоматического электрофотометра со счетом фотонов [3]. За пять сезонов наблюдений проведено 55 измерений блеска звезды.

Изучение контуров линий H_α и H_β проводилось по спектрограммам с дисперсией 20 Å/*мм*, полученным на 125-*см* рефлекторе с помощью дифракционного спектрографа, работающего с контактным ЭОП. Более подробно сведения об используемом спектрографе с ЭОП и методике обработки спектрограмм сообщались нами ранее [2]. Все спектры расширялись до 0.5 *мм*, времена экспозиции составляли ~ 25 *минут* в области H_α и ~ 30 *минут* в области H_β. Для обработки из полученного материала отобрано 18 спектрограмм линии H_α и 3 спектрограммы линии H_β.

На 125-*см* рефлекторе 10—11.I.75 г. были сделаны фотоэлектрические записи спектра BN Ori в области 3000—6000 Å с помощью спектрометра по схеме Сейя-Намиоки с вогнутой дифракционной решеткой. Получено 10 записей спектра при ширине выходной щели спектрометра 16 Å. Для абсолютной привязки до и после наблюдений были сделаны записи спектра расположенной очень близко по координатам звезды γ Ori. Для спектральной классификации BN Ori на 48-*см* рефлекторе со спектрометром Сейя-Намиоки (с тем же спектральным разрешением) были записаны спектры звезд сравнения 37 μ And (A5V), 33 θ Cas (A7V), 14 Aur (A9V), 71 Tau (F0V), 37 U Ma (F1V), 46 Tau (F3V), 20 Per (F4V) и 19 LMi (F5V). Классификация этих звезд взята согласно Каталогу ярких звезд [4].

Спектральная классификация и распределение энергии в континууме. В 1949 г. Хоффмейстер и в 1952 г. Пейн-Гапошкина классифицировали спектр BN Ori как A6 [5, 6]. Хербиг [7, 8] характеризовал спектр звезды по щелевым спектрограммам с дисперсией 75 Å/мм как A6—A7, но отметил при этом наличие признаков F8. Зайцева [9] по спектрограммам с дисперсией 140 Å/мм определила в 1969 г. спектральный класс как ~ F0, указав на присутствие в спектре слабых линий поглощения FeI, появляющихся на спектрограммах стандартных звезд только в классе F2.

На наших фотоэлектрических записях спектра BN Ori в области 3000—6000 Å хорошо выделяются в поглощении водородные линии H_β, H_γ и H_δ, бленда H_ε + H CaII и линия K CaII. Для спектральной классификации звезды мы построили по наблюдениям стандартов зависимости остаточных интенсивностей этих линий (при используемом спектральном разрешении) от спектрального класса в пределах A5V—F5V. Отметим, что зависимости для H_ε + H CaII и K CaII показывают существенный разброс точек из-за неуверенного проведения уровня непрерывного спектра в этом районе. По наблюдениям в январе 1975 г. остаточные интенсивности линий для BN Ori хорошо согласуются со спектральным классом F2—F3.

Абсолютное распределение энергии в континууме в области 3000—6000 Å мы вычислили, используя в качестве звезды сравнения γ Ori, для которой абсолютные потоки взяты согласно [10]. При вычислениях использовались коэффициенты прозрачности земной атмосферы, определенные на Крымской станции ГАИШ В. Т. Дорошенко (не опубликовано). Одновременно с фотоэлектрическими записями спектра BN Ori были сделаны UBV измерения блеска, результаты которых по калибровке Джонсона [11] переведены в потоки в *эрг/см²сек* μ. На рис. 1 показано распределе-

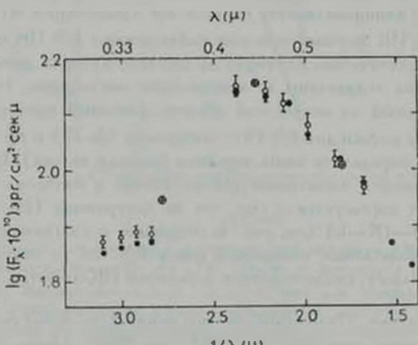


Рис. 1. Распределение энергии в континууме для интервала 3000—6000 Å. Для BN Ori открытые кружки обозначают потоки по наблюдениям со спектрометром, кружки с крестом внутри — по результатам UBV измерений (все потоки исправлены за $A_V = 0^m70$). Заполненные кружки — распределение для стандартной звезды F2V.

ние энергии в континууме для BN Ori при принятом межзвездном поглощении $A_V = 0^m70$ (вопрос о величине A_V мы обсудим позднее) и для сравнения распределение энергии в спектре стандартной звезды F2V согласно [12]. При вычислениях использовался нормальный закон межзвездного поглощения. Из рисунка видно, что, во-первых, результаты UBV-фотометрии хорошо согласуются с результатами измерений с помощью спектрометра и, во-вторых, для BN Ori распределение энергии в континууме хорошо согласуется в области 4000—6000 А с распределением для F2V. В интервале 3000—3500 А точки для BN Ori лежат систематически выше, свидетельствуя о наличии ультрафиолетового избытка излучения.

Для построения распределения энергии в континууме в инфракрасной области спектра мы воспользовались результатами фотометрических измерений [13] и [14]. Звездные величины BN Ori в полосах H (1.6 μ), K (2.2 μ), L (3.5 μ) и на 11 μ приведены в таблице. В работе [14] для измерений в полосе L и на 11 μ приведена абсолютная калибровка — поток от звезды 0^m00, измерения в полосах H и K даны в [13], где авторы указывают, что полоса K приведена к системе Джонсона (калибровка [11]). Полоса H в стандартную систему Джонсона не входит, и авторы [13] не приводят поток от звезды 0^m00, но в другой своей работе [15] указывают, что это значение определяется ими интерполяцией джонсоновских значений. Мы провели таким же образом калибровку полосы H.

Распределение энергии в спектре стандартной звезды F2V дано в [12] до 1 μ, в более длинноволновую область мы продолжили его пропорционально λ^{-4}. По ИК фотометрическим наблюдениям BN Ori были получены потоки в энергетических единицах на соответствующих длинах волн, которые затем были исправлены за межзвездное поглощение. На рис. 2 показан продолженный из оптической области звездный континуум и нанесены абсолютные потоки для BN Ori в интервале 1.6—3.5 μ при $A_v = 0^m70$ (на 11 μ можно определить лишь верхнюю границу потока). Как видно из рисунка, наблюдается избыточное ИК-излучение в интервале 1.6—3.5 μ. Такой результат согласуется с тем, что на диаграммах (H—K)—спектр. класс и (H—K)—(K—L) (см. рис. 4, подробнее о диаграммах будет сказано позже) наблюдаемые показатели цвета BN Ori не соответствуют ее спектральному классу, свидетельствуя о наличии ИК-избытка.

UBV-фотометрия. Положение на диаграмме (U—B)—(B—V). Фотографические оценки блеска BN Ori с 1891 г. по 1964 г. (около 4000 оценок) были проанализированы Драгомирецкой [16]. Большинство определений фотографических звездных величин BN Ori собрано в каталоге [17]. Согласно Драгомирецкой, звезда характеризовалась достаточно длительными периодами почти постоянного и максимального блеска, сменявшимися интервалами «бурной» активности. Амплитуда изменения блеска достигала около 3^m на протяжении 20—50 *дней*. На эти изменения накладывались еще более быстрые колебания с амплитудой $1^m—1^m5$.

Фотоэлектрические UBV-наблюдения BN Ori были начаты на Крымской станции ГАИШ в 1966 г., по времени эти наблюдения продолжают наблюдения, представленные в работе [16]. Как видно из рис. 3, блеск звезды оставался в эти годы практически постоянным, возможные колебания не превосходят $0^m02 - 0^m03$ в фильтре V. В таблице представлены средние значения величины V и показателей цвета (B—V) и (U—B) по всем нашим фотоэлектрическим измерениям.

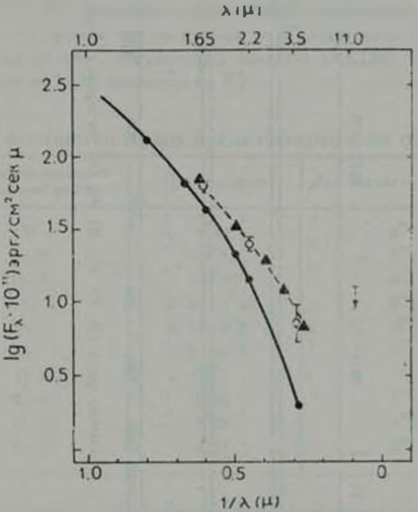


Рис. 2. Распределение энергии в континууме для интервала 1.6—3.5 μ. Открытые кружки обозначают потоки от BN Ori в ИК области по фотометрии [13] и [14] с учетом $A_v = 0^m70$. Заполненные кружки – распределение для стандартной звезды F2V, треугольники – сумма излучений свободно-свободного и теплового звездного, штриховая линия — сумма излучений теплового звездного и абсолютного черного тела с $T \sim 1500°$.

Из суммы всех фотометрических исследований видно, что уже на протяжении около 30 лет звезда не меняет свой блеск, что значительно превосходит длительность «спокойных» периодов, характерных для BN Ori ранее. По нашим наблюдениям можно отметить постепенное уменьшение показателя цвета (U—B) от 0^m20 в 1966 г. до 0^m17 в 1975 г.— звезда стала более голубой.

На двухцветной диаграмме (B—V)—(U—B) точка, соответствующая наблюдаемым значениям показателей цвета BN Ori, лежит ниже линии

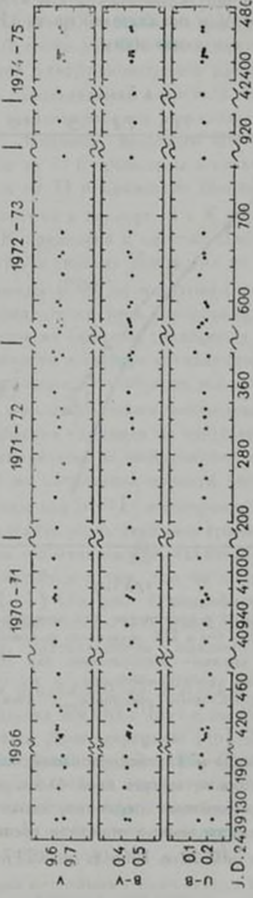


Рис. 3. Кривая блеска в фильтре V и показатели цвета (B—V), (U—B) BN Ori за период с 1966 г. по 1975 г.

звезд главной последовательности. Если сместить эту точку вдоль линии нарастающего поглощения со стандартным наклоном 0.72, то исправленные показатели цвета соответствуют спектральному классу ~ F0. При этом избыток цвета $E(B-V) = 0^{m}15$ и величина $A_v = 0^{m}45$. Такое значение A_v не противоречит определенному в работе [18] на основе анализа межзвездного поглощения в данном направлении. Здесь необходимо отметить, что BN Ori является изолированной переменной. Расстояние до нее принималось равным 400 *пс* ($m-M \approx 8^{m}$), что соответствует расстоянию до темных облаков, окружающих звезду λ Ori [19] (по координатам BN Ori отстоит от λ Ori примерно на 3°).

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ BN ORI

Звездные величины и показатели цвета	Наблюдаемые	Для величины $A_v = 0^{m}70$
V	$9^{m}64$	$8^{m}94$
B—V	$+0^{m}45$	$0^{m}26$
U—B	$+0^{m}18$	$\sim 0^{m}0$
H	$8^{m}44 \pm 0^{m}08$	$8^{m}20$
K	$8^{m}17 \pm 0^{m}07$	$8^{m}00$
L	$7^{m}6 \pm 0^{m}4$	$7^{m}5$
11 μ	$>2^{m}1$	—
B—K	$1^{m}92$	$1^{m}2$
H—K	$0^{m}27$	$0^{m}20$
K—L	$0^{m}57$	$0^{m}5$

Как было показано выше, наилучшим образом распределение энергии в континууме для BN Ori согласуется с распределением для стандартной звезды F2V при $A_v = 0^{m}70$. В этих условиях мы приняли, что часть поглощения обусловлена околозвездной пылевой оболочкой, вопрос о существовании которой у BN Ori мы обсудим позднее.

Положение звезды на ИК-диаграммах. В работе [13] при анализе результатов ИК-фотометрии неправильных переменных звезд рассматривается их положение на трех диаграммах: (B—K) — (H—K), (H—K)-спектр. класс и (H—K) — (K—L). Мы пересмотрели положение BN Ori на этих диаграммах, исходя из наших результатов UBV-фотометрии, спектральной классификации и оценки поглощения.

Мы не воспроизводим здесь диаграмм (B—K) — (H—K) и (H—K) — спектр. класс, но отметим, что показатель цвета (B—K) для BN Ori взят в [13] неправильно. При ИК-фотометрии одновременных измерений оптического блеска звезды не проводилось и для величины B принято среднее значение $\simeq 11^m4$ из пределов m_{pg}, указанных в Общем каталоге звезд [20]. Как следует из UBV-измерений, оптический блеск звезды оставался в последние годы практически постоянным. Более того, имеются наши UBV-измерения, сделанные 7 марта 1971 г. (измерения в ИК-полосах H и K сделаны 8 марта 1971 г. [13]). Для этой даты $B = 10^m11$, что дает показатель цвета $(B-K) = 1^m94$ вместо 3^m2, принятого в [13].

Положение BN Ori на диаграмму (H—K)—спектр. класс мы нанесли в соответствии с нашим определением ее спектрального класса как F2. По своим характеристикам BN Ori попадает выше линии нормальных звезд, ее показатель цвета $(H-K) \sim 0^m20$ (для звезд F2 это значение $\simeq 0^m07$), т. е. звезда имеет избыточное ИК-излучение.

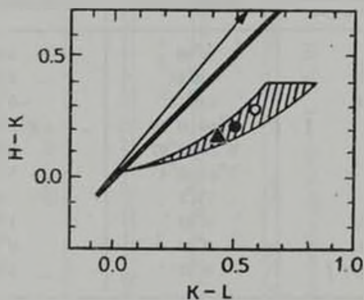


Рис. 4. Диаграмма (H—K)—(K—L). сплошная толстая линия соответствует чернотельному излучению с различной температурой, вектор указывает направление смещения из-за межзвездного или околозвездного поглощений. Заштрихованной областью отмечены положения, куда попадают звезды ранних спектральных классов с ИК-избытками, обусловленными оптически тонким электронно-протонным свободно-свободным излучением с $T_e = 10000°$. Открытый кружок соответствует наблюдаемым характеристикам BN Ori, заполненный — с учетом $A_v = 0^m70$, треугольник — чисто избыточному ИК излучению BN Ori.

На рис. 4 воспроизведена из работы [21] диаграмма (H—K)—(K—L). Сплошная толстая линия соответствует положениям, куда могут попасть объекты с чернотельным излучением с различной температурой. Нормальные звезды располагаются вблизи этой линии в области $(H-K) < 0^m5$. Как видно из диаграммы, и по значению цвета (K—L) BN Ori существенно смещена от области нормальных звезд (для звезд F2 цвет $K-L \simeq 0^m08$).

Контуры линий H_α и H_β. На рис. 5 приведены контуры линий H_α в спектре BN Ori, полученные в 1971—75 гг. Для сравнения показан также контур линии поглощения в спектре стандартной звезды сравнения

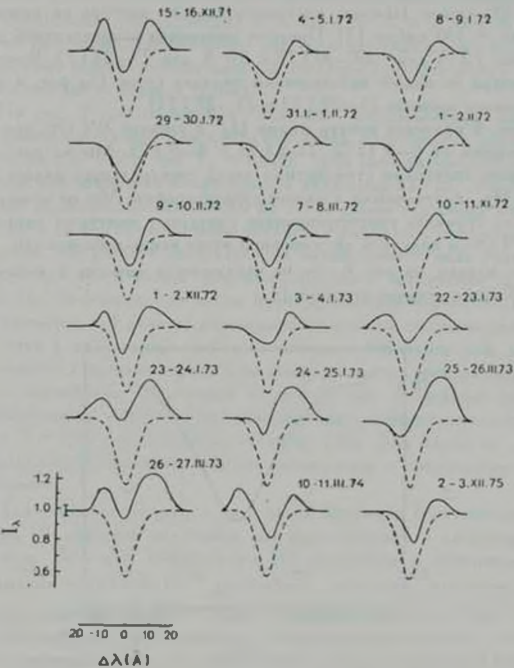


Рис. 5. Контуры H_α-эмиссии в спектре BN Ori по наблюдениям 1971—75 гг. Все контуры выражены в единицах интенсивности непрерывного спектра (масштаб осей указан для 26—27.3.73). Для сравнения штриховой линией показан контур линии поглощения H_α в спектре стандартной звезды BD+20°2154 (F2V).

BD – 20°2154 спектрального класса F2V. Наблюдения выявили, что контур и интенсивность H_α-эмиссии у BN Ori меняются со временем. Во всех случаях присутствует красный эмиссионный компонент и наибольшим изменениям подвержено фиолетовое крыло эмиссии. H_β-эмиссия у звезды слабая, но линия широкая. По контуру, полученному 23—24.I.73 г., характеристики линии следующие: лучевые скорости фиолетового и красного краев эмиссии v_B и v_R соответственно равны $\simeq \pm 900$ *км/сек*, лучевая скорость абсорбционного провала $v_{abs} \simeq -50$ *км/сек* и лучевые скорости вершин фиолетового и красного эмиссионных компонент $v_E \simeq -470$ *км/сек* и $v_R \simeq +350$ *км/сек*. Ширина инструментального контура на наших спектрограммах $\simeq 130$ *км/сек* [2]. Пределы изменения эквивалентной ширины H_α-эмиссии 1.2 Å для 29—30.I.72 и 8.0 Å для 23—24.I.73. Время изменения контура по нашим наблюдениям порядка суток (на рис. 4 контуры для интервалов времени 23—25.I.73 и 25—27.3.73).

На рис. 6 приведен контур линии H_β в спектре BN Ori, средний по спектрограммам от 6—7.12.72, 2—3.1.73 и 8—9.3.73. Мы не располагаем, к сожалению, спектрами стандартных звезд спектрального класса F2—F3 в области H_β, полученными с нашим спектрографом. Мы не можем поэтому детально сравнить соответствующие контуры с контуром линии H_β в спектре BN Ori и получить на основании этого какие-либо выводы. Можно заключить, однако, из рис. 6, что не наблюдается эмиссия в линии H_β в спектре BN Ori в отличие от линии H_α.

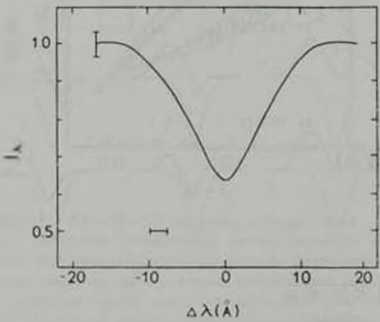


Рис. 6. Контур линии H_β в спектре BN Ori, средний по спектрограммам от 6—7.12.72, 2—3.1.73 и 8—9.3.73. Вертикальной и горизонтальной черточками показаны ошибка построения контура и ширина инструментального контура.

Обсуждение результатов. Рассмотрим более подробно вопрос о наблюдаемых эмиссиях в спектре BN Ori—УФ- и ИК-избытках и линии H_α.

На диаграмме (H—K)—(K—L) (см. рис. 4) штрихами отмечена область, куда, согласно расчетам, проведенным в [21], попадают звезды ранних спектральных классов с ИК-избытками, обусловленными оптически тонким электронно-протонным свободно-свободным излучением с

$T_e = 10000°$. С другой стороны, согласно [21], комбинация двух или более чернотельных излучений смещает объекты с такими характеристиками также вправо от линии, соответствующей излучению черного тела, т. е. приводит к $(K-L)>(H-K)$. Таким образом, показатели цвета BN Ori и ее избыточного ИК-излучения отдельно ($H-K \approx 0^m.13$ и $K-L \approx 0^m.42$) на этой диаграмме соответствуют как свободно-свободному излучению, так и тепловому переизлучению пылевой оболочки (которое можно аппроксимировать абсолютно черным телом).

На рис. 2 треугольниками отмечено распределение интенсивности электронно-протонного свободно-свободного излучения с длиной волны в интервале 1.6—3.5 μ при $T_e = 10000°$. Для расчета мы использовали выражение для объемного коэффициента излучения из [22]. Рассчитанное излучение нормировано так, чтобы на 3.5 μ сумма теплового звездного континуума и свободно-свободного излучения равнялась наблюдаемому. Строго говоря, при расчете распределения интенсивности надо учитывать в интервале 1.6—3.5 μ вклад рекомбинационного излучения для уровней с $n>4$. Но, во-первых, оно также пропорционально $\exp-(h\nu/kT)$ и, во-вторых, примерно в 4 раза по интенсивности меньше свободно-свободного, так что, имея в виду точность фотометрических ИК-измерений, скачками интенсивности у предела серий, попадающими в этот спектральный интервал, можно пренебречь. Штриховой линией на рис. 2 показано распределение (нормированное аналогичным образом) интенсивности абсолютно черного тела с $T = 1500°$, рассчитанное согласно [23]. Как видно из рисунка, оба распределения удовлетворительно согласуются с наблюдаемым ходом интенсивности.

Для решения вопроса о том, какой механизм ответственен за наблюдаемый ИК-избыток излучения, мы воспользовались следующими соображениями. Величина избыточного ИК-излучения в интервале 1.6—3.5 μ составляет $\simeq (13 \pm 4) \cdot 10^{-11}$ *эрг/см²сек*, величина избыточного УФ-излучения в интервале 3220—3520 Å составляет $\simeq (8 \pm 3) \cdot 10^{-12}$ *эрг/см²сек*. Для H_α-эмиссии, взяв среднюю эквивалентную ширину из максимального и минимального значений $\simeq 4.6$Å, получаем поток $F(H_\alpha) \simeq 3.4 \times 10^{-12}$ *эрг/см²сек*.

Рассмотрим теперь возможность сравнения наблюдаемых потоков в континууме с теоретическими для оптически тонкого излучения. Используя выражения для объемных коэффициентов излучения, приведенные в [22], мы получили для оптически тонкого излучения с $T_e = 10000°$ отношение УФ/H_α потока в интервале 3220—3520 Å (рекомбинационное излучение, вклад свободно-свободного мал) к потоку в линии H_α (при заселении уровней рекомбинациями) равным $\simeq 0.54$. Наблюдаемое отношение $\simeq 2.5$, т. е. примерно в 5 раз больше теоретического, что свидетельствует о наличии самопоглощения в линии. В таком случае вычисление интенсивности H_α-эмиссии необходимо производить согласно теории излучения движущихся сред с учетом самопоглощения в линиях. Существенное влияние на поле излучения в среде будет оказывать градиент скорости. В спектре BN Ori переменная H_α-эмиссия весьма протяженная и характеризуется скоростями порядка сотен км/сек. При таких скоростях и доплеровском расширении эмиссионных линий, согласно [24], оптическая толщина у предела бальмеровского континуума τ_{Ba} будет оставаться <1 вплоть до значений оптической толщины в центре линии H_α $\tau_\alpha \sim 10^4$. Для оптически тонкого излучения при $T_e = 10000°$ отношение ИК/УФ потока в интервале 1.6—3.5 μ (свободно-свободное плюс рекомбинационное излучения) к потоку в ультрафиолете (границы интервала указаны выше) равно $\simeq 0.3$. Наблюдаемое ИК/УФ равно $\simeq 16$. Если оптическая толщина для свободно-свободного излучения >1, то это может только уменьшить теоретическое отношение ИК/УФ. Расчетное и наблюдаемое отношения ИК/H_α равны, соответственно, $\simeq 0.17$ и 40. Таким образом, наблюдаемое ИК избыточное излучение чрезвычайно велико, чтобы его можно было однозначно связать с наблюдаемым УФ-избытком и эмиссией в линии H_α. Можно предположить, следовательно, что ИК-избыток у BN Ori обусловлен в основном тепловым переизлучением околозвездной пылевой оболочки. Тогда представляется оправданным сделанное ранее допущение о вкладе околозвездной пыли в величину поглощения.

Суммируем в заключение результаты проведенного исследования неправильной переменной звезды BN Ori. На протяжении достаточно длительного интервала времени звезда не показывает быстрых колебаний блеска, характерных для периода активного поведения (1891—1945 гг.). К сожалению, отсутствуют какие-либо спектральные наблюдения в период активности звезды. Наблюдаемое избыточное УФ-излучение и H_α-эмиссия обусловлены, по-видимому, рекомбинационными процессами водородной плазмы при наличии самопоглощения в линии. Более определенно сказать что-либо о временной зависимости между этими характеристиками спектра сейчас не представляется возможным, поскольку сравнивался избыток УФ-излучения, обнаруженный по наблюдениям в одну дату, со средним потоком в H_α по наблюдениям за 4 года. Трудно сказать что-либо и об источнике ионизации. Переменность контуров H_α-эмиссии с характерным временем порядка суток и скоростями порядка сотен км/сек свидетельствует о нерегулярных движениях излучающего вещества. Наблюдаемое избыточное ИК-излучение обусловлено, в основном, тепловым переизлучением околозвездной пылевой оболочки с температурой $\sim 1500°$.

Авторы благодарны В. П. Архиповой, Э. А. Дибаю, В. Ф. Есипову и В. Ю. Теребижу за обсуждение результатов работы.

Крымская станция ГАИШ

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE FAST IRREGULAR VARIABLES. I. BN ORI

E. A. KOLOTILOV, G. V. ZAYITSEVA

At the State Sternberg Astronomical Institute, the Crimean Station, we have carried out observations of the irregular variable star BN Ori. The data include photoelectric UBV brightness measurements covering the period 1966—75, spectroscopic observations of H and H line profiles made with the dispersion of 20 *A/mm* in 1971—75, and photoelectric scans in the 3000—6000 A spectral range made on January 10—11, 1972. UBV observations showed that the star had practically constant brightness. From photoelectric spectrum scans we have classified this star as F2. The absolute energy distribution in 3000—6000 A range constructed from the observations agrees well with the distribution for F2 V standard star in 4000—6000 A range for **A**, = 0^m70, but there is some excess of radiation in the ultraviotet 3000—3500 A range. The variable H-emission has been discovered in the spectrum of BN Ori. The IR color indexes of BN Ori from [13] and [14] are consistent with the existence of infrared radiation excess. This result is supported by comparison of thermal stellar continuum, extended from the optical range, with the fluxes in 1.6—3. 5μ range obtained from the IR photometric observations [13, 14]. It is suggested that both UV-excess and H-emission are due to the hydrogen recombination radiation with self-absorption in the line, but the contribution of free-free radiation to IR excess is small. Thermal re-radiation by the circumstellar dust envelope with temperature of about ~1500 is resulted in the main part of the observed IR excess.

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. Н. Холопов*, в сб. «Эруптивные звезды», М., 1970.
2. *Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов*, Астрофизика, 9, 185, 1973.
3. *В. М. Лютый*, Сообщ. ГАИШ, № 172, 30, 1971.
4. Catalogue of Bright Stars, Third Ed., New Haven, 1964.
5. *C. Hoffmeister*, Astron. Nachr., 278, 24, 1949.
6. *C. Payne-Gaposhkina*, Ann. Harv. Coll. Obser., 118, No. 3, 1952.
7. *G. H. Herbig*, Trans. IAU, 8, 806, 1954.
8. *G. H. Herbig*, Ap. J., 131, 632, 1960.
9. *Г. В. Зайцева*, Астрофизика, 7, 333, 1971.
10. *В. М. Терещенко, А. В. Харитонов*, Труды АФИ, 21, 1972.
11. *H. L. Johnson et all.*, Comm. Lunar Plan. Labor., No. 53, 1965.
12. *В. Страйжис, З. Сииаерскене*, Бюлл. Вильнюсской обс., № 35, 1972.

13. *I. S. Glass, M. V. Penston*, M. N., 167, 237, 1974.
14. *M. Cohen*. M. N., 161, 97, 1973.
15. *I. S. Glass*. M. N., 164, 155, 1973.
16. *Б. А. Драгомирецкая*. Астрофизика, 1, 455, 1965.
17. *В. П. Цесевич, Б. А. Драгомирецкая*. Звезды типа RW Возничего, Киев, 1973.
18. *Г. В. Зайцева*. ПЗ, 17, 294, 1970.
19. *П. Н. Холопов*. Астрон. ж., 35, 435, 1958.
20. *Б. В. Кукаркин* и др., Общий каталог переменных звезд, 3-е изд., М., 1969
21. *D. Allen*. M. N., 161, 145, 1973.
22. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*. Физика межзвездной среды, М., 1963.
23. *К. У. Аллен*. Астрофизические величины, М., 1960
24. *Р. Е. Гершберг*. Изв. КрАО, 46, 59, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

СПЕКТР ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ BD+30°3639 В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. И. НОСКОВА

Поступила 23 июня 1975

Измерены абсолютные интенсивности более 45 эмиссионных линий в области спектра λ 7000—11000 А. По линиям HI и [SII] оценено межзвездное поглощение $A_V = 1^m1$. Для области λ 4000—10000 А получено распределение энергии в абсолютных единицах в суммарном континууме ядра и туманности. Сделана попытка разделения компонентов излучения. Показано, что ядро излучает как абсолютно черное тело с T = 16000° в спектральном диапазоне λ 4000—10000 А.

Рассчитан теоретический континуум туманности от λ 3000 до радиодиапазона. Калиброванный по радиоспектру, он неплохо согласуется с вычисленным в работе непрерывным спектром туманности в оптическом диапазоне.

Введение. BD+30°3639 — одна из ярких планетарных туманностей, эмиссионный спектр которой исследовался неоднократно в видимой области. В ближнем ИК-диапазоне (λ 7000—11000 А) туманность менее изучена. В 60-х годах французские астрономы Н. и Г. Андрийа получили спектрограммы этой туманности до λ 8800 А и дали подробное описание спектра [1, 2]. В абсолютных единицах потоки в 17 эмиссионных линиях в области спектра λ 7000—11000 А были измерены О'Деллом [3] и в 2 линиях — Пеймбертами [4]. Однако эти фотоэлектрические измерения не дают полного детального представления о спектре, что особенно важно для таких туманностей, как BD+30°3639, у которой очень яркое ядро типа WC 8 с широкими эмиссионными линиями.

Применение в астрономии электронно-оптических преобразователей с кислородно-цезиевым фотокатодом дает возможность получить подробную картину спектра туманности в ближней ИК-области и измерить в абсолютных единицах не только эмиссионные линии, но континуум. Последнее особенно интересно для таких объектов, как BD+30°3639, которую называют инфракрасной туманностью из-за сильного ИК-избытка, наблюдаемого у нее у λ ~ 11 μ.

Наблюдения. В 1973—74 гг. На Крымской станции ГАИШ было получено более 20 спектрограмм планетарной туманности BD+30°3639 в области спектра (λ 7000—11000 Å). Наблюдения проводились с помощью дифракционного спектрографа с кислородно-цезиевым фотоконтактным ЭОП в кассегреновском фокусе 125-*см* рефлектора. Дисперсия снимков ~ 90 Å/*мм*. О методике наблюдений и обработки материала подробно сообщалось ранее [5, 6]. Звездой сравнения служил стандарт HD 185756 ($V = 7^m42$, B8 V) с известным распределением энергии.

Эмиссионный спектр. В спектре BD+30°3639 кроме обычных эмиссионных линий, принадлежащих туманности, наблюдается много широких эмиссий звездного происхождения, отождествляемых, в основном, с излучением ионов CII, CIII, CIV. Нам удалось измерить абсолютные интенсивности F (*эрг/см²сек*) 33 эмиссионных линий туманности и 12 эмиссий центральной звезды. Результаты приведены в табл. 1, указана средняя квадратическая ошибка измерений σ. Следует отметить, что интенсивности ядерных эмиссий оценены лишь приближенно, поскольку они часто превышали по своей ширине щель микрофотометра. Кроме того, ряд эмиссионных линий туманности измерены как бленды из-за наложения на них ядерных эмиссий.

Сопоставление полученных результатов с фотоэлектрическими измерениями [3, 4, 7] обнаруживает хорошее согласие для ярких эмиссий (рис. 1). Для 5 линий с $F < 6 \times 10^{-12}$ *эрг/см²сек* наблюдается систематическое расхождение: наши результаты, в среднем, в 1.5 раза меньше [3, 7]. Конечно, не исключено, что это может быть обусловлено систематическими ошибками, вносимыми характеристическими кривыми при фотографической фотометрии. Но с теми же кривыми обрабатывались спектрограммы других туманностей, в том числе IC 2149, 4997, для которых обнаружено вполне удовлетворительное согласие с фотоэлектрическими наблюдениями по всему диапазону интенсивностей [6, 8]. Кроме того, измерения потоков в 2 эмиссиях [4] очень хорошо совпадают с нашими результатами. Поэтому можно вполне предполагать, что это ошибки фотоэлектрических наблюдений [3]. Возможно, они обусловлены недоучетом в ИК-области непрерывного спектра туманности в [3]. Следует отметить, что для 16 эмиссий туманности интенсивности измерены впервые.

Наблюдаемые интенсивности $F_{\text{набл}}$ водородных линий пашеновской серии P_8, P_9 и P_{10} использовались для расчета константы межзвездного поглощения C_β из соотношения:

$$\lg I_{\text{набл}}/I_{\text{ф}} = \lg F_{\text{набл}}/F_{\text{ф}} + C_\beta \cdot \Delta f(\lambda),$$

где $f(\lambda)$ — кривая межзвездного покраснения [9], нормированная так, что $f(\lambda) = 0$ для H_β и $f(\infty) = -1$. Интенсивности соответствующих $F_{\text{ф}}$ бальмеровских линий были взяты согласно [3, 7]. Отношения тео-

Таблица 1

Туманность							Ядро		
№	λ	Отождествление	$F\cdot10^{12}$	σ	$F\cdot10^{12}$ [3, 7]	$F\cdot10^{12}$ [4]	λ	Отождествление	$F\cdot10^{12}$
1	7006	[AV]	0.3:	—	—	—	7040	CIII	3.9
2	7065	HeI	3.6	0.1	6.1	3.8	7230	CII+CIII	11:
3	7135	[AIII]	2.4	0.2	3.2	—	7560	CIII	2.5
4	7319	[OII]	16	1.4	—	—	7727	CIV	2.3
5	7330	[OII]	12.4	0.5	25.6	28.8	7876	OIII	1.6
6	7751	[AIII]	1.4	—	—	—	8050	CII	3.8
7	8392	P_{20}+CIII	1.4	—	—	—	8200	CIII	4.0
8	8413	P_{19}	1.4	0.1	—	—	8271	CIII	2.1
9	8446	OI+P_{18}	2.1	0.0	—	—	8350	CIII	6.0
10	8467	P_{17}+OII	1.9	1.0	—	—	8611	CII	1.6
11	8502	P_{16}+CIII	3.9	1.0	—	—	9710	CIII	26
12	8545	P_{15}	1.4	0.3	—	—	10545	CIII, CIV	1.0
13	8579	[CI II]	1.5	0.3	—	—			
14	8598	P_{14}	1.8	0.2	—	—			
15	8665	P_{13}+CIII	3.4	0.3	5.7	—			
16	8750	P_{12}	2.1	0.3	2.7	—			
17	8863	P_{11}+CIV	3.2	0.3	4.9	—			
18	9015	P_{10}	4.2	0.2	6.0	—			
19	9069	[SIII]	56	5	56	—			
20	9229	P_{9}	10.0	1.2	9.8	—			
21	9345	HeII	3.2	—	—	—			
22	9539	P_{8}+[SIII]	171	8	186	—			
23	9823	[CI]	1.2	0.4	—	—			
24	9850	[CI]	3.2	1.6	—	—			
25	10049	P_{7}	11.7	0.3	13.8	—			
26	10120	HeII	2.4	—	6.8	—			
27	10287		6.2	0.4	—	—			
28	10320	[SII]	8.5	1.2	9.1	—			
29	10336		6.5	0.1	—	—			
30	10370		3.3	0.4	—	—			
31	10400	[NI]	1.9	0.3	—	—			
32	10830	HeI	32	—	40	—			
33	10936	P_{6}	18	—	23	—			

ретических интенсивностей линий $I_{ик}/I_{ф}$ были приняты согласно [10] для случая B; $T_e = 11000^{\circ}$ и $N_e = 10^4$. Получено значение $C_1 = 0.46$.

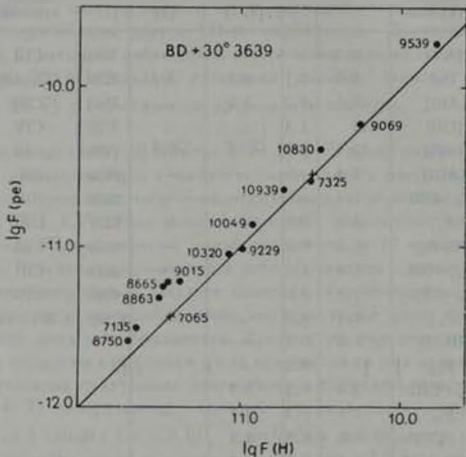


Рис. 1. Сопоставление наших измерений абсолютных интенсивностей линий F(н) с фотоэлектрическими результатами F(pe) [3, 4, 7]. Цифрами обозначены длины волн линий.

Аналогичным образом, величина межзвездного поглощения света была оценена по нашим измерениям интенсивностей четырех ИК линий [SII] у λ 10320 А. Они имеют общий верхний уровень с фиолетовыми линиями [SII] λ 4068 и 4076 А. Теоретическое отношение интенсивностей было вычислено по формуле:

$$I_{ик}/I_{ф} = A_{ик}/A_{ф} \times \lambda_{ф}/\lambda_{ик},$$

где A — вероятности переходов — взяты из работы [11]. Интенсивности фиолетовых линий были взяты согласно измерениям [12]. Получена величина $C_3 = 0.39$. Среднее значение межзвездного поглощения

$$\overline{C_3} = 0.43 \pm 0.04.$$

Эта величина хорошо совпадает с вычисленным в [4] $C_3 = 0.44 \pm 0.08$ и несколько меньше значения $C_3 = 0.6$ [3]. Для дальнейших редукций мы приняли нашу оценку $C_3 = 0.43$.

Непрерывный спектр. Как уже упоминалось выше, BD+30°3639 имеет очень яркое ядро. Ранее [13] автором было показано, что распределение энергии в континууме ядра этой туманности в области спектра λ 4000—6000 А хорошо согласуется с планковской кривой с $T = 15000°$. Излучение туманности в работе [13] считалось пренебрежимо малым.

Нам удалось измерить суммарный континуум туманности и ядра F_λ(т + я) в абсолютных единицах в области λ 7000—10000А. После исправления его за межзвездное поглощение мы продолжили континуум F_λ^0(т + я), используя результаты [13] до λ 4000 А.

Для области спектра λ 3000—10000 А нами был вычислен теоретический непрерывный спектр туманности F_λ(т) с использованием расчетов [14] и приведенных выше значений параметров N_e и T_e. Вычисленный континуум был абсолютизирован при помощи графика, приведенного в [15]: $\lg F_\lambda^0(т)/F_{H\beta}^0$ и функции I/I_β. Значение наблюдаемого потока в линии H_β было принято $F_{H\beta} = 20 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см²сек* согласно [3, 7 и 12] и исправлено за межзвездное поглощение.

Полученные значения F_λ^0(т) нанесены открытыми квадратами на рис. 2. Следует отметить, что вычисленный нами в абсолютных единицах континуум туманности у λ 3646 А хорошо совпадает с наблюдавшимся в [16] и исправленным за межзвездное поглощение с C_λ=0.43.

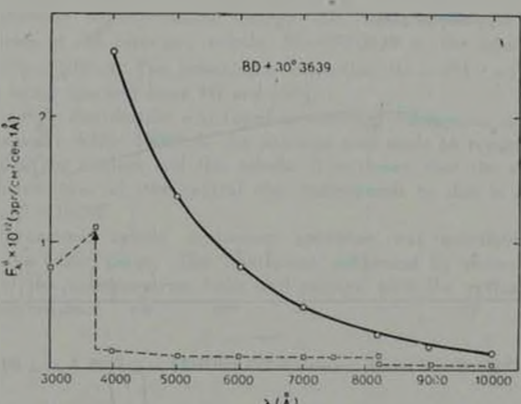


Рис. 2. Распределение энергии в континууме ядра (кружки) и туманности (квадраты). Сплошная линия—кривая Планка для $T = 16000°$. Заполненный треугольник—континуум согласно [16].

Излучение ядра F^0_λ (я) было получено путем вычитания величины F^0_λ (т) из суммарного потока F_λ (т+я). Значения F^0_λ (я) нанесены открытыми кружками на рис. 2. Оказалось, что излучение ядра во всем наблюдавшемся диапазоне длин волн (λ 4000—10000А) хорошо представляется кривой Планка с $T=16000°$. Легко оценить долю излучения ядра в суммарном континууме: у λ 4000А она составляет 95% и уменьшается к λ 10000А до 80%. Поэтому, если предположить, что ядро туманности излучает как абсолютно черное тело с $T=16000°$ и в более длинноволновом диапазоне $\lambda>1\ \mu$, то при измерениях ИК-потоков туманности в области 1—3 μ необходимо учитывать излучение ядра.

Обсуждение результатов. Для сопоставления всех имеющихся в литературе измерений абсолютных потоков в континууме туманности BD+30°3639 по всему наблюдаемому диапазону спектра, от оптического до радио, мы рассчитали согласно [17] теоретический спектр для приведенных выше параметров. Калибровка вычисленного континуума была произведена по плоской части радиоспектра ($\nu \sim 10$ ггц), где туманность является оптически тонкой. Данные радиопотоков были взяты из [18]. Результаты нанесены сплошной линией на рис. 3.

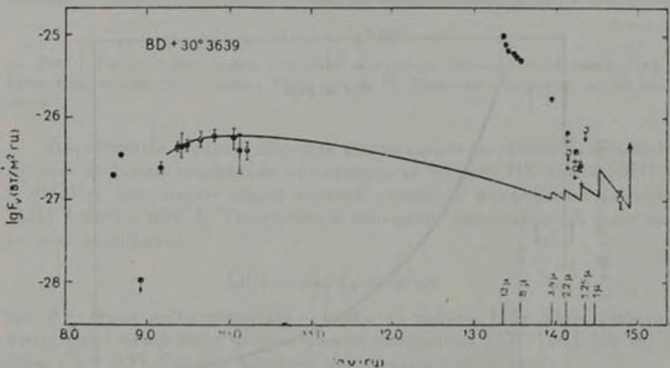


Рис. 3. Непрерывный спектр туманности BD+30°3639 от λ 3600 А до λ 60 см

Оказалось, что использованные нами выше оценки абсолютной величины потока в континууме туманности у $\lambda=5000$ А и оценки в бальмеровском континууме, приводимые в [16], неплохо согласуются с калиброванным по радиоданным непрерывным спектром BD+30°3639.

На том же рисунке нанесены измерения континуума BD+30°3639 в ИК области спектра [19—21]. У этой туманности наблюдается очень сильный ИК-избыток излучения у $\lambda \sim 11\ \mu$.

Мы попытались учесть возможный вклад ядра в диапазоне 1—3 μ в предположении, что ядро туманности в этой области спектра излучает как абсолютно черное тело с $T = 16000°$ (крестики на рис. 3). Оказалось, что хотя вычисленные потоки и получились существенно меньшими, но ИК-избыток излучения остается в диапазоне $\lambda > 1.5\ \mu$. По-видимому, BD+30°3639 относится к туманностям, у которых ИК-избыток начинается в области $\lambda > 1.5\ \mu$. В диапазоне λ 4000—10000 A наблюдаемый суммарный континуум полностью объясняется в рамках рекомбинационной теории свечения туманностей и планковского излучения ядра с $T = 16000°$.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

THE SPECTRUM OF THE PLANETARY NEBULA BD+30 3639 IN THE NEAR INFRARED

R. I. NOSKOVA

The absolute monochromatic energy flux was determined for 45 emission lines of the planetary nebula BD+30 3639 in the spectral interval λ 7000—11000 A. The interstellar extinction $A_v = 1^m1$ was estimated by using spectral lines HI and [SII].

The energy distribution was found in summary continuous spectrum in the interval λ 4000—10000 A. An attempt was made to separate the continuum of the nucleus and the nebula. It is shown that the spectral energy distribution of the central star corresponds to that of a black body with $T = 16000°$.

The theoretical nebula continuous spectrum was calculated from λ 3000 to the radio range. The continuum calibrated by means of the flat part of the radiospectrum links well enough with the optical spectrum calculated here.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Andrillat, H. Andrillat*, C. r. Acad. sci., 236, 51, 1953.
2. *J. Andrillat*, C. r. Acad. sci., 246, 1160, 1958.
3. *C. R. O'Dell*, Ap. J., 138, 1018, 1963.
4. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, Boll. Obs. Tonantzintla 6, 21, 1971.

5. *Р. И. Носкова.* Астрон. ж., 45, 1315, 1968.
6. *Р. И. Носкова. Т. А. Бируля.* Сообщ. ГАИШ. № 199, 1976.
7. *C. R. O'Dell, I. Terzian.* Ap. J., 160, 915, 1970.
8. *Р. И. Носкова.* Астрон. ж. (в печати).
9. *A. E. Whitford,* A. J. 63, 201, 1958.
10. *A. Burgess.* M. N., 118, 477, 1958
11. *J. S. Miller.* Ap. J., 154, L57, 1968.
12. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова.* Труды ГАИШ. 40, 57, 1970
13. *Р. И. Носкова.* Астрон. ж., 42, 1038, 1965.
14. *R. L. Brown, W. G. Mathews,* Ap. J., 160, 939, 1970.
15. *Л. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Головников.* Изв. КрАО, 38, 208, 1968
16. *Е. Б. Костякова.* Докторская диссертация. 1974
17. *Г. С. Хромов, В. И. Мороз,* Астрон. ж., 48, 1122, 1971
18. *L. A. Higgs,* Catalogue of radio observations of planetary nebulae and related optical data, Canada, 1970.
19. *S. P. Willner, E. E. Becklin, N. Visvanathan,* Ap. J., 175, 699, 1972.
20. *F. C. Gillett, W. J. Forrest, K. M. Merrill,* Ap. J., 183, 87, 1973.
21. *Г. С. Хромов,* Астрон. ж., 51, 335, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

О ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ В ТУМАННОСТЯХ NGC 6888 и S 308

Н. Ф. МАЛОВ

Поступила 1 июля 1975
Пересмотрена 10 сентября 1975

На основе модели полой излучающей сферы вычислены параметры туманностей NGC 6888 ($\bar{N}_e = 36.3$ *см*$^{-2}$, $M = 176\ M_{\odot}$, $t = 5 \cdot 10^4$ *лет*, $V = 57$ *км/сек*) и S 308 ($\bar{N} = 6.5$ *см*$^{-3}$, $M = 150\ M_{\odot}$, $t = 7 \cdot 10^4$ *лет*, $V = 62$ *км/сек*). Отмечается тенденция к уменьшению массы кольцеобразных туманностей с увеличением галактической широты.

1. В [1] была предложена модель туманности NGC 2359 вокруг звезды HD 56925 (WW 5) в виде полой излучающей сферы—оболочки, «нагребенной» вытекающим из звезды газом. В настоящей работе эта модель применяется к двум другим кольцеобразным туманностям, связанным со звездами WR: NGC 6888 и S 308. Данные об этих объектах приводятся в табл. 1, составленной на основе работ [2—5]. В дальнейших оценках

Таблица 1

Номер звезды по HD	Тип звезды	α_{1900}	δ_{1900}	l^{II}	b^{II}
50896	WN 5	06^h50^m0	$-23°48'$	234.8	-10.1
192163	WN 6	20 08.4	+38 03	75.5	+2.4
Расстояние до звезды (кпс)	**Название туманности**	**Внешний диаметр $(2\theta_2)$***	**Внутренний диаметр $(2\theta_1)$***	**Температура туманности T (°K)**	**Радиус туманности r_2 (пс)**
1.59	S 308	33′	26′		7.65
2.29	NGC 6888	15′	13′	15000	5

* Для простоты форма туманности предполагалась сферической. В таблице приводятся средние размеры этой сферы, полученные по фотографиям Паломарского атласа.

будут использоваться также данные о радиопотоках от исследуемых туманностей, приведенные в табл. 2.

Таблица 2

РАДИОПОТОКИ ОТ S 308 [6] И NGC 6888 [6—9]

ν (*МГц*)	8500	7795	5010	1400	750	318
S 308			1.2÷1.4			
NGC 6888	3.2±1.0	4.0±1.2		4.7±1.0	3.9±0.8	2.7±0.4

2. Используя формулу (1) работы [1], по данным табл. 2 оценим среднюю электронную плотность в оболочке (табл. 3). При вычислении N_e в S 308 принималось $T = 10^4$ K, поскольку для аналогичных объектов T имеет тот же порядок (в NGC 2359 $T = 12000$ K [10], а в NGC 6888—15000 K), и, кроме того, из использованной формулы приближенно имеем $N_e \infty T^{1/4}$, т. е. небольшие ошибки в T практически не сказываются на вычисленных значениях N_e.

Формула (2) работы [1] дает возможность вычислить спектры туманностей (см. рис. 1).

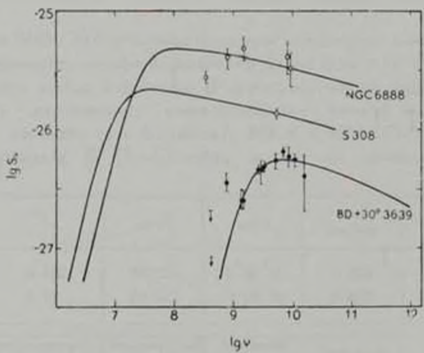


Рис. 1. Спектры исследуемых туманностей в радиодиапазоне.

Используя известные данные о туманностях и посчитанные значения N_e, оценим массу оболочки

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 (\theta_2^3 - \theta_1^3) N_e m_H \tag{1}$$

и плотность среды, из которой эта оболочка образовалась

$$N_{H} = \frac{r_2^3 - r_1^3}{r_2^3} N_e. \tag{2}$$

Полученные значения приведены в табл. 3. Наши оценки массы несколько выше, чем в [7, 11]. Это связано с тем обстоятельством, что в указанных работах при вычислении массы использовались помимо наблюдаемых величин радиопотоков значения N_e из оптических наблюдений волокон ($N_e \sim 100 - 400$ $см^{-3}$), что является неправомочным, поскольку в S 308 и NGC 6888 волокна занимают незначительную часть объема оболочки, и средняя электронная плотность должна быть существенно меньше. В NGC 2359, где кольцо почти сплошное, наша оценка массы и оценка из [11] практически совпадают.

Намечается тенденция к уменьшению M и N_{H} с увеличением $|b^{II}|$ (у NGC 2359 $b^{II} = -0.1$). Этого следовало ожидать, поскольку плотность газа падает с увеличением Z — координаты.

Таблица 3

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТУМАННОСТЕЙ

Название туманности	N_e ($см^{-3}$)	Масса туманности ($M/M_\odot$)	N_H ($см^{-3}$)	t (лет)	V (км/сек)
S 308	6.5	150	3.3	$7 \cdot 10^4$	62
NGC 6888	36.3	176	13	$5 \cdot 10^4$	57
NGC 2359 [1]	156	340	50	$6 \cdot 10^4$	42

3. В работе [1] из закона сохранения энергии для оболочки получены выражения для зависимости радиуса туманности и скорости ее расширения от времени, из которых можно вычислить возраст туманности и скорость ее расширения в настоящее время:

$$t = 3.27 \cdot 10^3 \left(\frac{r_2^5 N_H}{|\dot{M}| V_\infty^2} \right)^{1/3}, \tag{3}$$

$$V = 180 \left(\frac{|\dot{M}| V_\infty^2}{r_2^2 N_H} \right)^{1/3}. \tag{4}$$

Здесь r_2 выражено в *пс*, $\dot{M}$ — в $M_\odot$/*год*, t — в годах, V и V_∞ — в *км/сек*.

Туманности, по-видимому, наблюдаются вокруг звезд, из которых происходит наиболее интенсивное истечение вещества*. Поэтому мы примем

* Звезды HD 50896 и HD 192163 относятся к самым высокотемпературным звездам WR ($T_* > 10^5$ K) [14].

$|\dot{M}| = 10^{-5} M_{\odot}$/*год* и $V_{\infty} = 1000$ *км/сек*. При этом получаются значения t и V, приведенные в табл. 3. Из этой таблицы следует, что все исследованные туманности имеют возраст и скорость расширения одного порядка.

4. Все рассмотренные нами туманности связаны со звездами WN. Как следует из [2], единственной известной звездой WC, вокруг которой наблюдается подобная туманность, является звезда BD+30°3639 (WC 8). Существует много оптических и радионаблюдений этой туманности [12], которые позволяют оценить ее физические параметры. Используя формулу (1) работы [1] и соотношение (для $\tau_{\nu} \gg 1$):

$$S_{\nu} = \frac{2\pi k T \nu^2}{c^2} \theta_2^2 \tag{5}$$

при $R = 3.35$ *кпс*, $\theta_2 = 3''$, $\theta_1 = 0$, получим $T = 7400$ K и $N_e = 1.21 \cdot 10^4$ *см*$^{-3}$ (соответствующий спектр показан на рисунке). Масса туманности оказывается равной $0.142\ M_{\odot}$. Из приведенных данных следует, что туманность вокруг звезды BD+30°3639 по своим параметрам резко отличается от кольцеобразных туманностей вокруг звезд WN и близка к обычным планетарным туманностям [13].

Для ответа на вопрос о том, почему вокруг звезд WC не наблюдается таких же туманностей, как вокруг звезд WN, необходимо тщательно исследовать среду в окрестности большего числа звезд WR. Решение этого вопроса приблизит нас к пониманию причин различия звезд WN и WC.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ON THE PHYSICAL CONDITIONS IN NGC 6888 AND S 308

I. F. MALOV

The model of the spherical radiating envelope is adopted and the parameters of NGC 6888 ($N_e = 36.3$ *cm*$^{-3}$, $M = 176\ M_{\odot}$, $t = 5 \cdot 10$ years, $V = 57$ *km/sec*) and S 308 ($N_e = 6.5$ *cm*$^{-3}$, $M = 150\ M_{\odot}$, $t = 7 \cdot 10^4$ years, $K = 62$ *km*/sec) are calculated.

It is pointed out that the mass of ring nebulae decreases with the increase of the galactic latitude.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Ф. Малов, В. С. Артюх, В. М. Малофеев*, Астрофизика, 11, 609, 1975.
2. *A. B. Underhill*, Ann. Rev. Astr. Astrophys., No 6, 1968.
3. *L. F. Smith*, M. N., 138, 109, 1968.
4. *L. F. Smith*, M. N., 141, 317, 1968
5. *R. A. R. Parker*, Ap. J., 139, 493, 1964.
6. *H. M. Johnson*, Ap. J., 167, 491, 1971.
7. *H. M. Johnson, D. E. Hogg*, Ap. J., 142, 1033, 1965.
8. *Т. А. Лозинская*, Астрон. ж., 47, 122, 1970.
9. *Y. Terzian*, A. J., 75, 1155, 1970.
10. *Т. А. Лозинская, В. Ф. Есипов*, Астрон. ж., 48, 449, 1971.
11. *L. F. Smith, R. A. Batchelor*, Austral. J. Phys., 23, 203, 1970.
12. *L. A. Higgs*, National Research Council of Canada, P. A. B. 1, No. 1, 1971.
13. *Г. А. Гурзадян*, Планетарные туманности, Физматгиз, М., 1962.
14. Явления нестационарности и звездная эволюция, Наука, М., 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ОБ ОДНОЙ ТРУДНОСТИ КОНДЕНСАЦИОННОЙ ГИПОТЕЗЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

А. Е. ДУДОРОВ, Н. А. ХАРИЧЕВ

Поступила 17 апреля 1975

Расчет гравитационного коллапса вращающегося магнитного облака с $M = 10\,M_{\odot}$ в сферически-симметричном приближении показывает, что предположение локального сохранения магнитного потока и углового момента ведет к серьезным затруднениям при объяснении происхождения кратных звездных систем и звездных скоплений в рамках конденсационной гипотезы звездообразования.

Приводятся аргументы в пользу того, что учет отклонений от сферической симметрии и частичной потери углового момента не изменит выводы в качественном отношении

1. *Введение.* В последние годы с помощью численных расчетов в рамках сферически-симметричного приближения интенсивно исследуется гравитационный коллапс протозвездных облаков. В качестве начальных моделей в расчетах используются однородные (или слабо неоднородные) гравитационно неустойчивые конфигурации, средняя плотность которых превышает некоторое критическое значение [1]:

$$\rho_{cr} = 7\cdot 10^{-21}\, T^{3}\mu^{-3}\,(M/M_{\odot})^{-2} \tag{1}$$

Для облаков звездных масс и значений температур в диапазоне 10—50°K критическая плотность $\rho_{cr} = 10^{-19}—10^{-17}$ г/см^3 ($n = 10^4—10^6$ см$^{-3}$, $\mu = 1.3$), достигается в глобулах Бока и плотных облаках молекулярного водорода [2]. Процесс образования звезд из таких облаков наиболее подробно описан Ларсоном [3] и Аппенцеллером и Чарнутером [4]. Сильная негомологичность сжатия приводит к тому, что конденсация звезд проходит в режиме аккреции оболочки облака на небольшое центральное ядро ($M_c \simeq 0.01—0.03\,M_{\odot}$ при начальной массе облаков $M_0 = 1 - 60\,M_{\odot}$). Излучение протозвезды с $M > 10\,M_{\odot}$ во время прихода на главную последовательность может остановить аккрецию и ограничить массу образующейся звезды. Поэтому в процессе сжатия плотных облаков могут возникать одиночные звезды населения I типа с $M \cong 20\ M_{\odot}$ [4, 5]. Максимальная масса звезд населения II типа, образующихся таким образом, равна 60 $M_{\odot}$ [6].

Для объяснения происхождения кратных звездных систем и скоплений в рамках конденсационной гипотезы звездообразования необходимо рассматривать сжатие и фрагментацию массивных облаков с $M \gtrsim 10^4\ M_{\odot}$, в них $T \simeq 75$—100°K, $n = 1$—$10\ см^{-3}$, $\mu \simeq 1$ [7]. Сложность проблемы фрагментации и отсутствие достаточно мощных вычислительных машин привели к тому, что численно этот процесс практически не исследовался. С помощью простых оценок установлено только, что сжимающееся массивное невращающееся облако без магнитного поля неустойчиво к распаду на фрагменты. Минимальные массы фрагментов согласно оценкам имеют следующие значения:

а) для водородного облака $M_f \sim 0.2\ M_{\odot}$ [8];

б) для облака, состоящего из молекулярного водорода $M_f \sim 60\ M_{\odot}$ [9];

в) для облака, химический состав которого соответствует плоской составляющей Галактики, $M_f \sim 0.1\ M_{\odot}$ [10].

Однако при изучении сжатия и фрагментации массивного облака необходимо учитывать магнитное поле и вращение, поскольку в противоположность случаю очень плотных облаков, когда магнитным полем и вращением можно пренебречь, сила Лоренца и центробежная сила при средних значениях напряженности поля, равных 1—10 гс [11] и угловой скорости вращения, составляющей по порядку величины 2—$3 \cdot 10^{-15}$ *рад/сек*, в данном случае превосходят градиент газового давления и не являются пренебрежимо малыми по сравнению с силой гравитации. Аналитические оценки влияния магнитного поля показывают, что в ходе однородного сферически-симметричного сжатия магнитное облако устойчиво к фрагментации так как тогда $H \sim \rho^{2/3}$ и критическая масса, при которой наступает гравитационная неустойчивость Джинса,

$$M_{cr} = 0.06\, H^3 G^{-3/2} \rho^{-2} \tag{2}$$

остается постоянной в ходе коллапса. При таком изменении напряженности со временем магнитное поле не останавливает сжатие, поскольку сила Лоренца в этом случае изменяется пропорционально силе гравитации.

Вращение (и, вообще говоря, крупномасштабное поле) способствует фрагментации тем, что уплощает облако и может таким образом привести к развитию дисковых неустойчивостей [12]. При локальном сохранении углового момента центробежная сила может остановить сжатие в плоскости экватора и параллельных ей плоскостях, когда отклонение формы облака от сферической невелико. Дальнейшая эволюция в таком случае будет зависеть от остановки сжатия в направлении на полюс. Ее может обеспечить магнитное поле, силовые линии которого не параллельны угловому моменту.

Для численного изучения этого вопроса необходимо решение по крайней мере двумерной задачи. Простейшие оценки минимальной массы фрагментов, времени остановки коллапса, в зависимости от начальных значений магнитного потока и углового момента, могут быть сделаны в рамках сферически-симметричного приближения. Негомологичность сжатия, являющаяся основной характерной чертой гравитационного коллапса, требует проведения численных расчетов, результаты которых мы изложили ниже.

2. *Коллапс вращающегося массивного облака с магнитным полем.* Использованный метод численного расчета гравитационного сжатия газо-пылевого облака подробно описан в [13]. Магнитное поле, топология которого предполагается не меняющейся в процессе сжатия, учитывается в уравнении движения давлением:

$$P_m = \frac{H^2}{8\pi}, \tag{3}$$

вращение—усредненным центробежным ускорением:

$$a_\omega = \frac{2}{3}\,\omega^2 r. \tag{4}$$

Напряженность магнитного поля и угловая скорость вращения изменяются со временем в каждой точке облака согласно закону локального сохранения магнитного потока и углового момента, так что:

$$H(r,t) \sim \omega(r,t) \sim [r(t)]^{-2}. \tag{5}$$

В случае однородного вращения угловая скорость определяется из условия сохранения полного момента облака:

$$\omega \int_0^R \rho(r)\, r^2 dr = \mathrm{const}. \tag{6}$$

Распределение плотности по облаку определяется из уравнения непрерывности, распределения температуры — из второго закона термодинамики; при этом учитывается гравитационный нагрев и охлаждение на пыли ($T_g \sim 12$°K). До включения потерь энергии на пыли рассчитывался изотермический коллапс (см. также [14]).

Результаты расчетов в равной степени относятся к хаотическому магнитному полю, неоднородному полю, силовые линии которого являются прямыми, параллельными угловому моменту, тороидальному полю, а также к полю, являющемуся суперпозицией указанных типов полей.

Типичные поля скоростей и профили плотности для облака с $M = 10^4 M_\odot$ показаны на рис. 1 ($a - H_0 \propto \omega_0 = 0$, $b - H_0 = 1$ мкгс, $\omega_0 = 10^{-15}$ $сек^{-1}$).

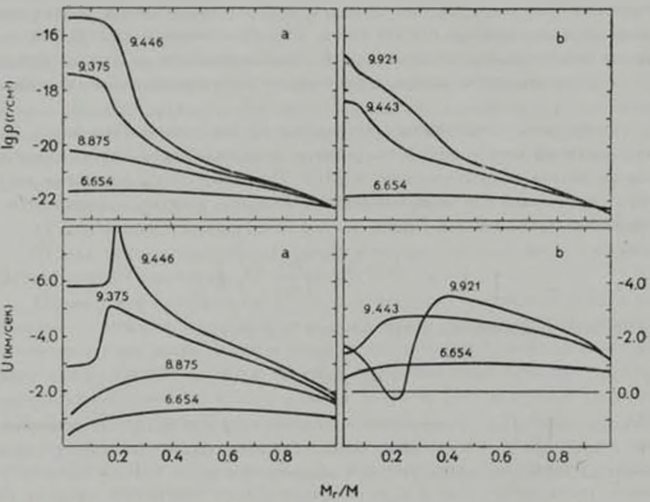


Рис. 1. Изменение профилей плотности и скорости со временем для: а — невращающегося облака без магнитного поля; b — вращающегося магнитного облака.

Химический состав облака ($X = 0.7$, $Y = 0.28$, $n_{e}^{0}/n_{\rm H} = 2\cdot 10^{-13}$, $n_{\rm H_2}/n_{\rm H} = 0.03$) соответствует плоской составляющей Галактики, начальные значения температуры и плотности ($T_0 = 75$°К, $\rho_0 = 5\cdot 10^{-23}$ $г/см^3$ или $n_0 = 30$ $см^{-3}$) — условиям, характерным для массивных межзвездных облаков. Изотермические стадии сжатия невращающегося облака без магнитного поля протекают аналогично ранним стадиям коллапса, описанным Диснеем и др. [10]. Охлаждение на пыли, эффективное при плотностях $\rho \gtrsim 10^{-19}$ $г/см^3$ приводит к выделению в центре облака холодной уплотненной области, температура которой равна температуре пыли. Из этой области со временем формируется небольшое по массе ядро (относительная масса ядра, $q < 0.2$).

Как вращение при локальном сохранении углового момента, так и магнитное поле значительно замедляют коллапс и приводят к его остановке. Сжатие однородно вращающегося облака замедляется на ранних стадиях, но не прекращается, так как со временем влияние вращения в этом случае ослабевает. При локальном сохранении углового момента центробежная сила растет быстрее и в окрестности центра (так как $a_\omega \sim r^{-3}$), где и происходит остановка коллапса. Максимум градиента магнитного давления совпадает с максимумом градиента плотности (так как $H \sim \rho$). Поэтому в случае превалирующего влияния магнитного поля останавливается сферический слой, близкий к границе охлажденной области.

Следует отметить, что в действительности сферический слой как целое может остановиться только в случае хаотического поля. Крупномасштабное поле останавливает сжатие в плоскостях, перпендикулярных силовым линиям, вращение — в плоскости экватора.

Поскольку процесс звездообразования происходит главным образом в спиральных рукавах Галактики, вдоль которых вытянуты магнитные силовые линии, следует ожидать, что совместное действие электромагнитной и центробежной сил также может остановить сжатие во всех направлениях. Согласно проведенным расчетам магнитное поле и вращение останавливает сжатие практически одновременно, если отношения магнитной и вращательной энергии к гравитационной приблизительно равны друг другу [14]. В этом случае уплощение облака в момент остановки коллапса невелико. Отношение полярного радиуса к экваториальному превышает 0.8 для широкого диапазона значений напряженностей и угловых скоростей [14].

Исследование зависимости момента остановки коллапса облака от начальных значений угловой скоорсти и напряженности магнитного поля показало, что сжатие прекращается до выделения плотного ядра, если $H_0 \lesssim 1$ мкгс, $\omega_0 \lesssim 3 \cdot 10^{-16}$ $сек^{-1}$ (отношения магнитной и вращательной энергий к гравитационной $(E_H/E_g)_0 \lesssim 0.045$, $(E_\omega/E_g)_0 \lesssim 0.03$). Реальные облака, подверженные гравитационной неустойчивости, вращаются, вероятно, с угловой скоростью, не меньшей средней скорости дифференциального вращения Галактики [3], которая на порядок выше указанного минимального значения, $3 \cdot 10^{-16}$ $сек^{-1}$. Средние напряженности магнитных полей облаков значительно выше 4 мкгс, являющегося средним значением напряженности крупномасштабной составляющей поля Галактики [11]. Следует отметить также, что сжатие реального облака начинается при значительно меньшем превышении его средней плотности критического значения, чем это выбрано нами. В таком случае магнитное поле и вращение, если нет потери углового момента и магнитного потока, остановят сжатие при значительно меньших значениях напряженности магнитного поля и угловой скорости.

3. *Проблема фрагментации.* Если в процессе сжатия силы, противодействующие гравитации, растут недостаточно быстро, облако может оказаться неустойчивым относительно распада на фрагменты. Необходимым условием существования фрагмента является превышение его массы над критическим значением, которое при учете температурной неоднородности, вращения и магнитного поля равно [14]:

$$M_f = 1.6\rho^{-1/2}\left[\frac{RT}{\mu G}\left(1+\frac{d\ln T}{d\ln\rho}+\frac{4}{3}\frac{P_m}{P}\right)\right]^{3/2}\left(1-\frac{3}{4}\frac{a}{g}\right)^{-3/2}. \qquad (7)$$

В начальный момент времени для исследуемого облака с $M = 10^4\,M_\odot$ $M_{f0} = 2\cdot 10^3\,M_\odot$ и $5\cdot 10^3\,M_\odot$ в случае вариантов, приведенных на рис. 1. Для того, чтобы в процессе коллапса фрагментация стала возможной, необходимо уменьшение критической массы фрагмента в 5—10 раз [8], то есть фрагментация будет возможной, если в ходе сжатия M_f станет меньше $\sim 400\,M_\odot$ и $600\,M_\odot$ для указанных значений начальной критической массы облака. Это требование хорошо выполняется в невращающемся облаке без магнитного поля (исключение составляет лишь внешняя оболочка с относительной массой $q<0.7$). Однако при $H_0 \geq 1$ мкгс и $\omega_0 \gtrsim 3\cdot 10^{-16}\,сек^{-1}$ критическая масса фрагментов до момента остановки превышает $\sim 800\,M_\odot$ во всем облаке за исключением центральной области с $q<0.1$. При слабой неравновесности начальной модели ($M_{f0} = 8\cdot 10^3\,M_\odot$, $\rho_0 = 10^{-22}\,г/см^3$) сжатие прекращается раньше, чем критическая масса уменьшается приблизительно в 2 раза в облаке и в 3 раза в ядре (с $q \geq 0.1$).

Минимальная масса фрагментов в невращающемся облаке без магнитного поля равна $\simeq 0.5\,M_\odot$. В центральной области магнитного вращающегося облака (с $q<0.1$), где также выполнены необходимые условия фрагментации, минимальная масса фрагментов $\simeq 20\,M_\odot$.

4. *Обсуждение.* Проведенные расчеты позволяют сделать следующий вывод. В то время, как конденсационная гипотеза звездообразования может удовлетворительно описать происхождение одиночных звезд из плотных холодных облаков (с $n \sim 10^5-10^7\,см^{-3}$, $T = 10-20^\circ$К), она встречается с трудностями при объяснении происхождения кратных звездных систем и скоплений.

Как показали настоящие расчеты, магнитное поле и вращение при сохранении углового момента и магнитного потока останавливают сжатие массивного облака (протоскопления) до того, как наступят необходимые для фрагментации условия. Уплощение облака в момент остановки может быть небольшим, если реальное галактическое поле и вращение одновременно остановят сжатие во всех направлениях (при $(E_H/E_g)_0 \simeq (E_\omega/E_g)_0 \simeq$ $\simeq 0.05$). Для того, чтобы дальнейшее сжатие и последующая фрагментация стали возможными, необходимо избавиться от избытков углового момента и магнитного потока.

Однако сжатие массивного облака останавливается при таких низких значениях средней плотности ($\rho \leqslant 10^{-17}$ г/см^3), когда космические лучи свободно пронизывают облако. Благодаря ионизации тяжелых элементов космическими лучами степень ионизации поддерживается достаточно высокой ($n_i/n_H \sim 10^{-4}$), так что выполняется условие вмороженности магнитного поля в ионизованную компоненту газа. Дрейф магнитного поля с ионизованной компонентой относительно нейтрального газа при такой степени ионизации также неэффективен [15]. Поэтому, если отсутствуют гидромагнитные неустойчивости [16], магнитный поток на ранних стадиях сжатия не уменьшается. Угловой момент теряется в ходе магнитного торможения. При этом генерируется тороидальная компонента поля, которая увеличивает магнитный поток и может остановить сжатие в плоскости экватора (и параллельных ей плоскостях). Для более тщательного исследования этого вопроса необходимы численные расчеты, которые авторы предполагают осуществить в ближайшее время. Однако наблюдаемые в массивных облаках поля настолько сильны, а угловые скорости их вращения настолько велики, что, вероятно, остановка сжатия неизбежна даже при частичной потере углового момента.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность А. Г. Масевич, А. В. Тутукову за руководство работой, постоянную помощь и поддержку, В. С. Имшеннику, И. Г. Колеснику за обсуждение ряда вопросов и ценные замечания.

Астросовет АН СССР

A DIFFICULT POINT IN THE CONDENSATION HYPOTHESIS OF STAR FORMATION

A. E. DUDOROV, I. A. KHARITCHEV

The gravitational collapse of a rotating 10^4 $M_\odot$ cloud with a magnetic field is studied numerically in the frame of a spherically-symmetrical approximation. It is shown, that if the magnetic flux and angular momentum are locally conserved the hypothesis of condensation faces serious difficulties in explaining the formation of stellar groups and stellar clusters. It is argued that violations of spherical symmetry and the loss of angular momentum could not change these qualitative conclusions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Mestel*, Quart. J. Roy. Astr. Soc., 6, 161, 1965.
2. *R. B. Larson*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 11, 219, 1973.
3. *R. B. Larson*, M. N., 157, 121, 1972.
4. *I. Appenzeller, W. Tscharnuter*, Astron. Astrophys., 30, 423, 1974.
5. *А. Г. Дорошкевич, Н. Г. Колесник*. Препринт ИПМ, 5, 1975.
6. *R. B. Larson, S. Starrfield*, Astron. Astrophys., 13, 190, 1971.
7. *Г. Ф. Уиппл*. Космическая газодинамика, Мир, М., 1972, стр. 35
8. *F. Hoyle*, Ap. J., 118, 513, 1953.
9. *T. Ionneyama*, Publ. Astron. Soc. Japan, 24, 87, 1972.
10. *M. J. Disney, D. McNally, A. E. Wright*, M. N., 146, 123, 1969.
11. *Е. Паркер*. Космическая газодинамика, Мир, М., 1972, стр. 198.
12. *L. Mestel*, Quart. J. Roy. Astr. Soc., 6, 265, 1965.
13. *И. А. Харичев*, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 33, 79, 1975.
14. *А. Е. Дудоров, И. А. Харичев*, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 1976 (в печати).
15. *T. Nakano, E. Tademaru*, Ap. J., 173, 87, 1972.
16. *G. A. E. Wright*, M. N., 162, 339, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ОБРАТНЫЙ КОМПТОН-ЭФФЕКТ И ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРА В КРАБЕ

В. Е. ШАПОШНИКОВ

Поступила 8 января 1975

Исследован комптоновский механизм излучения пульсара в Крабе в предположении, что этот механизм действует в источнике, движущемся с релятивистской скоростью вокруг нейтронной звезды. Проведено детальное согласование теоретических спектров излучения, являющихся результатом комптоновского рассеяния системы релятивистских электронов на продольных (плазменных) волнах, с результатами измерений потока излучения пульсара в Крабе в инфракрасном, оптическом и рентгеновском диапазонах. Найдены параметры области излучения: размеры источника, плотность энергии рассеиваемых волн, концентрация и время жизни релятивистских электронов. Показано, что основным препятствием при объяснении излучения пульсара комптоновским рассеянием является высокая плазменная частота $10^{10} \div 10^{12}$ гц в источнике.

Пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности — наиболее интересный и наиболее изученный пульсар из всех известных в настоящее время. У него обнаружено излучение в широком диапазоне частот, начиная от радиодиапазона и кончая гамма-областью. Величины эффективной температуры в разных диапазонах указывают на различный характер механизмов излучения. Так, если в радиодиапазоне исключительно высокие значения эффективной температуры ($T_{эфф} \sim 10^{30}$ °K) невозможны без когерентного механизма излучения, то в оптике и рентгене ($T_{эфф} \sim 10^{11}$ °K) механизм излучения может быть и некогерентным.

В настоящее время обсуждаются две основные гипотезы о характере некогерентного механизма излучения в оптике и рентгене: синхротронная (см., например, [1] и приведенную там библиографию) и комптоновская (см., например, [2, 3]).

Возможности синхротронного механизма для объяснения происхождения оптического, рентгеновского и гамма-излучения были рассмотрены в статье [1]. В данной работе (в соответствии с [3]) проведен анализ комптоновской гипотезы. В ней предполагается, что возникновение излучения в оптическом и рентгеновском диапазонах происходит при рассеянии релятивистских электронов на плазменной турбулентности в околопульсарном пространстве.

Сопоставление частотного спектра комптоновского излучения системы релятивистских электронов с наблюдаемым спектром пульсара NP 0532 позволяет получить энергетический спектр этих электронов и судить о величине параметров области генерации в магнитосфере пульсара. При таком сопоставлении спектров остаются свободными два параметра, в качестве которых удобно выбрать ν_p—плазменную частоту в источнике излучения и δ—отношение плотности энергии продольных (плазменных) волн к плотности энергии релятивистских электронов.

Далее, мы предполагаем, что импульсный характер излучения обусловлен направленностью диаграммы источника, возникающей вследствие вращения источника вокруг нейтронной звезды со скоростью v, близкой к скорости света c ($v \approx 0.7\,c$; см. [1, 4, 5]).

1. *Модель излучающей области. Излучательная способность и реабсорбция комптоновского излучения.* Распределение, движение и характер плазмы в окрестности нейтронной звезды в настоящее время остаются неясными. Трудно сказать, является ли плазма полностью релятивистской или в ней преобладают «холодные» частицы; однако и в том и в другом случае плазма заведомо находится в сильном магнитном поле (на поверхности звезды $H \sim 10^{10} \div 10^{12}$ э). Для дипольного магнитного поля, радиуса пульсара $r_0 \sim 10^6$ *см* и расстояния от поверхности звезды до источника $r \simeq 10^8$ *см** получим оценку магнитного поля в источнике $H_{и} \sim 10^4 \div 10^6$ *эрстед*.

В магнитоактивной плазме могут возбуждаться различные типы колебаний, на которых возможно рассеяние релятивистских частиц. Мы остановимся только на одном типе колебаний — продольных волнах, сосредоточенных вблизи плазменной частоты $\omega \simeq \omega_p|\cos\theta|$**. Этот выбор объясняется тем, что в нерелятивистской («холодной») плазме продольные волны с $v_ф \ll c$ легко возбуждаются благодаря пучковой (черенковской) неустойчивости, в отличие от тех типов волн, чья фазовая скорость $v_p \gg c$. В присутствии сильного магнитного поля, когда электронная гирочастота $\omega_{He} \gg \omega_{pe}$ (т. е. $H \gg 6 \cdot 10^{-8}\,\omega_{pe}$) спектр плазменных колебаний можно считать одномерным (вдоль пучка, который движется в направлении $\vec{H}$), так

* Расстояние оценивается по формуле $r = vT/2\pi$, где T — период пульсара.

** В плазме с сильным магнитным полем черенковский инкремент максимален для продольных волн ветви $\omega \simeq \omega_p |\cos\theta|$. Здесь θ—угол между волновым вектором $\vec{k}$ и направлением магнитного поля [6].

как именно в этом направлении черенковский инкремент достигает максимального значения [7]. Фазовая скорость возбуждаемых волн $v_\phi < c$, однако, благодаря спектральной перекачке (например, за счет индуцированного рассеяния на ионах), продольные волны могут собираться в области фазовых скоростей $v_\phi > c$ и даже $v_\phi \gg c$. Наличие сильного магнитного поля препятствует изотропизации колебаний (увеличению угла между магнитным полем и направлением распространения волны при спектральной перекачке) [8]. Однако распределение колебаний в пространстве можно считать изотропным, если предположить, что магнитное поле в источнике хаотичное и изотропное по направлению (изотропное в среднем по излучающей области), величина напряженности которого постоянна. Энергетический спектр таких колебаний описывается изотропной функцией распределения $n(\varepsilon) \sim \delta(\varepsilon - \varepsilon_p)$, где $\varepsilon_p = h\nu_p$, h — постоянная Планка.

Таким образом, при исследовании комптоновского механизма, связанного с плазменной турбулентностью, необходимо иметь в виду существование в источнике плазменных волн с фазовыми скоростями, лежащими в широком интервале значений от $v_\phi \ll c$ до $v_\phi \gg c$.

Ниже мы проиллюстрируем согласование комптоновского спектра с наблюдаемым частотным спектром излучения NP 0532 в инфракрасном, оптическом и рентгеновском диапазонах на примере рассеяния релятивистских электронов ленгмюровскими волнами в «холодной» плазме. При этом для определенности предполагается, что фазовая скорость этих волн $v_\phi \gg c$.

Согласно [3] вероятность указанного процесса рассеяния описывается формулой*

$$w_l^t(\omega', \omega, E) = 2\frac{(2\pi)^3 e^4 \omega_p E^2}{3m_e^4 c^4 (\omega')^4} q^2(1 - 2q + 2q^2), \qquad (1.1)$$

где $\omega_p = 2\pi\nu_p$ — частота рассеиваемых продольных волн; $\omega' = 2\pi\nu'$ — частота излучения электрона в системе A', связанной с источником**; e, m_e, E — соответственно заряд, масса покоя и энергия электрона; q — безразмерный параметр вида:

$$q = \frac{\omega'}{\omega_p}\left(\frac{m_e c^2}{E}\right)^2 \leq 1.$$

* Вероятность (1.1) описывает также процесс комптоновского рассеяния на продольных волнах и в релятивистской плазме при условии $\omega_p \gg \omega_H$, где ω_H — релятивистская электронная гирочастота [3].

** Здесь и ниже подразумевается, что все параметры источника берутся в сопровождающей системе отсчета A', однако, чтобы не усложнять обозначений, мы будем отмечать штрихами лишь частоту рассеянного фотона ν' в системе A'.

Частотный спектр основного импульса пульсара NP 0532, представленный на рис. 1, в интервале от оптики до жесткого рентгена можно аппроксимировать степенными функциями $f_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ с разными спектральными индексами α по обе стороны частоты $\nu_* = 2.4 \cdot 10^{11}$ гц. Спектр

$$f_\nu \simeq 3.12 \cdot 10^{-6} \nu^{-1.2}, \tag{1.2}$$

отмеченный пунктиром на рис. 1, хорошо аппроксимирует спектр в рентгеновских лучах на частотах выше ν_*. Поведение спектра в области $\nu < \nu_*$ также можно описать степенной функцией, хотя оценки спектрального индекса α недостаточно определены ($\alpha = 0.2 \div 0.8$, см. [12, 13, 15]).

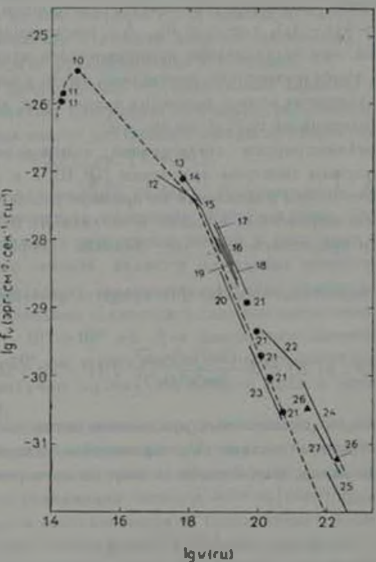


Рис. 1. Наблюдаемый частотный спектр излучения пульсара NP 0532 для основного импульса. Пунктир — спектр комптоновского излучения, цифры — порядковый номер источника, из которого взяты экспериментальные данные.

Комптоновское рассеяние релятивистских электронов на ленгмюровских колебаниях $n(\varepsilon) \sim \delta(\varepsilon - \varepsilon_p)$ обеспечит степенной характер спектра излучения, подобный приведенному на рис. 1, если электронный спектр также имеет степенные участки с индексами γ, связанными соотношением $\gamma=2\alpha+1$ с показателями соответствующих степенных участков спектра наблюдаемого излучения (если реабсорбция несущественна; см., например, [28]). Эффект релятивистского движения источника не изменяет этого вывода: в системе отсчета, связанной с наблюдателем, спектр остается степенным с прежним индексом α [5].

Предположим теперь, что энергетические спектры электронов и ленгмюровских колебаний имеют вид:

$$N(E)=\begin{cases} K_{e1}E^{-\gamma_1} & E<E_*, \\ K_{e2}E^{-\gamma_2} & E>E_*, \end{cases} \tag{1.3}$$

$$n(\varepsilon)=n_p\delta(\varepsilon-\varepsilon_p), \tag{1.4}$$

где $N(E)$ и $n(\varepsilon)$ — соответственно число изотропно распределенных электронов и фотонов в единичном интервале энергий и единичном объеме. Необходимо отметить, что коэффициенты K_{e1} и K_{e2} в спектре (1.3) связаны соотношением

$$K_{e1}=K_{e2}E_*^{\gamma_1-\gamma_2}. \tag{1.5}$$

Тогда, с учетом (1.1), (1.3), (1.4), спектральная мощность одного электрона с энергией E выглядит следующим образом:

$$Q_{\nu\nu}(\nu', E)=\frac{h\sigma_T}{4}cn_p\frac{\nu'}{\nu_p}\left(\frac{m_ec^2}{E}\right)^2\left[1-\frac{\nu'}{\nu_p}\left(\frac{m_ec^2}{E}\right)^2+\frac{\nu'^2}{2\nu_p^2}\left(\frac{m_ec^2}{E}\right)^4\right]. \tag{1.6}$$

«Время жизни» электрона из-за комптоновских потерь на плазменной турбулентности (см., например, [29])

$$t_e\approx\frac{3m_ec}{2\sigma_Tn_ph\nu_p}\,\frac{m_ec^2}{E}. \tag{1.7}$$

Здесь $\sigma_T=6.65\cdot10^{-25}$ $см^{-2}$ — сечение комптоновского рассеяния, $h=6.625\cdot10^{-27}$ $эрг\cdot сек$ — постоянная Планка. Излучательная способность, то есть мощность, рассеиваемая в единице объема на частоте ν' в единичный интервал частот и телесных углов, определяется выражением

$$a_{\nu'}=\frac{1}{4\pi}\int Q_{\nu\nu}(\nu', E)\,N(E)\,dE. \tag{1.8}$$

Для степенных участков электронного спектра оно имеет следующий вид:

$$a_{\nu'} = \frac{b(\gamma)}{2\pi} h\sigma_T c\,(m_e c^2)^{\gamma-1} K_e n_p \nu_p^{\frac{\gamma-1}{2}} (\nu')^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \qquad (1.9)$$

где $b(\gamma) = 2^{\frac{\gamma-3}{2}} (\gamma^2 + 4\gamma + 11)/(\gamma + 1)(\gamma + 3)(\gamma + 5)$.

Наблюдаемое уменьшение потока в инфракрасной части спектра (рис. 1) может вызываться двумя причинами: 1) крутым спадом («обрывом») электронного спектра в сторону малых энергий (при этом интенсивность комптоновского излучения в инфракрасном диапазоне меняется по закону $I_\nu \approx \nu$); 2) реабсорбцией комптоновского излучения.

Коэффициент комптоновской реабсорбции совпадает с соответствующим выражением для синхротронной реабсорбции*

$$\mu_{\nu'} = \frac{-c^2}{4\pi\nu'^2} \int \frac{d}{dE}\left(\frac{N(E)}{E^2}\right) E^2 Q(\nu', E)\, dE. \qquad (1.10)$$

Однако теперь здесь $Q(\nu', E)$ — спектральная мощность комптоновского излучения электрона в одну нормальную волну.

Если продольные волны и релятивистские электроны распределены в пространстве изотропно, то рассеянное излучение можно считать неполяризованным; тогда в одну нормальную волну излучается половина всей мощности, рассеиваемой электроном:

$$Q(\nu', E) = \frac{1}{2} Q_{tot}(\nu', E). \qquad (1.11)$$

Учитывая формулы (1.10) и (1.11), а также (1.3) и (1.6), нетрудно получить коэффициент комптоновской реабсорбции для степенных участков энергетического спектра электронов:

$$\mu_{\nu'} = \frac{m(\gamma)}{2\pi} h\sigma_T c^3 (m_e c^2)^{\gamma-1} K_e n_p \nu_p^{1/2} (\nu')^{-\frac{\gamma+4}{2}}. \qquad (1.12)$$

$$m(\gamma) = 2^{\frac{\gamma+4}{2}} \frac{\gamma^2 + 6\gamma + 11}{(\gamma + 4)(\gamma + 6)}.$$

Далее заметим, что влияние релятивистского движения источника вокруг нейтронной звезды на наблюдаемый на Земле поток излучения не

* Формула (1.10) получена для синхротронной реабсорбции (см., например, [30, 31]). Нетрудно показать, что она справедлива и для реабсорбции комптоновского излучения релятивистских электронов.

зависит от конкретного механизма генерации. Поэтому мы воспользуемся результатами работы [1], взяв оттуда необходимые формулы для потока излучения f_ν, принимаемого на Земле:

$$f_\nu \sim \frac{2^{\alpha+2} L^3 K \nu^{-\alpha}}{R^2 (1-\beta^2)^{\alpha/2}} \Phi(\alpha); \tag{1.13}$$

$$f_\nu \approx \frac{(1-\beta^2)^{1/4} L^2 K}{2\pi R^2 D} \Psi(\xi, \beta). \tag{1.14}$$

Формула (1.13) справедлива для степенных участков спектра излучения в отсутствии реабсорбции, а (1.14) при учете последней. В этих формулах α — показатель частотного спектра излучения, $\beta = v/c$ и L — соответственно безразмерная скорость и характерный размер источника, $R = 1700$ *пс* $= 5.1 \cdot 10^{21}$ *см* — расстояние от Земли до Крабовидной туманности; $\Phi(\alpha) = \Gamma(1.5+\alpha)\sqrt{\pi}/\Gamma(2+\alpha)$ ($\Gamma(\alpha)$ — гамма-функция, φ — угол между направлением скорости источника $\bar{v}$ и направлением на Землю)

$$\Psi(\xi, \beta) = \int_0^\pi (1-\beta\cos\varphi)^{1/2} \left\{ 1 - \exp\left[-\xi(1-\beta\cos\varphi)^{-\frac{\gamma+4}{2}} \right] \right\} d\varphi, \tag{1.15}$$

где через $\xi(1-\beta\cos\varphi)^{-\frac{\gamma+4}{2}}$ обозначена оптическая толщина

$$\mu L = DL(1-\beta^2)^{\frac{\gamma+4}{4}} (1-\beta\cos\varphi)^{-\frac{\gamma+4}{2}} \nu^{-\frac{\gamma+4}{2}}. \tag{1.16}$$

График функции $\Psi(\xi, \beta)$ для $\beta = 0.7$ представлен на рис. 2. Для комптоновского механизма излучения факторы K и D, входящие в выражения для потока излучения (1.13) и (1.14), определяются выражениями

$$K = \frac{b(\gamma)}{2\pi} h\sigma_T c (m_e c^2)^{1-\gamma} K_e n_p \nu_p^{\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{1.17}$$

$$D = \frac{m(\gamma)}{2\pi} h\sigma_T c (m_e c^2)^{-1} K_e n_p \nu_p^{1/2}. \tag{1.18}$$

2. *Согласование спектра комптоновского излучения релятивистских электронов с наблюдаемым частотным спектром пульсара в Крабе.* Проведем согласование комптоновского спектра, описываемого формулами (1.13)—(1.18), с наблюдаемыми значениями потоков излучения пульсара NP 0532 в инфракрасном, оптическом и рентгеновском диапазонах. При этом считаем, что излучение создается в источнике, движущемся вокруг нейтронной звезды со скоростью $v \approx 0.7$ с.

Для нахождения спектрального индекса в переходной области от оптического к рентгеновскому диапазону потребуем, чтобы комптоновский спектр, проходя через точку излома $\nu_* \simeq 2.4\cdot 10^{14}$ гц, в то же время обеспечивал наблюдаемое значение потока в оптике ($f_\nu \sim 3.2\cdot 10^{-26}$ эрг/см$^2\cdot$сек$\cdot$гц; $\nu \sim 5.5\cdot 10^{14}$ гц). Этому требованию отвечает степенной спектр с индексом $\alpha \sim 0.55$.

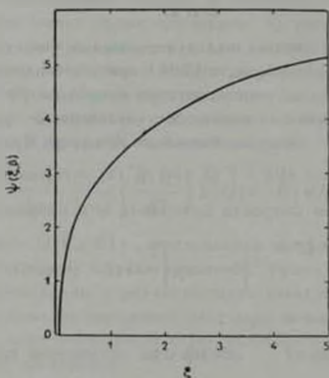


Рис. 2. Функция $\Psi(\xi, \beta)$ для $\beta = 0.7$.

Предположим далее, что энергетические спектры электронов и продольных волн в источнике описываются формулами (1.13) и (1.14). Комптоновское излучение от электронов со спектром (1.13) будет подобно наблюдаемому, если реабсорбция существенна только в инфракрасных лучах, а индексы спектра ниже и выше энергии излома E_* соответственно равны $\gamma_1 = 2.1$ и $\gamma_2 = 3.4$.

Сопоставляя наблюдаемый в рентгене спектр (1.2) с комптоновским (1.13) и учитывая вид фактора K (1.17), получим первое соотношение, связывающее параметры источника:

$$K_{e2} n_p \nu_p^{\frac{\gamma_1-1}{2}} L^3 \sim 2.3\cdot 10^{44}. \tag{2.1}$$

Используя формулы (1.14)—(1.18) и известные значения наблюдаемого потока в инфра и оптике, получим, что параметры источника должны удовлетворять также соотношениям:

$$L^2\nu_p^{-3/2}\Psi(\xi = 9.7\cdot 10^{-52}K_{e1}n_p\nu_p^{1/2}L;\quad \beta = 0.7) \sim 2.8\cdot 10^{10}; \qquad (2.2)$$

$$L^2\nu_p^{-1/2}\Psi(\xi = 1.4\cdot 10^{-53}K_{e1}n_p\nu_p^{1/2}L;\quad \beta = 0.7) \sim 2.4\cdot 10^{9}. \qquad (2.3)$$

Кроме двух уже известных индексов спектров γ_1 и γ_2, источник комптоновского излучения характеризуется шестью параметрами: размером L, частотой ν_p и плотностью рассеиваемых фотонов n_p, энергией излома спектра электронов E_* и коэффициентами K_{e1} и K_{e2} в спектре электронов. Эти шесть параметров связаны чатырьмя соотношениями (1.5), (2.1)—(2.3). С помощью графика функции $\Psi(\xi, \beta)$ (рис. 2) решим систему уравнений (1.5), (2.1)—(2.3), выразив параметры области излучения через ν_p—частоту рассеиваемых фотонов, совпадающую с плазменной частотой, и δ—отношение плотности энергии рассеиваемых волн к плотности энергии релятивистских частиц.

$$\delta = \frac{w_p}{w_e};\qquad w_p = h\nu_p n_p;\qquad w_e = \int\limits_{E_m}^{\infty} EN(E)\,dE. \qquad (2.4)$$

В результате мы придем к следующим значениям параметров области генерации:

$$\begin{aligned}
&L \sim 10^{3}\,\nu_p^{1.4}\ \textit{см},\\
&E_* \sim 5.8\cdot 10^{2}\,\nu_p^{-1/2}\ \textit{эрг},\\
&w_p \simeq 10^{17}\,\nu_p^{-1.8}\,\delta^{1/2}\ \textit{эрг/см}^3,\\
&K_{e1} \sim 3.9\cdot 10^{8}\,\nu_p^{\frac{-(8\gamma_1-7)}{8}}\,\delta^{-1/2},\\
&K_{e2} \sim 1.5\cdot 10^{13}\,\nu_p^{\frac{-(4\gamma_2-1)}{8}}\,\delta^{-1/2},\\
&E_m \simeq 3\nu_p^{-1/2}\ \textit{эрг}.
\end{aligned} \qquad (2.5)$$

Плотность излучающих электронов в источнике, определяемая по формуле:

$$N_e \geq K_{e1}\int\limits_{E_m}^{E_*} E^{-2.1}\,dE + K_{e2}\int\limits_{E_*}^{\infty} E^{-3.4}\,dE \qquad (2.6)$$

должна быть не меньше $N_e \geq 1.2\cdot 10^{9}\,\nu_p^{2.8}\,\delta^{-1/2}$. E_m — энергия релятивистских электронов, излучающих на нижнем крае инфракрасного диапазона ($\nu_m \geq 10^{14}$ *гц*).

«Времена жизни» релятивистских электронов из-за комптоновских потерь при рассеянии на плазменной турбулентности: для электронов, излучающих в инфракрасном диапазоне

$$t_c \sim 10^{-9}\,\nu_p^{5/8}\,\delta^{-1/2}\,сек;$$

в оптике

$$t_c \sim 6\cdot 10^{-10}\,\nu_p^{5/8}\,\delta^{-1/2}\,сек; \tag{2.7}$$

в жестком рентгене

$$t_c \sim 2\cdot 10^{-11}\,\nu_p^{5/8}\,\delta^{-1/2}\,сек.$$

Здесь необходимо заметить, что произвольный выбор величин ν_p и δ в обсуждаемой модели недопустим. Дело в том, что учет ранее сделанного предположения (раздел 1) о преобладании в источнике «холодной» плазмы $\nu_p \gg \bar{\nu}$ приводит к условию*

$$\delta^{1/4} \gg 4\cdot 10^{5}\,\nu_p^{-9/16}. \tag{2.8}$$

Условие (2.8) должно быть выполнено одновременно с критерием

$$w_{п.т.} = \bar{E}_{хол} N_{хол} \gtrsim \frac{1}{2}\,w_{m}, \tag{2.9}$$

который учитывает то обстоятельство, что полная энергия «холодной» плазмы не может быть меньше колебательной энергии частиц в плазменных волнах. В (2.9) $N_{хол}$ и $\bar{E}_{хол}$ — соответственно концентрация и средняя энергия «холодной» плазмы. Комбинируя эти два неравенства и принимая $\bar{E}_{хол} < mc^2$, получаем

$$4\cdot 10^{5}\,\nu_p^{-9/16} \ll \delta^{1/4} \leq 1.4\cdot 10^{-12}\,\nu_p^{17/16}. \tag{2.10}$$

Это выполнено, если плазменная частота в источнике $\nu_p \gtrsim 5\cdot 10^{11}$ *гц* ($N_{хол} \gtrsim 3\cdot 10^{15}$ *см*$^{-3}$).

С другой стороны, в рассматриваемой модели пульсара NP 0532, в которой формирование диаграммы направленности источника происходит из-за релятивистского сжатия излучения, радиоисточник должен быть расположен внутри области генерации оптического излучения [1].

Таким образом, требование большой плазменной частоты $\nu_p \gtrsim 5\cdot 10^{11}$ *гц* (высокой концентрации частиц «холодной» плазмы) создает значительные трудности с выходом радиоизлучения за пределы источника, делая невозможной реализацию рассматриваемой модели в пульсаре NP 0532.

---

* При выводе неравенства (2.8) использовались значения параметров области излучения K_{e1}, K_{e2}, E_a, E_m, приведенные в (2.5).

К такому же результату мы придем, если попытаемся объяснить наблюдаемое оптическое и рентгеновское излучение пульсара NP 0532 комптоновским рассеянием релятивистских электронов на продольных волнах с фазовой скоростью $v_\phi \ll c$.

3. *Модель источника с релятивистской плазмой.* Допустим теперь, что плазма в источнике полностью релятивистская и, кроме того, выполнено условие $\tilde{\omega}_p \gg \tilde{\omega}_H$. Тогда, заменив лишь в (2.1) ω_p на релятивистскую плазменную частоту $\tilde{\omega}_p$ и проведя расчеты, аналогичные сделанным в разделе 2 для модели с «холодной» плазмой, придем к следующим параметрам источника излучения:

$$
\begin{aligned}
L &\sim 10^{9}\,\tilde{\nu}_p^{1/4}\ \text{см},\\
E_* &\simeq 5.8\cdot 10^{2}\,\tilde{\nu}_p^{-3/2}\ \text{эрг},\\
E_m &\sim 3\,\tilde{\nu}_p^{-1/4}\ \text{эрг},\\
w_p &= 1.5\cdot 10^{21}\,\tilde{\nu}_p^{-5/4}\ \text{эрг/см}^3,\\
N_e &\lesssim 8\cdot 10^{-3}\,\tilde{\nu}_p^{3/2}\ \text{см}^{-3},\\
K_{e1} &\simeq 2.5\cdot 10^{-2}\,\tilde{\nu}_p^{-(\gamma_1-4)/2},\\
K_{e2} &\sim 10^{2}\,\tilde{\nu}_p^{-(\gamma_2-4)/2}.
\end{aligned}
\qquad (3.1)
$$

«Времена жизни» релятивистских электронов из-за комптоновских потерь при рассеянии на плазменной турбулентности: для электронов, излучающих в инфракрасном диапазоне,

$$t_c \sim 6\cdot 10^{-21}\,\tilde{\nu}_p^{7/4}\ \text{сек},$$

в оптике

$$t_c \sim 4\cdot 10^{-22}\,\tilde{\nu}_p^{7/4}\ \text{сек},$$

в жестком рентгене

$$t_c \sim 10^{-23}\,\tilde{\nu}_p^{7/4}\ \text{сек}.$$

Все величины, описывающие источник в модели с релятивистской плазмой, выражаются только через один свободный параметр $\tilde{\nu}_p$—релятивистскую плазменную частоту, величину которой в рассматриваемом приближении слабого магнитного поля $\bar{\omega}_p \gg \bar{\omega}_H$ можно оценить следующим образом. Для удержания плазмы в пределах источника необходимо, чтобы энергия магнитного поля превышала энергию, запасенную плазмой: $H^2/8\pi > w_{п.т.}$*. Одновременное выполнение этого условия и требования $\bar{\omega}_p \gg \bar{\omega}_H$ возможно лишь при $\nu_p \gg 10^{10}$ *гц*. Таким образом, плазменная частота в рассматриваемой нами модели источника опять лежит значительно выше частот радиодиапазона, что препятствует свободному выходу радиоизлучения за пределы области генерации (см. подробнее раздел 2).

Следует оговориться, что приведенные выше значения параметров (3.1) и (3.2), характеризующих область генерации излучения, получены при условии $\bar{\omega}_p \gg \bar{\omega}_H$. К сожалению, модель источника с полностью релятивистской плазмой и сильным магнитным полем $\bar{\omega}_p \ll \bar{\omega}_H$ рассмотреть не удалось из-за отсутствия в известной нам литературе соответствующих выражений для вероятности комптоновского рассеяния. Однако можно ожидать, что параметры (3.1) и (3.2) существенно не изменятся при нарушении условия $\bar{\omega}_p \gg \bar{\omega}_H$, в том числе и для случая сильного магнитного поля $\bar{\omega}_H \gg \omega_p$. Тогда плазменную частоту можно выбрать значительно ниже, обеспечив тем самым свободный выход радиоизлучения за пределы источника.

Полагая плазменную частоту $\bar{\nu}_p$ близкой к частоте, на которой начинается низкочастотный «завал» спектра радиоизлучения пульсара NP 0532 ($\bar{\nu}_в \simeq 10^8$ *гц*), приходим к следующим значениям параметров источника**: $L \simeq 10^7$ *см* ($6.6 \cdot 10^7$ *см*), $E \simeq 3.6 \cdot 10^{10}$ *эв* ($8.3 \cdot 10^8$ *эв*), $N_e \gg 8 \cdot 10^9 см^{-3}$ (3.10^{12} $см^{-3}$), $w_p \simeq 1.5 \cdot 10^{11}$ $эрг/см^3$. „Времена жизни" релятивистских электронов соответственно равны: $t_c \sim 6 \cdot 10^{-7}$ *сек* ($4 \cdot 10^{-1}$ *сек*), $4 \cdot 10^{-7}$ *сек* ($2 \cdot 10^{-1}$ *сек*), 10^{-8} *сек* (4.10^{-4} *сек*). Отношение плотности энергии электромагнитного излучения в радиодиапазоне в этом случае равно*** $w_p/w_{рад} \sim 2 \cdot 10^5$.

---

* Это условие, вообще говоря, необходимо для любой модели источника, независимо от принимаемого нами приближения слабого магнитного поля.

** В скобках здесь указаны для сравнения значения соответствующих параметров для синхротронной модели [1] (отношение плотности энергии магнитного поля к плотности энергии релятивистских частиц принято равным 10).

*** При получении плотности энергии электромагнитного излучения в радиодиапазоне $w_{рад}$ использовались данные работы [9] и учитывалось вращение источника с релятивистской скоростью вокруг нейтронной звезды.

Недостатком рассматриваемой модели источника является малое время жизни излучающих электронов, что требует существование эффективных механизмов ускорения в самом источнике. И только увеличив плазменную частоту в источнике (например до $\sim 10^{10}$ *гц*), можно увеличить время жизни излучающих электронов, при этом уменьшится и необходимая плотность энергии продольных волн.

4. *Заключение*. В предыдущих разделах мы провели согласование комптоновских спектров излучения, являющихся результатом рассеяния релятивистских электронов на плазменных волнах, с наблюдаемым излучением в инфракрасной части спектра, оптике и рентгене. Были рассмотрены модели комптоновских источников как с преобладанием «холодной» плазмы в области генерации излучения (раздел 2), так и с полностью релятивистской плазмой (раздел 3). Мы показали, что в любом варианте комптоновского источника необходимым условием получения наблюдаемого уровня излучения является наличие в области генерации высокой плазменной частоты $10^{10} \div 10^{12}$ *гц*, в то время как в рамках гипотезы о релятивистском формировании диаграммы направленности источника максимально допустимая частота должна быть порядка 10^{8} *гц*.

Здесь необходимо заметить, что в синхротронной модели [1] плазменная частота также несколько превышает эту величину, но все же она значительно ниже, чем в комптоновском источнике ($\nu_p \sim 10^{8}$ *гц*). Учет конечных размеров источника и неоднородного характера распределения частиц и магнитного поля в области генерации излучения несомненно внесет некоторые коррективы в полученные оценки параметров источника. Однако трудно ожидать, что плазменная частота уменьшится на $3 \div 4$ порядка, как требуется в комптоновской модели.

Таким образом, можно утверждать, что в модели пульсара, в которой формирование диаграммы направленности происходит за счет релятивистского сжатия излучения при вращении источника вокруг звезды, со скоростью, близкой к скорости света, комптоновский механизм излучения NP 0532 в оптическом и рентгеновском диапазонах менее вероятен, чем синхротронный.

Автор выражает глубокую благодарность В. В. Железнякову за руководство работой и С. А. Каплану и Е. В. Суворову за обсуждение.

НИРФИ, г. Горький

THE INVERSE COMPTON-EFFECT AND THE RADIATION OF CRAB PULSAR

V. E. SHAPOSHNIKOV

Compton mechanism of radiation from the Grab pulsar has been investigated on the assumption that the mechanism acts in a source moving with relativistic velocity around a neutron star. A detailed matching has been made of the theoretical spectra which has been resulted from the system of relativistic electron Compton scattering by longitude (plasma) waves with the experimental data on radiation flux from the Crab pulsar in infrared, optical and X-ray ranges. The parameters of the radiating region: source dimensions, energy density of scattering waves, density and lifetime of radiating electrons have been found. It is shown that the high plasma frequency $10^{10}-10^{12}$ Hz in the source is the main difficulty for explaining the radiation of the pulsar by Compton scattering.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Железняков, В. Е. Шапошников*. Astrophys. Space Sci., 18, 141, 146, 1972.
2. *И. С. Шкловский*, УФН, 99, 526, 1969.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
4. *F. G. Smith* M. N., 149, 1, 1970.
5. *В. В. Железняков*. Astrophys. Space Sci., 13, 87, 1971.
6. *А. Б. Михайловский*, Теория плазменных неустойчивостей, т. I, гл. 8, 9, Атомиздат, М., 1970.
7. *В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко*. ЖЭТФ, 54, 1187, 1968.
8. *В. Н. Цытович*. Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
9. *R. N. Manchester*, Ap. J., 163, L 61, 1971.
10. *C. Neugebauer, E. E. Becklin, J. Kristian, R. B. Leighton, G. Snellen, J. A. Westphal*, Ap., J., 156, 115, 1969.
11. *E. E. Becklin, J. Kristian, K. Matthews, G. Neugebauer*, Ap. J., 186, 137, 1973.
12. *G. Fritz, J. E. Meeking, T. A. Chubb, H. Friedman, R. C. Henry*, Ap. J., 164, 55, 1971.
13. *S. Rappaport, H. Bradt, W. Mayer*, Nature Phys. Sci., 229, 40, 1971.
14. *H. Bradt, S. Rappaport, W. Mayer, K. E. Nather, B. Warner, M. Macfarlane, J. Kristian*, Nature, 222, 728, 1969.
15. *G. Ducros, K. Ducros, R. Rocchia, A. Tarrius*, Nature, 227, 152, 1970.
16. *D. Brini, G. Cavani, F. Frontera, F. Fuligni*, Nature Phys. Sci., 232, 79, 1971.
17. *H. W. Smathers, T. A. Chabb, D. Saden*, Nature Phys. Sci., 232, 120, 1971.
18. *A. J. M. Deerenberg, J. A. M. Bleeker*, Nature Phys. Sci., 229, 113, 1971.
19. *G. M. Floyd, J. S. Glass, H. W. Schopper*, Nature, 224, 50, 1969.
20. *G. J. Fishman, F. R. Harnden, W. H. Johnson, R. C. Haymes*, Ap. J., 158, L61, 1969.

21. *J. D. Kurfess*. Ap. J., 168, L39, 1971.
22. *R. R. Hillier, W. R. Jacson, A. Murray, R. M. Redfern, R. G. Sale*, Ap. J., 162, L177, 1970.
23. *L. E. Orwig, E. L. Chupp, D. J. Forrest*, Nature Phys., Sci., 231, 171, 1971.
24. *R. L. Kinzer, R. C. Noggle, N. Seeman, G. H. Share*, Nature, 229, 187, 1971.
25. *R. Browning, D. Ramsden, P. J. Wright*, Nature Phys. Sci., 232, 79, 1971.
26. *P. Albats, G. M. Frye, Jr. A. D. Lych, O. B. Mace, V. D. Hopper, J. A. Thomas*, Nature, 240, 221, 1972.
27. *B. Parlier, B. Arginier, M. Forichon, J. P. Leray, G. Boella, L. Maraschi, R. Buccheri, N. R. Robba, L. Scarsi*, Nature Phys. Sci., 242, 117, 1973.
28. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, ЖЭТФ, 46, 1865, 1964.
29. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.
30. *Дж. Уайльд, С. Смерд, А. Вейсс*, УФН, 84, 99, 1964.
31. *В. В. Железняков*, ЖЭТФ, 51, 570, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ ЯРКОСТИ ДВУСЛОЙНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ НЕИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ. I

А. К. КОЛЕСОВ

Поступила 21 апреля 1975

Исследуется неизотропное рассеяние света в атмосфере, состоящей из двух однородных плоскопараллельных слоев с разными индикатрисами рассеяния и различными значениями оптической толщины и альбедо частиц. Считается, что атмосфера освещена падающим снаружи потоком параллельных лучей. Интенсивности излучения, выходящего из атмосферы, и излучения на границе между слоями выражены через вспомогательные функции одной угловой переменной.

1. *Постановка задачи и основные уравнения.* В теории переноса излучения в атмосферах звезд и планет обычно предполагается, что атмосфера состоит из плоскопараллельных слоев, оптические свойства которых не меняются с глубиной (см., например, [1] и [2]). В реальных атмосферах оптические свойства могут сильно зависеть от глубины. Диффузия излучения в таких неоднородных средах изучена в меньшей степени, чем в однородных. Простейшим частным случаем неоднородной среды, представляющим практический интерес для астрофизики и геофизики, является случай двуслойной атмосферы.

Задача о диффузном отражении и пропускании света двуслойной атмосферой была рассмотрена в работах [3—5] при предположении об изотропном рассеянии излучения. С. Д. Гутшабаш [3] выразил интенсивность диффузного излучения на границе между слоями через вспомогательные функции, определяемые из системы интегральных уравнений. В. В. Соболев [4] исследовал структуру коэффициентов отражения и пропускания света двуслойной атмосферой. Он доказал, что в случае атмосферы, состоящей из полубесконечной среды и лежащего над ней слоя конечной оптической толщины, коэффициент отражения выражается через две вспомогательные функции и получил для этих функций систему интегральных уравнений. В работе [5] для вспомогательных функций были выведены системы интегральных уравнений другого типа. Оптическая глубина границы между слоями входит в эти уравнения в качестве параметра.

В настоящей работе исследуется проблема отражения и пропускания света двуслойной атмосферой при неизотропном рассеянии.

Пусть атмосфера состоит из двух однородных слоев, причем верхний слой имеет оптическую толщину τ_1, а нижний—τ_2. Вероятности выживания квантов при элементарных актах рассеяния в этих слоях обозначим соответственно через λ_1 и λ_2, а индикатрисы рассеяния — через $x_1(\gamma)$ и $x_2(\gamma)$, где γ — угол рассеяния. Оптическую глубину τ точек атмосферы будем отсчитывать от внешней границы верхнего слоя.

Предположим, что атмосфера освещена сверху параллельными лучами, падающими под углом $\arccos\zeta$ к нормали при азимуте $\varphi_0=0$ и создающими освещенность πS перпендикулярной к ним площадки. Пусть $I_{1k}(\tau,\eta,\zeta,\varphi)$ — интенсивность диффузного излучения, распространяющегося на оптической глубине τ под углом $\arccos\eta$ к внутренней нормали при азимуте φ, а $B_{1k}(\tau,\eta,\zeta,\varphi)$ —соответствующая функция источников. Если величины I и B относятся к верхнему слою ($0\leqslant\tau<\tau_1$), то мы будем снабжать их индексом $k=1$, а если они относятся к нижнему слою ($\tau_1<\tau\leqslant\tau_1+\tau_2$), то индексу k будем придавать значение $k=2$. Нам требуется получить выражения для интенсивностей диффузно отраженного излучения $I_{11}(0,-\eta,\zeta,\varphi)$, диффузно пропущенного излучения $I_{12}(\tau_1+\tau_2,+\eta,\zeta,\varphi)$ и излучения на границе двух слоев $I_{11}(\tau_1, \pm\eta, \zeta, \varphi) = I_{12}(\tau_1, \pm\eta, \zeta, \varphi)$.

Кроме основных функций $I_{1k}(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$ и $B_{1k}(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$, будем рассматривать также вспомогательные функции $I_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$ и $B_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$ ($j=2$; 3; 4), относящиеся к двуслойной атмосфере, освещенной параллельными лучами, падающими снизу на границу $\tau=\tau_1+\tau_2$ ($j=2$), сверху на поверхность $\tau=\tau_1$ ($j=3$) и снизу на эту же поверхность ($j=4$).

В принятых нами обозначениях уравнения переноса излучения и лучистого равновесия записываются соответственно следующим образом:

$$\eta\frac{dI_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi)}{d\tau} = -I_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi) + B_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi), \tag{1}$$

$$B_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi) =$$

$$= \frac{\lambda_k}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi' \int\limits_{-1}^{1} I_{jk}(\tau, \eta', \zeta, \varphi')\, x_k(\gamma')\, d\eta' + \frac{\lambda_k}{4} S x_k(\gamma_1)\, b_{jk}(\tau, \zeta), \tag{2}$$

где $j=1$; 2; 3; 4, $k=1$; 2,

$$\cos\gamma' = \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\eta'^2)}\cos(\varphi-\varphi'). \tag{3}$$

$$\cos \gamma_j = (-1)^{j-1} \eta\zeta + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\zeta^2)} \cos \varphi, \tag{4}$$

а функции $b_{jk}(\tau, \zeta)$ определяются формулами

$$b_{11}(\tau, \zeta) = b_{12}(\tau, \zeta) = e^{-\frac{\tau}{\zeta}}, \quad b_{21}(\tau, \zeta) = b_{22}(\tau, \zeta) = e^{-\frac{\tau_1+\tau_2-\tau}{\zeta}},$$

$$b_{31}(\tau, \zeta) = 0, \quad b_{32}(\tau, \zeta) = e^{-\frac{\tau-\tau_1}{\zeta}}, \quad b_{41}(\tau, \zeta) = e^{-\frac{\tau_1-\tau}{\zeta}}, \quad b_{42}(\tau, \zeta) = 0. \tag{5}$$

Граничные условия, учитывающие отсутствие внешнего диффузного излучения, падающего на граничные поверхности атмосферы, а также непрерывность интенсивности диффузного излучения на границе между слоями (при $\tau = \tau_1$) имеют соответственно вид:

$$I_{j1}(0, -\eta, \zeta, \varphi) = 0, \qquad I_{j2}(\tau_1 + \tau_2, -\eta, \zeta, \varphi) = 0,$$
$$I_{j1}(\tau_1, \pm\eta, \zeta, \varphi) = I_{j2}(\tau_1, \pm\eta, \zeta, \varphi). \tag{6}$$

Разложим индикатрисы рассеяния $x_k(\gamma)$ $(k = 1; 2)$ в ряды по полиномам Лежандра

$$x_k(\gamma) = \sum_{i=0}^{n_k} x_{ik} P_i(\cos \gamma), \tag{7}$$

тогда, как и в случае неизотропного рассеяния света в однородной атмосфере (см. [2], гл. 1), функции I_{jk} и B_{jk} могут быть представлены в форме

$$I_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = I^0_{jk}(\tau, \eta, \zeta) + 2 \sum_{m=1}^{n} I^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta) \cos m\varphi, \tag{8}$$

$$B_{jk}(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = B^0_{jk}(\tau, \eta, \zeta) + 2 \sum_{m=1}^{n} B^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta) \cos m\varphi, \tag{9}$$

где n — наибольшая из величин n_1 и n_2.

Подставляя (7), (8) и (9) в (1), (2) и (6), для определения функций $B^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta)$ и $I^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta)$ $(m = 0; 1; 2; \ldots; n)$ получаем уравнения

$$\eta \frac{dI^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta)}{d\tau} = -I^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta) + B^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta), \tag{10}$$

$$B^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda_k}{2} \int_{-1}^{1} p^m_k(\eta, \eta') I^m_{jk}(\tau, \eta', \zeta)\, d\eta' +$$
$$+ \frac{\lambda_k}{4} S p^m_k(\eta, (-1)^{j+1}\zeta)\, b_{jk}(\tau, \zeta) \tag{11}$$

при граничных условиях

$$I_{j1}^m(0, +\eta_i, \zeta) = 0, \qquad I_{j2}^m(\tau_1 + \tau_2, -\eta_i, \zeta) = 0,$$
$$I_{j1}^m(\tau_1, \pm\eta_i, \zeta) = I_{j2}^m(\tau_1, \pm\eta_i, \zeta). \tag{12}$$

В уравнении (11)

$$p_k^m(\eta_i, \eta_i') = \sum_{i=m}^{n} c_{ik}^m P_i^m(\eta_i)\, P_i^m(\eta_i'), \tag{13}$$

где

$$c_{ik}^m = x_{ik}\frac{(i-m)!}{(i+m)!}, \tag{14}$$

а $P_i^m(\eta_i)$ — присоединенные функции Лежандра.

Решая уравнения (10) относительно $I_{jk}^m(\tau, \eta_i, \zeta)$ с учетом граничных условий (12) и подставляя полученные выражения в уравнения (11), для функций $B_{jk}^m(\tau, \eta_i, \zeta)$ получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
B_{j1}^m(\tau, \eta_i, \zeta) &= \frac{\lambda_1}{2}\int_0^{\tau} d\tau' \int_0^1 p_1^m(\eta_i, \eta_i')\, B_{j1}^m(\tau', \eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_1}{2}\int_{\tau}^{\tau_1} d\tau' \int_0^1 p_1^m(\eta_i, -\eta_i')\, B_{j1}^m(\tau', -\eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_1}{2}\int_{\tau_1}^{\tau_1+\tau_2} d\tau' \int_0^1 p_1^m(\eta_i, -\eta_i')\, B_{j2}^m(\tau', -\eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_1}{4} S p_1^m(\eta_i, (-1)^{j+1}\zeta)\, b_{j1}(\tau, \zeta).
\end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}
B_{j2}^m(\tau, \eta_i, \zeta) &= \frac{\lambda_2}{2}\int_0^{\tau_1} d\tau' \int_0^1 p_2^m(\eta_i, \eta_i')\, B_{j1}^m(\tau', \eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_2}{2}\int_{\tau_1}^{\tau} d\tau' \int_0^1 p_2^m(\eta_i, \eta_i')\, B_{j2}^m(\tau', \eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_2}{2}\int_{\tau}^{\tau_1+\tau_2} d\tau' \int_0^1 p_2^m(\eta_i, -\eta_i')\, B_{j2}^m(\tau', -\eta_i', \zeta)\, e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta_i'}}\frac{d\eta_i'}{\eta_i'} + \\
&+ \frac{\lambda_2}{4} S p_2^m(\eta_i, (-1)^{j+1}\zeta)\, b_{j2}(\tau, \zeta).
\end{aligned} \tag{16}$$

Уравнения (15) и (16) составляют основную систему интегральных уравнений задачи о диффузии излучения в двуслойной атмосфере.

2. ***Коэффициенты яркости.*** Вместо величин $I_{j1}^m(0, -\eta, \zeta)$, $I_{j2}^m(\tau_1 + \tau_2, +\eta, \zeta)$, $I_{jk}^m(\tau_1, \pm\eta, \zeta)$ в дальнейшем мы будем использовать коэффициенты яркости $V_j^m(\eta, \zeta)$, $W_j^m(\eta, \zeta)$, $v_j^m(\eta, \zeta)$ и $w_j^m(\eta, \zeta)$ определяемые формулами

$$I_{j1}^m(0, -\eta, \zeta) = SV_j^m(\eta, \zeta)\zeta, \qquad I_{j2}^m(\tau_1 + \tau_2, +\eta, \zeta) = SW_j^m(\eta, \zeta)\zeta,$$

$$I_{j1}^m(\tau_1, -\eta, \zeta) = I_{j2}^m(\tau_1, -\eta, \zeta) = Sv_j^m(\eta, \zeta)\zeta, \tag{17}$$

$$I_{j1}^m(\tau_1, +\eta, \zeta) = I_{j2}^m(\tau_1, +\eta, \zeta) = Sw_j^m(\eta, \zeta)\zeta.$$

Отметим, что коэффициенты яркости $V_j^m(\eta, \zeta)$ и $W_j^m(\eta, \zeta)$ называются также соответственно коэффициентами отражения и пропускания света.

Из уравнений (10) при граничных условиях (12) с учетом соотношений (17) находим:

$$V_j^m(\eta, \zeta) = \frac{1}{S\eta\zeta}\int_0^{\tau_1} B_{j1}^m(\tau, -\eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau}{\eta}}\, d\tau + \frac{1}{S\eta\zeta}\int_{\tau_1}^{\tau_1+\tau_2} B_{j2}^m(\tau, -\eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau}{\eta}}\, d\tau, \tag{18}$$

$$W_j^m(\eta, \zeta) = \frac{1}{S\eta\zeta}\int_0^{\tau_1} B_{j1}^m(\tau, \eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau_1+\tau_2-\tau}{\eta}}\, d\tau + \frac{1}{S\eta\zeta}\int_{\tau_1}^{\tau_1+\tau_2} B_{j2}^m(\tau, \eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau_1+\tau_2-\tau}{\eta}}\, d\tau, \tag{19}$$

$$v_j^m(\eta, \zeta) = \frac{1}{S\eta\zeta}\int_{\tau_1}^{\tau_1+\tau_2} B_{j2}^m(\tau, -\eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau-\tau_1}{\eta}}\, d\tau, \tag{20}$$

$$w_j^m(\eta, \zeta) = \frac{1}{S\eta\zeta}\int_0^{\tau_1} B_{j1}^m(\tau, \eta, \zeta)\, e^{-\frac{\tau_1-\tau}{\eta}}\, d\tau. \tag{21}$$

Интересующие нас интенсивности диффузно отраженного и диффузно пропущенного излучения, а также интенсивности излучения на границе между слоями выражаются при помощи формул (8) и (17) через функции $V_j^m(\eta, \zeta)$, $W_j^m(\eta, \zeta)$, $v_j^m(\eta, \zeta)$ и $w_j^m(\eta, \zeta)$. Таким образом, наша задача сводится к нахождению этих функций.

Методом вероятности выхода квантов из среды, использованным в работе И. Н. Минина [6] при исследовании неизотропного рассеяния света в однородной атмосфере, можно показать, что указанные функции обладают следующими свойствами:

$$V_1^m(\eta, \zeta) = V_1^m(\zeta, \eta), \quad V_2^m(\eta, \zeta) = W_1^m(\zeta, \eta), \quad V_3^m(\eta, \zeta) = v_1^m(\zeta, \eta),$$
$$V_4^m(\eta, \zeta) = w_1^m(\zeta, \eta), \quad W_2^m(\eta, \zeta) = W_2^m(\zeta, \eta), \quad W_3^m(\eta, \zeta) = v_2^m(\zeta, \eta), \tag{22}$$
$$W_4^m(\eta, \zeta) = w_2^m(\zeta, \eta), \quad v_3^m(\eta, \zeta) = v_3^m(\zeta, \eta), \quad v_4^m(\eta, \zeta) = w_3^m(\zeta, \eta),$$
$$w_4^m(\eta, \zeta) = w_4^m(\zeta, \eta).$$

Формулы (22) отражают принцип обратимости оптических явлений в случае двуслойной атмосферы.

Заметим, что коэффициенты яркости $V_j^m(\eta, \zeta)$, $W_j^m(\eta, \zeta)$, $v_j^m(\eta, \zeta)$ и $w_j^m(\eta, \zeta)$ зависят не только от угловых переменных η и ζ, но и от параметров τ_1 и τ_2.

3. *Принцип инвариантности*. Для решения задачи об определении коэффициентов яркости воспользуемся принципом инвариантности, состоящим в том, что любой из этих коэффициентов яркости инвариантен относительно параллельного переноса системы координат, т. е. не меняется при одновременном сдвиге верхней и нижней границ среды, а также границы между слоями на одно и то же оптическое расстояние $\Delta\tau$.

Введем вместо оптической глубины τ величину $l = \tau + l_0$, где l_0 — параметр, характеризующий положение верхней границы среды, а вместо τ_1 и τ_2 введем величины $l_1 = \tau_1 + l_0$, $l_2 = \tau_1 + \tau_2 + l_0$. Тогда для произвольного коэффициента яркости $u(\eta, \zeta, l_0, l_1, l_2)$ сформулированный выше принцип инвариантности можно записать в форме

$$u(\eta, \zeta, l_0 + \Delta\tau, l_1 + \Delta\tau, l_2 + \Delta\tau) = u(\eta, \zeta, l_0, l_1, l_2). \tag{23}$$

Считая величину $\Delta\tau$ бесконечно малой, разложим функцию $u(\eta, \zeta, l_0 + \Delta\tau, l_1 + \Delta\tau, l_2 + \Delta\tau)$ в ряд Тэйлора и ограничимся в этом разложении бесконечно малыми порядка $\Delta\tau$, тогда формула (23) перепишется в виде

$$\frac{\partial u(\eta, \zeta, l_0, l_1, l_2)}{\partial l_0} + \frac{\partial u(\eta, \zeta, l_0, l_1, l_2)}{\partial l_1} + \frac{\partial u(\eta, \zeta, l_0, l_1, l_2)}{\partial l_2} = 0. \tag{24}$$

Отметим, что параметр, характеризующий геометрическое положение верхней границы среды, впервые ввел в теорию В. В. Соболев [7] при исследовании переноса излучения в неоднородной среде.

Для того, чтобы использовать принцип инвариантности (24), нам следует найти производные коэффициентов яркости $V_j^m(\eta, \zeta)$, $W_j^m(\eta, \zeta)$, $v_j^m(\eta, \zeta)$ и $w_j^m(\eta, \zeta)$ по параметрам l_0, l_1 и l_2. При вычислении этих производных нам будут нужны формулы, дающие связь между функциями $B_{jk}^m(l, \eta, \zeta, l_0, l_1, l_2)$ и их частными производными по l_0, l_1 и l_2. Такую связь можно установить, используя системы уравнений (15)—(16). Переходя под знаками интегралов в (15) и (16) от переменной интегрирования τ' к переменной $t' = \tau' - t_0$ и дифференцируя получающиеся выражения по t_i $(i = 0;\ 1;\ 2)$, мы получим системы интегральных уравнений для производных

$$\frac{\partial B^m_{i1}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_i} \quad \text{и} \quad \frac{\partial B^m_{i2}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_i},$$

аналогичные системам (15)—(16). Свободные члены в полученных уравнениях для производных представляют собой суперпозицию экспоненциальных функций такого же вида, что и функции, входящие в свободные члены уравнений (15) и (16). Вследствие линейности рассматриваемых интегральных уравнений отсюда следует, что производные

$\dfrac{\partial B^m_{jk}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_i}$ являются суперпозициями функций B^m_{jk}, например,

$$\frac{\partial B^m_{1k}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_0} = \frac{1}{\zeta} B^m_{1k}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2) -$$

$$- \frac{2}{S} \int_0^1 B^m_{11}(t_0,\ \tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)\, B^m_{1k}(t,\ \tau_i,\ \tau'_i,\ t_0,\ t_1,\ t_2) \frac{d\tau'_i}{\tau'_i}, \tag{25}$$

$$\frac{\partial B^m_{1k}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_1} = \frac{2}{S} \int_0^1 [B^m_{11}(t_1,\ \tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2) -$$

$$- B^m_{12}(t_1,\ \tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)]\, B^m_{3k}(t,\ \tau_i,\ \tau'_i,\ t_0,\ t_1,\ t_2) \frac{d\tau'_i}{\tau'_i} -$$

$$+ \frac{2}{S} \int_0^1 B^m_{11}(t_1,\ -\tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2) - \tag{26}$$

$$- B^m_{12}(t_1,\ -\tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)\, B^m_{4k}(t,\ \tau_i,\ \tau'_i,\ t_0,\ t_1,\ t_2) \frac{d\tau'_i}{\tau'_i},$$

$$\frac{\partial B^m_{1k}(t,\ \tau_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)}{\partial t_2} =$$

$$= \frac{2}{S} \int_0^1 B^m_{12}(t,\ -\tau'_i,\ \zeta,\ t_0,\ t_1,\ t_2)\, B^m_{2k}(t,\ \tau_i,\ \tau'_i,\ t_0,\ t_1,\ t_2) \frac{d\tau'_i}{\tau'_i}. \tag{27}$$

Производя в интегралах, входящих в формулы (18)—(21), замену переменной интегрирования τ на переменную $t=\tau+t_0$ и дифференцируя по t_0, t_1 и t_2, после преобразования с использованием (25)—(27) и аналогичных соотношений для $\partial B^m_{ji}/\partial t_i$ $(j=2;\ 3;\ 4;)$, получаем

$$\frac{\partial V_1^m(\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2)}{\partial t_0} = \frac{\tau_i+\zeta}{\tau_i\zeta} V_1^m(\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2) -$$
$$- \frac{1}{S\tau_i\zeta} B_{11}^m(t_0, -\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2) - \tag{28}$$
$$- \frac{2}{S\zeta}\int_0^1 B_{11}^m(t_0, \tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2)\, V_1^m(\tau_i, \tau_i', t_0, t_1, t_2)\, d\tau_i',$$

$$\frac{\partial V_1^m(\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2)}{\partial t_1} = \frac{1}{S\tau_i\zeta}[B_{11}^m(t_1, -\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2) -$$
$$- B_{12}^m(t_1, -\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2)]\, e^{-\frac{t_1-t_0}{\tau_i}} + \frac{2}{S\zeta}\int_0^1 [B_{11}^m(t_1, \tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2) -$$
$$- B_{12}^m(t_1, \tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2)]\, V_3^m(\tau_i, \tau_i', t_0, t_1, t_2)\, d\tau_i' + \tag{29}$$
$$+ \frac{2}{S\zeta}\int_0^1 [B_{11}^m(t_1, -\tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2) -$$
$$- B_{12}^m(t_1, -\tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2)]\, V_4^m(\tau_i, \tau_i', t_0, t_1, t_2)\, d\tau_i',$$

$$\frac{\partial V_1^m(\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2)}{\partial t_2} = \frac{1}{S\tau_i\zeta} B_{12}^m(t_2, -\tau_i, \zeta, t_0, t_1, t_2)\, e^{-\frac{t_2-t_0}{\tau_i}} +$$
$$+ \frac{2}{S\zeta}\int_0^1 B_{12}^m(t_2, -\tau_i', \zeta, t_0, t_1, t_2)\, V_2^m(\tau_i, \tau_i', t_0, t_1, t_2)\, d\tau_i'. \tag{30}$$

Таким же образом находятся выражения для частных производных всех остальных коэффициентов яркости по параметрам t_0, t_1 и t_2.

4. *Структура коэффициентов яркости.* Подставляя (13) в уравнения (15) и (16), находим, что величины $B^m_{i1}(\tau, \tau_i, \zeta)$ и $B^m_{i2}(\tau, \tau_i, \zeta)$ могут быть представлены в виде

$$B^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta) = \sum_{l=m}^{\infty} c^m_l B^m_{ljk}(\tau, \zeta)\, P^m_l(\eta), \tag{31}$$

где

$$\begin{aligned} B^m_{ljk}(\tau, \zeta) = \frac{\lambda_k}{2}\int_{-1}^{1} P^m_l(\eta)\, I^m_{jk}(\tau, \eta, \zeta)\, d\eta + \\ + \frac{\lambda_k}{4} S(-1)^{(l+m)(j+1)} P^m_l(\zeta)\, b_{jk}(\tau, \zeta). \end{aligned} \tag{32}$$

Введем при помощи соотношений

$$\begin{aligned} B^m_{lj1}(0, \zeta) &= \frac{\lambda_1}{4} S(-1)^{(l+m)(j+1)} F^m_{lj}(\zeta), \\ B^m_{lj1}(\tau_1, \zeta) &= \frac{\lambda_1}{4} S(-1)^{(l+m)(j+1)} g^m_{lj}(\zeta), \\ B^m_{lj2}(\tau_1, \zeta) &= \frac{\lambda_2}{4} S(-1)^{(l+m)(j+1)} f^m_{lj}(\zeta), \\ B^m_{lj2}(\tau_1 + \tau_2, \zeta) &= \frac{\lambda_2}{4} S(-1)^{(l+m)(j+1)} G^m_{lj}(\zeta) \end{aligned} \tag{33}$$

вспомогательные функции $F^m_{lj}(\zeta)$, $g^m_{lj}(\zeta)$, $f^m_{lj}(\zeta)$ и $G^m_{lj}(\zeta)$. Из формул (17) (32) и (33) следует, что

$$F^m_{lj}(\zeta) = P^m_l(\zeta)\, b_{j1}(0, \zeta) + 2\zeta(-1)^{(l+m)j}\int_0^1 P^m_l(\eta)\, V^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta, \tag{34}$$

$$\begin{aligned} g^m_{lj}(\zeta) = P^m_l(\zeta)\, b_{j1}(\tau_1, \zeta) + 2\zeta(-1)^{(l+m)j}\int_0^1 P^m_l(\eta)\, v^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta + \\ + 2\zeta(-1)^{(l+m)(j+1)}\int_0^1 P^m_l(\eta)\, w^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta, \end{aligned} \tag{35}$$

$$\begin{aligned} f^m_{lj}(\zeta) = P^m_l(\zeta)\, b_{j2}(\tau_1, \zeta) + 2\zeta(-1)^{(l+m)j}\int_0^1 P^m_l(\eta)\, v^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta + \\ + 2\zeta(-1)^{(l+m)(j+1)}\int_0^1 P^m_l(\eta)\, w^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta. \end{aligned} \tag{36}$$

$$G^m_{ij}(\zeta) = P^m_i(\zeta)\, b_{j2}(\tau_1 + \tau_2, \zeta) + 2\zeta (-1)^{(i+m)(j+1)} \int\limits_0^1 P^m_i(\eta)\, W^m_j(\eta, \zeta)\, d\eta. \quad (37)$$

Сравнивая (35) и(36) и учитывая (5), получаем, что

$$g^m_{ij}(\zeta) = f^m_{ij}(\zeta) + (\delta_{j4} - \delta_{j3})\, P^m_i(\zeta), \quad (38)$$

где δ_{jl} — символы Кронекера ($\delta_{jl} = 1$ при $j = l$ и $\delta_{jl} = 0$ при $j \neq l$).

Подставляя (33) в (28)—(30) и аналогичные формулы для частных производных других коэффициентов яркости, мы приходим к формулам, выражающим эти производные через коэффициенты яркости и вспомогательные функции. Например,

$$\frac{\partial V^m_1(\eta, \zeta, \tau_1, \tau_2)}{\partial \tau_2} = \frac{l_2}{4\eta\zeta} \sum_{i=m}^{n} (-1)^{i+m} c^m_{i2} G^m_{i1}(\eta, \tau_1, \tau_2)\, G^m_{i1}(\zeta, \tau_1, \tau_2), \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W^m_1(\eta, \zeta, \tau_1, \tau_2)}{\partial \tau_2} = &- \frac{1}{\eta} W^m_1(\eta, \zeta, \tau_1, \tau_2) + \\ &+ \frac{l_2}{4\eta\zeta} \sum_{i=m}^{n} c^m_{i2} G^m_{i2}(\eta, \tau_1, \tau_2)\, G^m_{i1}(\zeta, \tau_1, \tau_2). \end{aligned} \quad (40)$$

В (39) и (40) мы перешли от параметров l_0, l_1 и l_2 к параметрам τ_1 и τ_2 и отметили зависимость вспомогательных функций от величин τ_1 и τ_2.

Заметим, что уравнения типа (39) и (40) получаются в теории рассеяния света в неоднородных атмосферах. Для случая изотропно рассеивающей неоднородной среды такие уравнения получены В. В. Соболевым [7] и Уэно [8], а для случая неизотропного рассеяния — Э. Г. Яновицким [9].

Используя получающиеся выражения для частных производных коэффициентов яркости и учитывая принцип инвариантности (24), находим следующие выражения для коэффициентов яркости:

$$\begin{aligned} V^m_1(\eta, \zeta, \tau_1, \tau_2) = \frac{1}{4(\eta + \zeta)} \sum_{i=m}^{n} (-1)^{i+m} [&l_1 c^m_{i1} F^m_{i1}(\zeta, \tau_1, \tau_2)\, F^m_{i1}(\eta, \tau_1, \tau_2) + \\ &+ (l_2 c^m_{i2} - l_1 c^m_{i1})\, f^m_{i1}(\zeta, \tau_1, \tau_2)\, f^m_{i1}(\eta, \tau_1, \tau_2) - \\ &- l_2 c^m_{i2} G^m_{i1}(\zeta, \tau_1, \tau_2)\, G^m_{i1}(\eta, \tau_1, \tau_2)]. \end{aligned} \quad (41)$$

$$W_1^m(\eta,\zeta,\tau_1,\tau_2) = \frac{1}{4(\eta-\zeta)}\sum_{i=m}^{n}\left[\lambda_1 c_{i1}^m F_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, F_{i3}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) + \right.$$

$$+ (\lambda_2 c_{i2}^m - \lambda_1 c_{i1}^m)\, f_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, g_{i2}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) - \tag{42}$$

$$\left. - \lambda_2 c_{i2}^m G_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, G_{i2}^m(\eta,\tau_1,\tau_2)\right],$$

$$v_1^m(\eta,\zeta,\tau_1,\tau_2) = \frac{1}{4(\eta+\zeta)}\sum_{i=m}^{n}(-1)^{i+m}\left[\lambda_1 c_{i1}^m F_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, F_{i3}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) + \right.$$

$$+ f_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\left[(\lambda_2 c_{i2}^m - \lambda_1 c_{i1}^m)\, f_{i3}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) + \lambda_2 c_{i2}^m P_i^m(\eta)\right] - \tag{43}$$

$$\left. - \lambda_2 c_{i2}^m G_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, G_{i3}^m(\eta,\tau_1,\tau_2)\right],$$

$$w_1^m(\eta,\zeta,\tau_1,\tau_2) = \frac{1}{4(\eta-\zeta)}\sum_{i=m}^{n}\left[\lambda_1 c_{i1}^m F_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, F_{i4}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) + \right.$$

$$+ f_i^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\left[(\lambda_2 c_{i2}^m - \lambda_1 c_{i1}^m)\, g_{i4}^m(\eta,\tau_1,\tau_2) - \lambda_2 c_{i2}^m P_i^m(\eta)\right] - \tag{44}$$

$$\left. - \lambda_2 c_{i2}^m G_{i1}^m(\zeta,\tau_1,\tau_2)\, G_{i4}^m(\eta,\tau_1,\tau_2)\right].$$

Таким образом, коэффициенты яркости, являющиеся функциями двух угловых переменных, выражаются через функции $F_{ij}^m(\zeta)$, $g_{ij}^m(\zeta)$, $f_{ij}^m(\zeta)$, и $G_{ij}^m(\zeta)$, зависящие от одной угловой переменной. Параметры τ_1 и τ_2 входят в выражения для коэффициентов яркости только через посредство этих вспомогатальных функций.

В случае изотропного рассеяния ($n=m=0$) формулы (41) и (42) совпадают с выражением для коэффициента отражения света от двуслойной атмосферы, полученным в работе [4], а при $\tau_2=\infty$ (41), (43) и (44) переходят в соответствующие выражения для коэффициентов яркости, найденные в работе [5].

Подставляя (41)—(44) и аналогичные выражения для $V_j^m(\eta,\zeta)$, $W_j^m(\eta,\zeta)$, $v_j^m(\eta,\zeta)$ и $w_j^m(\eta,\zeta)$ при $j=2;\ 3;\ 4$ в формулы (35)—(38), мы получаем для вспомогательных функций системы нелинейных интегральных уравнений. В случае однородной атмосферы эта система превращается в известную систему уравнений для функций $\varphi_i^m(\zeta)$ и $\psi_i^m(\zeta)$ (см. [2]).

В следующей работе автора для вспомогательных функций будут выведены сравнительно простые линейные интегральные уравнения.

Ленинградский государственный
университет

BRIGHTNESS COEFFICIENTS FOR TWO-LAYER ATMOSPHERE AT ANISOTROPIC SCATTERING. I

A. K. KOLESOV

Anisotropic scattering of radiation in a two-layer atmosphere is investigated. The layers differ in phase functions and in values of optical thickness and of particle albedo. The atmosphere is supposed to be illuminated by parallel beam of radiation. The emergent intensities and the intensities of radiation on the boundary between the layers are expressed in terms of auxiliary functions of one angular variable.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*. Научные труды. т. 1. Изд. АН Арм.ССР, 1960.
2. *В. В. Соболев*. Рассеяние света в атмосферах планет. Наука, М., 1972.
3. *С. Д. Гутшабаш*. Вестн. ЛГУ, № 1, 158, 1957
4. *В. В. Соболев*. Астрон. ж., 51, 50, 1974.
5. *А. К. Колесов*. Труды АО ЛГУ, 32, 1976
6. *И. Н. Минин*. Астрон. ж., 43, 1244, 1966.
7. *В. В. Соболев*. ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
8. *S. Ueno*. Ap. J., 132, 729, 1960.
9. *Э. Г. Яновицкий*. Астрон. ж., 38, 912, 1961

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ПЕРЕНОС МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 16 декабря 1974
Пересмотрена 14 апреля 1975

Получено уравнение для переноса момента количества движения в сферической оболочке в случае бессилового полоидального магнитного поля. Вычисляется тороидальная составляющая напряженности магнитного поля для сферической и цилиндрической оболочек, покоящихся в начальный момент времени. Исследуется случай сферической оболочки с радиальным магнитным полем и постоянной альвеновской скоростью соответствующей этому полю, которая вращается в начальный момент времени в соответствии с законом: $\Omega \sim r^{-2}$. Показано, что расчет тороидальной составляющей магнитного поля необходимо проводить совместно с уравнением для изменения угловой скорости вращения.

В работе [1] была решена задача о переносе момента количества движения от звезды в оболочку для простых случаев конфигураций полоидального магнитного поля:

1) в сферической системе координат: $H_p = (H_r, 0)$, $H_r \sim r^{-2}$;

2) в цилиндрической системе координат: $H_p = (H_r, 0)$, $H_r \sim r^{-1}$.

В настоящей работе получено уравнение переноса момента вращения в сферической оболочке для бессилового полоидального магнитного поля. На основе полученных решений в [1], описывающих изменение угловой скорости вращения в оболочке со временем, оценивается тороидальная составляющая магнитного поля вблизи поверхности звезды для случаев сферической и цилиндрической оболочек и вычисляется для сферической оболочки с постоянной альвеновской скоростью, соответствующей радиальной составляющей напряженности магнитного поля. В последнем случае рассматривается также решение уравнения переноса момента количества движения: в предположении, что вещество оболочки в момент времени $t=0$

вращается в соответствии с законом $\Omega \sim r^{-2}$, вычисляется тороидальная составляющая поля в оболочке. Показано, что при расчете торогенерации тороидальной составляющей необходимо привлекать уравнение для изменения угловой скорости вращения.

1. *Перенос момента количества движения в оболочке при наличии бессилового полоидального магнитного поля.* Рассмотрим вращающуюся звезду и окружающую ее плазменную оболочку с вмороженным магнитным полем. Будем предполагать, что оболочка имеет осевую симметрию. Напишем уравнения магнитной гидродинамики идеально-проводящей жидкости в сферической системе координат с центром в начале звезды, считая, что поле скоростей в оболочке: $\vec{v} = (0, 0, \Omega r \sin\theta)$, где Ω — угловая скорость вращения вещества в оболочке, а напряженность магнитного поля $\vec{H} = (H_r, H_\theta, H_\varphi)$. Считая поле по H_r и H_θ бессиловым и пренебрегая в проекциях гидродинамического уравнения на r и θ членами, содержащими Ω и H_φ, получим систему уравнений:

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2}, \tag{1}$$

$$r\sin\theta\,\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \frac{H_\theta}{4\pi\rho}\left(\frac{H_\varphi}{r\,\mathrm{tg}\,\theta} - \frac{1}{r}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\theta}\right) + \frac{H_r}{4\pi\rho}\left(\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = r\sin\theta\,H_r\,\frac{\partial\Omega}{\partial r} + H_\theta\sin\theta\,\frac{\partial\Omega}{\partial\theta}, \tag{3}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 H_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\,H_\theta) = 0, \tag{4}$$

Будем полагать, что давление в оболочке p и плотность вещества ρ связаны между собой политропным законом:

$$p = K\rho^\gamma \tag{5}$$

Интегрируя (1) и считая, что $((GM)/r_0)\cdot((\gamma-1)/(\gamma K\rho_0^{\gamma-1})) = 1$, получим следующий закон изменения ρ в оболочке:

$$\rho = \rho_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^k, \tag{6}$$

где $k = 1/(\gamma - 1)$, r_0 — радиус звезды, ρ_0 — плотность вещества вблизи поверхности звезды.

Дифференцируя (2) по t и пользуясь (3) и (6), найдем следующее уравнение для угловой скорости вращения в оболочке:

$$\frac{\partial^2\Omega}{\partial t^2} = a_1^2\frac{\partial^2\Omega}{\partial r^2} + \frac{a_{12}^2}{r}\frac{\partial^2\Omega}{\partial r\partial\theta} + \frac{a_2^2}{r^2}\frac{\partial^2\Omega}{\partial\theta^2} + \frac{b}{r}\frac{\partial\Omega}{\partial r} + \frac{c}{r^2}\frac{\partial\Omega}{\partial\theta}, \tag{7}$$

где

$$a_1^2 = \frac{H_r^2}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^k, \quad a_{12}^2 = \frac{2H_rH_\theta}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^k, \quad a_2^2 = \frac{H_\theta^2}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^k,$$

$$b = \frac{1}{\sin\theta}\left(\frac{r}{r_0}\right)^k\left(\frac{2H_rH_\theta}{4\pi\rho_0}\cos\theta + \frac{H_\theta}{4\pi\rho_0}\frac{\partial H_r}{\partial\theta}\sin\theta + \frac{2H_r^2}{4\pi\rho_0}\sin\theta + \right.$$

$$\left. + \frac{H_r}{4\pi\rho_0}\frac{\partial H_r}{\partial r}r\sin\theta\right),$$

$$c = \frac{1}{\sin\theta}\left(\frac{r}{r_0}\right)^k\left(\frac{2H_\theta^2}{4\pi\rho_0}\cos\theta + \frac{H_\theta}{4\pi\rho_0}\frac{\partial H_\theta}{\partial\theta}\sin\theta + \right.$$

$$\left. + \frac{H_r}{4\pi\rho_0}\frac{\partial H_\theta}{\partial\theta}\sin\theta + \frac{H_rH_\theta}{4\pi\rho_0}\sin\theta\right).$$

Задача о переносе момента вращения от звезды в оболочку сводится к решению уравнения (7) при следующих начальных и граничных условиях:

$$\Omega|_{t=0} = 0, \quad \left.\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right|_{t=0} = 0 \quad r > r_0, \quad \Omega|_{r=r_0} = \Omega_0, \quad \Omega \to 0 \quad r \to \infty. \tag{8}$$

Второе условие в (8) выражает отсутствие в начальный момент времени силы, действующей со стороны магнитного поля на вещество оболочки в азимутальном направлении. Фиксирование угловой скорости вращения звезды означает, что изменение момента вращения вследствие передачи его оболочке мало. В общем случае: $\Omega|_{r=r_0} = \Omega(t)$. Можно не ограничиваться случаем бессилового поля в оболочке, а рассмотреть произвольное полоидальное магнитное поле. Тогда распределение плотности вещества в ней описывается более сложным законом. Но, как будет видно из дальнейшего, качественные выводы относительно передачи момента вращения остаются теми же. Уравнение, аналогичное уравнению (7), можно получить и в цилиндрической системе координат.

Рассмотрим в качестве примера оболочку с вмороженным дипольным магнитным полем. Тогда для составляющих H_r и H_θ имеет место представление [2]:

$$H_r = 2H_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^3\cos\theta, \quad H_\theta = -H_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^3\sin\theta, \tag{9}$$

где H_0 — напряженность магнитного поля на поверхности звезды.

Пользуясь (9), получим для a_1^2, a_{12}^2, a_2^2, b, c следующие выражения:

$$a_1^2 = 4a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}\cos\theta, \qquad a_{12}^2 = -a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}\sin 2\theta,$$

$$a_2^2 = a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}\sin^2\theta,$$

$$b = -2a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}\cos 2\theta, \qquad c = a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}(\sin\theta\cos\theta - 2\cos^2\theta) \qquad (10)$$

где

$$a_{01}^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}.$$

Еще раз преобразуем уравнение (7) и его коэффициенты (10). Для этого воспользуемся тем, что процесс передачи момента вращения от звезды в данное место оболочки определяется напряженностью магнитного поля вдоль силовой линии, идущей от поверхности звезды и проходящей через выбранную точку оболочки. Исключим из этого уравнения зависимость от θ, воспользовавшись уравнением силовой линии дипольного магнитного поля в сферической системе координат [2]:

$$r = r_e\sin^2\theta, \qquad (11)$$

где $r_e = r_0/\sin^2\theta_0$.

Используя (11) и переходя от переменной θ к r, получим следующее уравнение, описывающее изменение угловой скорости вращения Ω вдоль силовой линии:

$$\frac{\partial^2\Omega}{\partial t^2} = a_{01}^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6-k}\left(1-\frac{r}{r_0}\sin^2\theta_0\right)\times$$
$$\times\left\{\frac{\partial^2\Omega}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Omega}{\partial r}2\left[1-\frac{2\left(1-\frac{r}{r_0}\sin^2\theta_0\right)^{1/2}}{\left(\frac{r}{r_0}\sin^2\theta_0\right)^{1/2}}\right]\right\}, \qquad (12)$$

где $r/r_0\sin^2\theta_0 \leqslant 1$.

Уравнение (12) вместе с условиями (8) определяет процесс передачи момента количества движения от звезды в данное место оболочки вдоль силовых линий дипольного магнитного поля.

Однако результаты, полученные в [1], позволяют сделать выводы о том, что процесс передачи характеризуется величиной:

$$t_0 = \int\limits_{s_0}^{s} \frac{ds}{a_{Ap}}. \tag{13}$$

где ds—элемент длины силовой линии, a_{Ap} — альвеновская скорость, соответствующая полоидальной составляющей магнитного поля.

В случае сферической оболочки с квазирадиальным магнитным полем ds заменяется на dr. Для дипольного магнитного поля ds и a_{Ap} равны:

$$\begin{gathered} ds^2 = dr^2 + r^2 (d\theta)^2 = \frac{(4 - 3r/r_0 \sin^2\theta_0)}{4(1 - r/r_0 \sin^2\theta_0)}\, dr, \\ a_{Ap} = a_{01}^2 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{6-k}{2}} \left(4 - 3\frac{r}{r_0}\sin^2\theta_0\right)^{1/2}. \end{gathered} \tag{14}$$

Используя (14), имеем для t_0:

$$t_0 = \int\limits_{r_0}^{r} \frac{\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{6-k}{2}} dr}{2a_{01}\left(1 - \frac{r}{r_e}\right)^{1/2}}. \tag{15}$$

Для астрофизических приложений не обязательно решать уравнение (12), а достаточно использовать для оценки времени передачи момента вращения формулу (13).

2. *Нахождение тороидальной составляющей магнитного поля H_φ для сферической оболочки.* Как показано в [1], изменение угловой скорости вращения со временем в сферической оболочке с радиальным магнитным полем дается следующим выражением:

$$\Omega(r, t) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{1/2} \Omega_0 \int\limits_0^{\infty} \frac{\cos\lambda \frac{t}{t_0}}{\lambda} \times$$

$$\times \frac{Y_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right] J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) - Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right] d\lambda}{J^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) + Y^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right)}, \tag{16}$$

где $t_0 = \frac{r_0}{H_r}\sqrt{4\pi\rho_0}$, $J_{\frac{1}{2n}}$, $Y_{\frac{1}{2n}}$ — Бесселевы функции 1-го и 2-го родов,

$$n = \frac{6-k}{2}.$$

Выражение (16) получено в предположении, что в момент времени $t = 0$ оболочка покоится.

При вычислении H_φ будем исходить из уравнения (3). Полагая в нем $H_\theta = 0$, интегрируя его по t, в предположении $H_\varphi(r, 0) = 0$, получим:

$$H_\varphi(r, t) = H_r r \sin\theta \int_0^t \frac{\partial\Omega}{\partial r}\, dt. \tag{17}$$

Дифференцируя (16) по r, подставляя $\partial\Omega/\partial r$ в выражение (17) и меняя порядок интегрирования, имеем для H_φ:

$$
\begin{aligned}
H_\varphi(r, t) = &-\frac{1}{\pi} H_r \Omega_0 t_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{1/2} \sin\theta \int_0^\infty \frac{\sin\lambda\frac{t}{t_0}}{\lambda} \times \\
&\times \frac{Y_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right] J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) - Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right]}{J^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) + Y^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right)}\, d\lambda - \\
&-\frac{2}{\pi} H_r \Omega_0 t_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n+\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{\sin\lambda\frac{t}{t_0}}{\lambda} \times \\
&\times \frac{Y'_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right] J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) - Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) J'_{\frac{1}{2n}}\left[\frac{\lambda}{n}\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right]}{J^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) + J^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right)}\, d\lambda
\end{aligned}
\tag{18}
$$

Вычислим выражение (18) при $n = 1$. В этом случае для H_φ найдем:

$$H_\varphi(r, t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < \dfrac{r - r_0}{a_0} \\ -H_r \sin\theta\,\Omega_0 t_0 \left(\dfrac{r}{r_0}\right) & \text{при } t > \dfrac{r - r_0}{a_0}, \end{cases} \tag{19}$$

где $a_0 = \dfrac{H_r^0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$.

Приведем решение (19) к другому виду, воспользовавшись тем, что $H_r = H_r^0\left(\dfrac{r_0}{r}\right)^2$ и $t_0 = \dfrac{r_0}{H_r^0}\sqrt{4\pi\rho_0}$. Подставляя эти соотношения в (19), имеем:

$$H_\varphi(r, t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < \dfrac{r - r_0}{a_0} \\ -v^0\sqrt{4\pi\rho_0}\left(\dfrac{r_0}{r}\right)\sin\theta & \text{при } t > \dfrac{r - r_0}{a_0}, \end{cases} \tag{20}$$

где $v^0 = \Omega_0 r_0$.

Выражение (20) показывает, что величина тороидальной составляющей напряженности магнитного поля определяется вращением звезды.

В случае переменной альвеновской скорости в оболочке интегралы, стоящие в правой части (18), не выражаются через элементарные функции. Исследуем (18) вблизи поверхности звезды, т. е. при $r = r_0$. Тогда получим для H_φ:

$$H_\varphi^0(r_0, t) = -\frac{2}{\pi} H_r^0 \Omega_0 t_0 \sin\theta \int\limits_0^\infty \frac{\sin\lambda\dfrac{t}{t_0}}{\lambda} \times$$

$$\times \frac{Y'_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) J_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) - Y_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) J'_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right)}{J^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right) + Y^2_{\frac{1}{2n}}\left(\frac{\lambda}{n}\right)}\, d\lambda \tag{21}$$

Переходя в (21) к пределу под знаком интеграла при $t/t_0 \to \infty$ и пользуясь выражениями для $J_{1/2n}$ и $Y_{1/2n}$ при малых значениях аргумента (3), придем к следующему представлению для H_φ^0 при $t/t_0 \gg 1$:

$$H_{\varphi}^{0} \approx -\frac{4n}{\Gamma^{2}\left(\frac{1}{2n}\right)\sqrt{\pi}} H_{r}^{0}\Omega_{0} J_{0} \left(\frac{t}{t_{0}}\right)^{1-\frac{1}{n}} \sin\theta, \tag{22}$$

где $\Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)$ — гамма-функция.

Используя выражение для t_0, найдем, что:

$$H_{\varphi}^{0} \approx -\frac{4n}{\Gamma^{2}\left(\frac{1}{2n}\right)\sqrt{\pi}} v_{r}^{0}\sqrt{r\rho_{0}} \left(\frac{t}{t_{0}}\right)^{1-\frac{1}{n}} \sin\theta. \tag{23}$$

Возрастание H_{φ}^{0} со временем в данном случае связано с тем, что угловая скорость вращения в оболочке возрастает непрерывно [1], в то время, как в случае постоянной альвеновской скорости Ω возрастает скачком. Верхняя граница для t в (22) определяется размером оболочки и равна времени прохождения альвеновской волны через нее.

3. Оценка тороидальной составляющей магнитного поля H_{φ} для цилиндрической оболочки с $H_r \sim r^{-1}$. В работе [1] была получена для цилиндрической оболочки с $H_r \sim r^{-1}$ и $H_{\varphi} = 0$, покоящейся в момент времени $t=0$ следующая формула, которая описывает изменение Ω со временем:

$$\Omega(r, t) = \Omega_0 - \frac{2}{\pi}\Omega_0 \int_0^{\infty} \frac{\cos\lambda\frac{t}{t_0}}{\lambda} \times$$

$$\times \frac{Y_0\left[\frac{\lambda}{m}\left(\frac{r}{r_0}\right)^m\right] J_0\left(\frac{\lambda}{m}\right) - Y_0\left(\frac{\lambda}{m}\right) J_0\left[\frac{\lambda}{m}\left(\frac{r}{r_0}\right)^m\right]}{J_0^2\left(\frac{\lambda}{m}\right) + Y_0^2\left(\frac{\lambda}{m}\right)} d\lambda, \tag{24}$$

где $m = \frac{4-k}{2}$.

Тороидальная составляющая поля H_{φ} при $H_{\varphi}(r, 0) = 0$ имеет вид:

$$H_{\varphi}(r, t) = rH_r \int_0^t \frac{\partial\Omega}{\partial r} dt. \tag{25}$$

Вычисляя производную $\partial\Omega/\partial r$ с помощью (24), подставляя ее в (25) и меняя порядок интегрирования, получим следующее представление для H_z:

$$H_z = -\frac{2}{\pi} H_r \Omega_0 t_0 r \int_0^\infty \frac{\sin \lambda \frac{t}{t_0} \; \frac{d}{dr} \varphi_\lambda \left[\frac{1}{m} \left(\frac{r}{r_0} \right)^m \right] d\lambda}{\lambda^2 \; J_0^2\left(\frac{\lambda}{m}\right) + Y_0^2\left(\frac{\lambda}{m}\right)}. \tag{26}$$

Функция $d\varphi_\lambda/dr$ определяется выражением:

$$\frac{d\varphi_\lambda}{dr} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^m \frac{\lambda}{m} \left\{ Y_0' \left[\frac{\lambda}{m} \left(\frac{r}{r_0}\right)^m \right] J_0\left(\frac{\lambda}{m}\right) - Y_0\left(\frac{\lambda}{m}\right) J_0' \left[\frac{\lambda}{m} \left(\frac{r}{r_0}\right)^m \right] \right\} \tag{27}$$

Рассмотрим (26) вблизи поверхности звезды. Подставляя (27) в (26) и производя замену переменных $z = \lambda (t/t_0)$, придем к следующему выражению для H_z^0:

$$H_z^0 = -\frac{4m}{\pi^2} H_r^0 \Omega_0 t \int_0^\infty \frac{\sin z}{z^2} \frac{dz}{J_0^2\left(\frac{t_0}{t} \frac{z}{m}\right) + Y_0^2\left(\frac{t_0}{t} \frac{z}{m}\right)}. \tag{28}$$

Оценим H_z^0 при больших t/t_0. Для этого разобьем интеграл в (28) на два: $\int_0^\infty = \int_0^1 + \int_1^\infty$. При $t/t_0 \gg 1$, переходя в интеграле к пределу при $t/t_0 \to \infty$, получим для него представление:

$$H_z^0 \approx -0.5\, m H_r \Omega_0 \frac{t}{\ln^2 \frac{2mt}{\gamma_1 t_0}}, \tag{29}$$

где γ_1 — постоянная Эйлера ($\gamma_1 = 0.5772\ldots$).

Из выражения (29) следует, что в процессе передачи момента вращения от звезды в оболочку H_z^0 возрастает. Предельная величина тороидальной составляющей напряженности магнитного поля вблизи поверхности звезды определяется временем прохождения альвеновской волны через оболочку.

4. Генерация тороидальной составляющей магнитного поля в сферической вращающейся оболочке. При $\vec{H} = (H_r, 0, H_z)$ и $k = 4$, уравнение (7) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} = a_0^2 \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2}. \tag{30}$$

Рассмотрим решение этого уравнения при следующих начальных и граничных условиях:

$$\Omega|_{t=0} = \Omega_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad \frac{\partial\Omega}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0, \quad \Omega|_{r=r_0} = \Omega_0. \tag{31}$$

Произведем в (30) замену переменных: $r_1 = r - r_0$. Это преобразование не меняет уравнения (30), а условия (31) принимают следующий вид:

$$\Omega|_{t=0} = \Omega_0\left(\frac{r_0}{r_0 + r_1}\right)^2, \quad \frac{\partial\Omega}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0, \quad \Omega|_{r_1=0} = \Omega_0. \tag{32}$$

Решение уравнения (30) при условиях (32) можно написать сразу [4]:

$$\Omega(r, t) = \Omega_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{1 + \dfrac{a_0^2t^2}{r^2}}{\left(1 - \dfrac{a_0^2t^2}{r^2}\right)^2} \quad \text{при} \quad t < \frac{r - r_0}{a_0}, \tag{33}$$

$$\Omega(r, t) = \Omega_0\left[1 - \frac{r_0^2}{(r + a_0t)^2} + \frac{r_0^2}{(a_0t - r + 2r_0)^2}\right] \quad \text{при} \quad t > \frac{r - r_0}{a_0}. \tag{34}$$

Второй и третий члены в правой части выражения (34) при $t \to \infty$ стремятся к 0, поэтому $\Omega \to \Omega_0$.

Обратимся теперь к задаче о генерации тороидальной составляющей магнитного поля дифференциальным вращением оболочки. Обычно предполагается [5], магнитное поле не влияет на вращение и в уравнение (17) подставляют следующий закон вращения среды: $\Omega = \Omega_0(r_0/r)^2$. Решение (33) показывает, что так можно делать только при $t \ll (r/a_0)$. В общем случае для нахождения H_φ необходимо использовать решения (33) и (34).

Вычислим H_φ при $t < (r - r_0)/a_0$. Дифференцируя (33) по r и подставляя $(\partial\Omega)/(\partial r)$ в (17), получим для H_φ

$$H_\varphi = -2H_r \sin\theta\, \Omega(r, 0) \int\limits_0^t \frac{1 + 3\dfrac{a_0^2t^2}{r^2}}{\left(1 - \dfrac{a_0^2t^2}{r^2}\right)^3}\, dt \tag{35}$$

где $t < \dfrac{r - r_0}{a_0}$.

Вычисляя интеграл, стоящий в правой части (35), найдем, что:

$$H_\varphi = -2H_r \sin\theta\, \Omega(r, 0) \frac{t}{\left(1 - \dfrac{a_0^2t^2}{r^2}\right)^2}. \tag{36}$$

Формула (36) показывает, что при $t \ll (r/a_0)$ она не отличается от выражения $H_\varphi = -2H_r\Omega(r, 0)\, t \sin\theta$, которое обычно используется при оценке величины тороидальной составляющей магнитного поля [5], но когда величина $(a_0^2t^2)/r^2$ близка к единице, приведенное выражение и соотношение (36) могут различаться на порядок величины.

Величина $t_* = (r - r_0)/a_0$ является верхней временной границей, в пределах которой справедливо (36). При $t > t_*$ на оболочку начинает влиять присутствие вращающейся звезды и H_φ вычисляется с использованием выражений (34) и (20). Поскольку вычисления довольно просты, то приведем окончательное выражение для H_φ при $t \gg (r/a_0) \gg t_*$. Оно имеет следующий вид:

$$
\begin{aligned}
H_\varphi \approx & -H_r \sin\theta\, \Omega_0 t_0 \frac{r}{r_0} - 2H_r \sin\theta \frac{\Omega(r, 0)\, t_*}{\left(1 - \dfrac{a_0^2 t^2}{r^2}\right)^2} - \\
& - H_r \sin\theta\, \Omega(r, 0) \frac{r}{a_0} \left[\frac{1}{\left(1 + \dfrac{a_0 t_*}{r}\right)^2} + \frac{1}{\left(\dfrac{a_0 t_*}{r} - 1 + 2\dfrac{r_0}{r}\right)^2} \right].
\end{aligned}
\tag{37}
$$

5. *Обсуждение результатов и их применение.* В работе [1] полученные оценки для времени передачи момента вращения от звезды оболочке магнитным полем использовались для интерпретации сброса оболочки у звезды типа Be—γ Кассиопеи. Предполагалось, что время между появлением и исчезновением оболочки определяется характерным временем передачи момента вращения. Это дает возможность оценить магнитное поле вблизи поверхности звезды. Оценки проводились для случаев, когда полоидальное магнитное поле в оболочке меняется как $r^{-\nu}$, где $\nu = 1.2$. Оценим напряженность дипольного магнитного поля вблизи поверхности звезды, пользуясь формулой [15] при $k = 4$, значению которого соответствует $\gamma = 5/4$. Характерное время t_* при заданном внешнем радиусе оболочки находится из условия: $r_{об} = r_*$. Вычисляя [15], найдем:

$$
t_* = \frac{r_{об}}{a_0}\left(\frac{r_{об}}{r_0}\right)\left(1 - \frac{r_0}{r_{об}}\right)^{3/2} \frac{1}{3}\left(2 + \frac{r_0}{r_{об}}\right)
\tag{38}
$$

Полагая $t_* \sim 10^7$ *сек*, $r_{об} \sim 10\, r_0$, $r_0 = 7\cdot 10^{11}$ *см*, $\rho_0 \sim 10^{-12}$ *г/см*^{3}, получим, что $H_0 \sim 10$ *гс*.

Для полного исследования динамики оболочки звезды типа Be в магнитном поле этих оценок недостаточно. Необходимо в систему уравнений магнитной гидродинамики включить центробежную силу и силу магнитного поля $\dfrac{H_\varphi}{4\pi\rho}\dfrac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi)$, как это было сделано в работе [6], посвященной динамике сброса оболочки у Сверхновой.

Выражения (20), (23), (29), (36) для $H_{\cdot}$ получены в результате совместного рассмотрения процессов передачи момента вращения и генерации тороидальной составляющей магнитного поля дифференциальным вращением оболочки. Обычно при исследовании генерации магнитного поля ограничиваются заданием поля скоростей в среде. Динамические эффекты, связанные с влиянием магнитного поля на поле скоростей не учитываются, так как задача становится сложной. В настоящей работе решена задача, в которой учитывается влияние генерируемого тороидального магнитного поля на угловую скорость вращения среды. Полученные результаты отличны от обычных [5], что нашло отражение, например, в формуле (36). Действительно при

$$t = t_0 - \frac{r - r_0}{a_0}, \qquad 1 - \frac{a_0^2 t^2}{r^2} = \left(2 - \frac{r_0}{r}\right)\left(\frac{r_0}{r}\right) \text{ и при } \frac{r_0}{r} \ll 1$$

тороидальная составляющая $H_{\cdot}$ может достигать больших величин. Это обстоятельство может оказаться важным при исследовании проблемы возникновения магнитного поля в Галактике, в звездах, на Солнце.

Ухтинский индустриальный
институт

TRANSFER OF ROTATIONAL MOMENTUM IN STELLAR ENVELOPES BY MAGNETIC FIELD

V. N. MOROZOV

The equation of transfer of rotational momentum in a spherical envelope for a force-free poloidal magnetic field is derived. The toroidal component of the strength of magnetic field for spherical and cylindrical envelopes being equilibrium at the initial moment is calculated. The example of spherical envelope with radial component and its constant alfven velocity rotating in accordance with the law: $\Omega \sim r^{2}$ is investigated. The calculation of the toroidal component of the magnetic field is shown to be made necessarily together with the equation describing the change of the angular velocity of rotation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Морозов*, Астрофизика, 9, 567, 1973
2. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммер*, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967
3. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971
4. *А. Н. Тихонов, А. А. Самарский*, Уравнения математической физики, Наука, М., 1966
5. *С. Б. Пикельнер*, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
6. *Г. С. Бисноватый-Коган, Ю. П. Попов, А. А. Самохин*, Препринт № 16, ИПМ АН СССР, 1975

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1975 ВЫПУСК 1

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕАКТОРЕ

Ю. А. НИКОЛАЕВ, В. Н. ЦЫТОВИЧ, А. С. ЧИХАЧЕВ

Поступила 18 ноября 1974

В плазменном турбулентном реакторе (PTR) может вырабатываться степенной спектр релятивистских электронов $\sim 1/p^{\gamma}$. Для астрофизических приложений он представляет особый интерес в связи с близостью показателя γ к среднему значению, получаемому из статистического анализа распределения радиоисточников.

Рассмотрены PTR в слабом магнитном поле $(\omega_{H_e} \ll \omega_{p_e})$ для различных типов анизотропной турбулентности. Найдено, что спектр электронов имеет универсальный характер. Для показателя спектра получено значение $\gamma = 3$. Указывается ряд факторов, которые могут изменить спектр электронов.

В последнее время интенсивно развивалась теория плазменных турбулентных реакторов (PTR), которые рассматривались впервые в [1] как области космического пространства, в которых интенсивное взаимодействие излучения и релятивистских частиц вырабатывает степенные по энергии спектры частиц $1/p^{\gamma}$. Интерес к этому вопросу связан в первую очередь с тем, что в космических условиях очень часто наблюдаются как раз степенные спектры релятивистских электронов. В [2] было показано, что из довольно общих соображений уравнение для показателя γ имеет решение $\gamma = 3$, что близко к среднему значению 2.7 в космических условиях [3]. Теория PTR была применена к объяснению излучения ядер галактик [4, 5] и рентгеновских источников [6]. Дальнейшее уточнение теории PTR проводилось в направлении учета эффектов комптонизации [7, 8] и нахождению автомодельных решений [9, 10]. Настоящее исследование посвящено анализу влияния магнитных полей на спектры частиц, вырабатываемые в PTR. Нужно заметить, что роль магнитного поля уже отчасти анализировалась, когда рассматривалось синхротронное излучение и реабсорбция как механизм, приводящий к перераспределению энергии между излучением и релятивистскими частицами. Однако роль магнитного поля не сводится только к этому эффекту. Так, в [11] было показано, что даже слабое магнитное поле может изменять угловое распределение ленгмюровских пульсаций. Кроме того, в магнитном поле появляются другие ветви пульсаций плазмы, которые могут быть также сильно возбуждены. В настоящем исследовании мы ограничимся слабым магнитным полем

$$\omega_{He} \ll \omega_{pe}, \qquad \omega_{He} = \frac{eH}{m_e c}, \qquad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}, \tag{1}$$

$$\frac{H^2}{8\pi} \sim W, \tag{2}$$

где W — плотность энергии турбулентных колебаний. В качестве таких колебаний будут рассмотрены высокочастотные электронные пульсации, а именно, ленгмюровские (l) и вистлеры (w). Существенно новым элементом будет учет анизотропии этих пульсаций. Будем считать, что турбулентные колебания распространяются строго по внешнему магнитному полю H или против него. Для ленгмюровских колебаний это предположение оправдано для волновых чисел $k < \omega_{He}/V_{Te}$ [11]. Развитие ленгмюровской турбулентности, как показано в [12], приводит к нелинейной трансформации турбулентных колебаний как раз в область малых волновых чисел K. Для вистлеров имеются как теоретические [13], так и экспериментальные указания на то, что они, как правило, распространяются вдоль магнитного поля. Спектры турбулентности вистлеров были найдены в этих условиях в [13].

1. *Описание РТR в случае анизотропной турбулентности.* Кинетическое уравнение для электронов и уравнение переноса излучения [2] могут быть записаны в виде, явно содержащем спектральную функцию турбулентности. Эта функция $W_{\omega,\Omega}$ характеризует как частотный спектр турбулентности, так и ее анизотропию. Интеграл от спектральной функции турбулентности по соответствующей области изменения частоты пульсации ω, и телесному углу Ω, дает среднюю плотность энергии турбулентных колебаний W. Приведем здесь соответствующую запись для уравнения переноса с учетом лишь плазменного механизма излучения. В качестве такого механизма рассматривается трансформация пульсаций плазменной турбулентности в высокочастотное излучение при рассеянии на релятивистских электронах.

$$\begin{aligned}\frac{\partial I^s_{\omega,\mathbf{v}}}{\partial t} = {} & I^s_{\omega,\mathbf{v}} \int_0^\infty d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx \int \frac{W_{\omega_1\Omega_1}}{\omega_1} w^s_{l\omega_1\mathbf{v}}(\vec{k}_1)\,\varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial\varepsilon}\frac{f_{\varepsilon,x}}{\varepsilon^2}\, d\omega_1 d\Omega_1 + \\ & + \frac{\omega^2}{(2\pi)^3}\int_0^\infty d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx \int \frac{W_{\omega_1\Omega_1}}{\omega_1}\, w^s_{l\omega_1\omega\mathbf{v}}(\vec{k}) f_{\varepsilon x}\, d\omega_1 d\Omega_1.\end{aligned} \tag{3}$$

Функция распределения электронов $f_{\varepsilon, x}$ и интенсивность излучения $I^{\sigma}_{\omega, y}$ считаются не зависящими от угла φ в плоскости, перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля, поэтому в уравнение входит усредненная вероятность излучения волны с поляризацией σ и частотой ω.

$$w^{\sigma}_{\varepsilon, x, \omega, y}(\vec{k}_1) = \frac{1}{2\pi}\int w^{\sigma}_{\vec{p}}(\vec{k}_1, \vec{k})\, d\varphi. \qquad (4)$$

Далее x — косинус угла скорости релятивистского электрона с направлением внешнего магнитного поля, y — косинус угла между направлением распространения электромагнитной волны и магнитным полем,

а $f_{\varepsilon, x}$ и $I^{\sigma}_{\omega, y}$ нормированы следующими условиями:

$$\int_0^{\infty} d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx f_{\varepsilon, x} = n_e, \qquad \int_0^{\infty} d\omega \int_{-1}^{1} dy I^{\sigma}_{\omega, y} = I^{\sigma} \qquad (5)$$

здесь n_e — концентрация релятивистских электронов, I^{σ} — плотность электромагнитного излучения поляризации, $\sigma = 1, 2$ (постоянная Планка $\hbar = 1$, скорость света $c = 1$). Векторы поляризации излучения удобно выбрать в виде:

$$\vec{e}^{(1)} = \frac{[\vec{k}[\vec{k}\vec{H}]]}{|[\vec{k}[\vec{k}\vec{H}]]|}, \qquad \vec{e}^{(2)} = \frac{[\vec{k}\vec{H}]}{|[\vec{k}\vec{H}]|}.$$

Регулярный метод получения вероятности $w^{\sigma}_{\vec{p}}(\vec{k}_1, \vec{k})$ состоит в вычислении интенсивности излучения релятивистского электрона в результате колебаний под действием полей турбулентных пульсаций [12].

В случае, например, вистлеров эти поля могут быть представлены суперпозицией волн с положительной и отрицательной частотой. Для электрического поля пульсации будем иметь

$$\vec{E} = \int E_{k_1}\vec{e}(k_1)\, e^{-i\omega_1 t + i\vec{k}_1\vec{r}}\, dk_1, \qquad E_{k_1} = E^{+}_{\vec{k}_1}\delta(\omega_{\vec{k}_1} - \omega_1) + E^{-}_{\vec{k}_1}\delta(\omega_1 + \omega_{\vec{k}_1}) \qquad (6)$$

$$(\omega_{\vec{k}_1} > 0, \quad dk_1 = d\vec{k}_1 d\omega_1)$$

Здесь $E_{\vec{k}}$ представляют комплексные амплитуды, фаза которых — случайная величина. В условиях квазистационарности и однородности плазмы усреднение по фазам дает

$$\langle E_{k_1} E_{k_1'} \rangle = (I_{k_1}^{+} \delta(\omega_1 - \omega_{k_1}^{+}) + I_{k_1}^{-} \delta(\omega_1 - \omega_{k_1}^{-})) \delta(k_1 - k_1') \tag{7}$$

Здесь $I_{k_1}^{\pm}$ — корреляционная функция электрических полей,

$$\langle E_{\vec{k}_1} E_{\vec{k}_1'} \rangle = I_{\vec{k}_1} \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2^1)$$

Это позволяет получить среднюю энергию турбулентных пульсаций в виде

$$W = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^{-} \varepsilon_{ij} e_j^{+} \Big|_{\omega = \omega_{\vec{k}_1}} I_{\vec{k}_1} d\vec{k}_1 \tag{8}$$

и определить число плазмонов $N_{\vec{k}_1}$ через корреляционную функцию электрических полей

$$I_{\vec{k}_1} = \frac{\omega_{\vec{k}_1}^2}{2\pi^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^{-} \varepsilon_{ij} e_j^{+} \Big|_{\omega = \omega_{\vec{k}_1}}} N_{\vec{k}_1}, \tag{9}$$

где $\vec{e}^{\,\pm}$ — нормальные орты вистлеров с положительной и отрицательной частотой, а ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости.

С помощью корреляционной функции $I_{\vec{k}_1}$ можно найти и трансформацию пульсаций в излучение в низшем порядке по турбулентному полю (комптон-эффект). Поэтому интенсивность спонтанного излучения при рассеянии плазмонов на релятивистских электронах, определяемая как

$$Q^s = \int w_{\vec{p}}^s (\vec{k}_1, \vec{k}) \, \omega N_{\vec{k}_1} f_{\vec{p}} \frac{d\vec{p}\, d\vec{k}\, d\vec{k}_1}{(2\pi)^9}, \tag{10}$$

приводит к следующему выражению для вероятности

$$w_{\vec{p}}^s (\vec{k}_1, \vec{k}) = \frac{4 (2\pi)^9 \omega_{\vec{k}_1}^2 \, | e_i^s \Lambda_{ij} e_j^{\pm} |^2}{\frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 \varepsilon^s \Big|_{\omega = \omega_{\vec{k}}} \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^{-} \varepsilon_{ij} e_j^{+} \Big|_{\omega = \omega_{\vec{k}_1}}} [\delta(\omega - \vec{k}\vec{v} + \vec{k}_1 \vec{v}) +$$

$$+ \delta(\omega - \vec{k}\vec{v} - \vec{k}_1 \vec{v})] \tag{11}$$

Здесь учтено, что для вистлеров $k_1 v \gg \omega_1$ (рассматриваются колебания в области $k_1 \ll \omega_{pe}$ с законом дисперсии $\omega_1 = \omega_{He} | z | k_1^2/\omega_{pe}^2$, $z = (\vec{k}_1 \vec{H})/k_1 H$).

С учетом этого соотношения для рассеяния на незамагниченных электронах имеем

$$\Lambda_{ij} = \frac{ie^2}{(2\pi)^3 \omega_1 (\vec{k}_1\vec{v})^2} [(\vec{k}_1\vec{k}) v_i v_j - (\vec{k}_1\vec{v}) v_i k_j + (\vec{k}_1\vec{v})^2 \delta_{ij} - (\vec{k}_1\vec{v}) k_{1i} v_j] \tag{12}$$

Хотя в рассматриваемом процессе $k_1/\omega \ll 1$, последние два слагаемые в (12) следует учесть наравне с первыми, которые, как видно из дальнейшего, содержат дополнительную малость, связанную с поперечностью излучения ($\vec{e}^s \perp \vec{k}$) и тем обстоятельством, что вероятность излучения для релятивистских частиц заметна лишь в узком конусе вдоль направления движения частиц. Это означает, что x близко к y. Это же свойство излучения приводит к тому, что в кинетическое уравнение [2] входит вероятность, проинтегрированная как по спектру турбулентности, так и по угловой переменной в интенсивности излучения

$$U^z_{k,\omega,x} = \int_{-1}^{1} dy \int \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3} N_{\vec{k}_1} w^z_{k,\omega,x,y} \tag{13}$$

и аналогично в уравнение переноса излучения

$$U^z_{k,\omega,y} = \int_{-1}^{1} dx \int \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3} N_{\vec{k}_1} w^z_{k,\omega,x,y} \tag{14}$$

Используя для спектральной функции турбулентности решение [13], соответствующее каналированию вистлеров вдоль внешнего магнитного поля

$$W_{\omega,v_z} = W_\omega [W_1 \delta(z-1) + W_2 \delta(z+1)], \tag{15}$$

после соответствующих интегрирований получаем

$$U^z_{k,\omega,y} = \frac{4(2\pi)^6}{\omega \frac{\partial}{\partial\omega}\omega^2\varepsilon^s \Big|_{\omega=\omega_{\vec{k}}}} \int \frac{W_{\omega_1}\omega_1^2}{\frac{\partial}{\partial\omega}\omega^2 e_i^* \varepsilon_{ij} e_j \Big|_{\omega=\omega_{\vec{k}_1}}} k_1 \times$$

$$\times \left\{ \frac{(W_1|\Lambda^s|^2_{z=1} + W_2|\Lambda^s|^2_{z=-1})_{\vec{k}\vec{v}=\omega-\vec{k}_1\vec{v}}}{\sqrt{\left(\frac{2k_1x}{\omega} - \frac{m^2}{\varepsilon^2}\right)(1-xy)(y-x)^2}} + \right. \tag{16}$$

$$\left. + \frac{(W_1|\Lambda^s|^2_{z=1} + W_2|\Lambda^s|^2_{z=-1})_{\vec{k}\vec{v}=-\omega-\vec{k}_1\vec{v}}}{\sqrt{\left(-\frac{2k_1x}{\omega} - \frac{m^2}{\varepsilon^2}\right)(1-xy)-(y-x)^2}} \right\} dk_1 dy$$

Теперь видно, что вероятность $w^1_{k,\varepsilon,x,q}$ действительно отлична от нуля лишь когда y близко к x. Кроме того, следует заметить, что первое слагаемое в (16) отвечает взаимодействию с электронами, имеющими составляющую скорости по направлению $\vec{H}$ $(x>0)$, а второе отвечает противоположному случаю $(x<0)$.

2. *Спектр релятивистских электронов, генерируемых геликонным PTR.* Обратимся теперь к анализу характера спектра электронов, вырабатываемого в PTR тогда, когда наряду с синхротронным механизмом основным процессом является трансформация в излучение турбулентных пульсаций с законом дисперсии, характерным для вистлеров или геликонов

$$\omega_k = \omega_{He}\frac{k_1^2}{\omega_{pe}^2}.$$

Спектр такой турбулентности [3] $W_k \sim \omega_k^{1/2}$. Комптоновский механизм излучения определяется параметром $q = \omega m^2/2\omega_{He}\varepsilon^2$, при этом вероятность можно представить в виде

$$U^1_{k,\varepsilon,x} = \frac{m^2\omega_{pe}^2}{\varepsilon^2\omega^2}\Lambda^1(q,x). \tag{18}$$

Как легко видеть из выражения (16), условие излучения на колебаниях с фазовыми скоростями $v_\varphi < 1$ принимает в данном случае вид

$$q < \frac{k_1|x|}{\omega_{pe}}. \tag{19}$$

Характер зависимости $U^1_{k,\varepsilon,x} \sim \omega^{-2}\varepsilon^{-2}$ означает, что в плазменном турбулентном реакторе может вырабатываться квазистационарный степенной спектр релятивистских электронов $f_{\varepsilon} \sim 1/\varepsilon^{\gamma}$ [2]. При этом уравнение для показателя спектра определяется интегралами вида

$$R_1^\gamma = \int_0^\infty q^{\frac{\gamma}{2}}\Lambda^1(q,x)\,dq, \tag{20}$$

для которых с учетом синхротронного излучения получаем

$$R_1^\gamma = \frac{2e^2\pi^2}{3\omega_{pe}^2}\left[x\left(\frac{k_{1\max}|x|}{\omega_{pe}}\right)^{\frac{\gamma-2}{2}}\frac{1-\beta^{\frac{\gamma}{2}}}{1-\beta}a_\gamma^2(p,x) + \nu_H(2\zeta)^{\frac{\gamma-2}{2}}\frac{9}{2}(1-x^2)b_\gamma^2\right] \tag{21}$$

где

$$p = \frac{x^+ - x^-}{x}, \quad x^\pm = \frac{W^\pm}{nm}, \quad x = x^+ + x^-, \quad \beta = \frac{k_{1\min}}{k_{1\max}},$$

$W^\pm$ — плотность энергии турбулентности вистлеров, распространяющихся по направлению магнитного поля, и против него,

$$x_H = \frac{H^2}{8\pi nm}, \qquad \zeta = 3eH\sqrt{1-x^2}/4m\omega_{pe},$$

$$a_1^{(1)} = 6\left\{\frac{(\gamma+4)(\gamma+6)+4(3+x^2)}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)} \pm \frac{4p}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)}\right\} \tag{22}$$

$$a_1^{(2)} = 6\left\{\frac{(\gamma+4)(\gamma+6)+4(1+3x^2)}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)} \pm \frac{4px^2}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)}\right\}$$

а коэффициенты b_i^1, пропорциональные коэффициенту синхротронной реабсорбции, приведены в [2]. (Знаки $\pm$ в фигурных скобках отвечают $x>0$ и $x<0$). Для определения γ используем общее уравнение [2]

$$R_2^1 + R_2^2 - \frac{R_{1-1}^1}{R_1^1} R_3^1 - \frac{R_{1-1}^2}{R_1^2} R_3^2 = 0. \tag{23}$$

Легко видеть, что возможным значением показателя спектра является $\gamma=3$. Приведенное трансцендентное уравнение можно решать численно. Такой анализ возможности существования других решений показал, что решение $\gamma=3$ единственно в области значений $0.5<\gamma<10$. Действительно, рассмотренное уравнение можно представить в виде кубического уравнения относительно x

$$x^3C_3(\gamma) + x^2C_2(\gamma) + xC_1(\gamma) + C_0(\gamma) = 0. \tag{24}$$

Единственность показателя $\gamma=3$, независимо от x, означает при этом, что все коэффициенты $C_i(3)=0$, а при $\gamma<3$ и $\gamma>3$ имеют одинаковые знаки, что подтверждается численным расчетом, на основании которого на рис. 1, 2 построены графики коэффициентов уравнения (24) при некоторых конкретных значениях параметров.

3. *PTR с одномерной ленгмюровской турбулентностью.* Будем считать, что ленгмюровские колебания распространяются только по или против $\vec{H}$. Тогда [3] зависимость вероятности $U^{\,l}_{\vec{k},\omega,\vec{k}'}$ рассеяния ленгмюровской волны (l) в поперечную (t) от параметра q определяется следующими выражениями:

$$\Lambda^{(1)}(q,\ x) = \frac{\pi^2 e^2 x_l}{2\omega_{pe}^2}(1-2q+3q^2)(1-x^2), \tag{25}$$

$$\Lambda^{(2)}(q,\ x) = \frac{\pi^2 e^2 y_l}{2\omega_{pe}^2}(1-2q+q^2)(1-x^2) \tag{26}$$

$$x_l = \frac{W_l}{nm}$$

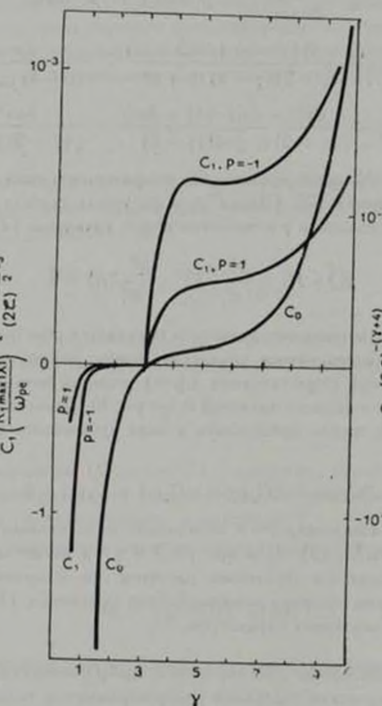


Рис. 1.

Здесь, как и выше, уравнение турбулентного реактора, определяющее возможные значения показателя степенного спектра γ, по-прежнему имеет вид (23). Используя (25), (26) и учитывая наряду с процессом $l \to t$ рассеяния

($\eta <$) также процессы синхротронного излучения, получим уравнение для γ в виде

$$C_3(\gamma)\, x^3 (1 - x^2)^3 + C_2(\gamma)\, x^2 (1 - x^2)^2 + C_1(\gamma)\, x (1 - x^2) +$$
$$+ C_0(\gamma)\, (2\zeta)^{\gamma+4} = 0 \qquad (27)$$

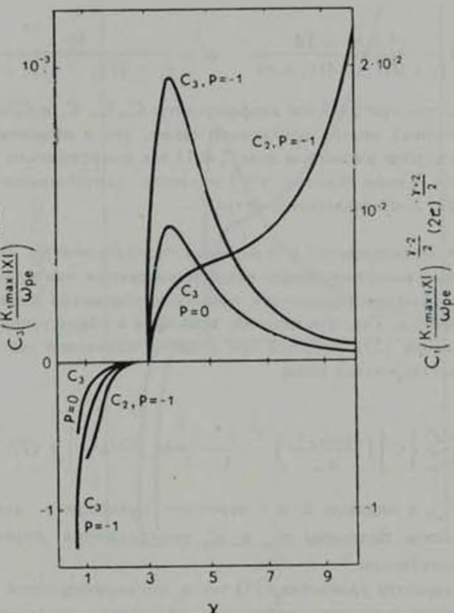


Рис. 2.

Коэффициенты выражаются через γ и ζ следующим образом:

$$C_3 = a_2^1 a^2_{\gamma-1} a_3^2 + a^2 a^1_{\gamma-1} a_3^1 - a_\gamma^1 a_\gamma^2 (a_2^1 + a_2^2), \qquad C_2 = C_2^1 (2\zeta)^{\frac{\gamma+4}{2}} + C_2^2 (2\zeta)^2,$$

$$C_2^1 = a^1 a_2^2 b^1_{\gamma-1} + a_3^2 a_\gamma^1 b^2_{\gamma-1}, \quad C_2^2 = -a_\gamma^1 a_\gamma^2 (b_2^1 + b_2^2),$$

$$C_1 = C_1'(2\zeta)^{3-\frac{\gamma}{2}} + C_1''(2\zeta)^{\frac{\gamma}{2}-1}, \qquad C_1 = a_\gamma^1 b_{\gamma-1}^2 b_3^2 + a_\gamma^2 b_{\gamma-1}^1 b_3^1 -$$

$$- (a_\gamma^1 b_\gamma^2 + a_\gamma^2 b_\gamma^1)(b_2^1 + b_2^2). \tag{28}$$

$$C_1 = a_3^1 b_{\gamma-1}^1 b_\gamma^2 + a_3^2 b_{\gamma-1}^2 b_\gamma^1, \qquad C_0 = b_3^2 b_{\gamma-1}^2 b_\gamma^1 + b_\gamma^1 b_{\gamma-1}^1 b_\gamma^2 - b_\gamma^1 b_\gamma^2 (b_\gamma^1 + b_\gamma^2),$$

здесь

$$a_\gamma^1 = 3\frac{\gamma^2 + 6\gamma + 12}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)}, \qquad a_\gamma^2 = \frac{12}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)}. \tag{29}$$

Легко видеть, что при $\gamma = 3$ все коэффициенты C_0, C_1, C_1 и C_2 обращаются в нуль. Численный анализ показывает также, что в широком интервале $1 < \gamma < 10$ (в слабом магнитном поле, $\zeta \ll 1$) эти коэффициенты имеют одинаковые знаки. Таким образом, $\gamma = 3$ является единственным решением уравнения (27) для показателя спектра.

4. *PTR с ленгмюровской и геликонной турбулентностью.* В турбулентной плазме поля соответствующие колебаниям разных мод не коррелируют между собой. Поэтому вероятности процессов, обязанных разным плазмонам, складываются. Так, для величин, входящих в общее уравнение турбулентного реактора (23), получим при наличии плазмонов как ленгмюровской, так и вистлеровской моды

$$R_\gamma^s = \frac{2e^2c^2}{3\omega_{pe}^2}\left\{ w_w\left[\left(\frac{k_{1\max}|x|}{\omega_{pe}}\right)^{\frac{\gamma-3}{2}} \frac{1-\beta^{\frac{\gamma}{2}}}{1-\beta} a_{\gamma w}^s + \delta a_{\gamma l}^s\right] + (2\zeta)^{\frac{\gamma-3}{2}} b_\gamma^s\right\}, \tag{30}$$

здесь $\delta = w_l/w_w$, а индексы w и l отвечают пульсациям двух рассматриваемых типов. Величины $a_{\gamma w}^s$ и $a_{\gamma l}^s$ определяются формулами (22) и (29) соответственно.

Однако характер уравнения (23) таков, что коэффициенты $a_{\gamma w}^s$ и $a_{\gamma l}^s$ входят нелинейно и поэтому необходимо отдельное, численное решение этого уравнения. Как и в предыдущих случаях, оно может быть представлено в виде кубического уравнения, например, относительно x^m. Но при этом его коэффициенты будут зависеть помимо прочего от отношения уровней турбулентности (δ) разных мод (l и w).

На рис. 3, 4 представлен ход коэффициентов соответствующего уравнения в зависимости от γ. Эти графики показывают, что в рассмотренном интервале $0.5 < \gamma < 10$ единственным значением показателя спектра γ, удовлетворяющего уравнению PTR (23), является $\gamma = 3$.

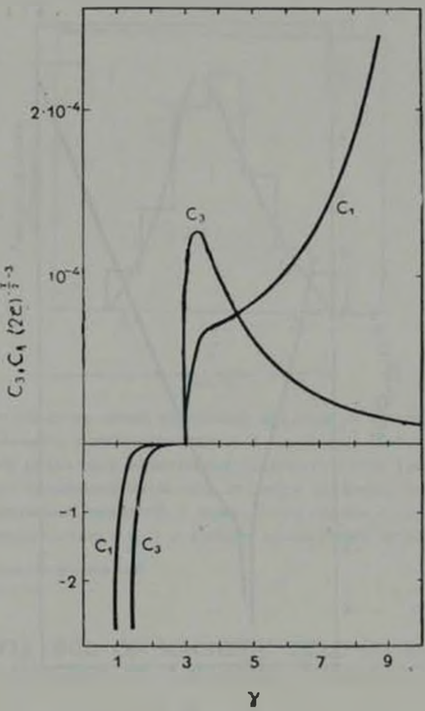


Рис. 3.

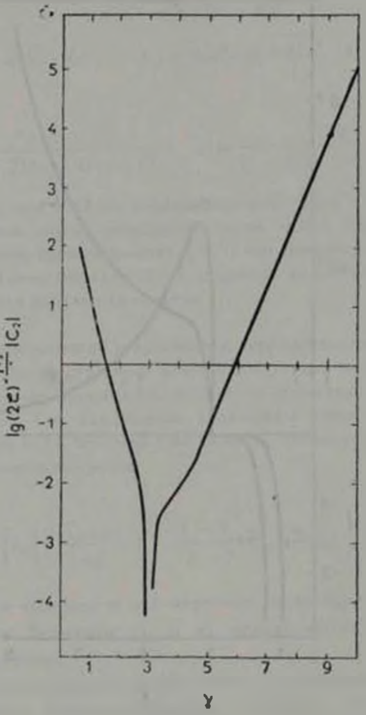


Рис 1

Заключение. Проведенное исследование показало универсальность степенного спектра PTR с $\gamma=3$ при наличии магнитного поля, что важно для возможных астрофизических приложений, т. к. наличие магнитных полей

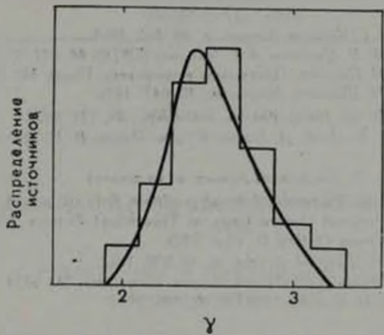


Рис. 5.

в космических объектах самой различной природы не вызывает сомнений. Эту универсальность можно сопоставить с известным статистическим анализом спектров различных космических радиоисточников (рис. 5), для которых наиболее вероятным значением является величина, близкая к $\gamma=3$. Разброс наблюдаемых значений γ может быть связан с условием выхода частиц, неоднородностью и т. п. и требует дальнейшего исследования.

Московский инженерно-физический
институт

ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON RELATIVISTIC ELECTRON SPECTRA IN A PLASMA TURBULENT REACTOR

Y. A. NIKOLAEV, V. N. TSITOVICH, A. S. CHIKHACHEV

The power law spectrum of relativistic electrons $\sim 1/\varepsilon^{\gamma}$ can be generated in the plasma turbulent reacter (PTR). This is of particular interest for astrophysical applications because the coefficient γ is almost equal to the mean value obtained from the statistical analysis of radio source distribution.

PTR-s have been considered in weak magnetic field for different types of anisotropic turbulence. The electron spectrum is found to be

of universal character. The spectrum coefficient $\gamma = 3$ is obtained. A number of factors which can change the electron spectrum are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Цытович, А. С. Чихачев,* Астрон. ж., 48, 486, 1969.
2. *Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, А. С. Чихачев,* ЖЭТФ, 64, 877, 1973.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович,* Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
4. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович,* Астрон. ж., 49, 647, 1972.
5. *C. A. Norman, D. ter Haar,* Astron. Astrophys., 24, 121, 1973.
6. *С. А. Каплан, Ф. К. Лемб, Д. Пайнс, К. Дж. Петик, В. Н. Цытович,* Астрон. ж. (в печати).
7. *Ю. П. Очелков, О. Ф. Прилуцкий,* Астрон. ж. (в печати).
8. *C. J. Pethick, V. N. Tsytovich,* Astrophys. Space Sci., (in press).
9. *C. A. Norman,* Preprint Oxford Dept. of Theoretical Physics, 1974.
10. *C. A. Norman,* Thesis Oxford D. Phil, 1973.
11. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович,* Астрон. ж., 49, 890, 1972.
12. *В. Н. Цытович,* Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
13. *М. А. Лившиц, В. Н. Цытович,* ЖЭТФ, 62, 606, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ПОЛЕ СВЕРХПЛОТНОГО ПЛОСКОГО ГРАВИТИРУЮЩЕГО СЛОЯ

Г. Г. АРУТЮНЯН, Я. ГОРСКИЙ, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 5 февраля 1975

Проинтегрированы уравнения Эйнштейна для плоского гравитирующего слоя конечной толщины, состояние вещества которого описывается уравнением $P = P(\rho)$, принятым в области плотностей, характерных для белых карликов и нейтронных звезд.

Получены интегральные и внутренние характеристики таких объектов и найдено местоположение всегда расположенной вне распределения масс сингулярной плоскости, которая для плотных конфигураций почти совпадает с ее границей, а при уменьшении центральной плотности удаляется и в пределе стремится к бесконечности.

1. Рассмотрим плоский гравитирующий слой определенной толщины. Система координат выбрана таким образом, что ось z направлена перпендикулярно слою, а плоскость $z=0$ расположена в середине слоя.

Четырехмерный интервал в статическом случае может быть записан следующим образом [2]:

$$ds^2 = e^{\nu(z)} c^2 dt^2 - e^{\lambda(z)} (dx^2 + dy^2) - dz^2,$$

а соответствующие такой метрике уравнения Эйнштейна и гидродинамики имеют вид

$$\begin{aligned}
\lambda'' + \frac{1}{2}\lambda'^2 - \frac{\lambda'\nu'}{2} &= -\frac{8\pi k}{c^4}(P+\varepsilon),\\
\nu'' + \frac{1}{2}\nu'^2 + \frac{\lambda'\nu'}{2} &= \frac{8\pi k}{c^4}(3P+\varepsilon),\\
\frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda'\nu'}{2} &= \frac{8\pi k}{c^4} P,\\
P' &= -\frac{\nu'}{2}(P+\varepsilon),
\end{aligned} \tag{1}$$

где P, ε — давление и плотность энергии, а штрих означает дифференцирование по z.

Наряду с функциями $\lambda(z)$ и $\nu(z)$ целесообразно также вычислять величину

$$\sigma(z) = \frac{1}{c^2}\int_0^z (3P - \varepsilon)\, e^{-2\lambda}\, dz, \tag{2}$$

представляющую собой «накопленную» поверхностную плотность масс.

Для расчета конкретных конфигураций необходимо задать уравнение состояния вещества. В настоящей статье рассматриваются конфигурации, описываемые однопараметрическим $P = P(\rho)$, соответствующим состоянию вещества в белых карликах и нейтронных звездах [3], т. е. предполагается, что температура вещества конфигураций много меньше температуры вырождения частиц, образующих это вещество. Для облегчения расчета можно не учитывать ядерных взаимодействий в центральной части слоя и предполагать, что она состоит из вырожденного идеального газа нейтронов. Поэтому для «пре»-фазы гравитирующего слоя выбраны известные уравнения

$$\begin{aligned} \rho &= K_n(\operatorname{sh} t - t), \\ P &= \frac{K_n}{3}\left(\operatorname{sh} t - 8\operatorname{sh}\frac{t}{2} + 3t\right), \end{aligned} \tag{3}$$

где $K_n = \dfrac{m_n^4 c^5}{32\pi^2 \hbar^3}$, $t = \operatorname{arc\,sh}\dfrac{P_n}{m_n c}$.

«Аеп»-фаза вещества аппроксимирована уравнением [4]

$$P = 7.823\cdot 10^{-7} + 5.1723\cdot 10^{-4}\rho + 0.10719\,\rho^2, \tag{4}$$

а область вблизи наружного слоя («Ае»-фаза) описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{32}{3}\left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3 K_n\left(\frac{\overline{A}}{z}\right)x^3, \\ P &= \frac{4}{3}\left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 K_n\left[x(2x^2 - 3)\sqrt{1 + x^2} + 3\ln\left(x + \sqrt{1 + x^2}\right)\right], \\ \frac{\overline{A}}{z} &= 2 + 1.255\cdot 10^{-2}x + 1.755\cdot 10^{-5}x^2 + 1.376\cdot 10^{-6}x^3. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь A и z — атомный вес и номер соответствующих ядер.

2. Численное интегрирование уравнений (1)—(2) выполнено на ЭВМ «Наири-2» для области центральных плотностей от $\rho_c = 1.965\cdot 10^6$ до

$\rho_c = 6.295 \cdot 10^{18}$ г/см³. В качестве начальных условий выбраны следующие:

$$\lambda(0) = \nu(0) = 0,$$

$$\nu'(0) = 0,$$

$$\lambda'(0) = -\sqrt{\frac{8\pi k}{c^4} P(0)}\,, \qquad \sigma(0) = 0.$$

Уравнения (1)—(2) проинтегрированы для положительных значений z от нуля до z_0, которое мы в дальнейшем будем называть толщиной слоя.

В первом столбце табл. 1 выписаны центральные плотности рассмотренных конфигураций, во втором столбце — z_0, в третьем — значения величины $\sigma(z_0)$.

В случае сферических конфигураций важной характеристикой является полная масса и поэтому значительный интерес представляет кривая $M/M_\odot$ от $\lg \rho_c$. Рассмотренные в данной работе плоские конфигурации имеют бесконечную массу. Единственная возможность получить для плоского гравитирующего слоя величину, имеющую размерность массы — это составить произведение двух характеристик плоского слоя z_0^2 и $\sigma(z_0)$.

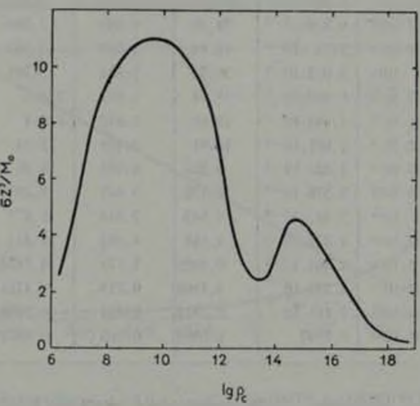


Рис. 1. Зависимость $\sigma(z_0) \cdot z_0^2$ (в единицах массы Солнца) от логарифма центральной плотности.

На рис. 1 приводится зависимость величины $z_0^2\,\sigma(z_0)$ от логарифма центральной плотности. Как видно из рисунка, картина изменения этой характеристики массы конфигурации аналогична той, которая получена для сферических звездных конфигураций белых карликов и нейтронных звезд. Максимумам кривой соответствуют значения [illegible] = 1.189·10[illegible] и ρ_c = 1.189·10[illegible]. Вопрос об устойчивости этих конфигураций требует специального изучения.

Таблица 1

ρ_c (г/см³)	σ ($M_\odot$/км²)	z_0 (км)	[illegible]	z_s (км)
$1.965 \cdot 10^{[illegible]}$	$2.112 \cdot 10^{-9}$	4167.5	3.668	$8.524 \cdot 10^{6}$
$1.572 \cdot 10^{7}$	$9.835 \cdot 10^{-9}$	2605.7	6.678	$1.833 \cdot 10^{6}$
$5.307 \cdot 10^{7}$	$2.314 \cdot 10^{-8}$	1905.7	8.404	$7.783 \cdot 10^{5}$
$1.29 \cdot 10^{8}$	$4.190 \cdot 10^{-8}$	11502.9	9.464	$4.279 \cdot 10^{5}$
$2.0[illegible]2 \cdot 10^{9}$	$2.675 \cdot 10^{-7}$	637.87	10.88	$6.735 \cdot 10^{4}$
$7.290 \cdot 10^{9}$	$6.028 \cdot 10^{-7}$	427.17	11.0	$2.991 \cdot 10^{4}$
$1.780 \cdot 10^{10}$	$1.072 \cdot 10^{-6}$	317.98	10.84	$1.756 \cdot 10^{4}$
$3.602 \cdot 10^{10}$	$1.674 \cdot 10^{-6}$	251.39	10.58	$1.078 \cdot 10^{4}$
$1.05 \cdot 10^{11}$	$3.276 \cdot 10^{-6}$	173.72	9.885	$5.509 \cdot 10^{3}$
$2.441 \cdot 10^{11}$	$5.410 \cdot 10^{-6}$	130.47	9.209	$3.339 \cdot 10^{3}$
$1.637 \cdot 10^{12}$	$9.749 \cdot 10^{-6}$	74.00	5.339	$1.789 \cdot 10^{3}$
$3.590 \cdot 10^{12}$	$1.72 \cdot 10^{-5}$	46.44	3.709	$1.047 \cdot 10^{3}$
$8.35 \cdot 10^{12}$	$3.092 \cdot 10^{-5}$	30.28	2.834	$5.795 \cdot 10^{2}$
$2.067 \cdot 10^{13}$	$6.989 \cdot 10^{-5}$	18.91	2.499	254.5
$5.041 \cdot 10^{13}$	$1.444 \cdot 10^{-4}$	13.60	2.671	125.4
$1.602 \cdot 10^{14}$	$2.881 \cdot 10^{-4}$	10.91	3.429	72.64
$2.290 \cdot 10^{14}$	$1.339 \cdot 10^{-3}$	5.551	4.125	15.22
$4.015 \cdot 10^{15}$	$3.576 \cdot 10^{-3}$	3.189	3.667	5.191
$1.33 \cdot 10^{16}$	$7.440 \cdot 10^{-3}$	1.943	2.812	2.477
$3.959 \cdot 10^{16}$	$1.323 \cdot 10^{-2}$	1.169	1.902	1.315
$1.115 \cdot 10^{17}$	$2.464 \cdot 10^{-2}$	0.6905	1.175	0.7324
$3.097 \cdot 10^{17}$	$4.237 \cdot 10^{-2}$	0.4102	0.713	0.4221
$8.450 \cdot 10^{17}$	$7.165 \cdot 10^{-2}$	0.2461	0.434	0.2493
$6.295 \cdot 10^{18}$	0.1997	0.0904	0.163	0.09075

В работе [2] показано, что четырехмерный интервал простым преобразованием координат удобно привести к виду

$$ds^2 = \frac{dt^2}{(1-b|z|)^{2/3}} - (1-b|z|)^{4/3}(dx^2+dy^2) - dz^2,$$

В тех же координатах внутренняя метрика записывается следующим образом:

$$ds^2 = \frac{C^{2/3}}{A} e^{\nu(z)} dt^2 - C^{4/3} e^{\lambda(z)} (dx^2 + dy^2) - dz^2.$$

Потребовав выполнения условия непрерывности компонент метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации z_0, для постоянных A, b, C получим

$$A = \exp\left(\nu(z_0) + \frac{\lambda(z_0)}{2}\right),$$

$$b = 3\nu'(z_0)\,(3z_0\nu'(z_0) - 4),$$

$$C = \left(-\frac{3}{4}\nu' z_0 + 1\right) e^{3\lambda(z_0)/4}.$$

На рис. 2 для конфигурации $t_c = 4$ приведена зависимость e^{ν} и e^{λ}, характеризующих отклонение метрики от евклидовой, от z. Крестиком отмечена граница распределения вещества.

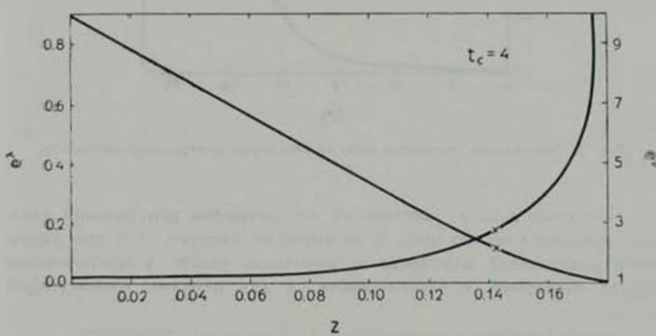


Рис. 2. Зависимость $e^{\nu(z)}$ и $e^{\lambda(z)}$ от координаты z для конфигурации с $t_c = 4$. Крестиками отмечена граница конфигурации. На левой оси ординат отложены значения e^{ν}, а на правой — e^{λ}.

Интересным свойством статических конфигураций с плоской симметрией является наличие сингулярной плоскости z_s (эта величина приведена в последнем столбце таблицы), положение которой в данном случае определяется из выражения

$$z_s = z_0 + \frac{4}{3|\lambda'(z_0)|}.$$

На этой плоскости $e^{\nu} \to \infty$, $e^{\lambda} \to 0$, но в отличие от сферических конфигураций эта плоскость всегда находится вне распределения вещества.

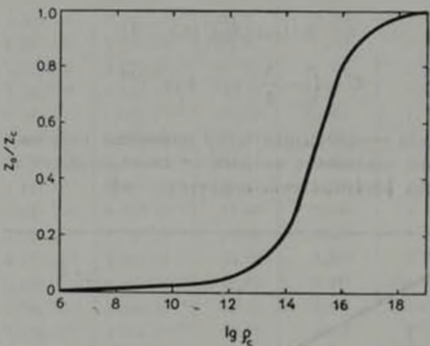


Рис. 3. Зависимость отношения z_0/z_s от логарифма центральной плотности.

Поведение z_0/z_s в зависимости от логарифма центральной плотности представлено на рис. 3, из которого следует, что при уменьшении центральной плотности z_s монотонно растет, в ньютоновском пределе обращаясь в бесконечность, а для плотных конфигураций $z_s \to z_p$.

Авторы благодарны профессору Г. С. Саакяну за обсуждения.

Ереванский государственный университет
Университет имени Пуркинье, Брно, ЧССР

THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE SUPERDENSE PLANE DESK

G. H. HARUTYUNIAN, J. HORSKI, E. V. CHUBARIAN

The Einstein gravitational equations in the plane desk are numerically integrated for the state equations $P = P(\rho)$ for the central mass density up to the superdense matter. The integral and the internal characteristics of such objects are tabulated and graphically presented.

By a numerical calculation it is proved that the singular plane lies outside of the desk; in the Newtonian case it is in infinity, for a superdense matter the singular plane lies outside, but very close, to the boundary of the configuration.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. H. Taub*, Ann. Mathem., 53, 472, 1951.
2. *Р. М. Авакян, Я. Горский*, Астрофизика, 11, 689, 1975.
3. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, М., 1972.
4. *Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 8, 375, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ С БОЛЬШИМ ГАЛО

В. С. ПТУСКИН, Я. М. ХАЗАН

Поступила 18 февраля 1975

Рассматривается распространение протонно-ядерной компоненты космических лучей в Галактике с размером гало 15 кпс. Рассчитаны химический состав (содержание вторичных ядер), анизотропия, полная мощность источников космических лучей. Считается, что межзвездный газ сосредоточен в галактическом диске, диффузия частиц изотропна, коэффициенты диффузии в гало и в диске различны. Оказывается, что отношения коэффициентов диффузии в гало и в диске должны составлять $D_h/D_g \sim 5 \div 100$, если источники космических лучей равномерно распределены в диске, $D_h/D_g \sim 30 \div 300$, если источники занимают центральную область Галактики.

1. Размер области эффективного удержания космических лучей (к. л.) в Галактике до сих пор остается неизвестным. Обсуждаются как модели с большим квазисферическим гало с размерами 10—15 кпс, так и модели без гало с полутолщиной диска порядка 100 пс [1, 2]. В принципе, вопрос можно решить с помощью наблюдений относительного содержания радиоактивных ядер в к. л. (в частности, ядер ^{10}Be), спектра электронной компоненты к. л. у Земли, спектра нетеплового радиоизлучения Галактики. Обработка имеющихся пока экспериментальных данных не дает достаточно убедительных доказательств в пользу какой-нибудь определенной модели. Однако последние расчеты радиоизлучения и спектра электронов свидетельствуют в пользу большого гало космических лучей [3]. Данные по содержанию ^{10}Be не противоречат такой возможности [4]. Отметим также, что у нашей Галактики, видимо, имеется протяженное газовое гало [5].

В настоящей работе анализируется распространение протонно-ядерной компоненты к. л. в диффузионной модели с большим гало. Обсуждаются вопросы, связанные с особенностями химического состава и анизотропии к. л. При этом рассмотрены два возможных варианта распределения источников к. л.: 1) источники заполняют диск Галактики; 2) основной источник находится в центре Галактики. Заметим, что в модели с центральным источником и свободным выходом частиц из Галактики наличие большого (квазисферического) гало необходимо, иначе частицы будут вытекать через близкую границу в межгалактическое пространство и концентрация к. л. у Земли экспоненциально мала.

2. Общая схема, описывающая распространение к. л. в Галактике, состоит в следующем: энергетические спектры источников к. л. имеют степенной вид; движение к. л. в Галактике носит диффузионный характер, чем и объясняется высокая изотропия и эффективное удержание частиц к. л.; при блуждании в галактических магнитных полях ядра к. л. взаимодействуют с межзвездным газом и это приводит к появлению вторичных ядер; вся требуемая для этого эффективная толща вещества набирается при движении к. л. от источников к наблюдателю в межзвездной среде.

Распространение релятивистской протонно-ядерной компоненты к. л. будем описывать стационарным диффузионным уравнением с учетом фрагментации:

$$-\nabla D(\vec{\rho})\nabla N_i(\vec{\rho}) + n(\vec{\rho})\, c\sigma_i N_i(\vec{\rho}) = q_i(\vec{\rho}), \qquad (1)$$

с дополнительными условиями $N_i|_\Sigma = 0$ на границах гало, что соответствует свободному выходу частиц в межгалактическое пространство.

Здесь $N_i(\vec{\rho})$ — концентрация ядер к. л. сорта i; $D(\vec{\rho})$ — коэффициент диффузии, который может зависеть от координат; σ_i — неупругое сечение взаимодействия ядер сорта i с ядрами межзвездного газа; $n(\vec{\rho})$ — концентрация межзвездного газа; член $q_i(\vec{\rho})$ описывает распределение источников и вклад в концентрацию ядер сорта i продуктов фрагментации более тяжелых ядер; скорости частиц полагаем равными скорости света c.

Область распространения к. л. выберем в виде цилиндра с радиусом $R = 15$ *кпс* и высотой $2d$, $d = 15$ *кпс* (см. рис. 1). Межзвездный газ со средней плотностью $n = 0.5$ $см^{-3}$ заполняет диск радиуса R и полутолщиной $b \ll R$ (считаем концентрацию газа в гало пренебрежимо малой), $b = 150$ *пс*. Мы предполагаем, что источники к. л. равномерно распределены в диске радиуса a, его толщина совпадает с толщиной газового диска. Конкретные расчеты проводились для случаев $a = R$ (источники равномерно распределены в диске Галактики и $a = b = 10^{-2}R$ (модель с центральным источником).

Прежде чем приступить к решению уравнения (1), необходимо задать зависимость коэффициента диффузии от координат. Обычно в диффузионных моделях коэффициент диффузии считают постоянным во всей области распространения*. В действительности, однако, нет оснований предполагать, что условия движения к. л. в различных областях Галактики одинаковы. Так, например, характерный масштаб неоднородностей, на которых происходит рассеяние частиц, видимо, растет при удалении от галактической плоскости. Эту наиболее характерную черту крупномасштабной зависимости коэффициента диффузии от координат можно учесть в первом приближении введением двух коэффициентов диффузии — в диске D_g и в гало D_r, причем $D_g < D_r$. Именно такая модель и будет рассматриваться в дальнейшем.

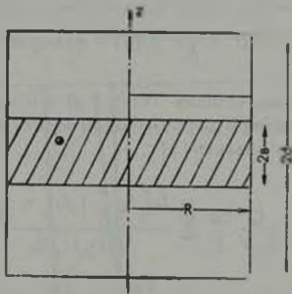


Рис. 1.

Для анализа химического состава ядер к. л. и вычисления анизотропии протонов к. л. достаточно решить уравнение (1) для первичных ядер, т. е. в члене q_i не учитывать фрагментацию ядер. При этом

$$q_i = \frac{Q_i}{V} \theta(b - |z|)\,\theta(a - r), \tag{2}$$

где Q_i и V — полная мощность источников и занимаемый ими объем.

Решение уравнения (1) ищем методом Фурье в виде, автоматически удовлетворяющем граничным условиям на цилиндрической поверхности (индекс i ниже опущен):

$$N(r, z) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k(z)\, J_0\left(\nu_k \frac{r}{R}\right), \tag{3}$$

* Речь идет о распространении к. л. в Галактике. При изучении движения быстрых частиц в солнечной системе обычно учитывается зависимость коэффициента диффузии от расстояния до Солнца (см., например, [6]).

$J_0(y)$ — функция Бесселя действительного аргумента нулевого порядка; ν_k — корни уравнения $J_0(y) = 0$. Представляя $q(r, z)$ в виде ряда по функциям Бесселя, получаем уравнение для $a_k(z)$:

$$\frac{d^2 a_k}{dz^2} - a_k \lambda_{k0}^2 = -2\frac{a}{R}\frac{Q}{D_1 V}\frac{J_1\left(\frac{a}{R}\nu_k\right)}{\nu_k J_1^2(\nu_k)}, \qquad (|z| < b);$$
$$\frac{d^2 a_k}{dz^2} - a_k \lambda_{k1}^2 = 0, \qquad (|z| > b). \tag{4}$$

Здесь $\lambda_{k0}^2 = \frac{\nu_k^2}{R^2} + \frac{nc\sigma}{D_1}$; $\lambda_{k1} = \frac{\nu_k}{R}$; $J_1(y)$ — функция Бесселя первого порядка.

Используя граничные условия $N(r; \pm d) = 0$ и требуя непрерывность концентрации частиц и диффузионного потока при $z = \pm b$, находим из уравнений (4) в области $|z| < b$:

$$N(r, z) = \frac{Q}{D_1 V}\frac{2a}{R}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{J_1\left(\nu_k \frac{a}{R}\right) J_0\left(\nu_k \frac{r}{R}\right)}{J_1^2(\nu_k)\,\nu_k \lambda_{k0}^2} \times \left\{1 - \operatorname{ch}(\lambda_{k0} z)\left[\operatorname{ch}\lambda_{k0} b + \frac{\lambda_{k0}}{\lambda_{k1}}\frac{D_1}{D_2}\operatorname{sh}\lambda_{k0} b \operatorname{th}\lambda_{k1}(d-b)\right]^{-1}\right\}. \tag{5}$$

Коэффициенты диффузии можно найти по относительному содержанию вторичных ядер (Li, Be, B), которые возникают при фрагментации более тяжелых ядер, главным образом, ядер M группы (C, N, O, F). Схема расчета для случая постоянной в пространстве плотности газа n приведена в монографии [1], она легко обобщается на интересующий нас случай. Для расчета воспользуемся измеренным отношением концентрации L и M ядер с энергиями 1 – 3 *Гэв/н* у Земли $L/M = 0.23$ [7] и примем следующие значения для сечений $\sigma_L = 132$ *мб*, $\sigma_M = 190$ *мб*, сечение фрагментации M ядер в L ядра $\sigma_{LM} = 80$ *мб*. Возможные значения коэффициентов диффузии D_1, D_2 определяются из условия равенства нулю содержания L — ядер в источниках. Это условие имеет вид (см. подробнее [1])*:

$$\frac{N_L(r_\odot, z_\odot)}{N_M(r_\odot, z_\odot)} = 1 + \frac{\sigma_M - \sigma_L}{\sigma_{LM}}\,\frac{L}{M}. \tag{6}$$

* В расчете не учитываются ядра тяжелее, чем M-группа, поэтому значения коэффициентов диффузии занижены примерно на 25%.

где $N_L(r_0, z_0)$ и $N_M(r_0, z_0)$ вычисляются по формуле (5) при условии $Q_L = Q_M$. Для солнечной системы полагаем $r_0 = 3\cdot10^{22}$ *см*, $z_0 = 4.5\cdot10^{19}$ *см*.

В данном случае, в отличие от варианта с одним коэффициентом диффузии, химический состав к. л. (а именно, относительное содержание легких ядер L/M) не фиксирует однозначно коэффициенты D_z и D_r, а определяет значение некоторой из комбинации. На плоскости D_r, D_z (см. рис. 2) возможные значения коэффициентов диффузии лежат на кривой A для случая равномерно распределенных в диске источников ($a = R$) и на кривой B для центрального источника ($a = b = 10^{-2}R$).

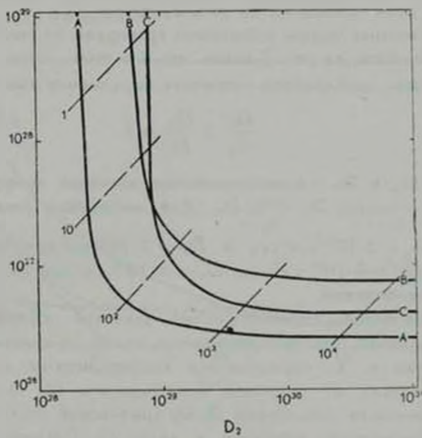


Рис. 2.

В работе [8] показано, что решение уравнения диффузии для первичных ядер в одномерной ($R = a = \infty$) модели с одним коэффициентом диффузии и источниками в диске можно при некоторых естественных предположениях привести к виду, типичному для так называемой однородной модели:

$$N_i \approx \frac{\bar{q}_i}{\bar{n}\cdot c}\cdot\frac{1}{(1/X) + \sigma_i}, \tag{7}$$

здесь $\bar{q}_i$, $\bar{n}$ — усредненные по всему объему Галактики мощность источников и плотность межзвездного газа. Величина X имеет смысл средней толщи вещества, проходимого ядрами в межзвездной среде. Приближение однородной модели часто используется при расчетах химического состава к. л. в силу простоты выражения (7) (ср., например, (7) с выражением (5) для концентрации N_i в диффузионной модели). Можно показать, что одномерная диффузионная модель с двумя коэффициентами диффузии и источниками в диске также сводится к однородной, причем средняя толща X определяется соотношением:

$$X \simeq \frac{ncb^2}{D_g}\left(\frac{1}{2} + \frac{D_g}{D_r}\frac{d-b}{b}\right). \tag{8}$$

Отношение $L/M = 0.23$ дает значение толщи, равное $X = 1/400$ *мб* (в других единицах это соответствует 6.5 *г/см*^{2}). Возможные значения D_g/D_r при этом приведены на рис. 2, кривая C.

Диффузионная модель с боковыми границами не сводится к однородной. Тем не менее, из рис. 2 видно, что и в этом случае связь между D_g и D_r можно приближенно описывать выражением типа (8):

$$\frac{D_{0g}}{D_g} + \frac{D_{0r}}{D_r} = 1. \tag{9}$$

Здесь D_{0g} и D_{0r} — асимптотические значения коэффициентов диффузии: $D_{0g} = \lim\limits_{D_r \to \infty} D_g$; $D_{0r} = \lim\limits_{D_g \to \infty} D_r$. Для выбранных выше значений параметров $D_{0g} = 3 \cdot 10^{26}$ *см*^{2}/*сек* и $D_{0r} = 2 \cdot 10^{28}$ *см*^{2}/*сек* для источников в диске и $D_{0g} = 8 \cdot 10^{26}$ *см*^{2}/*сек*, $D_{0r} = 6 \cdot 10^{28}$ *см*^{2}/*сек* для модели с центральным источником.

Существование асимптотических значений коэффициентов диффузии показывает, что при достаточно малом отношении D_r/D_g химический состав к. л. определяется коэффициентом диффузии в гало D_r и не зависит от величины коэффициента D_g; наоборот, при достаточно большом отношении D_r/D_g химический состав определяется лишь коэффициентом диффузии в диске D_g. Граничное значение отношения $D_r/D_g \sim 10^2$, полученное из численного расчета, хорошо согласуется с величиной $D_r/D_g \sim d/b$, которая следует из оценочной формулы (8).

Фактически, случаи $D_r/D_g \ll d/b$ и $D_r/D_g \gg d/b$ отличаются характером диффузионного движения частиц к. л. В первом случае частицы много раз пересекают газовый диск (примерно $(D_g/D_r)(d/b)$ раз) и набирают толщу за много «проходов» через центральную плоскость $z = 0$ прежде, чем выйдут из Галактики. Во втором случае частицы из гало быстро выносятся в межгалактическое пространство, так что наблюдатель, зафиксировавший частицу вблизи плоскости $z = 0$, практически не имеет шансов увидеть ее вновь; вся толща X набирается за один «проход» ядра через диск. В любом случас за один «проход» через диск частица набирает толщу порядка (ncb^2/D_z).

Зная распределение концентрации к. л. в Галактике (формула (5)) и используя значения коэффициентов диффузии, разрешенные данными о химическом составе к. л. (уравнение (6), рис. 2), можно найти анизотропию к. л. $\delta = -(3D_z/c)\nabla N/N$, связанную с диффузионным вытеканием частиц из Галактики, и полную мощность источников Q, необходимую для создания у Земли наблюдаемой концентрации частиц. Результаты вычислений для протонной компоненты к. л. проиллюстрированы на рис. 3 и 4 для двух типов распределений источников ($a = R$ и $a = b$). Приведены значения для двух составляющих анизотропии: поперек диска δ_z и радиальной δ_r, вблизи солнечной системы. Отметим, что величины δ и Q вычислялись для энергий частиц 1—3 *Гэв*. Плотность энергии протонов к. л. у Земли принималась равной 0.6 *эв/см*³.

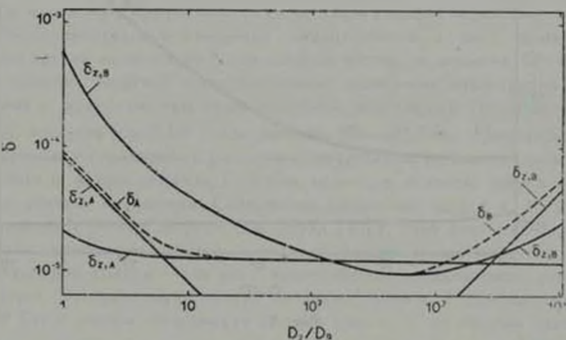


Рис. 3.

Как показано на рис. 3, 4, анизотропия и полная мощность источников к. л. существенно зависят от пространственного распределения источников, точнее от положения наблюдателя относительно источников (при $a = R$ наблюдатель находится в области источников, а при $a = b$ — вне ее). Отметим, что если источники равномерно распределены в диске, то при заданном химическом составе к. л. и плотности к. л. у Земли оказываются фиксированными значения анизотропии поперек диска δ_z и мощности источников Q. Существенной особенностью модели с центральным источником является отрицательное значение анизотропии δ_z — частицы втекают в диск через гало и составляющая анизотропии δ_z направлена к центральной плоскости диска. При условии $D_r/D_z > d/b$ полная мощность источников к. л. в модели с центральным источником растет по закону $Q \sim D_r$ и превышает обычно принимаемое значение $Q \sim 10^{40}$—10^{41} *эрг/сек*.

Важным является вопрос о концентрации частиц к. л. в гало. Для модели с центральным источником и при условии $D_r/D_g \leq d/b$ для модели с дисковым источником средние концентрации к. л. в диске и в гало примерно одинаковы. При условии $D_r/D_g > d/b$ в модели с источниками в диске средняя концентрация частиц к. л. в гало примерно в $(D_r/D_g \, b/d)$ раз меньше, чем в диске.

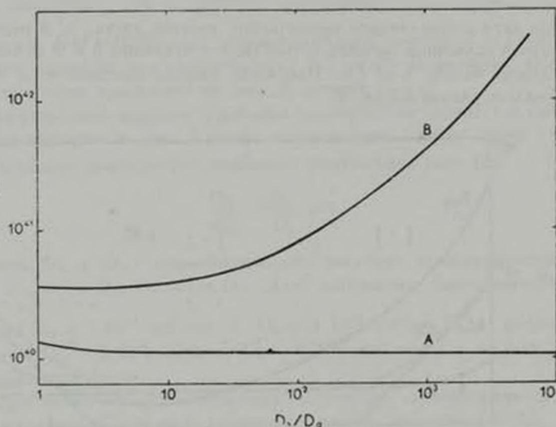


Рис. 4.

3. Мы рассмотрели некоторые особенности распространения релятивистской протонно-ядерной компоненты к. л. в диффузионных моделях с большим гало. Предполагается, что вторичные ядра и к. л. образуются при блуждании к. л. в межзвездном газе. В расчете не учитывались ядра, более тяжелые, чем M-группа, поэтому значения коэффициентов диффузии занижены, а величина толщи X завышена примерно на 25%. Зависимость коэффициента диффузии от координат учитывалась путем введения двух различных коэффициентов диффузии в диске (D_g) и гало (D_r).

Оказалось, что химический состав ядер к. л. (точнее, содержание вторичных ядер) слабо зависит от распределения источников, а определяется, главным образом, распределением межзвездного газа в Галактике и величинами коэффициентов D_g и D_r. При условии $D_r/D_g \ll d/b = 100$ состав к. л. определяется коэффициентом D_r (который в этом случае равен примерно $D_{rq} \sim 2$–$6 \cdot 10^{28}$ *см²/сек* для частиц с энергиями

1—3 *Гэв/н*), а при $D_r/D_z > d/b$ — коэффициентом D_z (при этом значение $D_{z0} \sim 3 - 8\cdot 10^{28}$ *см²/сек*).

Величина и направление анизотропии к. л. существенно зависят от распределения источников. В модели с равномерно распределенными в диске источниками составляющая анизотропии поперек диска Галактики δ_z при заданном химическом составе к. л. не зависит от отношения D_r/D_z, а определяется лишь положением наблюдателя относительно плоскости симметрии системы. Если принять для солнечной системы $z_\odot = 15$ *пс*, то величина $\delta_z = 2\cdot 10^{-4}$ (для энергий частиц 1—3 *Гэв*). Радиальная составляющая анизотропии δ_r падает с ростом отношения D_r/D_z от величины $\delta_r \sim 10^{-4}$ при $D_r/D_z = 1$ до $\delta \sim 10^{-5}$ при $D_r/D_z \sim 10$. В модели с центральным источником составляющая анизотропии δ_r, в общем, мала. Интересно, что в этом случае анизотропия δ_z направлена к плоскости Галактики, т. е. частицы втекают через гало в диск.

Экспериментальные измерения анизотропии к. л. пока дают лишь верхние оценки на величину δ для энергий частиц, не меньших 10^2—10^3 *Гэв* (при меньших энергиях непосредственные измерения анизотропии галактических к. л. невозможны из-за солнечной модуляции). По данным работы [9] величина $\delta \leq 2\cdot 10^{-4}$ при энергии 10^2—10^3 *Гэв*. Непосредственно это значение δ сравнивать с расчетным, полученным из анализа химического состава к. л. при энергиях 1—3 *Гэв*, нельзя, т. к. состав ядер к. л., возможно, зависит от энергии. Содержание вторичных ядер в к. л., видимо, уменьшается с ростом энергии (см. обзор [10]). Этот факт интерпретируется как уменьшение средней проходимой ядрами толщи вещества X, а в диффузионной модели — как рост эффективного коэффициента диффузии с энергией. Экстраполяция данных по анизотропии к. л. при энергиях выше 10^2 Гэв с учетом зависимости состава ядер к. л. от энергии дает ожидаемое значение анизотропии $\delta \leq 3\cdot 10^{-5}$ при энергиях 1—3 *Гэв* [8]. В рассматриваемой модели это означает, что отношение $D_r/D_z \gtrsim 3$ в варианте с источниками к. л., распределенными в диске Галактики и $D_r/D_z \gtrsim 20$ для случая центрального источника. При этом предполагается, что отношение D_r/D_z не зависит от энергии частиц. В принципе, возможно, что коэффициент D_z не зависит от энергии, а величина D_r растет с энергией, тогда при $D_r/D_z \gtrsim d/b \approx 10^2$ величина анизотропии практически остается постоянной, а доля вторичных ядер уменьшается с энергией.

Важно, что в любом из вариантов для согласования данных по анизотропии и составу к. л. приходится предполагать, что коэффициенты диффузии к. л. в диске и гало не равны между собой, причем $D_r/D_z > 1$.

Для определения отношения D_r/D_z требуется уточнить данные по анизотропии и составу ядер к. л. Пока наиболее правдоподобными представляются значения $D_г/D_д \sim 5 \div 100$ для модели с источниками к. л., распределенными в диске Галактики и $D_г/D_д \sim 30 \div 300$ для модели с центральным источником. Причем нижние оценки для отношения $D_г/D_д$ получены из требования высокой изотропии к. л., а верхние — из условия примерного равенства концентраций к. л. в галактическом диске и в гало для модели с распределенными в диске источниками и ограничения полной мощности источников к. л. в Галактике величиной $Q \lesssim 3 \cdot 10^{41}$ *эрг/сек* для модели с центральным источником.

Авторы признательны В. Л. Гинзбургу и Л. И. Дорману за обсуждение работы и замечания.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

COSMIC RAYS IN DIFFUSION MODEL WITH LARGE HALO

V. S. PTUSKIN, Ya. M. KHAZAN

The propagation of cosmic ray proton-nuclear component in the Galaxy with 15 *kpc* halo is considered. The chemical composition (secondary nuclei abundances), anisotropy, power of cosmic ray sources are calculated. We assume that interstellar gas is located in the galactic disk, particle diffusion is an isotropic one, diffusion coefficients in halo and disk are different. It turned out that the ratio of diffusion coefficients in halo and disk must be: $D_г/D_д \sim 5 \div 100$ if the cosmic ray sources are uniformly distributed in the disk; $D_г/D_д \sim 30 \div 300$ if the sources are located at the central region of the Galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, Происхождение космических лучей, Изд-во АН СССР, М., 1963.
2. *С. Хаякава*. Физика космических лучей, Мир, М., 1974.
3. *С. В. Буланов, В. А. Догель, С. И. Сыроватский*, Космические исследования, 13, 4, 1975, *В. А. Догель*, Диссертация, ИЗМИРАН, М., 1974.
4. *В. А. Прищеп, В. С.* Птускин, Astrophys. Space Sci., 32, 257, 1975.
5. *J. Silk*, Comm. Astrophys. Space Phys., 6, 1, 1974.
6. *Л. И. Дорман, Л. И. Мирошниченко*, Солнечные космические лучи, Наука, М., 1968.
7. *M. M. Shapiro, R. Silberberg*, Ann. Rev. Nuclear Sci., 20, 323, 1970.
8. *В. С. Птускин*, Astrophys. Space Sci., 28, 3, 1974.
9. *R. Speller, T. Thambyaphillai, H. Elliot*, Nature, 235, 25, 1972.
10. *W. R. Webber*, Proc. 13 Internat. Conf. Cosmic Rays, Denver, USA, 5, 3576, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

ДИССИПАЦИЯ ЗВЕЗД В СФЕРИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

В. М. ДАНИЛОВ

Поступила 18 декабря 1974
Пересмотрена 14 апреля 1975

Рассмотрена задача о распаде сферической звездной системы в рамках марковского чисто разрывного случайного процесса звездных сближений. При рассмотрении учитывается зависимость регулярного потенциала системы от пространственной координаты. Обсуждаются результаты применения предложенной методики к рассеянным звездным скоплениям.

Возможность исследования процессов энергетического обмена, происходящего в звездных системах в результате взаимных сближений звезд в рамках чисто разрывного случайного процесса марковского типа была показана Т. А. Агекяном в работах [1, 2], после чего результаты решении [1, 2] неоднократно использовались при исследовании звездных систем другими авторами (см., напр., [3—5]). Метод изучения иррегулярного поля звездных систем [1, 2] в применении к сферическим звездным скоплениям является приближенным, поскольку в работах [1, 2] задача звездных сближений была сформулирована и решена без учета зависимости концентрации звезд и потенциала регулярных сил скопления от пространственной координаты.

В данной работе делается попытка приближенного учета указанных зависимостей на основании полученных в [6] решений. Поскольку прямое интегрирование выражения для вероятности двойного сближения с заданным изменением абсолютной скорости звезды $\Psi(\beta, h)$ (см. (7) [6]) весьма затруднительно даже в случае применения ЭВМ, в дальнейшем при решении задачи о звездных сближениях будет сделан ряд упрощающих ограничений и предположений.

Пусть нам заданы пространственная концентрация звезд $n(r)$ и потенциал регулярных сил $\Phi(r)$ скопления, состоящего из N звезд и имеющего радиус R. Согласно [1] для получения искомой вероятности двойного сближения с заданным изменением абсолютной скорости звезды необходимо проинтегрировать выражение (1) в пределах: $\mu \geqslant 0$, $k \geqslant 0$, $-1 \leqslant \cos\theta \leqslant +1$, $p \geqslant 0$, $1-x^2 \geqslant 0$, $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$.

$$f(\vec{r}, k, \mu)\, dk\, d\mu\, \frac{\sin\theta\, d\theta\, d\varphi}{2\pi}\, w\, dt\, G^2 p\, dp\, \frac{-dx}{\sqrt{1-x^2}}, \tag{1}$$

$n(\vec{r})$ — концентрация звезд в точке $\vec{r}'$, $\mu = \frac{m_1}{m}$, $k = \frac{v_1}{v}$, $p = P/G$, $h = \frac{\Delta v^2}{v^2}$, m и m_1 — масса возмущаемой и возмущающей звезды соответственно, v и v_1 — модули векторов скоростей звезд с массами m и m_1 соответственно, P — прицельное расстояние сближения, $x = \cos\Theta$, Θ — угол между орбитальной и фундаментальной плоскостями (см. рис. 1 [6]), θ — угол между векторами $\vec{v}$ и $\vec{v}_1$, φ — азимутальный угол, отнесенный к системе координат, ось z которой совпадает с направлением $\vec{v}$, $\vec{w}$ — относительная скорость звезд m и m_1.

Воспользовавшись теоремами о среднем, вынесем из-под знака интегралов по p и θ функцию $f(\vec{r}', k, \mu)$, полагая $|\vec{r}'| = \langle r' \rangle$. Косые скобки указывают, что в выражении для r' вместо величин p и θ взяты определенные значения их из области интегрирования $\left(r' = \sqrt{r^2 + P^2 - 2Pr\cos\omega},\ \cos\omega = -\frac{k\cos\Theta\sin\theta}{\sqrt{1+k^2-2k\cos\theta}}\ [6]\right)$. Методика интегрирования выражения (1) по p, θ и φ описана в работах [1, 6]. В результате интегрирования получается аналогичное (22) из [1] выражение

$$\frac{\pi G^2\, dh\, dt\, m_1^2 f(\langle r' \rangle, \mu, k)\, d\mu\, dk}{|h^3|\, v^4 k} \Big| -\frac{v}{w}(1-k^2)\left(1+h-k^2+\frac{h}{\mu}\right) - \frac{w}{v}\left(2+2k^2+h-\frac{h}{\mu}\right) + \frac{w^3}{3v^3}\Big|_{w'}^{w''} \tag{2}$$

Используя результаты исследования области интегрирования по μ и k, проведенного в [1] (см. табл. стр. 46 [1]), интегрируем (2) по μ и k. Пусть $\mu = 1$. Тогда выражения (59) и (60) [1] принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} &\int_{\sqrt{h}}^{\sqrt{1+h}} dk[\ ]_{w_I}^{w_I} + \int_{\sqrt{1+h}}^{\infty} dk[\ ]_{w_{IV}}^{w_{IV}}; \qquad (h>0);\\ &\int_{\sqrt{1+h}}^{\infty} dk[\ ]_{w_I}^{w_I} + \int_{0}^{\sqrt{1+h}} dk[\ ]_{w_{IV}}^{w_{IV}}; \qquad (h<0). \end{aligned} \tag{3}$$

Считая как и в [1, 2], что распределение скоростей в квазистационарной системе существенно отличается от максвелловского лишь вблизи критической скорости, предположим в качестве начального приближения функцию распределения максвелловской.

$$f(\langle r'\rangle, k)\,dk = \frac{3\sqrt{6}}{\sqrt{\pi}}\, n(\langle r'\rangle)(\alpha\beta)^{3/2} k^2 e^{-\frac{3}{2}\alpha k^2\beta}\,dk; \quad \alpha = \Phi(r)/\Phi(\langle r'\rangle) \tag{4}$$

(см. [6])

Подставляя (4) в (3), вычисляя интегралы, объединяя выражения при $h<0$ и $h>0$, а также переходя к переменной $g = h/\beta$, находим:

$$\Psi(\beta, g) = \frac{16\sqrt{6\pi}}{v^4|g^3|}\, n(\langle r'\rangle)\beta\sqrt{\alpha}\, m^2G^2\beta \int_0^{\sqrt{1-\frac{|g|-g}{2\beta}}} \left(k^2+\frac{|g|}{4\beta}\right) e^{-\frac{3\alpha\beta}{2}\left(k^2+\frac{|g|+g}{2\beta}\right)}\,dk \tag{5}$$

При $\alpha \to 1$ выражение (5) (в переменных (β, h)) переходит в выражение (74) [1] или в (158) [7]. Добавочный коэффициент 2 в выражении (5) не появляется. Вынесем сомножитель $e^{-\frac{3\alpha}{4}(|g|+g)}$ за знак интеграла и разобьем интеграл (5) на два слагаемых. В первом из них проведем интегрирование по частям, после чего выражение (5) может быть преобразовано к следующему виду:

$$\Psi(\beta, g) = \frac{16\sqrt{6\pi}\, n(\langle r'\rangle) m^2G^2}{v^3|g^3|3\sqrt{\alpha}} \left[-\sqrt{1-\frac{|g|-g}{2\beta}}\; e^{-\frac{3\alpha\beta}{2}\left(1-\frac{|g|-g}{2\beta}\right)} + \left(1+\frac{3\alpha}{4}|g|\right)\int_0^{\sqrt{1-\frac{|g|-g}{2\beta}}} e^{-\frac{3\alpha\beta k^2}{2}}\,dk\right] e^{-\frac{3\alpha}{4}(|g|+g)} \tag{6}$$

Переходя в интеграле (6) от переменной k к переменной $x = k\sqrt{\frac{3\alpha\beta}{2}}$ и обозначая $\varphi = \sqrt{\frac{3\alpha\beta}{2}\left(1 - \frac{|g| - g}{2\beta}\right)}$, получим:

$$\Psi(\beta, g) = \frac{32\sqrt{\pi}\, n(\langle r' \rangle)}{3v^3 |g^3 \alpha| \sqrt{\beta}} m^2 G^2 \left[\left(1 + \frac{3\alpha}{4}|g|\right) \times \int\limits_0^{\varphi} e^{-x^2} dx - \varphi e^{-\varphi^2}\right] e^{-\frac{3\alpha}{4}(g+|g|)} \tag{7}$$

Подставляя в выражение для $\cos\omega$ средние значения $\cos\theta$ и $\sin\theta$, получаем $\overline{\cos\omega} \approx 0$ (верхняя черта означает усреднение). Такого типа усреднение уже использовалось в [8] при вычислении среднего прицельного расстояния P, входящего в выражение для коэффициента кратности звездных сближений. Одновременное использование выражений для коэффициента кратности и выражений с участием $\overline{\cos\omega} \approx 0$ представляется оправданным, поскольку в обоих случаях делается одно и то же предположение. С учетом $\overline{\cos\omega} \approx 0$ получим:

$$\langle r' \rangle \approx \sqrt{r^2 + P^2}; \qquad n(\langle r' \rangle) \approx \frac{n(\sqrt{r^2 + P^2})}{n(r)} n(r). \tag{8}$$

Отношение $n(\sqrt{r^2 + P^2})/n(r)$ можно приближенно оценить, пользуясь решениями работы [9], полученными для сферически симметричного бесстолкновительного скопления:

$$n(r) = \frac{n(0)}{\left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{5/2}}; \quad \Phi(r) = \frac{GmN}{\sqrt{a^2 + r^2}}, \tag{9}$$

a — постоянная интегрирования, $a = 0.323R$ [10]. Подставляя (9) в (8), получим:

$$\frac{n(\sqrt{r^2 + P^2})}{n(r)} = \frac{1}{\alpha^5}; \qquad \alpha = \sqrt{1 - \frac{P^2}{a^2 + r^2}} \tag{10}$$

Выражение (7) с учетом (10), (8) принимает вид:

$$\Psi(\beta, g) = \frac{32\sqrt{\pi}\, n(r) G^2 m^2}{3 v^3(r) |g^3| \alpha^6 \sqrt{\beta}} \left[\left(1 + \frac{3\alpha}{4}|g|\right)\int\limits_0^{\varphi} e^{-x^2} dx - \varphi e^{-\varphi^2}\right] e^{-\frac{3\alpha}{4}(g+|g|)} \tag{11}$$

Величина $\Psi(\beta, g)$ в случае больших значений a уменьшается. Следовательно, учет зависимости потенциала и концентрации звезд от пространственной координаты приводит к уменьшению скорости диссипации звезд в сравнении со скоростями диссипации, полученными в каждой точке скопления при $a = 1$. Поскольку величины среднего прицельного расстояния рассматриваемых звездных сближений, а также r', не связаны в наложенных предположениях с углом ω, выражение для коэффициента кратности звездных сближений принимает следующий вид (см. [8, 6]):

$$\nu(P) = \frac{4}{\pi}\int\limits_{\xi}^{\infty}\frac{x - \sin x}{x^3}\, e^{-\frac{4}{15}(2\pi)^{3/2} n_0 P^3 x^{3/2}}\, dx;$$

$$P = \frac{Gm\sqrt{\beta}}{v^2(r)\,(1+\beta)\,|g|}; \qquad \bar{n}_0 = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3} \tag{12}$$

Обозначим $\xi = \frac{4}{15}(2\pi)^{3/2} n_0 P^3$. Непосредственным вычислением легко убедиться, что для звездных скоплений имеет место соотношение (13) (см. рис. 1)

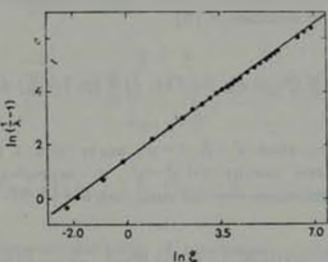


Рис. 1. График зависимости $y = \ln\left(\frac{1}{\lambda(\xi)} - 1\right)$ от $\ln\xi$. При вычислении использован весь возможный интервал значения ξ для рассеянных скоплений. Значения y нанесены на график точками.

$$\ln\left(\frac{1}{\lambda(\xi)} - 1\right) = a + b\ln\xi \tag{13}$$

Определяя постоянные a и b из рис. 1, получим следующее выражение для λ:

$$\lambda(\xi) = \frac{1}{1 + \gamma\xi^{b}}; \qquad b = 0.72; \qquad \gamma = e^{a} = 4.14 \tag{14}$$

Проводя аналогичные вычисления для $l(\gamma) = \int\limits_0^{\gamma} e^{-x^2} dx$, находим:

$$l(\gamma) = s(1 - e^{-p\gamma^q}); \quad s = 0.88623; \quad p = 1.822; \quad q = 1.222 \tag{15}$$

Исправленное за эффект кратности звездных сближений выражение (11) с учетом (14), (15) принимает вид:

$$\Psi(\beta, g) = \frac{32\sqrt{\pi}\, G^2 m^2 n(r)\, e^{-\frac{3\alpha}{4}(g+2\beta)}}{3 v^3(r) |g^3| \alpha^4 \sqrt{\beta}\left(1 + \frac{\varepsilon(\beta)}{|g^{3/2}|}\right)} \left| \left(1 + \frac{3\alpha}{4}|g|\right) s\left(1 - e^{-p\gamma^q}\right) - \gamma e^{-\gamma^2} \right|;$$

$$\varepsilon(\beta) = \gamma \left| \frac{4}{15}(2\pi)^{3/2}\, \bar{n}_0 \frac{m^3 G^3}{v^6(r)} \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^2 \right|^{k}; \tag{16}$$

$$\alpha = \sqrt{1 + \frac{m^2 G^2 \beta}{(a^2 + r^2)\, v^4(r)\, g^2 (1+\beta)^2}}.$$

Аналогичное [2] уравнение баланса для определения функции распределения скоростей звезд в каждой точке квазистационарной сферической звездной системы было записано в [6].

$$f(\beta, r)\int\limits_{-\beta}^{\infty} \Psi(\beta, g)\, dg = \int\limits_0^{\beta} f(z, r)\, \Psi(z, \beta - z)\, dz - \frac{\partial f}{\partial t}. \tag{17}$$

Воспользуемся подстановкой $x^2 = \beta$, $z = y^2$, после чего в первом интеграле уравнения (17) сделаем замену $g + x^2 = y^2$ и переобозначим $f(x^2, r) = \psi(x, r)$. Получим уравнение того же типа, что и в [4, 5]:

$$\psi(x, r)\int\limits_0^{\infty} \Psi(x^2, y^2 - x^2)\, 2y\,dy = \int\limits_0^{x} \psi(y, r)\, \Psi(y^2, x^2 - y^2)\, 2y\,dy - \frac{\partial \psi}{\partial t}. \tag{18}$$

Уравнение исследовалось Н. В. Петровской с помощью разложения решения уравнения ψ в ряд по собственным функциям линейного оператора A, такого что

$$A\psi = \psi \int\limits_0^{\infty} 2y\Psi(x^2, y^2 - x^2)\, dy - \int\limits_0^{x} 2y\psi(y)\Psi(y^2, x^2 - y^2)\, dy = \mu\psi = -\frac{\partial \psi}{\partial t}. \tag{19}$$

μ — собственное значение, соответствующее собственной функции ψ оператора A. Правую часть (19) легко получить, полагая $\psi = Be^{-\mu t}$, $B = \text{const}$. Как уже было показано в [4, 5] квазистационарным решением уравнения (19) является собственная функция матрицы A, соответствующая наименьшему по модулю собственному значению μ. Действительно, относительная доля звезд, скорости которых описываются собственными функциями с большим по модулю собственным значением, быстро уменьшается при возрастании t в сравнении с долей звезд, соответствующих наименьшему значению $|\mu|$ ($\psi_i = B_i e^{-\mu_i t}$, i — номер собственного значения μ).

Разобьем второй интеграл в (19) на сумму интегралов с равным шагом по аргументу y на n частей. Обозначим $\Xi(x_i) = \int\limits_0 2y\Psi(x_i^2, y^2 - x_i^2)\, dy$.

С учетом обозначения Ξ, перепишем (19), вынося $\psi(x)$ из-под знака интегралов по теореме о среднем, заменив это среднее выражением $1/2(\psi(x_{j-1}) + \psi(x_j))$. Такое допущение не является грубым в случае больших n.

$$\psi(x_i)\,\Xi(x_i) - \sum_{j=1}^{n} \frac{\psi(x_{j-1}) + \psi(x_j)}{2} \int\limits_{x_{j-1}}^{x_j} \Psi(y^2, x_i^2 - y^2)\,2y\,dy = \\
= \psi(x_i)\,\Xi(x_i) - \sum_{j=1}^{n-1} \psi(x_j)\,\frac{1}{2} \int\limits_{x_{j-1}}^{x_{j+1}} \Psi(y^2, x_i^2 - y^2)\,2y\,dy = A_{ij}\psi(x_j) \tag{20}$$

В (20) принято $\psi(x_0) = \psi(x_n) = 0$. Пусть $\Theta_{j-1,\,j+1}(x_i) = \int\limits_{x_{j-1}}^{x_{j+1}} \Psi(y^2, x_i^2 - y^2)\,y\,dy$. Окончательно матрица A принимает следующий вид:

$$A = \begin{pmatrix} \Xi(x_1) - \Theta_{0,2}(x_1); & -\Theta_{1,3}(x_1); & \ldots & -\Theta_{n-2,n}(x_1); \\ -\Theta_{0,2}(x_2); & \Xi(x_2) - \Theta_{1,3}(x_2); & \ldots & -\Theta_{n-2,n}(x_2); \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ -\Theta_{0,2}(x_{n-1}); & -\Theta_{1,3}(x_{n-1}); & \ldots & \Xi(x_{n-1}) - \Theta_{n-2,n}(x_{n-1}); \end{pmatrix} \tag{21}$$

В результате исследования собственных значений и собственных векторов матрицы A было получено следующее свойство. Чем больше минимальное значение $g = \Delta v^2/v^2$ для данного скопления, тем сильнее сдвигается влево максимум функции распределения относительных скоростей, тем меньше средняя квадратическая скорость звезд. Таким образом, звезды с малыми скоростями движения в скоплении претерпевают в среднем более значительные изменения в скорости, чем быстродвижущиеся звезды. С другой стороны, рассмотрение одних только сильных звездных сближений привело бы нас к системе медленно движущихся звезд.

Для обеспечения устойчивости задачи на собственные значения матрицы A во всех точках скопления необходим экспериментальный выбор числа разбиений n интеграла в (20), причем $n > 32$. Проследить полностью изменение функции $\psi(x)$ с координатой r не удается даже при $n = 32$, поскольку в некоторых точках r решение уравнения становится неустойчивым в связи с недостаточной точностью задания матрицы A.

В данной работе изменение функции $\psi(x)$ с координатой r было прослежено на основании теорем и решений бесстолкновительной звездной динамики [7]. Действительно, на временах, меньших времени релаксации, эффект звездных сближений незначителен, поскольку длина свободного пробега в скоплении для звезды существенно превышает размеры скопления. Изменения скоростей движения звезд скопления вследствие сближений происходят в среднем не часто. Кроме того, среднее изменение функции $\psi(x)$ с координатой r, полученное в результате непосредственного решения задачи на собственные значения матрицы A при $n = 32$ в общих чертах повторяет ход зависимости средней квадратической скорости x^2 от пространственной координаты, полученной общепринятым способом на основании теоремы Джинса и первого интеграла движения в задаче Джинса.

Пусть $F(v, r)$ — функция фазовой плотности. Распределение скоростей звезд — сферически симметричное, v — модуль скорости звезды.

Согласно теореме Джинса $F(v, r) = F(v_0, 0) = \mathrm{const}$, v_0 — скорость в окрестности точки $r = 0$. Пусть $v_0 \neq 0$ и $F(v_0, 0) \neq 0$. Тогда $\dfrac{F(v, r)}{F(v_0, 0)} = 1$. В случае сферической симметрии поля скоростей звезд $\psi(v, r) = B v^2 F(v, r)$, $B = \mathrm{const}$, $\psi(v, r)$ — функция распределения скоростей в точке r.

$$\frac{\psi(v)}{\psi(v_0)} = \frac{v^2 F(v, r)}{v_0^2 F(v_0, 0)} = \frac{v^2}{v_0^2}; \tag{22}$$

Интеграл энергии имеет вид

$$J_1 = v^2 - 2\Phi = v_0^2 - 2\Phi_0, \quad \Phi_0 = \Phi(0). \tag{23}$$

Выражая в (23) v_0 через v и подставляя в (22), находим:

$$\psi(v, r) = \psi\left(\sqrt{v^2 - 2\Phi + 2\Phi_0},\ 0\right) \frac{v^2}{v^2 - 2\Phi + 2\Phi_0}. \tag{24}$$

Поскольку $\psi(v)\,dv = \psi(v/\bar{v})\,d(v/\bar{v})$, то $\psi(v) = 1/\bar{v}\,\psi(v/\bar{v})$. Обозначая $x = v/\bar{v}$, получим:

$$\psi(x, r) = \frac{\overline{v(r)}}{\overline{v(0)}}\, \psi\left(\frac{\sqrt{\overline{v^2} - 2\Phi + 2\Phi_0}}{\overline{v}(0)}, 0\right) \frac{x^2}{x^2 - 2(\Phi - \Phi_0)/\overline{v^2}(r)}. \qquad (25)$$

Воспользовавшись $\overline{v^2} = (1/2)\Phi$ [9], получаем для $\psi(x, r)$ следующее выражение:

$$\psi(x, r) = \sqrt{\frac{\Phi}{\Phi_0}}\, \psi\left(\sqrt{x^2\frac{\Phi}{\Phi_0} - 4\frac{\Phi}{\Phi_0} + 4},\ 0\right) \frac{x^2}{x^2 - 4 + 4\Phi_0/\Phi}. \qquad (26)$$

Условие теоремы вириала [9] в рассматриваемом случае приводит к необходимости минимума $|I|$ (27).

$$I = \int_0^R n(r)\,\Phi(r)\,r^2\left[1 - \overline{x^2(r)}\right] dr. \qquad (27)$$

После того, как определено минимальное значение g, выполнено условие минимума $|I|$ (27) и найдена соответствующая функция $\psi(x, r)$, может быть произведен расчет скоростей диссипации звезд в скоплении с заданными $n(r)$ и $\Phi(r)$ по формуле (28) (см. [6, 7]).

$$-\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = \int_0^2 \psi(x)\,dx \int_{4-x^2}^{\infty} \Psi(x^2, g)\,dg, \quad r \in [0, R]. \qquad (28)$$

Уравнения (19), (28) с учетом (16), (21) были использованы при решении задачи о распаде звездного скопления NGC 188, структура которого была изучена в работе [10] с учетом невидимых звезд из-за удаленности скопления. Расстояние до скопления 1.2 кпс [11]. Возраст скопления 1.4—1.6·10[10] лет [12]. В центре скопления функция распределения относительных скоростей $\psi(x, 0)$ была определена как собственный вектор матрицы A (21), сответствующий наименьшему по модулю собственному значению μ. Для увеличения скорости сходимости интегралов $\Xi(x)$ и $\Theta_{j-1, j+1}(x)$ использовались подстановки $z = \dfrac{1}{y^2 - x^2}$ и $z = \dfrac{1}{x^2 - y^2}$ соответственно. Значение квадрата средней квадратической скорости $\overline{x^2}(0)$ в центре скопления получено равным 1.087. Функция распределения скоростей (см. рис. 2, 3) изменяется при переходе от точки к точке в основном только в ядре скопления, т. е. внутри сферы радиуса $r \sim (1/3)R$, где R—радиус скопления. Во внешних областях скопления функция $\psi(x, r)$ практически постоянна и имеет дисперсию в среднем $\overline{x^2} = 1.67$.

Расчет относительных скоростей диссипации скопления производился по формуле (28) с учетом отнормированных на единицу функций (26). Как и в работе [10] внешняя активная зона диссипации звезд NGC 188 слабы (см. рис. 4). Общая скорость распада скоплений получена равной

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi \int_0^R \frac{\partial n}{\partial t} r^2 dr = -0.00504 \text{ млн. лет}^{-1}, \quad -\frac{N_0}{\left(\frac{dN}{dt}\right)_0} = 2.92 \cdot 10^{11} \text{ лет.} \tag{29}$$

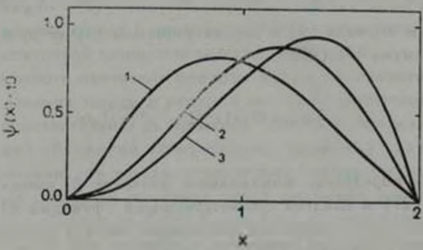


Рис. 2. Распределение относительных скоростей звезд: 1—в центре скопления NGC 188, 2—на расстоянии $r=($[illegible]$)R$ от центра скопления, 3—на границе скопления. Внешнее галактическое поле в расчетах не учитывалось.

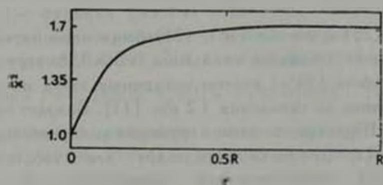


Рис. 3. Зависимость среднего квадрата относительных скоростей от расстояния r до центра скопления NGC 188. Внешнее галактическое поле в расчетах не учитывалось.

Таким образом, относительная скорость распада скопления в наблюденный момент найдена в 2.47 раза меньшей в сравнении с полученной в [10]. Этот результат может быть объяснен тем, что резкие, конечные по величине, изменения скоростей звезд происходят значительно реже слабых сближений, вызывающих малые, но непрерывные изменения скоростей звезд.

На основании формулы (28) был произведен расчет скоростей распада для 4-х моделей квазистационарных сферических звездных скоплений [13, 14]. Результаты вычислений представлены в таблице 1, где N и R — число звезд и радиус квазистационарного звездного скопления [13, 14].

$\frac{dN}{dt}$ — скорость распада скопления в наблюденный момент, $T_0 = \frac{N_0}{-(dN/dt)_0}$.
Средняя масса звезды в скоплениях принята равной одной массе Солнца. Таким образом, при уменьшении числа звезд скопления N в 10 раз, относительная скорость диссипации звезд повышается приблизительно в 10 раз (для сравнения выбраны скопления, близкие по степени концентрации к центру).

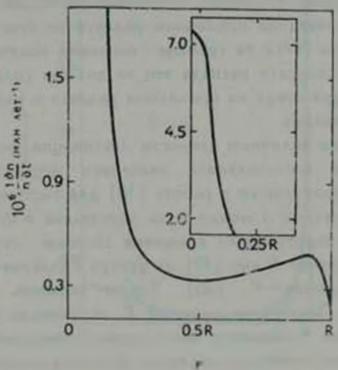


Рис. 4. Зависимость относительной скорости диссипации звезд NGC 188 от пространственной координаты r (внешнее галактическое поле не учитывалось)

В случае рассеянных старых скоплений типа NGC 188, 6819, обладающих большим числом звезд и протяженными внешними оболочками, необходимо учитывать возмущающее влияние внешнего гравитационного поля Галактики на движения звезд в скоплении, поскольку вклад, вносимый галактическим полем в диссипацию звезд, может быть велик из-за того, что величина регулярного поля скопления на периферии становится близкой к величине поля сил Галактики, и скопление уже не в состоянии контролировать своим полем движения звезд скопления.

Приближенный учет галактического поля в задаче о распаде скопления может быть сделан путем введения некоторого приливного радиуса скопления r_t [15], внутри которого регулярное поле скопления превышает внешние поля. Аналогичным образом был произведен учет влияния внешних полей, например, в работах [16, 17]. Согласно [15—17] имеем:

$$r_t = \left| \frac{GmN}{4A(A-B)} \right|^{1/3} \tag{30}$$

A и B — постоянные Оорта.

Заменяя потенциал Φ в формулах (16), (26), (28) на $\Phi_1 = \Phi - \frac{GmN}{r_t}$, получим скорость диссипации звезд в скоплении, погруженном во внешнее поле Галактики. Характер зависимости $n(r)$ и $\Phi(r)$ квазистационарных моделей [13, 14] в результате такой операции не должен изменяться значительно. В дальнейшем будем полагать, что внешнее поле изменяет строение скопления в основном вблизи границы, не затрагивая более внутренние зоны и ядро скопления. Поскольку в квазистационарных моделях [13, 14, 10] концентрация звезд на приливном радиусе не будет равна нулю, то скорость диссипации звезд на границе скопления получится завышенной, однако, на полной скорости распада это не должно сильно сказаться, поскольку концентрация звезд на приливном радиусе в моделях [13, 14, 10] в среднем очень невелика.

Для нахождения величины скорости диссипации скопления NGC 188 в поле Галактики воспользуемся значением постоянной Оорта $A = 12.5$ *км/сек кпс*, полученным в работе [18] для системы старых рассеянных скоплений. Величина A может быть определена в предположении, что круговая скорость баротропного вращения системы старых рассеянных скоплений на расстоянии 9 *кпс* [19] от центра Галактики не сильно отличается от 250 $км/сек = V_0$ [20]. Таким образом, $B = A - V_0/r_0 = -15.3$ *км/сек кпс*. Полученное значение B, несомненно, является приближенным, однако, как показывают вычисления, изменение B на несколько *км/сек кпс* не сильно влияет на величину скорости диссипации звезд. Поскольку вычисления носят оценочный характер, воспользуемся полученным значением B.

В результате расчета скоростей диссипации звезд скопления NGC 188, находящегося во внешнем галактическом поле, значение скорости распада найдено равным

$$\frac{dN}{dt} = -0.00969 \text{ млн лет}^{-1}, \tag{31}$$

$$N_0/\left(\frac{dN}{dt}\right)_0 = 1.25 \cdot 10^{11} \text{ лет},$$

Φ_1 обращается в нуль при $r = 9.3$ *пс*. Число звезд, заключенных внутри сферы радиуса $r = 9.3$ *пс*, равно 1215. Средняя масса звезды $m = 0.84\ m_\odot$, [10]. Внешняя активная зона диссипации в этом случае резко выражена, хотя и должна быть по указанным выше причинам несколько слабее, чем на рис. 5. По-видимому, на расстоянии $r \gg 2/3\ R$ от центра скопления, механизмы, связанные с ускорением звезд скопления в поле Галактики, начинают играть значительную роль в диссипации звезд в NGC 188.

В данной работе были получены скорости распада 16 квазистационарных моделей сферических звездных скоплений [13, 14] с учетом влияния галактического поля (см. табл. 2). Средняя масса звезды в моделях была принята равной одной массе Солнца. Постоянные Оорта взяты из [21] равными следующим величинам:

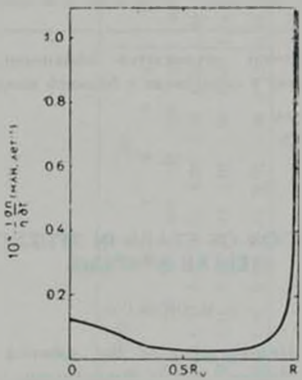


Рис. 5. График зависимости относительной скорости диссипации звезд NGC 188 от пространственной координаты (в присутствии внешнего галактического поля).

$$A = 18 \text{ км/сек.кпс}, \quad B = -13 \text{ км/сек.кпс} \tag{32}$$

Результаты вычислений приведены в табл. 2, где N и R — число звезд и радиус квазистационарного звездного скопления [13, 14], N_1 и R_1 — число звезд и радиус сферы, внутри которой регулярное поле скопления превышает внешнее поле Галактики. $T_0 = \dfrac{N_0}{(dN/dt)_0}$.

Сравнение таблиц 1 и 2 приводит нас к следующим результатам. 1. Галактическое поле в большей степени активизирует диссипативные процессы в небогатых звездами скоплениях и в меньшей степени в крупных скоплениях. 2. Менее концентрированные скопления в присутствии внешнего поля в среднем быстрее распадаются. Однако для сильно концентрированных скоплений относительная скорость распада также повышается. Это свойство выполняется для всех скоплений независимо от числа звезд скопления, но особенно ярко оно выражено в случае малых скоплений (см.

Таблица 1

N	1000	500	250	100
R (*пс*)	10	8	6	4
$-\frac{dN}{dt}$ (10^{-8} *лет*$^{-1}$)	1.32	1.19	1.17	1.17
T_e (10^{10} *лет*)	7.58	4.20	2.14	0.85

табл. 2). Указанное явление объясняется обыкновенным увеличением числа звездных сближений в скоплениях с большей концентрацией звезд.

Астрономическая обсерватория
Уральского государственного
университета

DISSIPATION OF STARS IN SPHERICAL STELLAR SYSTEMS

V. M. DANILOV

The problem of disintegration of the spherical stellar system is examined in terms of Markov's purely discontinuous random process of stellar encounters. The dependence of the regular potential of the system on a spacial coordinate is taken into account. The results of application of the method to open stellar clusters are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 36, 41, 1959.
2. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 36, 283, 1959.
3. *В. С. Калиберда*, Вестн. ЛГУ, № 1, 123, 1964.
4. *И. В. Петровская*, Астрон. ж., 46, 824, 1969.
5. *И. В. Петровская*, Астрон. ж., 46, 1220, 1969.
6. *В. М. Данилов*, Астрон. ж., 51, 83, 1974.
7. *Т. А. Агекян, Б. А. Воронцов-Вельяминов* и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, 2, Физматгиз, М., 1962.
8. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 38, 1055, 1961.
9. *В. М. Батин*, Астрон. ж., 46, 1201, 1969.
10. *В. М. Данилов*, Астрофизика, 10, 387, 1974.
11. *К. А. Бархатова*, Астрон. цирк., 191, 1958.
12. *A. Sandage*, Ap. J., 135, 349, 1962.
13. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 40, 318, 1963.
14. *Т. А. Агекян*, Астрон. ж., 41, 523, 1964.

15. *S. V. Hoerner*. Ap. J. 125, 451, 1957.
16. *S. Prata*. A. J., 76, 1017, 1971.
17. *S. Prata*. A. J., 76, 1029, 1971.
18. *К. А. Бархатова, В. М. Данилов*. Астрон. цирк., 743, 5, 1973.
19. *L. A. Bolona, M. W. Feast*. M. N., 167, 621, 1974.
20. *W. Fricke*. Ann. Univ. Sternwarte Wien, 29, 107, 1970.
21. *С. Чандрасекар*. Принципы звездной динамики. ИЛ. М., 1948.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ КЛАССИФИКАЦИИ КОНСЕРВАТИВНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ДВИЖЕНИЯ В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ ПО ИХ ИЗОЛИРУЮЩИМ СВОЙСТВАМ

Л. П. ОСИПКОВ

Поступила 4 января 1975

Предложена геометрическая классификация изолирующих свойств как отдельных инвариантных многообразий в фазовом пространстве звездных систем, так и интегралов движения. Введены параметры, количественно оценивающие эти свойства. В частности, третий интеграл предлагается называть абсолютно изолирующим, если он изолирующий для всех энергий, и ограниченно изолирующим, если существуют «эргодические прослойки».

1. Классификация интегралов движения отдельной звезды в стационарной Галактике должна помочь установить сравнительную роль каждого из интегралов в динамике звездной системы. Прежде всего необходимо выделить интегралы, независимые по импульсам [1]. Большинство более детальных классификаций относится именно к таким интегралам, рассмотрением которых и ограничимся в данной работе.

Первоначально [2, 3] интегралы различались в соответствии с аналитической формой их зависимости от скоростей (линейные, квадратичные и т. д.). Все потенциалы, при которых могут существовать линейные и квадратичные интегралы, известны [2, 3]. В то же время не известен ни один конкретный потенциал, допускающий более сложный интеграл [4, 5]. Ясно, однако, что если такие потенциалы и существуют, то они не обладают большой общностью и вряд ли применимы к реальным галактикам.

Г. Г. Кузмин [6] различает интегралы, исходя из топологического типа соответствующей изоповерхности в пространстве скоростей. Ему удалось найти все «плоские» и частные случаи «цилиндрических» и «сферических» интегралов.

Контопулос [7, 8] особо выделяет «сепарабельные» интегралы. В этих случаях, преобразуя обычные декартовы координаты, можно добиться разделения переменных в уравнении Гамильтона—Якоби. Наиболее общий вид таких интегралов был найден Штеккелем и Вейнахтом (см., напр., [7, 9]). Оказалось, что для систем с ротационной и зеркальной симметрией они сводятся к квадратичному (изученному Г. Г. Кузминым [3]) и его предельным случаям.

Неоднократно (напр., [4, 6, 10]) интегралы различались в зависимости от представительности того класса потенциалов, при которых они могут существовать в данной форме. Наиболее последовательно эта идея проведена Линден-Беллом [11], выделившим класс «локальных» интегралов. Хотя значение этого понятия для реальных звездных систем спорно, все же классификация интегралов на «локальные» и «нелокальные» имеет большие физические основания, чем все рассмотренные выше. Однако оказалось, что в наиболее общем случае «локальные» интегралы опять-таки сводятся к квадратичным.

В этой связи можно вспомнить и о гипотезе Якоби [12], предположившего, что наиболее «общие» интегралы, существующие для нескольких динамических задач, всегда образуют инволюционную систему. Тем самым Якоби, по-видимому, впервые [13] обратил внимание на неравноправность различных интегралов механических систем (в звездной динамике такая неравноправность была осознана лишь сравнительно недавно). Поэтому, казалось бы, целесообразно выделить для любой задачи интегралы, находящиеся в инволюции [14]. Однако хотя гипотеза Якоби, вероятно, справедлива, обратное утверждение неверно, и все независимые по импульсам интегралы (всегда существующие в локальном смысле) можно сделать находящимися в инволюции независимо от свойств данной механической системы (см., напр., [2, 14]). Действительно, в качестве таких интегралов можно взять начальные импульсы.

2. Наиболее существенными для классификации являются изолирующие свойства интегралов движения. Хотя понятие изолирующего интеграла восходит к Пуанкаре, Леви-Чивите и Биркгофу [15], самый этот термин, по-видимому, впервые ввел Уинтнер [16]. Строгое определение изолирующего интеграла дал Линден-Белл [17]. Значение таких интегралов для звездной динамики обусловлено тем, что неизолирующие интегралы не могут быть аргументами фазовой плотности, имеющей смысл локального среднего [3, 17].

Одно время предполагалось, что каждый из консервативных интегралов данной системы может быть или изолирующим, или неизолирующим. Но последующее развитие теории и, главным образом, численные эксперименты выявили более сложную картину. Современные представления по данному вопросу изложены в обзорах [18, 19] и, кратко, в работе [1]. Здесь же напомним, что в фазовом пространстве между отдельными изолирующими поверхностями могут, как оказалось, существовать «эргодические прослойки», в которых движение носит сложный, по-видимому, случайный характер [20, 21]. Подробному изучению таких прослоек посвящены работы [22—24].

В связи с тем, что понятие «неизолирующий интеграл» оказалось в таких случаях недостаточным, Контопулос [25] предложил термины «квазиизолирующий» и «эргодический» интегралы. Однако определения Контопулоса носят формально алгебраический характер. В то же время и они не могут охватить наиболее типичный, по-видимому, случай увеличения «эргодических прослоек» с увеличением энергии звезды и уменьшением ее постоянной площадей.

Ниже делается попытка дать более общую, геометрическую классификацию изолирующих свойств консервативных интегралов.

3. Рассмотрим консервативную гамильтонову систему с n степенями свободы (для звездной динамики представляют интерес лишь случаи $n=3$ и $n=2$). Пусть $q=(q_1, \ldots, q_n)$ — обобщенные координаты, $p=(p_1, \ldots, p_n)$ — импульсы, $H(p, q)$ — функция Гамильтона, являющаяся интегралом движения (интегралом энергии). Обозначим через $C(E)$ изоэнергетическую поверхность в фазовом пространстве (p, q), т. е.

$$C(E)=\{(p, q): \ H(p, q)=E\}.$$

В наиболее интересных для звездной динамики случаях $C(E)$ гомеоморфно $(2n-1)$-мерной сфере.

Пусть $J(p, q)=(J_2, \ldots, J_n)$ — консервативные интегралы, независимые вместе с H по импульсам p, так что

$$0 \neq \frac{D(H, J_2, \ldots, J_n)}{D(p_1, p_2, \ldots, p_n)} \neq \infty.$$

Пусть $S(E, K)$ — пересечение $C(E)$ и фазовой поверхности $J(p, q)=K=\mathrm{const}$, т. е.

$$S(E, K)=\{(p, q): H(p, q)=E, \quad J(p, q)=K\}.$$

Обозначим $\overline{S}(E, K)$ замыкание $S(E, K)$.

Будем рассматривать далее лишь такие E, при которых $C(E)$ ограничено. Если $S(E, K)$ не является связным и распадается на отдельные связные куски, то далее будем понимать под $S(E, K)$ лишь такие куски. Линден-Белл [17] заметил, что каждому из них может соответствовать свое значение фазовой плотности.

Каждая фазовая точка (p, q), перемещающаяся в фазовом пространстве в соответствии с уравнениями движения, все время остается на $(2n-2)$-мерном многообразии $S(E, K)$. Поэтому говорят, что $S(E, K)$ инвариантно относительно преобразований фазового пространства, задаваемых уравнениями движения.

Введем меры $C(E)$ и его подмножеств. Естественнее всего ввести, так называемую, «эргодическую» меру m, которая остается инвариантной вследствие теоремы Лиувилля (напр., [26]).

$$dm = \frac{d\sigma}{|\operatorname{grad} H|},$$

где $d\sigma$ — элемент поверхности $C(E)$. Пусть $m(E) = \operatorname{mes} C(E)$. Будем далее предполагать, что $m(E) \neq 0$. Обозначим $\mu(E, K) = \operatorname{mes} \overline{S}(E, K)$. Вследствие замкнутости $\overline{S}(E, K)$ эта величина всегда существует (напр., [27]). По построению $S(E, K)$ его мера равна нулю.

Рассмотрим монотахический поток звезд [28], т. е. поток звезд с одинаковыми значениями интегралов H, J, но разными начальными положениями q^0. В пространстве (q) этот поток заполняет n-мерную связную область $R^{(n)}(E, K)$, являющуюся проекцией $\overline{S}(E, K)$ и также инвариантную [1]. Если можно выбрать начальные положения $q^0 \in R^{(n)}(E, K)$ так, что соответствующая орбита плотно заполняет (т. е. оставляет инвариантной) область $R^{(n-k)}(E, K, q^0)$ меньшего числа измерений $(n-k)$, то будем говорить, что при таких начальных условиях имеет место ***вырождение*** k***-го порядка***. В качестве примера укажем на сферические системы, когда все орбиты плоские (вырождение 1-го порядка).

В пределе вырождение приводит к периодической орбите (вырождение $(n-1)$-го порядка) и к положению равновесия (вырождение n-го порядка). Если же орбита заполняет некоторое подмножество $R_1^{(n)}(E, K, q^0) \subset \subset R^{(n)}(E, K)$, то будем говорить, что имеет место ***квазивырождение***.

В силу определений справедлива

Теорема 1. Координаты (q) можно выбрать так, что $\overline{S}(E, K)$ метрически транзитивно* тогда и только тогда, когда множество начальных положений в $R^{(n)}(E, K)$, приводящих к вырождению или квазивырождению, имеет меру нуль.

Доказательство. Очевидно, что из метрической транзитивности $\overline{S}(E, K)$ следует «исключительность» вырождения. Для доказательства второй части теоремы предположим противное. Пусть $\overline{S}(E, K) = \bigcup S_i$, причем все S_i метрически транзитивны. Теорема оказывается неверной, если, проектируя S_i на пространство (q), мы во всех случаях получим $R^{(n)}(E, K)$. Но тогда, слегка поворачивая в фазовом простран-

* Метрическая транзитивность множества означает, что на нем нельзя выделить инвариантные подмножества той же размерности, обладающие конечной мерой (см. напр., [16])

стве координатную сетку, мы получим в новых координатах противоречие, доказывающее теорему.

Замечание. Если $\bar{S}(E, K)$ метрически транзитивно, то квазивырождение невозможно.

4. Зафиксируем временно значения интеграла энергии $H(p, q) = E^*$ и интегралов $J(p, q) = K^*$. Рассмотрим $\bar{S}(E^*, K^*)$ и меру этого множества $\mu(E^*, K^*)$. В принципе возможны следующие случаи.

а) $\mu(E^*, K^*) = 0$. Тогда $\operatorname{mes}[\bar{S}(E^*, K^*) - S(E^*, K^*)] = 0$, $n \leqslant \dim \bar{S}(E^*, K^*) \leqslant 2n - 1$. Будем говорить, что в этом случае $\bar{S}(E^*, K^*)$ образует *изолирующую инвариантную поверхность.* Если при этом $\dim \bar{S}(E^*, K^*) = n$, будем называть ее *вполне изолирующей.*

б) $0 < \mu(E^*, K^*) < m(E^*)$. Используя терминологию Контопулоса [25], будем говорить, что тогда $\bar{S}(E^*, K^*)$ — *квазиизолирующая инвариантная поверхность.*

в) $\mu(E^*, K^*) = m(E^*)$. Тогда $C(E^*)$ будет для данного потока звезд метрически транзитивно, и в отношении этой поверхности будет справедлива эргодическая гипотеза Больцмана—Эренфеста (см., например, [26]). Будем говорить, что в этом случае $\bar{S}(E^*, K^*)$ образует *неизолирующую инвариантную поверхность.*

Итак, изолирующие свойства поверхности $\bar{S}(E^*, K^*)$ можно количественно охарактеризовать числом

$$\varkappa(E^*, K^*) = \frac{\mu(E^*, K^*)}{m(E^*)}, \qquad \varkappa \in [0, 1].$$

5. Пусть $H(p, q)$ имеет прежнее фиксированное значение E^*. Интегралы $J(p, q)$ могут принимать значения из $(n - 1)$-мерной области $M(E^*)$, вообще говоря, зависящей от E^*. Предположим, что $M(E^*)$ ограничено и измеримо. Пусть $M^*(E^*) \subseteq M(E^*)$ — множество тех K, при которых $\bar{S}(E^*, K)$ метрически транзитивно.

Теорема 2. *Для любых* $K', K'' \in M^*(E^*)$, *если* $\bar{S}(E^*, K') \cap \cap \bar{S}(E^*, K'') \neq 0$, *то* $\operatorname{mes}[\bar{S}(E^*, K') \cup \bar{S}(E^*, K'') - S(E^*, K') \cup S(E^*, K'')] = 0$.

Доказательство. В противном случае каждое из множеств $\bar{S}(E^*, K')$, $\bar{S}(E^*, K'')$ распадается по меньшей мере на 2 инвариантных подмножества, что противоречит предположению об их метрической транзитивности.

Следствие 1. Если $S(E^0, K')$, $S(E^0, K'')$ — две различные квазиизолирующие инвариантные поверхности, причем $K', K'' \in M^*(E^0)$, $\mathrm{mes}[\bar{S}(E^0, K') \cap \bar{S}(E^0, K'')] > 0$, то $\bar{S}(E^0, K') = \bar{S}(E^0, K'')$.

Следствие 2. Если $S(E^0, K')$ — квазиизолирующая инвариантная поверхность, то существует хотя бы одно $K'' \in M(E^0)$ такое, что $\bar{S}(E^0, K') = \bar{S}(E^0, K'')$.

Действительно, достаточно взять любую точку $(p^0, q^0) \in \bar{S}(E^0, K') - S(E^0, K')$ и положить $K'' = J(p^0, q^0)$.

Следствие 3. Если существует такое $K' \in M(E^0)$, что $\mu(E^0, K') = m(E^0)$, то для всех $K \in M^*(E^0)$ будет $\bar{S}(E^0, K) = C(E^0)$.

Из соображений размерности можно усилить следствие 2, а именно справедлива

Теорема 3. Если на $C(E^0)$ существует хотя бы одно квазиизолирующее инвариантное многообразие, то существует множество $M_* \subset M(E^0)$, имеющее мощность континуума, такое, что если $K \in M_*$, то $S(E^0, K)$ также будет квазиизолирующее инвариантное многообразие; если же $K \in M_* \cap M^*$, то $\bar{S}(E^0, K)$ будет метрически транзитивно.

Доказательство следует из того, что множество возможных начальных точек на любом конечном куске $C(E^0)$ имеет мощность континуума.

6. Исследуем теперь различные случаи расположения $S(E^0, K)$, $K \in M(E^0)$ на данной изоэнергетической поверхности $C(E^0)$.

а) Если для любых $K \in M(E^0)$ мера $\mu(E^0, K) = 0$, будем говорить, что интегралы $J(p, q)$ *абсолютно изолирующие при данной энергии* E^0. Если при этом каждая из поверхностей $S(E^0, K)$ вполне изолирующая, будем говорить, что и каждый из интегралов J *абсолютно изолирующий при данной* E^0.

б) Если существует одно (а следовательно, по теореме 3, континуум) $K \in M(E^0)$ такое, что $S(E^0, K)$ квазиизолирующая поверхность, будем говорить, что интегралы $J(p, q)$ — *квазиизолирующие при данной* E^0.

Если при этом множество таких $K \in M(E^0)$, что поверхности $S(E^0, K)$ — изолирующие, имеет меру нуль, тогда, очевидно, множество начальных положений q°, приводящих к вырождению, также имеет меру нуль. Обозначим множество таких K через $M_1(E^\circ)$. Отношение

$$p(E^\circ) = \frac{\operatorname{mes} M_1(E^\circ)}{\operatorname{mes} M(E^\circ)}$$

будет равняться геометрической вероятности того, что выбранное наудачу $K \in M(E^\circ)$ соответствует изолирующим инвариантным поверхностям.

Таким образом, $p(E^\circ)$ будет характеризовать, насколько сильно квазиизолирующие при данном E° интегралы проявляют эргодические свойства (если $M_1(E^\circ)$ неизмеримо, то можно использовать меру наименьшего измеримого множества, покрывающего $M_1(E^\circ)$).

Введем также величину

$$\varkappa_*(E^\circ) = \sup_{K \in M_1(E^\circ)} \varkappa(E^\circ, K), \quad \varkappa_* \in [0, 1].$$

Она будет количественно характеризовать степень метрической транзитивности поверхности $C(E^\circ)$ (в предположении, что $\operatorname{mes}[M_1(E^\circ) - M^*(E^\circ)] = 0$. $\varkappa_*(E^\circ)$ тем самым также будет характеризовать изолирующие свойства интегралов J.

И $\varkappa_*(E^\circ)$ и $p(E^\circ)$ в настоящее время можно определять лишь экспериментально. Другой важной характеристикой, которую следовало бы попытаться получить, является топологический тип $\bar{S}(E^\circ, K^\circ)$ в случае $\mu(E^\circ, K^\circ) = 0$ (в изолирующем случае, как известно [29], $S(E^\circ, K^\circ)$ гомеоморфно n-мерному тору).

в) Если существует хотя бы одно $K \in M(E^\circ)$ такое, что $\mu(E^\circ, K^\circ) = m(E^\circ)$, будем говорить, что интегралы $J(p, q)$ *эргодические при данной* E°.

В этом случае, очевидно, множество начальных положений, приводящих к вырождению, имеет меру нуль. Если же поверхность $C(E^\circ)$ топологического типа сферы, то периодических орбит с данным значением интеграла энергии вообще не существует.

7. Теперь рассмотрим все множество изоэнергетических поверхностей, соответствующих различным E, при которых движение ограничено. Если какое-либо из рассматриваемых ниже свойств справедливо для всех таких E, будем говорить, что оно *универсально*. Если же оно выполняется лишь для E из некоторого интервала (E_1, E_2), будем говорить, что это свойство *зонально*.

Итак, рассмотрим некоторое множество поверхностей $C(E)$, $E \in L$, где L — ограниченный отрезок на числовой оси. Разобьем L на непересекающиеся подмножества L_1, L_2, L_3, выбранные так, что при $E \in L_1$ интегралы J абсолютно изолирующие, при $E \in L_2$ — они квазиизолирующие, а при $E \in L_3$ — эргодические.

Если изолирующие свойства интегралов меняются непрерывно с E, то справедливо утверждение.

Если $E' \in L_1$, $E'' \in L_3$ и, например, $E' < E''$, то существует такое E^*, что $E^* \in L_2$ и $E^* \in (E', E'')$.

Если L_2 и L_3 пустые, будем говорить, что интегралы J *абсолютно изолирующие на всем* L. В качестве примера можно привести системы, допускающие третий квадратичный интеграл. Вслед за Контопулосом [7] будем называть такие случаи *интегрируемыми*.

Если L_1, L_2 пусты, будем называть J *абсолютно эргодическими на* L. В звездной динамике такие случаи, по-видимому, невозможны.

Наконец, если L_2 плотно на L (а при непрерывной от E зависимости $L_2 = L$), то будем говорить, что интегралы J *ограниченно изолирующие на* L, а система *квазиинтегрируема*. По-видимому, именно этот случай наиболее часто реализуется в звездных системах.

Такие интегралы могут быть аргументами фазовой плотности, но ее зависимость от J будет весьма сложной, по образцу ступенчатой функции.

Приведенные выше определения относились, в основном, сразу ко всем интегралам $J = (J_1, \ldots, J_n)$. При $n > 2$ имеет смысл дополнительно охарактеризовать изолирующие свойства каждого из интегралов J_i в отдельности. Однако число мыслимых случаев весьма велико, в то же время ни теория, ни численные эксперименты, только начатые [30], пока не указывают, какие из них наиболее типичны. Весьма важным был бы также анализ того, как меняются описанные выше изолирующие свойства интегралов при малом изменении потенциала [25]. Однако эта проблема заслуживает отдельного рассмотрения.

Следовало бы также исследовать, что будет при замене данной совокупности интегралов $J(p, q)$ другой совокупностью интегралов той же самой системы. Вкратце этот вопрос обсуждается автором в [31].

Автор признателен К. Ф. Огородникову, предложившему автору некоторые из вводимых здесь терминов и во многом способствовавшему улучшению данной работы, а также Г. Г. Кузмину за интересные замечания.

Ленинградский государственный
университет

SOME REMARKS CONCERNING THE CLASSIFICATION OF CONSERVATIVE INTEGRALS OF MOTION IN STELLAR SYSTEMS ACCORDING TO THEIR ISOLATING PROPERTIES

L. P. OSSIPKOV

Geometrical classification of isolating properties as a separate invarient manifolds in the phase space of stellar systems as well as the integrals of motion have been proposed. Parameters have been drawn evaluating quantitively these properties. In particular the third integral has been proposed to be called an absolutely isolating integral if it is an isolating one for all energies and a restrictly isolating integral if there exists ergodic zones.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. *Осипков*, Астрон. ж., 51, 92, 1974.
2. *Е. Т. Уиттекер*, Аналитическая динамика, ОНТИ, М., 1937.
3. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской астрон. обс., 32, 332, 1953.
4. *Г. М. Идлис*, Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1, 1960.
5. *P. Andrle*, Bull. astr. Inst. Csl., 17, 166, 1966.
6. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской обс., 34, 457, 1964.
7. *G. Contopoluos*, A. J., 68, 1, 1963.
8. *G. Contopoulos, J. Hadjidemetriou*, A. J., 73, 86, 1968.
9. *A. Ollongren*, BAN, 16, 241, 1962.
10. *К. Ф. Огородников*, ДАН СССР, 170, 297, 1966.
11. *D. Lynden-Bell*, M. N., 124, 95, 1962.
12. *К. Якоби*, Лекции по динамике, ОНТИ, Л., 1936.
13. *И. Б. Погребысский*, От Лагранжа к Эйнштейну, Наука, М., 1966.
14. *Г. М. Идлис*, Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 11, 3, 1961.
15. *В. В. Немыцкий, В. В. Степанов*, Качественная теория дифференциальных уравнений, ГИТТЛ, М.—Л., 1947.
16. *А. Уинтнер*, Аналитические основы небесной механики, Наука, М., 1967.
17. *D. Lynden-Bell*, M. N., 124, 1, 1962.
18. *G. Contopoulos*, Lectures in Applied Mathematics, 9, 98, 1967.
19. *В. А. Антонов*, сб. «Итоги науки. Астрономия. 1966», ВИНИТИ, М., 1968, стр. 61.
20. *В. М. Алексеев*, ДАН СССР, 177, 495, 1967.
21. *Б. В. Чириков*, Препринт Ин-та ядерн. физ. СО АН СССР, № 50, 1966.
22. *Ю. Мозер*, УМН, 24:2, 165, 1969.
23. *В. И. Арнольд*, ДАН СССР, 156, 9, 1964.
24. *В. К. Мельников*, ДАН СССР, 144, 247, 1962; 181, 546, 1968.
25. *G. Contopoulos*, Ap. J., 138, 1297, 1963.
26. *А. Я. Хинчин*, УМН, 5:3, 3, 1950.
27. *Б. З. Вулих*, Краткий курс теории функций вещественной переменной, Наука, М., 1965.
28. *К. Ф. Огородников*, Труды АО ЛГУ, 22, 132, 1965.

29. *В. И. Арнольд.* Сиб. мат. ж., 4, 471, 1963.
30. *C. Froeschlé,* Astron. Astrophys., 4, 115, 1970;
C. Froeshlé, J.-F. Scheidecker, J. Comp. Phys., 11, 423, 1973; Astron. Astrophys., 22, 431, 1973.
31. *Л. П. Осипков.* Вестн. ЛГУ, № 19, 136, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫЕ НЬЮТОНОВСКИЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МАССИВНЫХ ТЕЛ

М. Е. ГЕРЦЕНШТЕЙН, А. Х. ИНГЕЛЬ, В. А. ПОГОСЯН

Поступила 15 октября 1973
Пересмотрена 17 июня 1975

Рассматриваются «сверхмассивные» тела, для которых в общей теории относительности уже не существует равновесного решения — масса более 2-х солнечных масс и ядерное горючее выгорело — поэтому неизбежно динамическое решение типа колебательного коллапса. В ньютоновском приближении исследуется простейшая модель с политропным уравнением состояния, предполагается автомодельность движения, вращение и магнитное поле не учитываются. Показано, что такая грубая модель приводит к импульсному характеру теплового рентгеновского излучения, обсуждается плазменный механизм импульсной генерации радиоволн.

1. Как неоднократно указывал В. А. Амбарцумян [1], наблюдения указывают на то, что массивные тела должны обладать двумя характерными свойствами: динамичностью (нестационарностью) и активностью (сильным излучением).

Это предвидение подтвердилось открытием нестационарных процессов в ядрах галактик [1]. Мы придерживаемся взгляда, что все свойства массивных тел могут быть описаны известными в настоящее время законами физики — квантовой механикой и общей теорией относительности.

Тело или система тел достаточно большой массы принципиально должны представлять динамическое образование, статических решений просто не существует. В качестве примера можно привести Вселенную в целом, факт нестационарности наблюдаемой нами Вселенной в настоящее время общепризнан, хотя это признание пришло с трудом. Естественно возникает вопрос: начиная с какой критической массы решение обязано быть нестационарным? Для холодной материи эта критическая масса оказалась очень небольшой по астрономическим масштабам—порядка нескольких масс Солнца. Поэтому, если холодное тело тяжелое, то решение должно быть динамическим. В ньютоновской механике финитное движение консервативной системы всегда периодическое. В общей теории относительности считалось, согласно теории гравитационного коллапса, что происходит необратимый уход вещества под гравитационный радиус в «гравитационную могилу» [2, 3]. Такое качественное различие между ньютоновской механикой и ОТО представлялось нам странным, более подробный анализ показал, что этот вывод теории гравитационного коллапса ошибочен [4—10]: движение оказывается периодическим, «гравитационной могилы» не существует, высвечиваемая энергия оказывается большей (порядка 0.5 Mc^2).

В силу периодичности движения излучение имеет тот же период, и мы получаем нечто похожее на пульсар. Мы считаем, что пульсары являются подтверждением бюраканской концепции. Так как строгое решение задачи в рамках ОТО является крайне сложным, то в настоящей статье мы ограничимся ньютоновскими моделями.

2. Попытки рассматривать пульсирующие звезды как модели пульсаров хорошо известны [10, 11]. Принято считать, что колебательные модели не в состоянии объяснить наблюдаемые периоды пульсаров. Периоды колебаний нейтронных звезд слишком малы, периоды белых карликов, напротив, велики для короткопериодических пульсаров. Для большой массы холодного вещества промежуточной плотности, как известно [2, 3, 13], не существует равновесных конфигураций. При достаточно большой массе такие объекты, если они существуют, должны коллапсировать; считается, что при этом они должны превращаться в «застывшие звезды». Однако, как уже указывалось выше, строгое рассмотрение задачи о гравитационном коллапсе как задачи римановой геометрии в целом, с анализом атласа карт и требования геодезической полноты, приводит к неизбежному выводу о колебательном характере гравитационного коллапса [4—10]. Поэтому снова приобретает смысл рассмотрение пульсирующих звезд как возможных моделей пульсаров. В нерелятивистском—ньютоновском— приближении, которым ограничивается настоящая работа, аналогом колебательного коллапса являются радиальные пульсации большой амплитуды. Такие пульсации качественно отличны от ранее подробно рассматривавшихся малых колебаний около положения равновесия [14, 15], так как положения равновесия в общей теории относительности (ОТО) не существует и неколебательного решения тоже нет. Предполагается полное выгорание ядерных источников энергии.

Если ограничиться подобными адиабатическими, строго сферически-симметричными решениями, то уравнение для радиуса звезды R(t) будет [14]:

$$\frac{d^2R}{dt^2} = C\frac{e^s}{R^{3\gamma-2}} - \frac{GM}{R^2}. \qquad (1)$$

S — энтропия на единицу массы звезды (в единицах C_v — теплоемкости на единицу массы [14], C — константа, G — гравитационная постоянная, M — масса звезды.

Предполагается, что уравнение состояния — политропа с постоянным показателем γ:

$$p = \mathrm{const}\,\rho^{\gamma},$$

где p — давление, ρ — плотность, что позволяет получить автомодельные решения. Хотя такое уравнение состояния часто применяется [14], каких-либо аргументов в его пользу, кроме математической простоты, нет. Для нерелятивистского одноатомного газа $\gamma = 5/3$; для ультрарелятивистского газа $\gamma = 4/3$. Если $\gamma > 4/3$, то имеется состояние равновесия:

$$R_p^{3(\gamma-4/3)} = \frac{Ce^s}{GM}. \tag{2}$$

Из уравнения (1) вытекает существование интеграла движения, имеющего смысл полной энергии единицы массы:

$$E = \frac{\dot{R}^2}{2} - \frac{GM}{R} + \frac{Ce^s}{3\gamma-3}\,\frac{1}{R^{3\gamma-3}} = \mathrm{const}. \tag{3}$$

(колебательному движению соответствует $E<0$), и задача сводится к уравнению первого порядка, не содержащего время явно:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{2E + \frac{2GM}{R} - \frac{C_2}{R^{3\gamma-3}}}, \qquad C_2 = \frac{2Ce^s}{3\gamma-3}, \tag{4}$$

решение которого дается квадратурой

$$t = \int \frac{dR}{\sqrt{2E + \dfrac{2GM}{R} - \dfrac{C_2}{R^{3\gamma-3}}}}. \tag{5}$$

Из (5) видно, что если $\gamma > 4/3$, то при $R \to 0$ подкоренное выражение отрицательно, и, следовательно, существует минимальный радиус R_{min}. При $\gamma = 4/3$, как и в общей теории относительности, сил, способных остановить сжатие при $R \to 0$, нет [8]:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{2E + \frac{2GM - C_2}{R}} \simeq \frac{\sqrt{2GM - C_2}}{\sqrt{R}} \underset{R \to 0}{\to} \infty. \tag{6}$$

(здесь и далее масса предполагается достаточно большой), скорость неограниченно возрастает, происходит пролет через центр, как и в ОТО [8].

Для $\gamma = 4/3$ все формулы формально совпадают с формулами задачи Толмена в ОТО для пылевидной материи с эффективной массой

$$M_{\text{эфф}} = M - \frac{C_2}{2G} = M - \frac{Ce^{\prime}}{G},$$

причем t является собственным временем пыли, а R — радиус, определенный из условия, что площадь сферы равна $4\pi R^2$.

Подчеркнем, что при $\gamma = 4/3$ и $M_{\text{эфф}} > 0$ статического решения не существует, поэтому вопрос о причине возбуждения колебаний снимается, ибо решений без колебаний просто нет. В ОТО такая ситуация имеет место при любых уравнениях состояния для больших масс [2, 3, 8, 13].

Рассмотрим случай идеального одноатомного газа с $\gamma = 5/3$. Радиус звезды будет периодической функцией времени, причем из (3) следует $R_{\min} > R_p/2$. Скорость dR/dt вместо (4) удобнее выразить через R_p, $R_{\min}$ и максимальное значение радиуса

$$R_{\max} = \frac{R_p R_{\min}}{2R_{\min} - R_p},$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\sqrt{GM(2R_{\min} - R_p)}\sqrt{(R_{\max} - R)(R - R_{\min})}}{R_{\min} R_{\max}}. \tag{7}$$

Проинтегрировав (7), получаем:

$$t = \sqrt{\frac{R_{\min} R_{\max}}{GM R_p}}\left[\frac{2R_{\min} R_{\max}}{R_p}\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{R - R_{\min}}{R_{\max} - R}} - \sqrt{(R - R_{\min})(R_{\max} - R)}\right] \tag{8}$$

(отсчет времени начинается с момента наибольшего сжатия), колебания при $R_{\max}/R_p \gg 1$ сильно ангармоничны, что видно из приведенного на рис. 1 графика $R(t)$.

Для периода имеем:

$$P = 2\,[t(R_{\max}) - t(R_{\min})] = \frac{\pi R_{\min}(R_{\min} + R_{\max})}{\sqrt{GM(2R_{\min} - R_p)}} =$$

$$= \frac{2\pi}{\sqrt{GM}}\left(\frac{R_{\max}}{\sqrt{2R_{\max} - R_p}}\right)^3 = \frac{\pi}{\sqrt{2GM}} R_{\max}^{3/2}\left(1 - \frac{R_p}{2R_{\max}}\right)^{-3/2} =$$

$$= \sqrt{\frac{3\pi}{8}}\frac{1}{\sqrt{G\rho(R_{\max})}}\left(1 - \frac{R_p}{2R_{\max}}\right)^{-3/2}, \qquad \gamma = 5/3. \tag{9}$$

$$P = \sqrt{\frac{3\pi}{8}}\frac{1}{\sqrt{G\rho(R_{\max})}}, \qquad \rho(R_{\max}) = \frac{M_{\text{эфф}}}{\frac{4}{3}\pi R_{\max}^3}, \qquad \gamma = 4/3.$$

Здесь $\rho(R_{max})$ — средняя плотность материи в момент наибольшего расширения. Заметим, что последнее выражение отличается от формулы для пылевидной материи лишь множителем $(1-R/2R_{max})^{-3/2}$. Вообще при $R_{max} \gg R_{min}$, когда в течение основного отрезка времени происходит медленное движение при $R \sim R_{max}$, форма и период кривой $R(t)$ очень мало зависят от уравнения состояния и эффектов ОТО. Период зависит только от плотности материи в момент наибольшего расширения.

Периоды колебаний имеют тот же порядок, что и период вращения нейтронных звезд, поэтому основное возражение против пульсирующих моделей отпадает [12, 20]. Согласно формуле (9) период зависит от максимального радиуса R_{max}, который является параметром задачи и определяется начальными условиями. Это обстоятельство является, на наш взгляд, недостатком модели — периоды пульсаров лежат в определенных пределах, хотя и довольно широких [1, 20].

Положим в (9) $R_{max} \to R_0$, получим для периода линейных колебаний

$$P = \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} R_0^{3/2}. \tag{10}$$

Заметим, что для холодной нейтронной жидкости зависимость p от ρ также соответствует $\gamma = 5/3$.

Условием применимости ньютоновского рассмотрения является:

$$R_{min} \gg R_g = \frac{2GM}{c^2}. \tag{11}$$

Как показывает расчет в рамках общей теории относительности, период для внешнего наблюдателя отличается сравнительно мало [6].

Предположение о подобных движениях, сводящее систему уравнений в частных производных к обыкновенным уравнениям, имеет и физическое обоснование. При сложных движениях, когда период пульсаций различных радиальных слоев различен или имеются нерадиальные движения, вблизи минимального радиуса R_{min} возникают самопересечения струй материи и плазменная неустойчивость. Поэтому движения без самопересечения мировых линий являются наиболее устойчивыми и имеют минимальную диссипацию.

3. Рассмотрим теперь светимость пульсирующей сферы для некогерентного теплового излучения. Из уравнения адиабаты для температуры T и давления p имеем

$$T \sim V^{-(\gamma-1)} \sim R^{-3(\gamma-1)}, \qquad p \sim V^{-\gamma} \sim \frac{1}{R^{3\gamma}}$$

для $\quad \gamma = \frac{4}{3}, \quad T \sim \frac{1}{R}, \quad \gamma = \frac{5}{3}, \quad T \sim \frac{1}{R^2}.$

Тепловая светимость шара определяется формулой

$$L(t) = 4\pi R^2 \sigma T^4, \tag{13}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, T — температура на поверхности. Строго говоря, в силу простого граничного условия на поверхности:

$$p = 0 \tag{14}$$

на границе звезды нарушаются условия автомодельности. Однако, по соображениям, указанным в [14], мы будем пользоваться формулой (13), понимая под T некоторую эффективную температуру поверхности. На поверхности, где давление и температура меньше, чем в глубине, примем $\gamma = 5/3$.

В силу (13) для временной зависимости светимости имеем

$$\text{Для} \quad \gamma = \frac{5}{3}, \quad L \sim R^{-6}, \quad \gamma = \frac{4}{3}, \quad L \sim R^{-2}. \tag{15}$$

Для того, чтобы найти коэффициент пропорциональности в (15), рассмотрим выражение для средней светимости

$$\overline{L} = \frac{2}{P} \int\limits_{t(R_{\min})}^{t(R_{\max})} L(t)\, dt = \frac{2}{P} \int\limits_{R_{\min}}^{R_{\max}} L(R) \frac{dt}{dR} dR. \tag{16}$$

Получающийся при этом интеграл

$$\int\limits_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{dR}{R^5 \sqrt{(R_{\max} - R)(R - R_{\min})}} \approx \frac{\pi}{4\sqrt{R_{\min}^9 R_{\max}}}, \qquad \frac{R_{\min}}{R_{\max}} \ll 1. \tag{17}$$

Тогда светимость можно выразить через $\overline{L}$:

$$L(t) = \frac{2\sqrt{2GMR_{\min}^9}\, \overline{L} P}{\pi R^6(t)}. \tag{18}$$

Воспользовавшись (13) и (18), получаем выражение для температуры

$$T(t) = \sqrt[4]{\frac{\sqrt{2GMR_{\min}^9}\, \overline{L} P}{2\pi^2 \sigma}} \, \frac{1}{R^2(t)}. \tag{19}$$

Легко видеть, что энергия излучается, в основном, в виде короткого импульса в момент наибольшего сжатия, когда температура наибольшая.

Скважность Q (отношение периода к ширине импульса) на уровне половинной мощности равна

$$Q = \frac{3\pi}{2} \frac{1}{(\sqrt[6]{2} - 1)^{3/2}} \left(\frac{R_{max}}{R_{min}}\right)^{3/2} = 103 \left(\frac{R_{max}}{R_{min}}\right)^{3/2}. \qquad (20)$$

Для случая $\gamma = 4/3$, $R_{min} = 0$ и светимость (16) расходится при $R \to 0$. Поэтому для $\gamma = 4/3$, как и в статическом случае, необходимо строгое релятивистское рассмотрение. При ньютоновском рассмотрении надо оборвать интеграл (16) при $R \sim R_g$. Эффекты ОТО существенны только вблизи „клювика" $R \sim R_g$ на рис. 1; из работ [4—10] мы берем только факт колебательного характера движения.

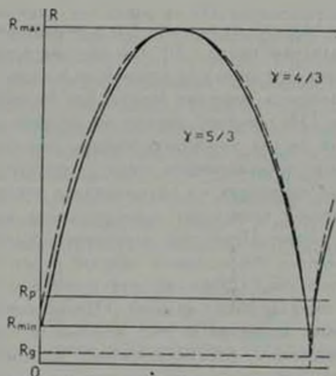


Рис. 1.

Для оценки порядка величин рассмотрим следующий пример. Зададимся величинами:

$$\text{период } 0.1 \textit{ сек}, \quad L = 10^{38} \textit{ эрг/сек}, \quad \frac{R_p}{R_{max}} = 0.2.$$

Тогда $R_g = 30$ *км*, $R_{max} = 1250$ *км*, $R_p = 250$ *км*, $R_{min} = 125$ *км*. Минимальная и максимальная плотности соответственно $2.5 \cdot 10^9$ *г/см*^{3} и $2.5 \cdot 10^{12}$ *г/см*^{3}. Температура поверхности в момент наибольшего расширения около 40 000 К, в момент наибольшего сжатия — около $4 \cdot 10^6$ К. $Q > 10^3$. Отметим, что плотность в момент наибольшего сжатия примерно на два порядка ниже, чем в нейтронных звездах [2, 3, 11—13].

Подчеркнем еще раз, что движение сильно отличается от случая, изученного в теории звездных пульсаций [14, 15]. Для «обыкновенных» колебаний [15] центральная область звезды практически неподвижна, автоколебания возникают только в наружных слоях, расположенных выше зоны ионизации водорода, если эта зона создает «клапанный механизм» для потока лучистой энергии. В переменных звездах отношение R_{max}/R_{min} отличается от единицы менее чем на 20%. В рассмотренном выше примере это отношение равно 10, в колебательном движении участвует все вещество звезды. В релятивистском случае при досточно большой массе, как известно [2, 3], вообще не существует равновесного решения, возможны только колебательные решения, как и для Вселенной в целом. Именно поэтому в нашем случае не может быть равновесного ядра, не охваченного колебательным движением.

Ускорение силы тяжести на поверхности в момент наибольшего расширения превышает солнечное почти в 10^7 раз, поэтому и физические условия на поверхности сильно отличаются от условий на поверхности Солнца и переменных звезд. Плотность вещества велика, при больших плотностях вещество непрозрачно [14], поэтому оценки по формуле теплового излучения являются, на наш взгляд, наиболее правдоподобными.

По-видимому, вне пульсирующего шара существует плазменная оболочка, сплошная или состоящая из вращающихся вокруг пульсирующего ядра облаков, в которой происходит преобразование первичного излучения пульсирующего шара. Первичное излучение представляет собой короткие импульсы. Однако наблюдаемый импульс будет значительно длиннее — напомним, что размер 125 км соответствует 0,4 мсек — при больших размерах оболочки импульс будет длиннее. Однако использование ньютоновского рассмотрения движения и учет конечности скорости света при изучении формы импульса — непоследовательно, поэтому мы ограничимся указанием на то, что растяжение импульса при преобразовании спектра в оболочке имеет место; количественный расчет выходит за рамки настоящей статьи.

Мы не рассматриваем также зависимость яркости от частоты излучения, так как результат сильно зависит от предположений о структуре оболочки. Нерелятивистский расчет светимости не учитывает ряда факторов, которые не могут существенно изменить общей картины:

— доплер-эффекта при сжатии и расширении;

— отличия собственного времени с временем внешнего наблюдателя;

— геометрии пространства при $R \sim R_g$, затрудняющей излучение [2].

4. Идеальная сферическая симметрия и подобные решения безусловно не реализуются: даже в случае спокойной равновесной звезды — Солнца имеются выбросы — протуберанцы, нарушающие сферическую симметрию. При нарушении сферической симметрии и условий подобия возникают са-

мопересечения мировых линий материи [8]. При этом возникает плазменная неустойчивость и когерентная генерация продольных (плазменных) волн, которые на неоднородностях трансформируются в радиоволны [16]. Какие-либо количественные оценки интенсивности генерируемых продольных волн требуют отказа от сферической симметрии или от подобия. Поскольку фазовые скорости продольных волн в плазме и радиоволн сильно отличаются, то наиболее эффективно преобразование на мелкомасштабных неоднородностях. Такие неоднородности в газах и плазме могут быть только случайными. Таким образом, рассмотренная модель качественно объясняет и импульсную генерацию радиоволн. Так как механизм превращения плазменных волн в радиоволны — случайный, то должны быть флуктуации интенсивности радиоимпульсов.

5. Период пульсаций, как видно из (9), определяется, в основном, средней плотностью в момент максимального расширения — массой и энергией звезды и довольно слабо зависит от энтропии. При отсутствии выбросов материи (которые не запрещены законами сохранения!) и аккреции в ньютоновской механике масса постоянна. Энергия консервативной системы также сохраняется: относительные потери на электромагнитное излучение очень малы ввиду колоссальной энергии пульсаций — для рассматриваемого примера срок высвечивания более 10^{11} лет. Поэтому основным фактором изменения периода со временем является изменение энтропии. Рост энтропии за счет необратимых процессов приводит к росту периода. Например, для $\gamma = 4/3$ средняя скорость роста периода, из (9) равна:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{2} P \frac{M - M_{***}}{M_{***}} \overline{\left(\frac{ds}{dt}\right)}. \tag{21}$$

Выражение для скорости роста энтропии [17] будет:

$$\frac{d}{dt}\int C_v \rho s \, dV = \int \frac{\varkappa}{T} (\nabla T)^2 dV + \int \frac{\zeta}{T} (\operatorname{div} \vec{V})^2 dV + \int \frac{\eta}{2T} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} \vec{V} \right)^2 dV, \tag{22}$$

где V — скорость; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; η, ζ — коэффициенты соответственно первой и второй вязкости.

Для подобных движений последнее слагаемое в (22) исчезает, и мы имеем:

$$\operatorname{div} \vec{V} = 3 \frac{\dot{R}}{R}; \qquad \frac{d}{dt}\int C_v \rho s \, dV = \int \frac{\varkappa}{T} (\nabla T)^2 dV + 9 \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 \int \frac{\zeta}{T} dV. \tag{23}$$

Грубо можно считать, что s и C_v постоянны по звезде [2]; после выгорания ядерных источников энергии мало меняется и температура. Поэтому приращение удельной энтропии за период равно

$$\Delta s = \frac{18}{MC_v}\int\limits_{t(\dot R_{\min})}^{t(\dot R_{\max})}\left(\frac{\dot R}{R}\right)^2\int\frac{\xi}{T}\,dV\,dt = \frac{24\pi}{MC_v}\overline{\left(\frac{\xi}{T}\right)}\int\limits_{\dot R_{\min}}^{\dot R_{\max}} R\dot R\,d\dot R. \qquad (24)$$

Для оценки имеем формулы

$$\frac{ds}{dt} = \frac{3\pi^3 R^2_{\max}}{MC_v P^2}\overline{\left(\frac{\xi}{T}\right)} = \frac{9}{4}\frac{\pi^2}{C_v}\left(\frac{\xi}{T}\right),$$
$$\frac{dP}{dt} = \frac{3\pi^3 R^3_{\max}}{2MC_v P}\,\frac{M - M_{\text{эфф}}}{M_{\text{эфф}}}\overline{\left(\frac{\xi}{T}\right)}. \qquad (25)$$

Для идеального газа без внутренних степеней свободы вторая вязкость равна нулю [18]. При увеличении плотности вырожденного ферми-газа его отклонение от идеальности уменьшается [19]. Поэтому для строго подобных движений $ds/dt = 0$. Известно, что колебания цефеид быстро затухали бы без источников энергии [12, 15]. Рассматриваемые объекты, однако, существенно отличаются от цефеид. Например, колебательная энергия в нашем случае может быть на 8—9 порядков больше, а диссипация, напротив, может быть малой по причинам, указанным выше. Это может привести к высокой стабильности периода. При выбросе массы (что не запрещено законами сохранения) возможно скачкообразное уменьшение периода.

Сделанная выше оговорка об отсутствии внутренних степеней свободы очень важна. В реальном веществе возможны обратимые ядерные реакции превращения протона в нейтрон, идущие со скоростью слабых взаимодействий [2, 14, 19, 20]. Так как времена реакции малы по сравнению с периодом пульсаций, то они вызывают появление эффективной второй вязкости [17, 20]. Это приводит к росту энтропии и к увеличению периода.

Эти реакции сопровождаются излучением нейтрино и антинейтрино, которые в слабых полях тяготения свободно покидают звезду и уносят энергию. Это приводит к противоположному эффекту — уменьшению периода.

6. Ньютоновское рассмотрение динамических моделей сверхмассивных тел приводит к результатам, предсказываемым бюраканской концепцией: нестационарность, большие запасы энергии. Свойства такой модели похожи на свойства пульсара, и естественно возникает вопрос — может ли рассмотренная модель конкурировать с традиционной моделью пульсара — вращающейся нейтронной звезды?

Сравнение обеих моделей выходит за рамки настоящей статьи и является, на наш взгляд, преждевременным, так как рассмотренная модель является очень грубой:

— не рассмотрено вращение, магнитные поля, реальные уравнения состояния;

— не рассмотрены количественно потери энергии на излучение нейтрино и антинейтрино.

— не рассмотрен количественно механизм преобразования первичного импульса в импульсное оптическое и радио излучение.

От количественных ответов на эти вопросы будет зависеть результат сравнения обеих моделей.

Всесоюзный научно-исследовательский ин-т
оптико-физических измерений

SPHERICAL-SYMMETRIC "NEWTON" DYNAMIC MODELS OF MASSIVE BODIES

M. E. GERTZENSTEIN, L. H. INGEL, V. A. POGOSIAN

The „super-massive" bodies are considered for which an equilibrium solution does not exist in the general theory of relativity any more. The mass more than "two sun masses" and nuclear fuel have burnt away. That is why the dynamic solution of oscillation collapse type is inevitable. In Newton's approximation the simpliest models of polytropical equation of state are investigated. Auto-modality of movement is assumed without taking into consideration the torsion of the magnetic field. It has been shown that such a rigid model shows the impulse character of thermal *x*-ray radiation and impulse radio radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Проблемы современной космогонии, под ред. В. А. Амбарцумяна, Наука, М., 1972
2. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967
3. *Д. Ж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн*, Теория гравитации и гравитационный коллапс, Мир, М., 1967.
4. *М. Е. Герценштейн*, в сб. «Проблемы теории гравитации и элементарных частиц», № 6, Атомиздат, 1976 (в печати).
5. *W. Israel*, Nature, 209, 66, 1966.
6. *М. Е. Герценштейн, Ю. М. Айвазян*, ЖЭТФ, 51, 1405, 1966.
7. *М. Е. Герценштейн, К. П. Станюкович*, Тезисы докладов III советской гравитационной конференции, Ереван, 1972, стр. 301.
8. *М. Е. Герценштейн*, ЖЭТФ, 51, 129, 1127, 1966.

9. *М. Е. Герценштейн, Ю. М. Айвазян*, Труды метрологических институтов СССР № 102 (162), Изд. Стандартов, 1970, стр. 119
10. *E. H. Harrison*, Nature, 225, 44, 1970
11. *D. W. Meltzer, K. S. Thorne*, Ap. J., 145, 514, 1966; 152, 171, 1968.
12. *В. Л. Гинзбург*, УФН, 103, № 3, 393, 1971
13. *Г. С. Саакян*, в сб. «Гравитация», Киев, 1972
14. *Д. А. Франк-Каменецкий*, Физические явления внутри звезд, Физматгиз, М., 1959.
15. Сб. «Пульсирующие звезды», Наука, 1970. *С. А. Жевакин*, Астрон. ж., 30, 161, 1953.
16. *В. Л. Гинзбург*, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, М., 1960
17. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Механика сплошных сред, ГИТТЛ, 49, 1953.
18. *S. M. Karim, L. Rosenhead*, Rev. Mod. Phys., 24, 108, 1952.
19. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статическая физика, Наука, М., 1964
20. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.

Примечание при корректуре. На необходимость отказа от традиционной точки зрения о необратимости гравитационного коллапса еще раз указывалось в недавно появившейся работе Хоукинга (S. W. Hawking, Comm. Math. Phys. 43, 199, 1975, § 2).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛОЖЕННЫЕ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ МАССЫ

В работе [1] была поставлена и решена методом тензорных уравнений вириала задача построения возможных эллипсоидальных фигур равновесия твердотельно вращающейся однородной массы в присутствии силовых магнитных полей. Работами [2, 3] был начат новый цикл работ по теории вложенных взаимопроникающих тел, результаты которых представляют некоторый интерес в вопросах фигур равновесия звездных подсистем (населений) и систем межзвездной среды в галактиках. Известно, что магнитные поля играют важную роль в поведении системы межзвездной среды. С этой точки зрения представляет значительный интерес обобщение результатов работы [1] с учетом гравитации внешней гравитирующей массы (галактики)

Учет указанного фактора приводит к тому, что в вириальном уравнении второго порядка (11) работы [1] прибавляется еще член,

$$W^{\nu}_{ij} = \int_V \rho x_i \frac{\partial V_0}{\partial x_j} d\vec{x}, \tag{1}$$

представляющий тензор энергии гравитационного действия внешнего сфероида на вложенную массу. В [1] интегрирование производится по объему, занимаемому вложенной массой однородной плотности ρ. $V_0(\vec{x})$ — внутренний гравитационный потенциал внешнего сфероида эксцентриситета e_0 и однородной плотности массы ρ_0.

$$V_0(\vec{x}) = -\pi G\rho_0 A (x_1^2 + x_2^2) - \pi G\rho_0 A_3 x_3^2,$$

96—12

где

$$A = 1 - \frac{1}{2}A_3 = \frac{\sqrt{1-e_0^2}}{e_0^3}\arcsin e_0 - \frac{1-e_0^2}{e_0^2}. \qquad (2)$$

Учет эффекта гравитации внешнего сфероида приводит к следующим изменениям результатов работы [1].

1. В магнитостатическом равновесии должно удовлетворяться следующее неравенство:

$$M + \Omega^2 I < |W^0| + |W|, \qquad (3)$$

где M — свертка магнитного тензора

$$M_{ij} = \frac{1}{8\pi}\int_V (\delta_{ij}|\bar{B}|^2 - 2B_i B_j)\, d\bar{x} + \frac{1}{8\pi}\oint_\Sigma x_i (2B_j B_k d\Sigma_k - |\bar{B}|^2 d\Sigma_j), \qquad (4)$$

Σ — поверхность вложенной массы, Ω, W — сответственно угловая скорость вращения и собственная гравитационная энергия вложенной массы, $W^0 = W^0_{ii}$, $I = \int_V \rho(x_1^2 + x_2^2)\,d\bar{x}$. Как видно из (3), гравитация внешнего сфероида приводит к увеличению области возможных магнитных полей и угловых скоростей вращения.

2. Рассматриваемый фактор не изменяет геометрию силовых магнитных полей, могущих находиться в равновесии со сфероидальной фигурой равновесия, т. е. как и прежде магнитный тензор должен обладать аксиальной симметрией $M_{11} = M_{22}$. При этом, если на экваторе сфероида с массой m (с полуосями a, a_3),

$$\frac{M_{33} - M_{11}}{\frac{2}{5}\pi G^2 \rho m} < B_e^2 = 2\pi\rho a^2\Omega^2 - 4\pi^2 G\rho\rho_0 a^2 (A - A_3), \qquad (5)$$

то фигура равновесия вложенной массы имеет вид сплюснутого сфероида, геометрия которого связана с параметрами системы формулой

$$\Omega^2 - \frac{M_{33}M_{11}}{\frac{4}{5}\pi^2 G\rho^2 m^2 a^2} = \pi G\rho F_M(e) + \pi G\rho_0 F_E(e, e_0), \qquad (6)$$

где e — эксцентриситет сплюснутого вложенного сфероида, а $F_M(e)$ и $F_E(e, e_0)$ введенные в работе [2] функции, представляющие соответственно эффекты самогравитации вложенной сплюснуто-сфероидальной массы и гравитации внешнего сфероида.

Если на экваторе фигуры выполняется обратное условие (5), то сфероиды вытягиваются вдоль оси вращения, образуя новую серию вытянутых вложенных сфероидальных фигур равновесия. Аналогичная формула для связи параметров этих фигур получается путем подстановки $e = il/\sqrt{1 - l^2}$ в правой части формулы (6), где l — эксцентриситет вытянутого сфероида.

Наконец, если на экваторе вложенной массы $(M_{33} - M_{11})/(2/5)\pi G\rho m = B^2$, то фигура равновесия вложенной массы возможна в виде сферы. В частности, если магнитное поле имеет тороидальный характер типа $\vec{B} = \vec{e}_\varphi \dfrac{B_0}{a} r \sin\theta$, где B_0 — индукция поля на экваторе вложенной массы, то получаем [1]: $M_{33} - M_{11} = (2/5)\pi G\rho m B_0^2$. Итак, гравитация внешнего сфероида приводит к увеличению критического значения магнитного поля B_* ($0 > F_F(0, e_0) > -2$), при котором происходит переход к вытянутым сфероидам. Отметим, что с увеличением сплюснутости внешнего сфероида, критическое значение магнитного поля, соответствующее сферической фигуре вложенной массы, увеличивается.

3. *Трехосные эллипсоиды* $a_1 \neq a_2 \neq a_3$. Геометрия этих фигур теперь определяется уравнением

$$\frac{a_2^2 M_{11} - a_1^2 M_{22}}{\frac{2}{5}\pi G\rho m a_3^2 (a_2^2 - a_1^2)} - \frac{M_{33}}{\frac{2}{5}\pi G\rho m a_3^2} + \frac{\rho_e}{\rho} A_3 = \int\limits_0^\infty \frac{(1 - u - v - uvx)\, x\,dx}{[(1 + x)(1 + ux)(1 + vx)]^{3/2}}, \tag{7}$$

а связь параметров системы с геометрией трехосных вложенных эллипсоидов дается формулой

$$\varpi^2 - uv \frac{M_{11} - M_{22}}{\frac{2}{5}\pi G\rho m a_3^2 (u - v)} = \int\limits_0^\infty \frac{uv\,x\,dx}{(1 + x)^{1/2}[(1 + ux)(1 + vx)]^{3/2}} + \frac{\rho_e}{\rho} A. \tag{8}$$

Здесь введены обозначения: $u = a_3^2/a_1^2$, $v = a_3^2/a_2^2$.

Как видно из (7), гравитация внешнего сфероида приводит к сплющиванию трехосных замагниченных эллипсоидов ($A > 0$). При этом этот эффект тем сильнее, чем больше сплюснут внешний сфероид и чем больше отношение плотностей ρ_e/ρ. Как видно из (8), предельное значение угловой скорости вложенных фигур больше, чем соответствующих одиночных фигур.

Ellipsoidal Equilibrium Figures of Magnetised Rotating Homogeneous Mass in the Spheroidal Gravitating System. The problem of possible ellipsoidal equilibrium figures of magnetised solid-body rotating homogeneous mass, placed into the gravitating spheroidal system, is investigated.

A new series of spheroidal and three-axes ellipsoidal figures is obtained.

31 марта 1975 М. Г. АБРАМЯН
Ереванский государственный университет

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 9, 401, 1973.
2. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 10, 565, 1974.
3. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 11, 121, 1975.

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ КОНТУРА ЛИНИИ HeII λ 4686 В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ EZ CMa

Звезда EZ CMa (DH 50896) относится к углеродной последовательности звезд Вольфа-Райе и имеет спектральный класс WN5. Она привлекает особое внимание тем, что, возможно, является тесной двойной системой. Однако убедительных доказательств этого до сих пор еще получено не было. Одной из возможных проверок ее на двойственность явилось бы обнаружение быстрой переменности контуров эмиссионных линий в ее спектре.

В работе [1] изучался контур линии HeII λ 4686 в спектре этой звезды с временным разрешением 4.2 *мин*. Авторы отмечают, что заметных изменений формы контура не обнаружено. В [1] ничего не сообщается об изменении интенсивности линии. Судя по тому, как хорошо воспроизводятся контуры на спектрограммах, полученных в разные ночи, интенсивность линии остается постоянной.

В работе [2] приведены результаты фотоэлектрических наблюдений этой звезды. Авторы отмечают наличие долгопериодической переменности в эмиссионных линиях, в частности, в линии HeII λ 4686 с периодом порядка 3 *часа*. Отмечается также переменность континуума.

Спектрограммы исследуемой звезды были получены на спектрографе с ЭОП типа М9ЩВ, разработанном и изготовленном во Всесоюзном институте оптико-физических измерений. Спектрограф устанавливался в ка -

кассегреновском фокусе 60-см телескопа. С экрана ЭОП спектр фотографировался контактно на пленку А-500. Наблюдения велись в ночи с 7 на 8 марта и с 1 на 2 апреля 1974 г. Были получены серии спектрограмм (5 и 10 штук) с экспозицией три минуты, интервал между экспозициями составлял 5—7 сек. Обратная дисперсия на спектрограммах равна 30.9 А/мм, что при использованной ширине щели (0.2 мм) соответствует разрешению 0.9 А. На спектрограмме помещался участок спектра длиной около 620 А.

В каждую из наблюдательных ночей фотографировался спектр звезды ξ Tau (B8 V), имеющей постоянный блеск. Было получено по 5—8 спектрограмм этой звезды до и после фотографирования спектра EZ CMa. Спектрограммы, имевшие плотность, пригодную для фотометрирования, были обработаны. Результат приведен ниже.

На рис. 1 изображены контуры линии HeII λ 4686 в пропусканиях, полученные во время второй серии наблюдений. Время растет снизу вверх. Пунктиром отмечена часть контура, которая попала на дефект экрана ЭОП. Видно, что контур имеет довольно неправильную форму, которая быстро меняется. Обращает внимание следующее: хотя вид контура быстро изменяется, имеется одна абсорбционная деталь, положение ее указано на рис. 1 стрелкой, которая присутствует во всех спектрах. Эта деталь смещена относительно фотометрического центра линии в синюю сторону и соответствует скорости истечения вещества примерно 400 км/сек.

Контуры, полученные в первую серию наблюдений, почти месяцем раньше, имеют обычную колоколообразную форму и не содержат никаких особенностей. На рис. 2 показаны некоторые из них (масштаб как на рис. 1).

Непрерывный спектр на наших спектрограммах несколько недодержан и это делает не вполне уверенным определение эквивалентной ширины W. Среднее значение $\overline{W}$ по нашим спектрограммам равно 340 А. Среднее уклонение отдельных измерений от величины $\overline{W}$ составляет 20%. Определенная нами величина $\overline{W}$ хорошо согласуется со значением 350 А, полученным в [3] усреднением величин W, измеренных разными авторами. В некоторых случаях эквивалентная ширина в 1.5—2 раза превышает $\overline{W}$, что гораздо больше ошибки определения W. Это не противоречит результатам работы [2]. Интенсивность континуума также несколько меняется.

Для проверки надежности результата, полученного с помощью данного ЭОП, были измерены эквивалентные ширины водородных линий в спектре ξ Tau в обе наблюдательные ночи. В каждую из ночей средний разброс величин W, определенный по пяти спектрограммам, не превышает 7%. Например, в ночь 1—2 апреля для линии H_β $W = 4.5 \pm 0.3$ А. Эта величина ошибки меньше той, которая возникает из-за неуверенности проведения континуума в спектре изучаемой звезды. Таким образом, спектро-

Рис. 1.

граммы, полученные с помощью данного ЭОП, вполне пригодны для спектрофотометрических измерений.

Тот факт, что в [1] не было обнаружено переменности контура, а в настоящей работе она обнаруживается в одну из ночей, можно объяснить тем, что звезда время от времени повышает свою активность. Наблюдаемая

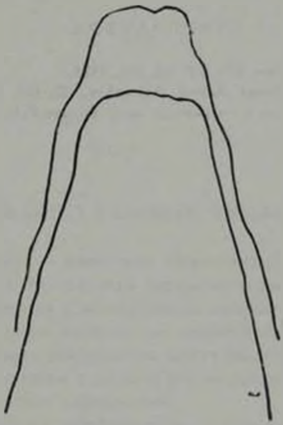


Рис. 2.

форма контура: неправильный, «рваный», контур с устойчивой абсорбционной компонентой, напоминает контуры в спектрах новоподобных в моменты эрупции и говорит в пользу такого предположения. Все это согласуется с представлением о свойствах тесной двойной системы. Быстрая переменность контуров эмиссионных линий с характерным временем порядка минут также свойственна тесной двойной системе. Таким образом, полученный результат можно считать косвенным аргументом в пользу того, что EZ CMa является тесной двойной системой.

Rapid variability of He II λ 4686 line contour in the spectrum of the star EZ CMa. The observation of a rapid variability of emission line He II λ 4686 A contour with a 3-minute time resolution is reported. The contour is of an irregular shape. The stable absorption component corresponds to the outflow of matter at a velocity of about 400 *km/sec*. The result obtained may be regarded as an indirect argument for EZ CMa being a close binary system.

14 января 1975
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Н. Ф. ВОЙХАНСКАЯ.
В. С РЫЛОВ.
Ю. В. СУХАРЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. E. Irvine, N. J. Irvine*, P.A.S.P, 85, 403, 1973.
2. *A. F. J. Moffet, W. Haupt*. Astron. Astrophys., 32, 435, 1974.
3. *С. В. Рублев*. Температуры и светимости звезд Вольфа-Райе. Диссертация, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1976 ВЫПУСК 1

РЕЦЕНЗИИ

АСТРОФИЗИКА ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Дональд Остерброк — известный американский астрофизик и педагог послевоенного периода. Его научные интересы весьма широки, однако большая часть работ относится к исследованию газовых туманностей.

Рецензируемая книга написана на основе лекций, читавшихся ее автором на старших курсах университета штата Висконсин. Автор посвящает ее своим учителям, коллегам и аспирантам и отводит ей роль современного введения в физику газовых туманностей.

Книга Д. Остерброка действительно подводит итог последним 25 годам активного изучения галактических газовых туманностей. По своему построению, характеру изложения и первоисточникам это — очень «американская» книга: автор и сам говорит во введении, что в ее основу, кроме собственного научного опыта, он положил главным образом американские и, в меньшей степени, английские работы.

Монография Д. Остерброка — теоретический труд. Его цель — дать картину современной физической теории диффузных и планетарных туманностей, теории, которая за последние четверть века превратилась в классический раздел современной астрофизики. Другие виды галактических газовых образований, вроде остатков сверхновых, в книге практически не рассматриваются. Наблюдательные данные, как это констатирует сам автор, фрагментарны и служат главным образом для иллюстрации теоретических положений. Общей особенностью книги является отсутствие промежуточных математических выкладок и физических положений, отделяющих формулировку задачи от конечного результата. Этим достигается четкость изложения при значительном лаконизме.

Книга состоит из предисловия, 9 глав, словаря физических терминов, четырех кратких приложений и указателя. В ней имеется 56 рисунков, в том числе многочисленные репродукции снимков туманностей, и 59 таблиц. В конце каждой главы дан список избранных публикаций, рекомендуемых для углубленного изучения предмета. Ссылки в тексте отсутствуют, что, по мнению автора, облегчает восприятие материала.

Глава I «Общее введение» знакомит читателя с основными типами галактических туманностей. Там же, очень кратко, даны описания методов наблюдений и основные физические идеи, используемые при интерпретации фактического материала.

Глава II «Фотоионизационное равновесие» излагает основу физики туманностей — представление об ионизации их вещества под действием жесткого ультрафиолетового излучения возбуждающих звезд. Вводится понятие о зонах ионизации водорода и гелия, рассматривается ионизация более тяжелых химических элементов, входящих в состав вещества туманностей.

Глава III «Термическое равновесие» описывает идеи теории энергетического равновесия электронного газа в ионизованных туманностях. Естественным следствием этой теории являются механизмы свечения в запрещенных линиях тяжелых ионов; в прилагаемых таблицах дается сводка современных значений вероятностей переходов и параметров столкновений для наиболее важных метастабильных уровней этих ионов.

Глава IV «Расчет спектра выходящего излучения» является по смыслу развитием теории, изложенной во второй главе книги. Здесь рассматривается рекомбинационное свечение водорода и гелия — в линиях и непрерывное, механизмы возбуждения так называемых «боуэновских» разрешенных линий тяжелых элементов. Дается представление о проблемах переноса резонансного излучения водорода и нейтрального гелия.

Предмет главы V очевиден из ее названия: «Сопоставление теории с наблюдениями». Здесь весьма кратко излагаются характерные результаты применения теории ионизационного равновесия и энергетического баланса электронного газа к определению физических параметров и химического состава вещества в туманностях и свойств возбуждающих звезд по оптическому и радиочастотному излучению объектов. По сути дела эта глава подводит итог всему изложенному ранее и отделяет твердо установившиеся теоретические представления от проблем, все еще находящихся в процессе разработки.

Первой из таких проблем, рассмотренных автором в главе VI, является внутренняя динамика газовых туманностей. Вводятся основные понятия газодинамики — применительно к разреженным, нагреваемым от центрального источника туманностям. Кратко изложены некоторые результаты теории ионизационных фронтов. В заключение теоретические выводы сопоставлены с пока еще весьма скудными наблюдательными данными.

Глава VII «Межзвездная пыль» — традиционный раздел физики туманностей, интерес к которому возрос в связи с открытием их интенсивного инфракрасного излучения. Даны основные представления о межзвездном поглощении света, основные методы и факты, связанные с наличием пыли в протяженных диффузных туманностях. Наконец, рассмотрена проблема пыли в высокоионизованных плотных объектах, подобных планетарным туманностям: тепловой баланс, излучение и условия выживания частиц, их динамическое взаимодействие с газом туманности.

Глава VIII «Зоны HII и галактики» — сравнительно новый раздел для теоретических монографий о газовых туманностях. Он суммирует сведения, пока еще довольно скудные, о ярких газовых туманностях в соседних галактиках в свете пространственного распределения подобных объектов и горячих массивных звезд в нашей собственной Галактике. Очень кратко затрагивается проблема молекул в массивных газово-пылевых комплексах.

Последняя и небольшая IX глава целиком посвящена планетарным туманностям, рассматриваемым с точки зрения их роли в строении и эволюции Галактики, связи с белыми карликами, эволюции химического состава межзвездной среды.

Словарь физических (и астрономических) терминов призван облегчить усвоение материала. Наконец, в четырех кратких приложениях рассмотрены две частные теоретические задачи, дан краткий список наиболее известных туманностей и список эмиссионных линий нейтральных атомов в спектрах туманностей.

Характеризуя книгу Д. Е. Остерброка в целом, можно констатировать, что она является несомненным вкладом в астрофизическую монографическую литературу на английском языке. При всем том, по полноте изложения она существенно уступает известной монографии С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера «Межзвездная среда» (Наука, М., 1963), выигрывая по сравнению с нею лишь новизной теоретических результатов.

Книга Д. Е. Остерброка, благодаря лаконичности и обилию табличного и графического материала, полезна как справочное пособие для специалистов-астрофизиков, представителей смежных дисциплин и аспирантов.

Г. С. ХРОМОВ
кандидат физико-математических наук

CONTENTS