ISSN 0370-8691

20.840.40.5002 9-р8012-р8012-б622-р 0.40.9602-р0. АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ФРШЧ L ВЫПУСК

Редакционная коллегия:

В. А. АМБАРЦУМЯН (главный редактор), М. Л. АРАКЕЛЯН, Л. В. МИРЗОЯН. М. А. МНАЦАКАНЯН (ответственный секретарь), Г. М. ТОВМАСЯН (зам. главного редактора)

EGIT

100000

C 1705040000 703(02)-79 85-79

© Издательство АН Армянской ССР. 1979

Թանկագին Վիկտոր Համազասպի

Բյուրականի աստղադիտարանի կոլեկտիվը ջերմորեն շնորհավորում է Ձեզ, աստղադիտարանի հիմնադրին և անփոփոխ ղեկավարին, բարեկամին և ուսուցչին՝ ծննդյան 70-ամյակի առթիվ և ցանկանում է Ձեզ երկար տարիների բաջառողջություն և ստեղծագործական նոր հաջողություններ ի փառս հայրենական գիտության և ի բարօրություն մեր ժողովրդի։

ДИРЕКТОРУ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АКАДЕМИКУ В. А. АМБАРЦУМЯНУ

Дорогой Виктор Амазаспович!

Коллектив Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР горячо поздравляет Вас, основателя и бессменного руководителя обсерватории, учителя и друга, с 70-летием со дня рождения и желает Вам крепкого здоровья на долгие годы и дальнейших творческих успехов во славу отечественной науки, на благо нашего народа!

Э. Я. ОГАНЕСЯН

голубые объекты в окрестности міз. 1

1. Вводные замечания. Большое количество работ, целью которых было выяснение природы голубых объектов, находящихся на больших галактических шпротах, показывают, что яркие объекты представляют собой смесь звезд многих типов, среди которых—белые карлики, субкарлики, звезды с составными спектрами, голубые звезды главной последовательности и звезды, подобные звездам горизонтальной встви шаровых скоплений; некоторая же доля слабых голубых объектов, как показано в [1], являются квазпэвездными объектами. Последнее обстоятельство сильно повысило интерес к слабым голубым объектам, находящимся на больших галактических широтах. Большое разнообразие этих объектов делает целесообразным разностороннее их исследование.

В настоящее время для статистического рассмотрения вопроса очень важно накопление наблюдательных дашных о слабых голубых звездах и объектах с ультрафиолетовым избытком. Для ряда звезд проведены спектральные исследования. Результаты фотоэлектрических измерений опубликованы в работах [2—4].

Задача настоящей работы — отбор и фотометрическое исследование голубых объектов в окрестности шарового скопления М13. Подобное исследование ранее проводилось для области вокруг М92 [5].

М13—одно из ближайших к нам шаровых скоплений, расположенное на промежуточных галактических широтах (*a*=+40°). Выбор области вокруг М13 для настоящего исследования объясняется тем, что наличие в этом скоплении фотоэлектрических стандартов, установленных с целью фотометрии звезд самого скопления, облегчает задачу и повышает точность исследования.

2. Наблюдательный материал. Выбранная для исследования область в окрестности M13 размером 36 квадратных градусов была разбита на четыре части, каждая из которых в одном из своих углов содержит шаровое скопление M13, звезды которого использовались нами для стандартизации пластинок. Перекрытие соседних площадок при этом составляет примерно 45%, так как скопление нельзя было располагать слишком близко к краю пластинки, чтобы не сказалось влияние ошибки поля на используемые в качестве стандартов звезды скоиления.

В настоящей работе приведены результаты исследования одной из этих четырех площадок размером 16 квадратных градусов, расположенной к юго-западу от М13. Ее координаты: 21930 = 16^h35^m 2, 21930 = +35°30'.

Наблюдения проводились в трех участках спектра, соответствующих цветам U, B, V, на 40-52" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. При этом были использованы следующие сочетания фотоэмульсий и светофильтров (табл. 1).

Таблиц			
Цветовая система	Пластника	Фильтр	
U B V	Zu—2 Zu—2 Қодак OaD	UG2 GG13 GG11	

На основании специально проведенного исследования наблюдательного материала для стандартных звезд М13 было выяснено, что полученная таким образом цветовая система практически не отличается от системы UBV.

3. Отбор голубых объектов. Понски голубых объектов производились путем попарного сравнения фотопластинок, полученных в различных цветах, при помощи блинк-компаратора производства фирмы Цейсс. Для обнаружения некоторых относительно ярких голубых объектов использовались снимки, полученные на том же телескопе в сочетании с объективной призмой, на которых по сравнительной длине и яркости коротковолновой части спектра можно судить об интенсивности синей и ультрафиолетовой областей и выделить голубые объекты. Для получения этих снимков использовались пластинки Kodak II AD, угол преломления объективной призмы 1°.5. Остальные данные приведены в табл. 2.

Таблица 2

Дата наблюдения	Время экспозиции
27-28. V. 1966 17-18. V. 1969 22-23. V. 1969	2 ^h 33 ^m 3 ^h 33 ^m 0 13

В результате просмотра пластинок для фотометрирования было отобрано 249 объектов. Следует отметить, что исследование распространялось до величины 19 ^m5 в цвете В, но в дальнейшем принимались во внимание лишь те объекты, у которых можно было определить звездные величины во всех трех цветах. Как показало фотометрирова-

ГОЛУБЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОКРЕСТНОСТИ МІЗ. І

нис, 39 из отобранных объектов имеют значительные показатели цвета. 24 из них были исключены из рассмотрения, а 15 оставлены при нашем исследовании для лучшей иллюстрации двухцветной диаграммы. Судя по показателям цвета и по спектральным снимкам, это обычные звезды класса А. Таким образом, в исследованной области было обнаружено 210 объектов, у которых по крайней мере один из показателей цвета В—V или U—В меньше либо же около нуля.

Разумеется, нами выявлена лишь часть имеющихся в исследованной области голубых объектов. Отметим, что по оценке Н. Рихтера и др. [6] при однократном блинковании может быть обнаружена лишь примерно седьмая часть всех голубых объектов в какой-либо области.

На рис. 1 представлена карта раопределения 225 выделенных объоктов исследованной области.

N

Рис. 1. Карта распределения исследованных объектов.

На этой карте отчетливо видна неравномерность распределения голубых объектов. Хорошо выделяется концентрация их в районе ша-

7

рового скопления, а также значительно больше этих объектов в южной половине поля. Асимметрия наблюдается и в распределении голубых звезд в окрестности M13.

В приложении 2 даны подробные карты отождествления с обозначенными на них объектами, исследованными в настоящей работе. Объекты находятся строго в центре кружков; в некоторых случаях они настолько слабы, что их следы не просматриваются на приведенных картах.

4. Фотометрические измерения. Для фотометрической обработки были отобраны 15 фотопластинок, по иять в каждом цвете, данные о которых приводятся в табл. 3.

Таблица З

U	~	В	. v	
9-10.VI.196622 ^h 40 ^m	0 ^b 40 ^m	9-10.VI.1966 0 ^h 53 ^m -1 ^h 53 ^m	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$	
10-11.VI.1967 0 20	2 20	12-13.VI.1967 3 00 -3 20		
12-13.VI.196723 55	1 55	14-15.VI.1967 3 29 -3 49		
14-15.VI.1967 1 03	3 03	16-17.VI.1967 3 24 -3 44		
26-27.VI.1967 1 53	3 53	8-9.VII.196721 20 -2132		

Измерения этих пластинок производились на объективном микрофотометре «Schnell» производства фирмы Цейсс. В качестве стандартов для построения характеристических кривых были использованы усредненные значения фотоэлектрических наблюдений ряда звезд из М13, выполненных в работах [2] и [4]. Полученные в результате обработки измерений данные приведены в таблице (приложение 1).

Среднеквадратическая ошибка измерений звездных всличии оказалась равной 0^т 08.

5. Распределение объектов по яркости. На рис. 2 представлено распределение исследованных нами объектов по отдельным интервалам звездных величин. Любопытен провал в этом распределении около B=16 ^m 2. Возможно, отчасти это результат того, что относительно яркие объекты были обнаружены не посредством блинкования, а по спектральным снимкам, так как у «передержанных» объектов при блинковании почти не обнаруживается разницы в цветах, которая хорошо заметна по спектрам, полученным, с объективной призмой. Распределение же голубых объектов, обнаруженных блинкованием, представлено на этом рисунке пунктирной линией и не показывает провала. Понижение кривой распределения на этом рисунке после B=18^m естественно объясняется неуверенностью в отборе более слабых голубых объектов.

Еще более необычно подобное распределение для объектов различных групп. Рассмотрим распределение объектов по яркости отдельно для области, непосредственно прилегающей к скомлению, и для фона. (Здесь и далее под областью, непосредственно прилегающей к скоплению, подразумевается круг раднуса 22' с центром в центре шарового скопления). Кроме того, разделим каждую из этих групп объектов на две равные по количественному составу части, отнеся к первой объекты с меньшими значениями U—V, а ко второй—с большими. Для области, прилегающей к скоплению, граничным является значение U—V——O^m 1. Для остальных объектов, достаточно отдален-



Z | E 10 0 14 16 18 20

Рис. 2. Распределение исследованных объектов по отдельным интервалам звездных величин.



ных от М13, граничное значение U—V равно +0^m 25. (Переменные звезды при этом были исключены из рассмотрения). Тот факт, что эти граничные значения различны для объектов области, примыкающей к скоплению, и для объектов фона, говорит лишь, что вблизи М13 значительно большая доля объектов имеет существенно отрицательные значения U—V.

На рис. 3, где сплошной линией представлено распределению более голубых объектов из окрестности скопления, а пунктирной менее голубых из них, бросается в глаза совершенно различное распределение этих групи объектов по яркости.

Так, в интервале 15^m 48<В<18^m 45 нет ин одного объекта с U-V> 0^m 10, в то время как туда попадает большинство объектов с существенно отрицательными значениями U-V. Таким образом, распределение объектов по яркости (в цвете В), представленное на рис. 3 пунктирной линией, резко распадается на две части. Яркая часть совпадает с малым максимумом на рис. 2, но не обуславливает его полностью, так как и в распределении объектов, достаточно удаленных от скопления, также наблюдается малый максимум и провал у В=16^m 2, как и на рис. 2, в чем иструдно убедиться, просуммировав данные, приведенные на рис. 4. На этом рисунке сплошной линией представлено распределение по яркости объектов фона с U-V<+0^m 25, а пунктирной линией-с U-V> $+0^{m}$ 25. Қак видим, кривые распределения и здесь сильно отличны. Силошная линия показывает почти равномерное распределение объектов по звездным величинам на участке от 15^m до 19^m. Несколько выделяется лишь минимум при В = 17^m.75. Пунктирная же линия показывает совсем иное, более концентрированное распределение с резко выраженным максимумом и именно при В = 17^m.75.



Рис. 4. Распределение по яркости объектов, достаточно удаленных от скопления (сплошная линия – объекты с U - V < $+0^m 25$ и пунктирная – объекты с U - V > $-|0^n! 25$). 90% объектов с U-V< +0^m 25 находятся в интервале 15^m 05<B<19^m 20, между тем как такое же количество объектов с U-V≥+0^m 25 занимают вдвое меньший интервал звездных величин 16^m 50<B< 18^m 60. Логично предположить, что среди исследованных объектов существует несколько совершенио различных групи, поэтому распределение их видимых величин, представленное на рис. 2, не должно казаться неестественным.

6. Видимое распределение голубых объектов. Как отмечалось выше, видимое распределение отобранных для исследования сбъектов крайне неравномерно (см. рис. 1). Причем распределение объектов с В<16^{те} 2 (до провала на рис. 2) болсе равномерно, небольшая их концентрация наблюдается только в районе М13. Более же слабые объекты, наряду с группировкой около скопления, показывают довольно значительную концентрацию к югу и, отчасти, к западу от скопления.

Этот факт в некоторой степени свидстельствует в пользу предположения о реальности провала в распределении общего количества исследованных объектов по отдельным интервалам эвсздных величии, а именно, говорит о наличии в общем числе объектов, по крайней мере, двух различных групп.

Для того чтобы выяснить, не обусловлено ли неравномерное распределение объектов межзвездным поглощением в данной области, были сделаны подсчеты звезд в 18 различных илощадках (размером по 100 квадратных минут дуги). На схеме расположения карт под каждым номером карты (они даны в приложении) указано количество обнаруженных голубых объектов на ней и рядом в скобках приведены усредненные по двум площадкам этой карты подсчеты звезд, нижепроцентное содержание этих объектов относительно всех звезд на данной карте (общее количество звезд было определено путем экстраполяции по подсчетам звезд в площадках), число обнаруженных перемен-

голубые объекты в окрестности міз. І

ных и процентное отношение их числа к общему количеству голубых объектов на данной карте. На первой (северо-восточной) карте, куда попадает шаровое скопление, процентное содержание—чисто условное число, так как оно относится не ко всем звездам, а к звездам окружающего скопления фона. В районе скопления из-за большой плотности звезд певозможно ни подсчитать полное их количество, чи выявить многие голубые объекты.

1	11	111
46(87)	8(65)	8(54)
0.64 %	0.15%	0.19%
4	1	1
8.7 %	12.5%	12.5%
1V	V	V1
17.(64)	23(52)	21(87)
0.33%	0.55%	0.29%
1	3	3
5.9%	13.0%	14.3%
V11	V111	1X
18(87)	43(90)	37(58)
0.25%	0.60 %	0.82%
5	10	12
27.8%	23.3 %	32.5%

Как видно из приведениой схемы, подсчеты звезд не показали существенных различий в звездной плотности, хотя юг и юго-запад нашей области населены несколько плотнее. (Нанбольшее и наименьшее значения плотности отличаются в 1.7 раза). Однако вряд ли перавномерное распределение голубых объектов в исследуемом поле можно объяснить межзвездным поглощением.

Различия же в процентном содержании этих объектов весьма значительны (в 5.5 раза), и это скорсе говорит о реальности большей концентрации голубых объектов в юго-западном направлении.

Среди исследованных объектов было выявлено 35 переменных звезд. Интересно, что и они локализованы преимущественно в южной части поля, о чем достаточно хорошо свидетельствуют значения отношения числа переменных к числу исследованных голубых объектов на каждой карте.

В сводной таблице (приложение 1) значения показателей цвета U-В и В-V для этих переменных вычислены по усредненным значениям U, B и V и не могут быть сколько-нибудь уверенными, поэтому они заключены в скобки.

7. Двухцветная диаграмма. Эгген и Сандейдж [7] построили стандартную диаграмму (U—B, B—V) для звезд главной последовательности. Чернотельная зависимость, полученная Метьюсом и Сандейджем [8], представляется прямой линией. Присоединив к своим наблюдениям данные работ [9] и [10], они пришли к заключению, что нанесенные на такую объединенную двухцветную диаграмму звезды могут быть разделены на следующие группы, занимающие на ней вполне обособленные области:

І-звезды главной последовательности,

II-субкарлики населения галактического диска и гало,

III-белые карлики типа В, А, С.

IV-квазизвездные объекты и некоторые виды переменных.



Рис. 5. Двухцветная UBV диаграмма.

Для анализа наших данных рассмотрим, как распределены на такой стандартной диаграмме исследованные объекты.

Местоположения вышенаэванных четырех групп объектов обозначены на диаграмме римскими цифрами.

Четвертая часть всех объектов располагается вдоль главной последовательности. Если считать их обычными О, В и А звездами, то можно оценить их расстояния. В большинстве случаев расстояния оказались слишком большими, поэтому лишь 8—10% исследованных звездмогут рассматриваться как обычные звезды главной последовательности. Относительное содержание А звезд, вообще говоря, должно быть весьма значительным, по при нашем отборе в число исследованных объектов вошла только небольшая их часть, в основном же они были отброшены как неголубые. Остальные же объекты, расположенные вдоль главной последовательности, это либо звезды гало, либо звезды шарового скопления. Среди них почти половина из непосредственной окрестности М13 (крестики на рис. 5).

• Около половины всех объектов составляют группу субкарликов населения галактического диска и гало с показателями цвета от 0^m до U—B=—0^m 28. Следует отметить, что в эту группу, которая занимает область II, попали только две яркие звезды (B<16^m 2) и лишь четверть звезд из окрестности скопления.

5% объектов можно отнести к бело-голубым карликам—область III. Полагая их среднюю абсолютную величину равной +12^m, мы определили расстояния до них, которые оказались в интервале 50—200 пс. Среднее расстояние этих объектов равно 160 пс.

Выше чернотельной прямой расположено около 40 объектов, 21 из которых, т. е. 9% всех объектов, находятся от нее достаточно далеко и могут быть отнесены к группе IV. Список этих объектов приведен в табл. 4. Часть их, возможно, имеет внегалактическую природу.

С возрастанием величины В процентное содержание этих объектов среди всех исследованных изменяется следующим образом: ярче16^m 60 нет ни одлюго объекта с подозреваемой внегалактической природой. Затем до В≈19^m наблюдается довольно постоянное относительное содержание этих объектов (около 15%). Наконец, при В>19^m 20 отмечается 100%-ное их содержание. Если считать это обстоятельство реальным, а не влиянием значительной селекции в отборе сильно недодержанных объектов, то его, вероятно, следует объяснить тем, что в принципе голубые звезды слабес 19^m на высоких галактических инротах не должны наблюдаться, так как при абсолютной величине звезд сферической составляющей около 0^m они должны находиться за пределами Галактики, белые же карлики с их небольшими расстояниями и абсолютной величиной около 12^m должны быть ярче 19^m.

Что касается голубых объектов, у которых B<19^m, процентное содержание объектов с подозреваемой внегалактической природой, опре-

деленное достаточно уверенно на основании наших данных, не под тверждает заключение Сандейджа [1] о том, что голубые объекть слабее 16^т, в основном, являются внегалактическими. Хотя следуе

Таблица 4

			1
№ звезды	В	U—B	B-V
11 35 39 43 45 47 48 58 86 107 116 138 142 148 153 154 159 160 8	17m 06 19.40 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.50 18.68 19.20 16.60 16.60 16.60 16.60 16.60 16.60 16.60 17.72 16.89 18.30 17.20 17.50 17.86 17.26 16.99	$\begin{array}{c} -0^{m} 28 \\ -0.32 \\ -0.81 \\ -0.66 \\ -0.61 \\ -0.62 \\ -0.93 \\ -0.67 \\ -0.35 \\ -0.43 \\ -0.29 \\ -0.30 \\ -1.12 \\ -0.51 \\ -0.36 \\ -0.72 \\ -0.34 \\ -0.96 \\ -0.33 \\ -1.09 \end{array}$	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$
11'	18.36	0.88	-+-0.35

иметь в виду, что в нашем случае среди голубых объектов должно быть немало «выходцев» из шарового сколления, которые несколько зачижают относительное содержание объектов с подозреваемой внегалактической природой.

Весьма интересно то обстоятельство, что почти все перечисленные объекты (18 из 21) группируются на сравнительно небольшой площадке, составляющей 22% от общей площади исследуемого поля и расположенной в юго-западной части нашей области.

Некоторые объекты на двухцветной днаграмме занимают положсние между главной последовательностью и областями белых карликов-III и субкарликов-II. Вероятно, их следует отметить в качестве кандидатов в белые карлики.

Несколько объектов на этой днаграмме расположены левее главной последовательности. У них положительные показатели U-B, но отрицательные В-V. Интересно, что все эти объекты находятся в северо-восточной половине исследованного поля, где, за исключением области М13, голубых объектов обнаружено меньше. Однако даже избирательным поглощением, по-видимому, нельзя объяснить такое «покраснение» в ультрафиолете. И, кроме того, известные определения расстояния до М13 показывают, что поглощение в нем очень мало. По многим исследованиям [11-13] звезды скопления вообще не показывают никакого покраснения.

Заметно выделяются на двухцветной днаграмме сравнительно яркие объекты ($B < 16^m 2$). В основном, они (три четверти из них) расположены в полосе, вытянутой вдоль U—V=+0^m 07.

8. Диаграмма «цвет—светимость». Двухцветная UBV днаграмма не позволяет судить о светимости наших объектов, поэтому построим днаграмму «цвет—визуальная видимая величина». Диаграммы, построенные по различным показателям цвета, существенно не отличаются друг от друга. Для большей наглядности рассмотрим цвет U—V, так как этот показатель изменяется в значительном диапазоне.

На рис. 6 приведена днаграмма «U—V, V», построенная отдельно (а) для объектов, находящихся в достаточном отдалении от M13, и (б) для объектов из непосредственной окрестности скопления. Бросается в глаза различное распределение этих групп объектов на данной диаграмме. На участке диаграммы $15^m 5 < V < 17^m 9$, $0^m < U - V < +0^m 6$, куда попадает наибольшее количество объектов на рис 6(а), совершенно отсутствуют объекты из окрестности скопления (рис. 6(б)).

На рис. 6(а) выделяются две полосы объектов. Одна, более густонаселенная, полоса включает в себя объекты самой различной яркости, имсющие $U-V \ge 0^m$. У ярких объектов этой полосы отмечается некоторое тяготение к меньшим значениям U-V. В подавляющем большинстве объекты этой полосы являются промежуточными и крайними субкарликами, что следует из двухцветной диаграммы.

Вторая полоса, включающая в себя, в основном, слабые объекты, тянется на рис. 6(а) почти параллельно оси U—V. В составе звезд этой полосы белые карлики, О и В звезды главной последовательности и объекты, попадающие в группу IV на двухцветной диаграмме, но нет ни одного субкарлика. (Место перекрытия этих полос, естественно, не рассматривалось).

На рис. 6(б) объекты также явно разделяются на две группы. Основная их часть вытянута в полосу, которая простирается от ярких звезд с положительными значеннями U—V к слабым и более голубым объектам. Это, по-видимому, так называемая голубая (горизоптальная) полоса шаровых скоплений.

Вторая же группа занимает обособленное положение в правой части диаграммы. Интересно, что все звезды из окрестности скопления, которые на двухцветной днаграмме попали в область субкарликов, вошли именно в эту группу, почти полностью (за исключением одной) состоящую из этих звезд.

Обе эти группы довольно хорошо совмещаются с днаграммой «цвет—светимость», построенной Баумом для М13 [2]. Отсюда напрашивается вывод, что все или почти все звезды, выделенные нами из общего списка как объекты, находящиеся в непосредственной окрестности скопления, действительно принадлежат этому скоплению. В пользу этого говорят и недавние исследования [14], согласно которым



Рис. 6. Диаграмма "цвет U—V—светимость V": а)—для объектов, удаленных от скопления, б)—для объектов из непосредственной окрестности М 13.

размеры шаровых скоплений значительно больше, чем полагалось рансе.

Расстояние М13 на основе диаграммы Герцширунга-Рессела было оценено в 7.1 кис, что находится в пределах известных оценок расстояния этого скопления 6.3—8.5 клс.

Заключение. На основании просмотра 15 снимков исследуемой области было отобрано и фотометрировано в трех цветах 249 объектов и произведен анализ результатов фотометрии и колориметрии 225 из них, позволяющий сделать следующие выводы:

1. Эти объекты показывают заметно неравномерное распределение по исследованной области, а именно, они концентрируются в районе скопления и в южной и юго-западной части области. Это обстоятельство, по-видимому, исльзя объяснить наличием существенного межзвездного поглощения, и концентрация объектов, особенно слабых, на юге и западе области имеет реальный характер.

2. Распределения исследованных объектов по яркости и по цвету имеют значительные неравномерности. Это особенно хорошо видно на диаграмме «цвет-светимость» и свидетельствует о существозании среди них различных групп.

3. Звезды из непосредственной окрестности скопления, скорее всего входят в его состав, хотя асимметрию в их распределении приходится объяснять присутствием структурных особенностей в строении скопления.

 Среди исследованных объектов обнаружено 35 переменных звезд.

5. Можно сделать некоторые выводы о составе объектов: половину их составляют субкарлики, среди остальных объектов имеются обычные О, В и А звезды главной последовательности I типа населения, звезды гало, члены шарового скопления и бело-голубые карлики. Наконец, примерно десятую часть общего количества, по-видимому, составляют объекты, имеющие внегалактическую природу. Объектов последних двух типов относительно больше в юго-западной части исследованной области. Что касается звезд главной последовательности, то в этой части их относительное содержание существенно меньше,



2-453

Э. Я. ОГАНЕСЯН

L. SU. 2042ULLBUSUL

ԵՐԿՆԱԳՈՒՅՆ ՕԲՅԵԿՏՆԵՐ M13 ԳՆԴԱՉԵՎ ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ. I

Ամփոփում

Հոդվածում բերված հն M13 գնդաձև աստղակույտի շրջակայթում 16 քառ. աստիճան տիրույթում գտնվող 225 օբյեկտի համար UBV լուսանկարչական լուսաչափության արդյունջները։

Կառուցված են «Երկգույնանի» և «գույն-լուսատվություն» դիագրամ-Ները, որոնց Տիման վրա արված է ստացված տվյալների վերլուծություն։

Հետազոտված օբյեկտների կեսը ենթաթզուկներ են։ Մնացածները՝ սպիտակ-կապույտ թզուկներ, գլխավոր հաջորդականության սովորական աստղեր, հալոյի աստղեր, հենց իրեն գնդաձև աստղակույտին պատկանող աստղեր և, հավանարար, նաև արտագալակտիկ ծագում ունեցող օբյեկտներ։

Հուսաչափական ուսումնասիրության ընթացբում հայտնաբնրվել են նաև մի քանի փոփոխական աստղեր։

E. Y. HOVANISSIAN

BLUE OBJECTS IN THE VICINITY OF M13. I

Summary

The results of photographic UBV photometry for 225 objects an area of 16 square degrees in the vicinity of the globular cluster M13 are presented.

The "two-colour" and the "colour-luminosity" diagrams have been constructed on the basis of which the analysis of the obtained data has been made.

The half of the studied objects are subdwarfs. Among the others there are white-blue dwarfs, ordinary main-sequence stars, stars of the halo, stars of the cluster itself and possibly objects of extragalactic nature.

The apparent distribution of the objects as well as the distributions of the brightnesses and colours of the studied objects are presented and this makes possible to distinguish several different groups of objects.

A few variable stars were also detected in the result of the photometric study.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ТАБЛИЦА ЯРКОСТЕЙ И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ИССЛЕДОВАННЫХ ОБЪЕКТОВ (номера со штрихами соответствуют объектам из непосредственной окрестности скопления)

ж	В	U-B	B-V	 №	В	U—B	B-V
1	2	3	4		2	3	4
$1\\2\\3\\4\\5\\6\\7\\8\\9\\1\\1\\1\\2\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1\\1$	16 ^m .96 16 39 15.34 15.69 17.58 15.49 18.80 15.50 18.50 15.64 17.06 16.03 16.52 15.68 15.95 14.19 17.48 15.83 16.06 13.71 16.25 15.70 17.94 14.17 16.25 15.70 17.94 14.17 15.09 13.38 17.10 16.52 14.69 17.80 15.04 18.27 17.68 19.40 15.04 18.83 18.850 17.90 18.48 15.25 18.68 19.15 18.57 18.40 19.40 18.40 19.40 18.16 16.25	$\begin{array}{c} -0^{m} 93 \\ (+0.20) \\ +0.20 \\ +0.02 \\ +0.02 \\ +0.02 \\ +0.02 \\ +0.16 \\ (-0.28) \\ +0.16 \\ -0.07 \\ -0.05 \\ -0.28 \\ +0.11 \\ +0.16 \\ (-0.03) \\ -0.20 \\ (-0.43) \\ -0.14 \\ -0.17 \\ -0.20 \\ (-0.43) \\ -0.14 \\ -0.17 \\ -0.20 \\ +0.11 \\ +0.16 \\ -0.53 \\ +0.01 \\ +0.50 \\ +0.01 \\ -0.53 \\ +0.00 \\ +0.01 \\ -0.53 \\ +0.00 \\ +0.01 \\ -0.53 \\ +0.00 \\ +0.01 \\ -0.53 \\ -0.10 \\ +0.02 \\ +0.01 \\ -0.52 \\ -0.81 \\ -0.12 \\ +0.66 \\ (-0.07) \\ -0.61 \\ -0.41 \\ -0.66 \\ (-0.7) \\ -0.61 \\ -0.55 \\ -0.55 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c} -0^m . 55 \\ (-0.01) \\ 0 06 \\ -0.11 \\ 0.43 \\ -0.11 \\ (+0.45) \\ -0.09 \\ +0.40 \\ 0.47 \\ -0.68 \\ -0.13 \\ +0.16 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.56 \\ +0.17 \\ -0.14 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.56 \\ +0.17 \\ -0.13 \\ +0.14 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.56 \\ +0.17 \\ -0.13 \\ +0.14 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.55 \\ +0.17 \\ -0.13 \\ +0.14 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.55 \\ +0.17 \\ -0.13 \\ +0.14 \\ (-0.34) \\ +0.66 \\ +0.55 \\ +0.17 \\ -0.13 \\ +0.14 \\ +0.32 \\ +0.61 \\ +0.49 \\ -0.11 \\ +0.29 \\ +0.16 \\ -0.08 \\ +0.35 \\ +0.75 \\ +0.01 \\ (-0.35) \\ +0.75 \\ +0.037 \\ -0.53 \\ (-0.35) \\ +0.24 \\ -0.07 \\ \end{array}$	54 55 53 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 95 96 97 00 101 102	$\begin{array}{c} 17.33\\ 18.26\\ 18.50\\ 17.99\\ 19.20\\ 18.37\\ 18.18\\ 17.07\\ 14.43\\ 17.90\\ 17.49\\ 15.80\\ 17.20\\ 15.48\\ 17.90\\ 17.58\\ 18.06\\ 18.15\\ 16.94\\ 17.14\\ 17.28\\ 16.49\\ 17.15\\ 17.33\\ 18.34\\ 17.79\\ 17.12\\ 17.00\\ 14.68\\ 16.63\\ 15.32\\ 16.83\\ 16.63\\ 15.32\\ 16.83\\ 16.63\\ 15.32\\ 17.04\\ 15.93\\ 16.58\\ 17.46\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 16.48\\ 15.86\\ 17.57\\ 18.26\\ 18.26\\ 18.25\\ 18.26\\ 18.25\\ 18.26\\ 18.25\\ 18.26\\ 18.25\\ 18.26\\ 18.25\\ 18.26\\ 18.25\\ 18$	$\begin{array}{c} -0.12\\ -0.26\\ -0.31\\ (-0.26)\\ -0.67\\ -0.90\\ -0.08\\ -0.23\\ (+0.12)\\ -0.15\\ -0.38\\ -0.28\\ -0.04\\ -0.13\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.04\\ -0.13\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.04\\ -0.13\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.04\\ -0.13\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.06\\ -0.13\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.06\\ -0.23\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.06\\ -0.13\\ -0.05\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.06\\ -0.13\\ -0.05\\ -0.23\\ -0.08\\ -0.05\\ -0.13\\ -0.05\\ -0.11\\ -0.15\\ -0.09\\ -0.00\\ -0.11\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.15\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.05\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06\\ -0.06$	$\begin{array}{c} +0.35\\ +0.30\\ +0.10\\ (+0.63)\\ +0.60\\ -0.13\\ +0.63\\ +0.59\\ (-0.02)\\ +0.50\\ +0.46\\ -0.29\\ +0.55\\ -0.18\\ +0.48\\ +0.52\\ -0.55\\ +0.46\\ +0.43\\ +0.60\\ +0.43\\ +0.60\\ +0.43\\ +0.60\\ +0.56\\ +0.14\\ +0.50\\ +0.56\\ +0.14\\ +0.50\\ +0.56\\ +0.19\\ +0.56\\ +0.56\\ +0.19\\ +0.56\\ +0.56\\ +0.53\\ (+0.45)\\ +0.63\\ +0.53\\ +0.28\\ -0.39\\ +0.51\\ +0.47\\ +0.55\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.47\\ +0.53\\ +0.47\\ +0.$
51 52	17.12 17.93	0.15 0.19	0.48 0.42 0.57	104 105 106	15.57 16.97 17.76	0.30 0.32 0.06	0.41 0.61

Продолжение таблицы

				-		1		
1	2	3	4		1	2	3	
107 108 109 110 111 112 113 114 115 116 117 118	16.66 17.71 18.66 17.81 17.54 17.56 18.46 17.59 18.30 17.72 18.74 18.57	$\begin{array}{c c} -0.43 \\ -0.11 \\ -0.16 \\ -0.10 \\ -0.21 \\ +0.04 \\ -0.02 \\ -0.08 \\ -0.01 \\ -0.29 \\ +0.01 \\ -0.21 \end{array}$	$\begin{array}{c} -0.57 \\ -0.68 \\ -0.33 \\ -0.66 \\ -0.49 \\ 0.24 \\ -0.66 \\ 0.66 \\ 0.66 \\ -0.63 \\ -0.38 \\ -0.20 \end{array}$		167 168 169 170 171 172 173 174 175 175 175	16.63 17.46 17.48 18.24 17.29 15.58 17.13 18.79 16.42 18.57 16.49 16 28	$(-0.24) \\ -0.06 \\ -0.22 \\ -0.04 \\ -0.12 \\ (-0.17) \\ -0.23 \\ -0.59 \\ (-0.28) \\ +0.08 \\ -0.41 \\ -0.06$	(-0.45) -0.30 -0.53 -0.38 -0.02 (-0.20) -0.57 -0.25 (-0.35) -0.30 +0.26 -0.05
$\begin{array}{c} 117\\ 118\\ 119\\ 120\\ 121\\ 122\\ 123\\ 124\\ 125\\ 126\\ 127\\ 128\\ 129\\ 130\\ 131\\ 132\\ 133\\ 134\\ 135\\ 136\\ 137\\ 138\\ 139\\ 140\\ 141\\ 142\\ 143\\ 144\\ 145\\ 146\\ 147\\ 148\\ 149\\ 149\\ 149\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 149\\ 148\\ 148\\ 149\\ 148\\ 148\\ 148\\ 148\\ 148\\ 148\\ 148\\ 148$	16.74 18.57 18 14 19.12 17.62 14.09 17.90 17.97 17.90 16.89 15.65 17.26 18.32 15.09 15.65 17.26 18.32 15.09 18.63 16.18 18.17 17.83 16.18 18.17 17.83 16.56 18.90 17.91 18.89 16.56 18.90 17.91 18.89 15.57 17.91 18.78 16.56 18.90 17.91 18.57 17.93 15.61 17.93 15.61 17.93 15.61 17.93 15.61 17.93 15.61 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 15.73 17.93 15.50 17.93 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 17.93 15.50 15	$\begin{array}{c} +0.01\\ -0.21\\ -0.46\\ (+0.17)\\ -0.11\\ (+0.02)\\ -0.14\\ +0.01\\ -0.09\\ -0.30\\ (-1.06)\\ -0.22\\ -0.13\\ (-0.10)\\ -0.82\\ (-0.60)\\ (+0.02)\\ -0.41\\ -0.09\\ -0.05\\ (-0.60)\\ (+0.02)\\ -0.41\\ -0.09\\ -0.05\\ (-0.58)\\ -1.12\\ -0.04\\ (-0.82)\\ -0.33\\ -0.51\\ (-0.60)\\ (-0.29)\\ -0.09\\ -0.21\\ -0.14\\ -0.36\\ (-0.72)\\ -0.14\\ -0.36\\ (-0.72)\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.24\\ -0.24\\ -0.25\\ -0.25\\ -0$	$\begin{array}{c} -0.30\\ -0.25\\ (-0.12)\\ -0.50\\ (-0.09)\\ +0.58\\ +0.50\\ -0.47\\ -0.61\\ (-0.05)\\ +0.20\\ -0.44\\ (0.00)\\ -0.10\\ (-0.42)\\ (-0.42)\\ (-0.42)\\ (-0.42)\\ +0.18\\ +0.61\\ -0.61\\ (+0.43)\\ -0.15\\ +0.49\\ (-0.42)\\ +0.18\\ +0.61\\ -0.61\\ (+0.43)\\ -0.15\\ +0.49\\ (-0.42)\\ -0.55\\ +0.51\\ -0.55\\ +0.51\\ -0.20\\ -0.46\\ (-0.02)\\ +0.46\\ (-0.02)\\ +0.64\\ (-0.02$		178 1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'12'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'0'1'2'3'3'4'5'6'7'8'9'0'0'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3'3	16.04 16.05 18.81 17.60 16.46 18.58 17.34 16.99 15.14 18.90 18.36 18.36 18.29 18.50 18.17 17.23 15.32 15.30 18.59 15.91 15.29 17.00 19.00 19.17 19.51 19.26 18.45 19.04 18.64 15.48	$\begin{array}{c} -0.06\\ -0.38\\ -0.37\\ (+0.14\\ -0.92)\\ -0.53\\ -0.80\\ -0.64\\ -1.09\\ +0.13\\ -0.18\\ -0.62\\ -0.09\\ -0.71\\ -1.07\\ +0.18\\ -0.62\\ -0.09\\ -0.71\\ -1.07\\ +0.15\\ -0.27\\ -0.44\\ (-0.58)\\ -0.27\\ -0.44\\ (-0.58)\\ -0.21\\ -0.10\\ -0.21\\ -0.22\\ -0.08\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.20\\ -0.21\\ -0.20\\ +0.03\\ -0.19\\ -0.20\\ -0.$	$\begin{array}{c} -0.05 \\ +0.03 \\ -0.07 \\ +0.23 \\ (+0.34) \\ -0.08 \\ 0.70 \\ -0.06 \\ -0.08 \\ +0.09 \\ +0.34 \\ +0.35 \\ -0.10 \\ +0.50 \\ -0.23 \\ -0.23 \\ -0.23 \\ -0.23 \\ -0.23 \\ -0.23 \\ -0.12 \\ +0.14 \\ +0.07 \\ -0.17 \\ (-0.08) \\ +0.44 \\ +0.45 \\ -0.46 \\ +0.43 \\ +0.45 \\ -0.46 \\ +0.43 \\ +0.45 \\ -0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ +0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ +0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ +0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ +0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ +0.40 \\ -0.03 \\ -0.45 \\ -0.40 \\ -0.4$
150 151 152 153 154 155 156 157 158 159 160 161 162 163 164 165 616	18.04 17.94 14.60 17.50 17.86 17.55 15.47 18.33 15.07 17.80 17.26 18.15 18.51 17.82 17.90 18.39 17.88	$\begin{array}{c} -0.04 \\ -0.08 \\ (-0.31) \\ -0.72 \\ -0.34 \\ (-0.55) \\ -0.26 \\ (-0.87) \\ (-0.34) \\ -0.96 \\ -0.33 \\ -0.07 \\ -0.02 \\ (-0.19) \\ (-0.96) \\ (-0.12) \\ (-0.57) \end{array}$	+0.64 0.57 (-0.32) +0.33 +0.58 (0.67) +0.23 (-0.06) (-0.30) +0.59 +0.47 +0.52 +0.23 (-0.44) (+0.32) (+0.32)		31' 32' 33' 34' 35' 36' 37' 38' 39' 40' 41' 42' 44' 44' 44' 46'	18.45 18.66 15.87 15.13 18.31 16.33 17.14 15.33 16.54 17.16 17.20 17.04 18.45 15.43 18.37 15.28	$\begin{array}{c} -0.17\\ -0.17\\ -0.17\\ -0.30\\ +0.12\\ -0.64\\ -0.48\\ -0.66\\ +0.01\\ -0.56\\ -0.65\\ -0.70\\ -0.51\\ (-1.15)\\ +0.12\\ -0.74\\ +0.02\\ 0.00\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} -0.49\\ -0.45\\ -0.10\\ +0.07\\ -0.19\\ -0.19\\ -0.40\\ -0.05\\ -0.17\\ -0.38\\ -0.14\\ +0.10\\ (-0.45)\\ +0.01\\ -0.07\\ -0.08\\ -0.14\end{array}$

20

ПРИЛОЖЕНИЕ 2 КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ОБЪЕКТОВ

- 19 01 Q1 13 Or Ser. - 24 011 F 25 Ca I





Ц









VII





IX

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sandage, Ap. J., 141, 1560, 1965,

2. W. A. Baum, A. J., 59, 422, 1954.

3. A. Brown, Ap. J., 122, 146, 1955,

4.H. Arp. H. L. Johnson, Ap. J., 122, 171, 1955.

5. Р. Г. Мнацаканян, К. А. Саакян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 44, 43, 1972. 6. Н. Рихтер, Л. Рихтер, Р. Цинер, Симпознум МАС 29, 355, 1968.

7. O. J. Eggen, A. R. Sandage, Ap. J., 141, 821, 1965.

8. T. Matthews, A. K. Sandage, Ap. J., 138, 30, 1963.

9. A. Slettebak, K. Baher, J. Stock, Ap. J., 131, 195, 1961.

10. A. R. Klemola, A. J., 67, 740, 1962.

11. З. И. Кадла, Астрон. ж., 45, 541, 1968.

12. R. D. McClure. R. Racine, A. J., 74, 1000, 1969.

13. D. L. Crawford, J. V. Barnes, A. J., 74, 1008, 1969.

14. Л. В. Жуков, Астрон. ж., 46, 389, 1969.

н. л. иванова

НАБЛЮДЕНИЯ ГАММЫ КАССНОПЕН

Систематические наблюдения звезд типа Ве, часть которых явля ется сиектрально-переменными, представляют несомненный интерес. И настоящем сообщении приводятся результаты наблюдений известног представителя этого типа— ї Кассиопеи. Наблюдения непрерывног спектра производились на бесщелевом сисктрографе АСН-5 Бюракан ской обсерватории. Анализ линейчатого сисктра основан на щелевы спектрограммах, полученных с 1.5 м телескопом Верхнего Прованса.

1. Распределение энергии в непрерывном спектре. Для исследова ния изменений в непрерывном спектре 7 Кассиопен в 1956—1970 го было получено 80 спектров на 10° телескопе Бюраканской обсервато рии (дисперсия 150 А/мм у Н7).

Абсолютные спектрофотометрические градиенты определялись для двух спектральных областей: λ 3000—3600 (Φ_2) и λ 4000—4800 (Φ_1) Для звезды сравнения δ Кассиопси абсолютные градиенты взяты и работы Барбье и Шалонжа [1]: Φ_1 =1.17 и Φ_2 =1.45. Полученные значения абсолютных градиентов, усредненные по годам, приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что в течение первых 11 лет абсолютные спектрофотометрические градиенты испытывали небольшие колебания около значений Φ_1 =0.72 и Φ_2 =0.76. Эти величины близки к значениям. типичным для нормальных звезд типа В0, для которых приняты [2] Φ_1 =0.74 и Φ_2 =0.78. Отсюда можно сделать вывод, что оболочка д Кассиопеи в этот период была настолько тонка, что практически не влияла на распределение энергии. Следует отметить, что в сентябре 1966 г., одновременно с возрастанием блеска на 0^m.4, наблюдалось понижение цветовой температуры.

На спектрах, полученных в сентябре 1970 г., отчетливо виден скачок интенсивности непрерывного спектра на длине волны λ 4350. Он иллюстрируется рис. 2, где приведено относительное распределение энергии, т. е. зависимость $\Delta lg J = lg J_T - lg J_s$ ⁴ от 1/ λ . На спектрах, полученных ранее, этот скачок не наблюдался. Подобное явление наблюдала И. Купо в звезде типа Ве × Змееносца [3].

наьлюдения гаммы кассиопеи

Приведенные на рис. І величины бальмеровского скачка

D=lg
$$\frac{J_{3647+s}}{J_{3647-s}}$$

изменялись за время наблюдений в пределах от-0.02 до-0.11. Исследование распределения энергии в непрерывном спектре



ү Касснопен в 1953—1954 и 1960—1968 гг. [4] показало заметное, по сравнению с нормальной звездой типа ВО, покраснение в визуальной области спектра. Это подтверждает результат Джонсона [5, 6], со-

гласно которому избыток интенсивности излучения, по сравнению с пормальными звездами типа ВО, значителен, возрастает с ростом длины волны и изменяется со временем (рис. 3).

Инфракрасные наблюдения ү Кассиопеи, выполненные нами на Бюраканской астрофизической станции АОЛГУ в 1971— 1972 гг. [7] в полосах Ј ($\lambda_{s\phi}$ = 0.9µ) и К ($\lambda_{s\phi}$ = 2.2µ), показали, что в эти годы временами наблюдалось еще более значитель-



ное, чем обнаруженное Джонсоном, покраснение. В фильтре К были замечены колебания яркости в пределах 1^т 9-2^m 4 (2=±0.1).

2. Спектрофотометрия линий. В сентябре и декабре 1971 г. в фокусе куде 1.5 м телескопа обсерватории Верхнего Прованса (Франция) с дифракционной решеткой (дисперсия 12 А/мм) А. Терзяном были получены и предоставлены в наше распоряжение 22 спектра ; Кас-



сионен (табл. 1). В качестве источников спектров сравнения использовались неоновая лампа и железная дуга. Записи спектров сделаны на микрофотометре Цейсса, снабженном ФЭУ и электронным потенциомстром. На координатомере «Ascorecord» были измерены и отождествлены 50 линий (табл. 2).

Линии На, Нр, Н₇, Hel 5876 A показывают двойные эмиссионные пики. Слабая эмиссия видна также в лициях Н₆ и H₈. Линии поглощения бальмеровской серии прослеживаются до H₁₆.

Кроме линий, приведенных в табл. 2, на пластинке от 6 декабря были обнаружены двойные эмиссионные пики со следующими длинами воли коротковолновых (V) и длинноволновых (R) компонентов:

V	R
6319	6321
6346	6349
6387	6389

Эти линии отождествить не удалось. Резкие неотождествленные эмиссионные линии 22. 6320, 6386 и 6387 наблюдались также в спектре Тельца [8]. Одновременно с появлением вышеупомянутых линий про-

НАБЛЮДЕНИЯ ГАММЫ КАССИОПЕИ



1/10



25

изошло значительное изменение распределения энергии в непрерывном спектре т Кассиопен, выразнвшееся в возрастании интенсивности, особенно заметном в области от H_a до H_a.

Из построенных профилей линий H₃ (рис. 4), H₅ (рис. 5) и 5876



Рис. 5

НАБЛЮДЕНИЯ ГАММЫ КАССИОПЕИ

НеІ (рис. 6) можно сделать некоторые выводы о характере движения пыброшенной из звезды материи. Из рис. 4 видно, что в профиле линии H_« для 9 дат отношение V/R больше единицы, что должно соответствовать удалению поглощающей материи от наблюдателя. На пластинке II671 интенсивность H_« столь велика, что разделяющая эмиссию линия цюглощения оболочки не прослеживается.

Изучение изменений в профиле Н_в показывает для разных моментов наблюдения, попеременно, приближение или удаление материи относительно наблюдателя. В ряде случаев (наиболее уверенный на





27

Н. Л. ИВАНОВА

Таблица Ј

Nh	Номер плас- типки	Дата, 1971	Средний мо- мент наблю- дения (UT)	Продолжитель- ность наблю- дения	Сорт пластинок: Kodak
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22	1434 1435 1435 1437 1457 1458 1479 1480 1660 1661 1663 1664 1663 1664 1667 1668 1670 1671 1673 1674 1676 1677 1679 1680	22.9 22.9 22.9 27.9 27.9 28.9 28.9 2.12 2.12 3.12 3.12 3.12 5.12 5.12 6.12 6.12 7.12 7.12 8.12 8.12 9.12 9.12	23 ^h 00 ^m 23 34 23 41 19 55 22 17 23 14 	2 ^{m14^s} 0 40 0 24 3 00 7 30 37 00 11 00 10 28 10 00 14 00 14 00 13 00 9 00 16 00 20 00 24 00 24 00 8 00 10 00 18 00 25 06 12 00	103aF 11aOch 11aOch 11aOch 103aF 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF 11aO 103aF

Таблица 2

λвА	Элемент	А В Л	Элемент
3705.9-3705.0	H. Hel	4143.8	Hel
3712.0	H.	4153.0	SII
3717.0	H	4162.0	SII
3727.3		4340.5	Hr
3734.4	H.,	4345.4	Oil
3770.6	H	4366.9	011
3797.9	Hin	4387.9	Hel
3805.8	Hel	1414.0	011
3819.6	Hel	4437.0	Hel
3835.4	H.	4447.0	NII
3867.5	Hel	-1471.5	Hel
3888.6	He	4491 3	011
3926.5	Hel	4552.7	SIII
3954.6	OII	4567.9	SILL
3964.7	Hel	4574.8	SIIII
3979.1	H	4590.0	011
4009.3	Hel	4638.8	OII
4026.0	Hel	4641.8	Oll
4069.9	011	4649.1	011
4088.9	- SIIV	4861.3	H ₃
4089.3	011	5875.6	Hel
4097.3	NHI	6562.8	Ha
4101.7	Ho	6678.3	Hel
4105.0	OII	5896.0	Nai
4120.9	Hel	5890.0	Nat
пластинке 1674) для H_a V/R было больше единицы, а для H₃ — меньше единицы. Возможным объяснением этого факта может служить пред положение, что на различных глубинах в оболочке звезды имеют место различные декременты бальмеровских линий. Характер изменений профиля 5876 HeI (рис. 6) свидетельствует о более быстрых изменениях отношения V/R, чем в линиях водорода. Различия в поведении отноисния V/R в линиях водорода и гелия могут быть приписаны стратификации излучения оболочки. За время наблюдений какой-либо регулярности в измецениях структуры двойной эмиссии линий водорода и гелия замечено не было.

Исследованные нами спектры 7 Кассиопеи, полученные в САО Е. Л. Ченцовым на 60 см рефлекторе Цейсса (дисперсия 29 А/мм), показали, что в ноябре—декабре 1972 г. и январе 1973 г. отношение V/R сохранялось больше единицы.

Отсутствие более быстрых изменений отношения V/R может быть результатом малого времени разрешения фотографических наблюдений. Действительно, согласно Хатчингсу [9], при фотоэлектрических наблюдениях γ Кассиопен с дисперсией 2.3 А/мм профили Н₃ и H_α показывали быстрые изменения структуры двойной эмиссии даже в течение двух последовательных ночей.

В табл. З приведены величины эквивалентных ширин для четырсх эмиссионных линий. Для сравнения в табл. 4 даны значения W, полученные рядом авторов в предыдущие годы. Сравнение результатов показало, что в последние годы эмиссия в водородных линиях ү Кассиопси значительно возросла.

Ta	5л	иц	а	3
----	----	----	---	---

N₽	Номер плас- тинки	WHα	W _{H3}	Wн ₇	W. 876 Hel
1	1434	17.4			0.75
	1.136	1 11.7	1 28		0.70
2	1427	10.0	1.34		
J	1407		0.05		
*	1407	10.1	0.50		_
5	1408	1 18.1	2.70		1 01
0	14/9	21.7	0.70	0.0	1.21
1	1480		2.70	0.40	
8	1661	23.5			1.50
9	1663	·	3.00	0.40	
10	1664	23.40	2.50		1.10
11	1667		2.40	0.40	_
12	1668	21.50	2.20		1.20
13	1670	_	1.30	0.40	-
14	1671	16.80	2.00	0.30	
15	1673	_	2.20	0.30	
16	1674	20.80	2.30		1.10
17	1677	22.70	2 30	_	
18	1680	21.60	2.00		0.90

Определенный по формуле Инглисса-Теллера Igne, где ne — электронная плотность после внесения поправок за дополнительное влияние электронов на замывание последних линий серии [10], оказалс равным 13.70.

	Г	a	Õ	.1	u	Ц	a
--	---	---	---	----	---	---	---

	1			1
Дата	Hx	Ha	5876 Hel	Авгор
1941 31.10,1952 13.11.1952 31.12.1952 2.1.1953 17.10.1953 1955	4.8 15.9 20.1 19.0 12.0 13.0	1.6 . 1.4 1.5 1.5 1.2 1.1	1.2) 1.9 1.4	А. А. Боярчук [11] Н. М. Конылов [12] Э. Р. Мустель, Л. С Галкин, И. М. Копы лов [13] А. А. Боярчук [14]

3. Обсуждение результатов. Теоретическое объяснение характера физических процессов, происшедших в т Кассиопеи в течение иериода активности 1935—1940 гг., дано в работе В. Г. Горбацкого [15]. Согласно [15], продолжающийся длительное время интенсивный выброс материи привел к образованию вокруг звезды протяжениой оболочки. С ростом толщины оболочки увеличивается доля коротковолнового излучения, перерабатываемого посредством процесса флюорссценции, возрастают блеск и интенсивность эмиссионных линий и уменьшаются цветовая температура и величина бальмеровского скачка. Затем, с какого-то момента, мощность выброса и, соответствению, толщина оболочки становятся меньше, вследствие чего уменьшается блеск и интенсивность эмиссионных линий и растет цветовая температура и величина бальмеровского скачка.

После 1940 г. в т Касснопен не произошло каких-либо существенных изменений физических условий, однако и в относительно спокойный период в ней наблюдались нестационарные процессы достаточно сложного характера.

Распределение эпергии в испрерывном спектре в фотографической и ультрафиолетовой области изменялось в небольших пределах и мало отличалось от распределения эпергии в обычных звездах типа ВО. Незначительное понижение температуры, сопровождаемое увеличением блеска на 0^m 4, паблюдалось в 1966 г. Возможно, это явление связано с некоторым возрастанием интенсивности выброса материи из звезды. Однако этот процесс был достаточно кратковременным и не привел к образованию мощной оболочки. Разница в значениях абсолютных градиентов, полученных рядом наблюдателей, вероятно, связана не с реальным колебанием температуры, а с выбором нуль-пункта, т. е. градиента звезды сравнения.

Согласно данным настоящей работы и ряда других [5, 6], с возрастанием длины волны в непрерывном спектре у Кассиопеи наблюдается значительное увеличение интенсивности, особенно заметное в области спектра 0.67—2.20 р. Покраснение в данном интервале длин

воли в 1971—1972 гг. возросло по сравнению с 1963 и 1966 гг. что, возможно, связано с увеличением количества околозвездной материи. Подобного покраспения не паблюдается в пормальных звездах типа ВО.

В период вспышки 1935—1940 гг. и образования мощной оболочки бальмеровский скачок уменьшился до значения-0.30 [15]. В 1941 г., через два года после выброса последней оболочки, D, согласно наблюдениям Барбье и Шалонжа [1], был равен +0.11, т. е. даже больше, чем у нормальных звезд типа ВО. Всличина D, меняющаяся после 1941 г. в пределах от 0.00 до-0.11, и характер изменения этой величины свидетельствуют в пользу предположения о постоянном присутствии у звезды тонкой оболочки переменной плотности. Эта оболочка вызывает появление резких линий поглощения, разделяющих эмиссионные линии водорода на два компонента, отношение интенсивностей которых, как известно, является мерой движения оболочки в целом или какой-то ес части. Как следует из результатов данной работы, а также из результатов исследований, охватывающих период в несколько десятилетий. процесс движения масс газа в атмосфере, характеризуемый отношением V/R, является, по-видимому, перегулярным. По смещениям резких линий поглощения оболочки видно, что в атмосфере звезды происходит, попеременно, движение материи то к наблюдателю, то к звезде.

Результаты исследований 7 Кассиопен в течение последних 40 лет позволили глубже познать природу этой звезды и вообще звезд типа Ве. Однако до сих пор остается неясным вопрос о причинах выброса материи и роли в этом процессе вращения и магнитных полей.

Считаю приятным долгом выразить благодарность доктору А. Терзяну и Е. Л. Ченцову за предоставление спектров у Кассиопен и Н. К. Андреасян за помощь в обработке.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

ԴԱՄՄԱ ԿԱՍԻՈՊԵԱՅԻ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Հոդվածում բերված են Շձ սպեկտրոֆոտոմետրիկ 1956—1970 Թ. ուսումնասիրության արդյունջները էներգիայի բաշխումը անընդՀատ սպեկտրում, էմիսիոն գծերի պրոֆիլները և էկվիվալենտ լայնությունները (H_a, H₃, H₇ 4 5876 Hel), V/R հարաբերության արժեջը և ուրիշ պարամետրեր։

Н. Л. ПВАНОВА

N. L. IVANOVA

THE OBSERVATIONS OF GAMMA CASSIOPEJA

Summary

The results of spectrophotometric investigation of γ Cas are given. The energy distribution in continuous spectrum of γ Cas in 1956–70, the profiles and equivalent widths of the emission lines H_a, H_b, H_f and 5876 Hel, the value of ratio V/R and other parameters are presented.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D. Barbler, D. Chalonge, Ann. d'Ap., 4, 13, 1941.
- 2. Л. Аллер. Астрофизика, 1, 183. 1955.
- 3 И. Д. Купо, Астрон ж., 36, 827, 1959.
- 4. N. L. Ivanova, I. D. Kupo, A. Ch. Mamatkazina, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloquium, Budapest, 215, 1968.
- 5. H. L. Johnson, Bol. Obs. Tonuntzintia Tacubaya, 3, 305, 1964.
- 6. H. L. Johnson et al., Commun. Lunax Planet Lab., 99, 1966.
- 7. Н. Л. Иванова, Т. Н. Худякова, АЦ, 762, 1973.
- 8. T. van der Wel, Astron. and Astr., 4, 341-356, 1970.
- 9. J. B. Hutchings, Non-Periodic Plenomena in Variable Stars, IAU Colloquium, Budapest, 250, 1963.
- 10. И. М. Копылов, Изв. КрАО, 26, 234, 1961.
- 11. А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 20, 118, 1958.
- 12. И. М. Копылов, Изв. КрАО, 12, 164, 1954.
- 13. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, И. М. Копылов, Изв. КрАО, 11, 59, 1954.
- 14. А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 16, 143. 1976.
- 15. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 26, 307, 1949.

Н. Л. ИВАНОВА, А. Н. ХОТНЯНСКИЙ

СПЕКТР HD 187399

1. Введение. Нестационарная звезда HD 187399 принадлежит к двойным системам, в спектре которых видны линии одного, менее массивного компонента. Спектральный класс главной звезды оценен как В9е3 III [1]. Профили водородных и гелиевых линий—сложной структуры. Необнаруженный до сих пор второй компонент имеет массу больще, чем 1.4 Жо, и массивней главной звезды [2].

Настоящая работа содержит результаты исследования пяти спектров IID 187399, полученных летом 1975 г. (табл. 1) в фокусе куде 2-метрового телескопа Шемахинской обсерватории с дисперсиями 4 и 8 А/мм в спектральной области $\lambda\lambda$ 3600—4900 на пленке А—500.

T	a	б	A	u	4	a	1
---	---	---	---	---	---	---	---

N	Номер плас- тинки	Дага	J. D.	Фаза	Дисперсия, А/мм
1 2 3 4 5	2610 2617 2631 2636 2636 2637	23/27.6 29/30.6 4/5 .7 7/8 .7 8/9 .7	2442590 593 599 602 603	0.950 0.067 0.281 0.388 0.420	8 8 4 8 8

Записн спектров сделаны на микрофотометре «Лирифо» Шемахинской обсерватории с увеличением в 40 раз. Одновременно производилась запись спектра сравнения, в качестве которого снималась железная дуга. Лучевые скорости измерялись по записям, что позволило определить смещения отдельных компонент линий. Вероятная ошибка измерений ±2.1 км/сек.

2. Линии спектра. В спектре HD 187399 присутствуют линии H, Hel, Call, MgII, Sill, Fell, Crll, Till.

Наиболее выдающимися являются линии водорода, имеющие сложную структуру. На рис. 1, где приведены профили Н₅, Н₇ и Н₂, видны широкие линии поглощения звезды В9 (они обозначены пунктиром) эмиссионные, с сильным поглощением с коротковолновой стороны (про филь типа Р Лебедя), линии оболочки I и более слабая линия поглоще ния II неизвестного происхождения. Эквивалентные ширины линий поглощения водорода в спектре главной звезды почти не изменились по сравнению с результатами наблюдений 1971—1974 гг. [3]: среднее значение W_H, равно 2.75А.



Puc. 1

Линии Hel, подобно водородным, имсют сложную структуру. В линии). 4471 на спектрограмме с дисперсией 4 А/мм отчетливо видна двойная структура, наблюдаемая также и в линиях Sill и MgII (рис. 2).

Среди линий спектра обращает на себя внимание сложный характер изменений линии К Call (рис. 3). На спектрограмме с большой дисперсией в этой линии отчетливо видны 3 компонента.





Рис 2.



Рис. 3

Н. Л. ИВАНОВА, А. Н. ХОТНЯНСКИП

3. Лучевые скорости. По линиям MgII, HeI, Sill, Fel, Till и широким линиям поглощения водорода (пунктир на рис. 1) были определены лучевые скорости, характеризующие, в основном, скорость движения звезды В9 по орбите. Эти скорости V^{*}_r, редуцированные, согласно [4], к центру Солнца, приведены в табл. 2. Здесь также приведены скорости V_r I(H), определенные по глубокому компоненту поглощения водорода I, и V_r II(H)—по более слабому компоненту поглощения II.

|--|

Ne	Howar	V _r ^x	V _r I(H)	V _r II(H)
	пластанки		ки/сек	-
1 2 .3 4 5	2610 2617 2631 2636 2637	$ \begin{array}{r} -153.6 \\ -54.6 \\ +52.8 \\ +46.2 \\ +45.3 \\ \end{array} $	91.5 92.7 89.8 95 4 85.0	

В настоящее время имеется большое количество наблюдательных данных, относящихся к скорости расширения оболочки, проявляющей себя наиболее глубокими линиями поглощения (рис. 1, I).

Для проверки предположения о принадлежности оболочки 1 звезде В9 [5] мы построили график зависимости смещений Δ). от фазы Р.



Рис. 4. Зависимость Δλ от Р по данным Хатчингса (+), Ивановой, Хотнянского (•), Меррила (×) и данной работы (⊙)

Из рис. 4 видно, что эначения скоростей оболочки колеблются в пределах ошибок около среднего значения—90.0 км/сек и никак не связаны с фазой звезды В9. По-видимому, оболочка I (или поток) расположена вне орбиты звезды В9, возможно, вокруг двойной системы в целом.

CHEKTP HD 187399

Скорости, определенные для данного периода наблюдений по смещениям компонента водорода II, изменяются незначительно. Однако, эсли добавить сюда значения скоростей, измеренных по спектрограммам более ранних наших наблюдений [3] (табл. 3), то можно заметить, что скорости меняются в достаточно большом интервале: от—230.0 до +50.0 км/сек. Возможно, компонент II принадлежит «невидимой» звезде двойной системы. Однако для проверки этого предположения необходимо иметь достаточное число наблюдений, охватывающих большой ипромежуток времени.

Nŧ	Номер пластинки	VrII (H) no Hy	V _r II (H) no H ₆		
l 2 3 4 5 6	1760 2389 2391 2402 2449 2463	$\begin{array}{r} 6 \cdot 9 \\ 34 \cdot 5 \\ + 7 \cdot 0 \\ -197 \cdot 0 \\ + 48 \cdot 3 \\ -221 \cdot 2 \end{array}$	$ \begin{array}{r} -7.3 \\ +29.2 \\ +0.0 \\ -197.0 \\ +51.2 \\ -228.0 \\ \end{array} $		

Из измерений 27 линий на сисктрограмме, снятой с дисперсией 4 А/мм, выведена средняя скорость звезды в данной фазе $V_r^x = 52.8$ и вероятная ошибка $p = \pm 2.1$ км/сек.

По некоторым линиям звезды В9 на этой же спектрограмме (табл. 4) определена скорость расширения еще одной оболочки, несомненно принадлежащей звезде В9. Эта скорость оказалась равной

$$V_{paguin}^{odoa.} = V_{r}^{odoa.} - V_{r}^{x} = -21.0 \text{ km/cek.}$$

№ п/п	й отождест- вленная	Элемент	V _{расш} , км/сек
1 2 3 4 5 6 7 8 9 9	3862.6 4128.0 4130 9 4416.8 4471.5 4481.3 4520.2 4534.2 4534.2 4541.5	Sill Sill Sill Fell Hel Mgll Fell Fell Fell Fell	$\begin{array}{r} -25.8 \\ -23.7 \\ -23.2 \\ -21.7 \\ -16.7 \\ -20.0 \\ -23.7 \\ -18.8 \\ -16.9 \\ -16.8 \end{array}$
11	4558.1	Crll	23.8

Таблица 4

Линия К Call состоит, как видно из записи в почернениях (рис. 3), из нескольких компонентов, измерение смещений которых позволяет определить их лучевые скорости.

Из табл. 5 и рис. 3 следует, что в спектре HD 187399 присутствуют следующие линии К Call:

Таблица 5

Номер иластин- ки	Vı	V2	V ₃	
2610 2617 2631 2636 2636	11.7 9.4 +50.1 	$ \begin{array}{r} -92.6 \\ -62.9 \\ +27.2 \\ +50.2 \\ -48.9 \\ \end{array} $	$ \begin{vmatrix} -150.6 \\ -85.8 \\ -10.8 \\ -12.5 \\ -12.0 \end{vmatrix} $	

а) межзвездный кальций, средняя скорость которого

V_{межля} = - 11,3 км/сек;

б) компонент, имеющий скорость, совпадающую с орбитальной скоростью главной звезды, и принадлежащий, следовательно, звезде В9;

 в) компонент (рис. 3, пластинка 2631) оболочки главной звезды со скоростью расширення—22.9 км/сек;

г) компонент со средней скоростью—89.2 км/сек. наблюдающийся на спектрограммах 2610 и 2617, принадлежит, возможно, той же оболочке, что и I(H).

Заключение. Из результатов настоящего исследования следует, что в спектре звезды HD 187399 прослеживаются две оболочки.

1. Оболочка, средняя скорость расширения которой равна— 21 км/сек, принадлежит главной звезде В9. При наблюдениях в 1971 и 1974 гг. эта оболочка не прослеживалась и, по-видимому, появилась позднее.

2. Расширяющаяся со средней скоростью—90 км/сек оболочка (или поток), окружающая, по всей вероятности, всю систему.

Кроме того, в водородных линиях присутствует компонент, имеющий переменную скорость, который принадлежит, возможно, «невидимой» звезде системы.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ, Ա. Ն. ԽՈՏՆՑԱՆՍԿԻ

HD 187399-P UMB4SPC

Ամփոփում

HD 187399 սպեկտրում չափված են տեսազծային արագությունները և H, Hel, Mgll, Sill, Call գծերի պրոֆիլները։

Այս սպեկտրալ-կրկնակի սիստեմում Հայտնաբերված են երկու թաղանթներ 21 կմ/վրկ, 90 կմ/վրկ արագություններով։ Բացի այդ, ջրածնային գծերում ներկա է փոփոխական արագություն ունեցող բաղադրիչ, որը Հավանաբար, պատկանում է Համակարդի «անտեսանելի» աստղին։

СПЕКТР HD 187399

N. L. IVANOVA, A. N. KHOTNIANSKII

THE SPECTRUM OF HD 187399

Summary

Radial velocities and line profiles of H, He I, Mg II, Si II, Ca II in the spectrum of HD 187399 are measured.

Two envelopes with $-21 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, $-90 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ and one H-component with variable velocities in this spectral-binary system have been discovered.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Swings, O. Struve, Ap. J., 97, 194, 1943.

2. V. L. Trimble, K. S. Thorne, Ap. J., 156, 1013, 1969.

3. Н. Л. Иванова, А. Н. Хотнянский, Астрофизика, 12, 623, 1976.

4. Г. Г. Ленгауэр, Изв. ГАО, 189, 42, 1971.

5. J. B. Hutchings, P. G. Laskarides, M. N. RAS, 155, 357, 1972.

М. А. ЕРИЦЯН

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД EV LAC AD LEO ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ

В настоящем сообщении приводятся результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений звезды EV Lac, полученные с 29 ноября 1972 г. по 4 января 1973 г. и с 23 июля по 4 августа 1973 г., а также звезды AD Leo, наблюдавшейся с 9 по 17 марта 1972 г.

Наблюдения велись на электрополяриметре с быстровращающимся поляризационным модулятором [1], смонтированным на 16" рефлекторе Бюраканской обсерватории. Во время наблюдений были использованы желтые и синие фильтры, максимальная пропускаемость которых, соответственно, приходится на длины волм 5500 Å и 4500 Å

В качестве приемника светового излучения использовался фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом и ЕМ1—9502А с сурьмяно-цезиевым фотокатодом. Сводка наблюдений приведена в таблице.

Звезда EV Lac наблюдалась 80 часов, а AD Leo 9.5 часа. За это время было зарегистрировано 6 всиышек у EV Lac и одна всиышка у AD Leo.

При определении амплитуды вспышки звезды EV Lac был учтен дополнительный световой поток от ее компоненты, для чего использовались данные, приведенные в работе [2].

Кривые блеска вспышек приведены на рис. 1 и 2, где по оси абсцисс отложено мировое время, а по оси ординат—величина $i_3 = \frac{n_{\rm BC}}{n_{\rm Hugp}} - 1$.

После обработки результатов поляриметрических наблюдений звезды EV Lac и AD Leo выяснилось, что поляризация во время вспышки не отличалась от поляризации вне вспышки и находилась в пределах ошибок измерений ($\sigma_p = \pm 0.4 \div 0.6\%$, $\sigma_n = \pm 5 \div 10^{\circ}$).

Это говорит в пользу сделанного ранее предположения [3-5] о том, что поляризация вспыхивающих звезд (EV Lac, AD Leo) во время вспышки с малой амплитудой незначительна.

НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД EV LAC И AD LEO



UT

Рис. 1. Кривые блеска вспышек EV Lac и AD Leo, зарегистрированные в 1972 г.





НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД EV LAC И AD LEO

							гаолица
Звезда	Дата наблю- дений	Продолжите ность наблю	ель- Д е пнії	Время макси- мума	Продол- житель- ность вспышки	Исполь- зование свето- фильтра	Использо- ванный фо- тоумножи- тель
W Lac	0 8 79	16 55-19 45	1.				63V 70
SV Lat	30 X 72	16 00 18.25	_	_		CIIH.	433-19
	00.11.12	18.30-18.45	_			<i>m</i> .	
		18.5019.05	-	_		-	
		19.10-21.00	7			-	
	4.X1.72	17.05-18.20	-	-			
	5.X1.72	17.50-21.00	-				
	6.X1.72	15.35-16 50		-			
	9.X1.72	15.20 - 16.30	-				
		1552 - 18.50			-		
		19.00-19.30		_		- 14-	
	10 11 70	19.42-21.10		17.06	E 0		
	10.X1.72	10.00 - 20.10	0.5	17.00	э.омин.		
	29.A1.72	10.17 -21.10	_				
	1 8 11 79	15.08 17.50	0.75	15.15	13100	•	•
	3 X11 72	15.00 - 17.00	0.75	10.10	Tomm.		
* •	9, 41.72	18.30 - 20.15		_	_	•	
	7 X11.72	15.23 - 17.10					•
•		17.35 - 20.10	_				
	8.X1172	15.00-15.07	-		_		
+		17.1518.15	-		-		
-	4.1.73	1530 - 16.30	-				
	23.VII.73	19 12-20.43	—	_		ж.	EM1
	24.VII.73	18.55 21.30			_		
	25.V11.73	19.00 - 22.00	0.28	20.55.15	50сек.		
	26.VII.73	18.35 -23.00	-	00.10.00	-		
	27 VII.73	18.4()-23.15	0 45	22.10.20	TWITT		-
	28.V11.73	18.30 - 23.30	-				
	29. 11.73	18 55 - 22.35		_		ж	
	20 1/11 72	22.45-24.05	_				
	30. VII ./3	18.33 - 20.13	0.2	27 18 30	1		
	31.VII ./3	10 15 91 00	0.2	22 10.00	1	-	
	A VHL73	10.00 -20.00	0.75	19 22 30	5.5448	•	
	9111 72	17 50 22 20	0.70		0.0.	син	04V_79
	10 111 72	16 45-18 45					100 10
	1	18.50 - 20.08		_			
	-	20.18-22.25	0.45	22.13.30	1.5		
		22.40-23.00	-		-		
	15 111.72	16.45 20.28	-		_		
	1.2	20.33-21.24	-		_	-	
	16.111.72	16.40-19.08	-			-	
	T	20.36-22.00	-	-	-	-	
	17.111.72	17.27-17.50	-	-			
			1000	1000			

М. А. ЕРНЦЯН

U. 1. 611-85UU

AD LEO ԵՎ EV LAC ԱՍՏՂՆՐԻ ԼՈՒՍԱՉԱՓԱԿԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՉԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Աշխատանքում բերված են EV Lac և AD Leo աստղերի լուսաչափական և բևեռաչափական դիտումների արդյունքները։ Դիտված 89,5 ժամվա ընթացքում գրանցվել է 7 բռնկում, որոնց արդյունքները բերված են աղյուսակ 1 և 1,2 նկարների վրա։

Դիտումների ժամանակ բևեռացման արժեքները չեն տարբերվել աստղի հանգիստ վիճակում եղած բևեռացման արժեքից և եղել են չափման սխալի սահմաններում ($\sigma_p = \pm 0.4 \div 0.6\%$, $\sigma_8 = \pm 5 \div 10^\circ$):

M. A. ERITSIAN

POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE STARS EV LAC AND AD LEO

Summary

The results of photometric observations of the flare stars EV Lac and AD Leo are given. It is shown that as well during the flares as out of them, no polarization, exceeding the observational errors $(\sigma_n = \pm 0.4 \pm 0.6\%, \sigma_n = \pm +5^\circ \pm 10^\circ)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 43, 31, 1971.

2. П. Ф. Чугайнов. Изв. КрАО, 26, 171, 1961.

3. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 42, 41, 1970.

4. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Асгрофизика, 7, 302, 1971.

5. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 46, 23, 1975.

B. A. CAHAM911

ОБ ОДНОМ ИНТЕРЕСНОМ СЛУЧАЕ ИОНОСФЕРНОГО МЕРЦАНИЯ НЕИЗВЕСТНОГО РАДИОИСТОЧНИКА

28 октября 1973 г. на индийском радиотелескопе в Утакамунде [1] наблюдалось довольно интересное и вместе с тем не совсем понятное явление: на частоте 327 Мгц было зарегистрировано четкое мерцание неизвестного радионсточника.

В этот период проводились регулярные наблюдения области Плеяды с целью поиска радиовспышек звезд в ней. Антенна радиотелескопа паправлялась на звезду Альциона (а1950 = 03h46m 55s, $\hat{v}_{1950} = 24^{\circ}01'$) и испрерывно следила за ней в течение ~ 9 часов в сутки. Диаграмма антенны охватывала область ~ 1.3 кв. градуса вокруг этой звезды. Между интервалами от 00^h17^m до 00^h47^m индийского стандартного времени (18^h 47^m до 19^h 17^m универсального времени) наблюдалось достаточно интенсивное, вероятно, ионосферное мерцание источника, который не удавалось отождествить с каким-либо известным радиоисточником. При этом в промежутке времени от 00^h 27^m до 00^h 33^m был как бы перерыв активности, мерцание почти прекратилось, а затем оно вновь продолжалось с большой силой. Запись сигнала приведена на рисунке. Сигнал записывался на выходе 12 каналов раднометра. На рисунке приведены лишь выходные сигналы 6 каналов, в которых зарегистрировалось мерцание. Каждый канал соответствует определенному лучу 12-лепестковой диаграммы антенны, ориентированной вдоль круга склонений. Соседние лучи смещены по отношению друг к другу ~ 3', и склонение возрастает от 1-го луча к 12-му.

Все каналы работают по схеме переключения фазы. н поэтому, как и ожидается, сигналы на выходе каналов Ф1 и Ф5 по фазе противоположны сигналу канала Ф3. На выходе каналов Ф2 и Ф4 сигнал отсутствуст. Это может иметь место тогда, когда источник находится ча максимуме луча Ф3. Отметим, что звезда Альциона в это время находилась на максимуме луча Ф7, т. е. склонение мерцающего источника $3 \approx 23^{\circ}49'$. По прямому восхождению мерцающий источник был смещен по отношению к Альционе не более, чем на один градус дуги.

Максимальная амплитуда мерцания составляет ~ 4 единицы потока. Эта величина получилась путем сравнения сигналов мерцающего

			5	
00 5	June 1	m		
			1	
			1	a det
	2-1			
	1			-
	THE T		00 43	
00 37	王二			5
	ŧ.		00 42 4	-
00.35	5-1			3
	1-1		00 41	3
	1-1		1. ~	5
te 00			. 00 40 -	2
00.30				2
00 29	17		00 39	E.
00 28	1-1	{		5
	1-1		00 39	E
	1-1		<u>UU 30</u>	5
W 25	1		00 22	2
	1	1	00 57	÷
	+		00.26	2
			00 00	
	1-1	-1-		E
	, _,		10 35	5
	and a state of the		and the second as	

А-Запись сигнала неизвестного мерцающего радионсточ ника. Время индийское стандартное, которое опережает сигнала на выходе ка всемирное время на 5 час. 30 мин. Буквой Ф с последующей цифрой обозначены соответствующие каналы коррелометра.

Б Б-Отрезок записи Фа в большом масщтабе,

46

47

источника и источника сравнения 3С190, поток которого на частоте 327 Мгц составляет 9,8 единиц (1единица потока $= 10^{-26}$ вт/м²Гц). О мере мерцания трудио судить, так как при слежении исльзя оценить величину невозмущенного потока. Как мы увидим ниже, это не удавалось сделать также из последующих наблюдений, когда упомянутая область несколько раз пропускалась через неподвижную диаграмму антенны.

Весьма странным является тот факт, что в области, охваченной диаграммой направленности антенны, в главном каталоге радноисточников [2] не имеется ни одного радиоисточника, поток которого превышает 0,3 единицы на частоте 327 Мгц. Болес того, чтобы выяснить, какой именно источник был записан, на следующий день та же самая область многократно сканировалась днаграммой антенны, и тоже не было найдено радноисточника, поток которого превышал бы пределы чувствительности радиотелескопа (~ 0,8 единицы при сканироваини). Следуст также отметить, что эта же самая область и, приблизительно, в то же время суток непрерывно наблюдалась до и после этого явления в течение 16 дней и ни разу подобного случая мерцания не было обнаружено. Такое мерцание не наблюдалось также при повторном наблюдении той же области осенью 1974 г. в течение 15 дней. Особого изменения солнечной активности также не было в указанный выше день, и, кроме этого, явление наблюдалось намного позже захода солнца, когда последнее находилось в диаметрально противоположном направлении по отношению к месту наблюдений. По этой причине становится маловероятным наличие мерцания известного нам радиоисточника на неоднородностях межпланетной плазмы.

Возникает естественный вопрос, от какого источника исходил этот почти регулярный по частоте, мерцающий радиосигнал. Тот факт, что сигнал имсл внеземное происхождение, не вызывает сомнения, так как фазы на выходе отдельных каналов радиометра соответствуюг именно излучению космического радиоисточника или радиоисточника, который, находясь в дальней зоне, медленно перемещается через диаграмму антенны. Они через канал противоположны, что не должпо иметь места при аппаратурных неустойчивостях или при радиопомехах земного происхождения. Последние, кстати, практически не наблюдаются в районе радиотелескопа. Этот сигнал не может быть результатом пролета через диаграмму антенны искусственных летательных аппаратов, так как нетрудно подечитать, что такие аппараты не могут так долго находиться в пределах диаграммы антенны.

Поскольку целью наших наблюдений был поиск радиовспыхивающих звезд в Плеядах, то возникает естественное предположение о том, что, возможно, имела место радиовспышка звезды в ней, которая и ответственна за наблюдаемые мерцания. Мощность такой вспышки составляла бы ~ 5,10¹¹ вт/м²стер., что является вполне приемлемой

величиной для вспышек звезд [3]. Продолжительность вспышки, рав ная 30 мин., также находится в пределах допустимого. А средний период мерцания, равный ~ 15 сек., вполне соответствует характерному периоду мерцания радиоисточников на поносфере Земли. Веским аргументом против такого предположения является отсутствие замет ного подъема общего уровня принимаемого сигнала. Это может иметн радноисточник место, когда появившийся в результате вспышки начнет мерцать на ноносфере Земли со стопроцентной интенсивностью Такая мера мерцания на поносфере Земли или на неоднородностях околосолнечной плазмы вообще не исключена. Все же трудно с уверенностью утверждать (или отрицать), что в данном случае имело месте именно такое глубокое мерцание. Ослабление мерцания в середине записи нельзя объяснить исчезновением причин, вызывающих мерцание радиоисточника. Иначе в это время наблюдался бы подъем общего уровня записи. Если допустить, что в наблюдаемом агрегате звезд действительно имела место радновспышка, то одновременно следует допустить, что вспышка была двойная. Такие вспышки в отдельных случаях наблюдаются. Не исключена также возможность, что исчезновение мерцания в середине записи является результатом сложения ноносферного и межзвездного мерцания радиоисточника. Интервал ослабления мерцания, равного~10-12 мин., соответствует характерному периоду межзвездного мерцания радиоисточников.

Приведенный выше анализ показывает, что для объяснения реально наблюдаемого явления возникают определенные трудности.

4. U. UULUUSUL

ԱՆՀԱՅՏ ՌԱԴԻՈԱՂԲՅՈՒՐԻ ԻՈՆՈՍՖԵՐԱՅԻՆ ԱՌԿԱՅԾՄԱՆ ՄԻ ՀԵՏԱՔՐՔԻՐ ԴԵՊՔԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Հոդվածում բերված են Բազումքի աստղակույտի ուղղության վրա գտնվող անհայտ ռադիոաղբյուրի իոնոսֆերային առկայծումների գրանցման տվյալները, որոնք ստացվել են 327 Մհց հաճախությունում հնդկական ռադիոդիտակի վրա։

49

V. A. SANAMIAN

ABOUT ONE INTERESTING CASE OF IONOSPHERIC SCINTILLATIONS OF UNKNOWN RADIOSOURCE

Summary

The results of ionospheric scintillation of unknown radiosource on direction of the stellar cluster Pleades carried out on the Indian radio telescope at 327 MHz are adduced.

ЛИТЕРАТУРА

- G. Swarup, N. V. S. Sarma, M. N. Josi, V. K. Kapahi, D. S. Baggi, S. H. Damle S. Anathakrishnan, V. Balasubramanian, S. S. Bhave, R. P., Sinha, Nature Phys Sci., 230, 185, 1971.
- 2. R. Dixson, Ap. J. Suppl. Ser. 180, 20, 1970.
- 3. B. Lovel, The Observatory, 84, 191. 1964.

Г. В. АБРААМЯН, Л. Г. АХВЕРДЯН

НАБЛЮДЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В БЮРАКАНЕ

Бюраканская астрофизическая обсерватория АН Арм. ССР (БАО) расположена на склоне горы Арагац в 30 км от города Еревана и непосредственно вблизи села Бюракан. Очевидно, что освещение Еревана и Бюракана является причиной увеличения яркости свечения ночного неба БАО, особенно в направлении города и села.

В данной работе получены данные о свечении ночного неба БАО. Наблюдения были проведены с помощью одноканального электрофотометра, установленного на 0,5-метровом телескопе АЗТ-14А, в полосах U, B, V международной фотометрической системы в безлунные ночи 1/2 октября 1976 г. и 22/23 февраля 1977 г.

По результатам наблюдений были построены карты распределения яркости свечения ночного неба БАО в U (рис. 1а н 16). В (рис. 2а и 26) и V (рис. 3а и 36). Как видно из приведенных рисунков, зоны I менее всего подвержены влиянию наземных источников, а зоны III более всего.

В таблице приведены U, B, V величины яркости свечения ночного неба БАО с одной квадратной секунды в зените.

		-				
T	a	0	A	11	u	a

Дата наблюдения	U	В	v
1/2 октября 1976 г.	21.64	22.24	21.42
22/23 февраля 1977 г.	21.64	22.34	21.65



Рис. 1а. Карта распределения яркости свечения ночного неба БАО в U. 1/2 октября 1976 г.



Рис. 16. Карта распределения яркости свечения ночного неба БАО в U. 22/23 февраля 1977 г.



Рис. 2а. Карта распределения яркости свечения ночного неба БАО в В, 1/2 октября 1976 г.



Рис: 26. Карта распределения яркости свечения ночного неба БАО в В. 22/23 февраля 1977 г.







Рис. 36. Карта распределения яркости свечения почного неба БАО в V. 22/23 февраля 1977 г.

2. 4. UPPULLUSUL, L. 9. LUMADPASUL

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԳԻՇԵՐԱՅԻՆ ԵՐԿՆՔԻ ՃԱՌԱԳԱՑԲՄԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ամփոփում

Հոդվածում բերված են Բյուրականի գիշերային երկնքի ճառագայթնա դիտումների արդյունքները՝ U, B, V շերտերում։

H. V. ABRAHAMIAN, L. G. HACHVERDIAN

BYURAKAN NIGHT SKY OBSERVATIONS

Summary

In this paper the results of Byurakan Astrophysical Observatory nitgh sky observations in U, B, V bands are given.

Р. А. ВАРДАНЯН

ПОИСКИ ЦЕПОЧКООБРАЗНЫХ ГРУПП ГАЛАКТИК НА КАРТАХ ПАЛОМАРСКОГО АТЛАСА

В последние годы в Бюраканской обсерватории проводятся поисжи и исследование компактных групп компактных галактик [1—8].

Из проведенного статистического анализа этих групп мы пришли ж выводу [9], что они в большинстве являются сплюснутыми системами, вследствие чего наиболее вероятной является вытянутая форма проекций этих групп на небесной сфере. Основываясь на том, что компактные галактики, входящие в компактные группы, сравнительно красные [10], нами на картах Паломарского атласа были проведены поиски (на высоких галактических широтах) (/b/>30°) вытянутых по форме (цепочкообразных) объектов групп, которые содержат четыре или более членов, причем для этих групп выполняются следующие условия:

I. Отношение большой оси к малой больше трех. Большой осью считается отрезок, соединяющий два наиболее удаленных объекта группы. Малой—отрезок, соединяющий две наиболее удаленных проскции объектов группы на прямую, перпендикулярную к большой оси.

2. Группы достаточно компактные, т. е. среднее расстояние между членами групп меньше 30".

3. Члены большинства групп краснее, чем объскты фона. При этом на О-картах Паломарского атласа их яркости предельно слабые.

При выполнении вышсуказанных условий можно предполагать, что выбранные нами группы объектов с большей вероятностью являются относительно далекими физическими системами.

Список подобных групп объектов, обнаруженных на картах Паломарского атласа, представлен в таблице. А карты отождествления, снятые с Паломарских Е-карт, представлены на рис. 1—28.

Члены каждой группы пронумерованы на картах отождествления, в порядке убывания их яркости.

Отметим, что для отдельных групп не выполняется какое-нибудь одно из вышеприведенных условий, однако выполнение оставшихся двух условни настолько очевидно, что мы все же включили их в наш список.

При просмотре Паломарских карт оказалось, что члены большинства групп являются компактными галактиками (например, № 1—3, 5, 10 и т. д.), хотя мы не исключаем возможности, что видимая компактность галактики иногда может быть обусловлена большим расстоянием.

В списке пять групп (№ 6, 19, 22, 25, 26) содержат объекты, которые.трудно отличить от звезд. Несмотря на это, мы их включили в наш список, учитывая, что если при дальнейшем исследовании члены хотя бы одной из таких групп окажутся галактиками, то такая группа может оказаться весьма интересной.

Являются ли по крайней мере некоторые из отобранных нами групп галактик ядрами далеких скоплений галактик, слабые члены которых уже не видны, или все они по существу представляют собою бедные системы? Этот вопрос будет решен после более детального изучения задачи о распределении ярких членов галактик внутри скоплений галактик. Если окажется, что яркие члены, принадлежащие к скоплениям галактик, не составляют плоскую систему, как это имеет место в случае с компактными группами компактных галактик, то можно будет предполагать, что как цепочкообразные группы компактных галактик, так и компактные группы компактных галактик являются своеобразными плоскими и бедными системами, не имеющими ничего общего со скоплениями галактик.

Разрешение этого вопроса весьма важно. Мы надеемся вернуться к нему в дальнейшем.

Таблица

N	α (1950)	õ (1950)	n.	Ne	a (1950)	ठ (1950)	n
1 2 3 4 5 5 6 7 8 9 10 11 12 13	00 ^h 18 m2 00 31 .4 09 05 .0 09 12 .5 09 28 .5 09 43 .3 09 48 .7 09 50 .5 09 51 .3 10 04 .3 10 11 .0 10 41 .9 10 45 .8	$+22^{\circ}25'$ +02 00 +64 28 +05 27 +05 00 +02 04 +32 23 -11 26 -23 35 +01 58 +46 00 +11 48 +46 03	5 4 4 6 5 4 5 5 10 4 7 7 6	15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27	10 ^b 57 m 4 11 11 . 1 11 16 . 4 11 23 . 0 11 24 . 9 11 39 . 3 12 00 . 2 12 09 . 9 12 16 . 7 12 42 . 4 12 56 . 0 12 59 . 0 13 31 8	$\begin{array}{r} +08^{\circ}41'\\ -09\ 17\\ -10\ 06\\ -00\ 03\\ +72\ 53\\ -25\ 18\\ -07\ 51\\ -06\ 58\\ -07\ 07\\ +29\ 25\\ +36\ 46\\ +10\ 54\\ 23\ 30\end{array}$	6 5 4 4 4 5 4 4 5 4 4 6 4 4 4 6
14	10 50.6	-10 44	8 .	28	14 33.5	+36 10	6

Координаты (а, д) и количество п галактик в группах

Примечания к таблице

- 1. Изолированная цепочка компактных галактик. Объект № 1 может оказаться звездой.
- Изолнрованная цепочка красных компактных галактик. Объекты на О-картс Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.

В красных лучах. Север сверку. Восток слева. Масштаб I мм = 8".9.
























понски цепочкообразных групп галактик

- 3. Ценочка достаточно красных компактных галактик.
- Илохо изолированная цепочка достаточно красных галактик, галактики № 1 и 4 компактные, № 5 и 6 могут оказаться звездами.
- 5. Плохо изолированная цепочка компактных галактик.
- 6. Плохо изолированная цепочка достаточно красных компактных объектов.
- 7. Изолированная цепочка красных галактик. Объект № 1 красный.
- 8. Изолированиая ценочка компактных галактик. Объект № 1 на Паломарской О-карте значительно ярче предельной величины и может оказаться звездой.
- 9. Изолированная цепочка галактик.
- Плохо изолированная цепочкообразная группа красных компактных галактик. Объекты на Паломарской О-карте значительно ярче предельной величины.
- Плохо изолированная цепочка красных галактик. Объект № 1 на • Паломарской О-карте значительно ярче предельной величины.
- 12. Плохо изолированная группа красных галактик.
- 13. Изолированная цепочка красных галактик. Объекты на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.
- Плохо изолированная групиа красных компактных галактик. Объскты № 1, 2, 4, 5 составляют цепочку.
- 15. Изолированная цепочка красных галактик.
- Изолпрованная цепочкообразная группа достаточно красных компактных галактик.
- 17. Плохо изолированная цепочка красных компактных галактик. Объекты на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.
- Изолпрованная цепочка галактик. Объект № 1 на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.
- 19. Пзолированная цепочка достаточно красных компактных объектов.
- 20. Плохо изолированная цепочкообразная группа красных компактных галактик. Объекты на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.
- 21. Плохо изолированная группа красных компактных галактик.
- 22. Изолированная цепочка красных компактных объектов.
- Плохо изолированная цепочка компактных галактик. Объекты № 1,
 3 на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной всличины. Объект № 2 может оказаться звездой.
- 24. Плохо изолированная группа достаточно красных компактных галактик. Объект № 4 не компактен.
- 25. Изолнрованная группа красных компактных объектов. Объекты на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величниы. Оъект № 3 компактиая галактика. Группа может быть не физической.

- 26. Изолированная цепочкообразная группа красных компактных объектов. Объекты № 1, 2 на О-карте Паломарского атласа значительно ярче предельной величины.
- 27. Плохо изолированная цепочка красных компактных галактик. Объект № 2 не компактен.
- 28. Плохо изолированная цепочка слабых галактик. Объект № 1 голубой.

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՑԱՆ

ՇՂԲԱՅԱՁԵՎ ԳԱԼԱԿՏԻԿ ԽՄԲԵՐԻ ՈՐՈՆՈՒՄԸ ՊԱԼՈՄԱՐԻ ՔԱՐՏԵԶՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ամփոփում

Աշխատանքում բերվում է Պալոմարի քարտեղների վրա՝ /b/>30° տիրույթում գտնվող 28 շղթայաձև գալակտիկ խմբերի ցուցակը և նույնացման քարտեղները,

R. A. VARDANIAN

SEARCH FOR CHAIN-SHAPED GROUPS OF GALAXIES ON THE PALOMAR ATLAS PRINTS

Summary

The list and Charts for 28 Chain-Shaped groups of galaxies found in the $|b| > 30^{\circ}$ regions of the Palomar Atlas Prints are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 9. 495, 1973.

2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, Астрофизика, 10, 13, 1974.

3. Ф. Б. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 10, 327, 1974.

4. М. Б. Петросян, Астрофизика, 10, 471, 1974.

5. В. А. Амбарцумян, Г. Ч. Арп, А. А. Хог, Л. В. Мирзоян, Астрофизика, 11, 193, 1975.

6. Ф. Б. Байер, Г. Тирш, Астрофизика, 11, 221, 1975.

7. Ф. Б. Байер, Г. Тирш, Астрофизика. 12, 7, 1976.

8. Ф. Б. Байер, Г. Тирш. Астрофизика, 12, 409, 1976.

9. Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика. 14, 195, 1978.

10. А. Т. Каллоглян, Ф. Бернген, Астрофизика, 10, 21, 1974.

М. А. МНАЦАКАНЯН

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕДАХ

Посвящается 70-летию академика В. А. Амбарцумяна

1. Оператор инвариантности

Пусть через граннцу полубесконечной среды выходит некое излунение с распределением f_o (по углам, частотам и т. д.). Поместим теред полубесконечной средой слой толщиной т. Тогда из суммарной чолубесконечной среды после всевозможных рассеяний выйдет излучение с другим распределением f_{τ} . Введем оператор $Y(\tau)$, действие которого сводится к следующему:

$$f_{\tau} = Y(\tau) f_0. \tag{1.1}$$

Другими словами, оператор Y(т) определяет вероятность (для линейных задач) выхода из полубесконечной среды кнашта, первоначально летевшего на глубине - в сторону границы.

Очевидно, что Y(O) = I-единичный оператор. Поэтому в случае бесконечно тонкого добавляемого слоя оператор Y(d-) можно представить в виде разложения

$$Y(d\tau) = I - Gd\tau. \tag{1.2}$$

Оператор G описывает то изменение, которое происходит с выходящим из среды излучением при добавлении перед полубесконечной средой бесконечно тонкого слоя. В каждой конкретной задаче он легко строится из физических соображений с использованием определения (1.2).

Пусть с — оператор Амбарцумяна, определяющий излучение полубесконечной среды с квантами, поглощенными на ее границе. Если Ad- оператор поглощения кванта отдельным слоем d-, то, очевидно,

$Y(d-) = I - Ad - + \varphi Ad -.$

Сравнивая с (1.2), находим

$$G = (I - \varphi)A. \tag{1.4}$$

Песле того, как построен оператор G, мы легко можем решить разные задачи для полубесконечной среды, используя идеи инвариантности Амбарцумяна. Соответствующие уравнения инвариантности составляются при помощи оператора G, поэтому мы будем называть G оператором инвариантности.

Операторы Y, G и © представляют собой аналоги персходных матриц и производят суммирование (интегрирование) по соответствующим параметрам первичных квантов. Оператор A обычно является оператором умножения на функцию от параметров начального состояния кванта (до поглощения). Здесь и ниже для операторов мы ие вводим специальных обозначений, думая, что это не приведет к недоразумениям.

Перейдем к составлению уравнений инвариантности. Мы подразумеваем только задачи об излучении, выходящем из полубесконечной среды. В качестве иллюстраций мы ограничимся их применением к простейшим задачам переноса для полубесконечной среды. Конкретные результаты, в основном, известны, их можно найти в классических трудах В. А. Амбарцумяна [1], В. В. Соболева [2, 3]-и В. В. Иванова [4], однако наша работа оправдывается физической прозрачностью и математической простотой выводов. В этой связи мы надеемся распространнть в дальнейшем развиваемый аппарат на случан нелинейной и сферической задач теории рассеяния света.

Операторы Y и G введены в работах [5—10], имеющих целью свести задачи переноса излучения в слое конечной оптической толщины к соответствующим задачам для полубесконечной среды.

Настоящая статья написана на основе конспекта лекций, прочитанных автором на семинарах раднофизического факультета и студентамтеоретикам физического факультета Ереванского гос. университета.

2. Уравнения инвариантности

Рассмотрим следующие задачи для однородной полубесконечной среды. Рассмотрение ведется в вероятностной трактовке.

Задача Милна. Пусть в полубесконечной среде с чистым рассеянием $\lambda = 1$ бесконечно глубоко расположен источник (поглощен квант). Нужно найти распределение и выходящего из среды излучения. Добавив к границе полубесконечной среды бесконечно тонкий слой, мы получим ту же задачу Милна для суммарной полубесконечной среды и, следовательно, прежнее распределение выходящего излучения. Поскольку изменений в выходящем излучении при этом не происходит, то действие оператора G сводится к нулевому:

(1.3)

Gu = O.

Этим уравнением описывается решение задачи Милиа.

Равномерное распределение источников. Пусть в полубесконечной среде задано равномерное распределение первичных источников с плотностью с. и нас интересует распределение и выходящего из среды излучения. Добавим перед средой бесконечно тонкий слой с той же плотностью источников с. Под влиянием добавленного слоя в среде «теряется» распределение Gud⁷, но дополнительно излучается *d* — в результате же выходящее излучение должно остаться прежним, ибо мы имеем прежнюю постановку задачи. Иными словами, решение этой задачи сводится к уравнению

$$Gu = \varphi z. \tag{2.2}$$

Экспоненциальное распределение источников. Рассмотрим более общую задачу—полубесконечную среду с экспоненциальным распределением первичных источников по глубине т с плотностью $se^{-\mu\tau}$. Пусть и—выходящее из среды излучение. Добавим бесконечно тонкий слой $d\tau$ с плотностью источников $s1(+\mu d\tau)$, продолжающей исходное экспоненциальное распределение. Мы получим суммарную полубесконечную среду опять с экспоненциальным распределением источников, но с плотностью, всюду в $(1-\mu d\tau)$ раз большей. Поэтому распределение выходящего излучения, в силу линейности задачи, будет равно $(1-\mu d\tau)u$. С другой стороны, оно равно излучению $Y(d\tau)u$, вышедшему под влиянием добавленного слоя $d\tau$, и излучению самого добавленного слоя— $\tau d\tau$. Следовательно, решение этой задачи описывается уравнением

$$(1 + \mu dz)u = Y(dz)u + \varphi z dz,$$

$$Gu + u\mu = \varphi z.$$
(2.3)

или

Уравнение (2.3) при и О переходит в (2.2) и при с 0 в (2.1).

Свечение полубесконечной среды определяется оператором Амбарцумяна \mathfrak{P}/h . Если *р*—индикатрися рассеяния (функция перераспределения по частотам и т.п.), а *R*—оператор отражения от полубесконечного слоя, то, очевидно,

$$\varphi = \frac{\lambda}{2} \varphi^* p, \text{ где } \varphi^* = I + R.$$
(2.4)

Диффузное отражение. Квант, падающий на границу полубесконечной среды, поглощается с экспоненциальной по глубине плотностью вероятности $Ae^{-A\tau}$. (Напомним, что Ad: есть вероятность поглощения отдельным слоем $d\tau$). Этим первичным распределением обусловлено выходящее излучение. Поэтому задача о диффузном отражении сводится к задаче об экспоненциальном распределении при $\mu \rightarrow A$. $z \rightarrow A$;

(2.1)

$$GR + RA = zA. \tag{2.3}$$

Используя (1.4) и (2.4), можно (2.5) переписать в виде

$$AR + RA = \varphi A \varphi^*. \tag{2.6}$$

Принцип обратимости для оператора диффузного отражения в вероятностной трактовке можно записать в виде:

 $AR = A^+R^+.$

Транспонирование означает перемену местами нараметров начального и конечного состояний. С учетом этого $RA = A^+R$ и уравление (2.6) для оператора отражения принимает вид

$$(A+A^+)R = \varphi A \varphi^*. \tag{2.7}$$

Из этого соотношения, учитывая, что A есть оператор умножения на функцию, находится оператор отражения R, а подстановка его в (2.4) приводит к функциональному уравнению Амбарцумяна для φ .

Точечный источник. Вероятность выхода кванта, первоначально летящего на глубине τ , определяется величиной $Y(\tau)$. Если речь идет о первоначально поглощенном кванте, то эту величину обозначим черса $P(\tau)$. Отметим несколько физически очевидных, но важных соотношений между этими величинами:

$$Y(\tau_1 + \tau_2) = Y(\tau_1) Y(\tau_2), \qquad (2.8)$$

$$P(\tau) = Y(\tau) \varphi, \qquad (2.9)$$

Если посредством Х доопределить У и для квантов, первоначально летевших в глубь среды, то

$$P(\tau) = \frac{\lambda}{2} X(\tau) p. \qquad (2.10)$$

Световой режим в глубоких слоях. Пусть квант поглощен на большой глубине $\tau \gg 1$ в полубесконечной среде. Распределение и выходящего излучения найдем из условия, что добавление бесконечно тонкого слоя уменьшает излучение в некоторое число $(1-k)d\tau$ раз (эргодичность), оставляя относительное распределение неизменным:

$$Gu = ku. \tag{2.11}$$

Если квант первоначально движется внутри среды, то выходящее излучение определяется величиной $Y(\tau)$, причем для больших глубин относительное распределение \overline{Y} удовлетворяет уравнению:

$$G\bar{Y} = k\bar{Y}.$$
 (2.12)

Как следует, например, из (2.8), $Y(\tau) = \overline{Y} e^{-k\tau}$.

Произвольное распределение источников. Пусть в полубесконечной среде, заполняющей область (-∞, т) задано распределение квантов с плотностью g(z). Пусть g(z)=0 при -<0 и фиксирована на всей положительной полуоси -. Обозначим выходящее из среды излучение через $\mu(z)$.

Добавим перед полубесконечной средой бесконечно тонкий слой d = c плотностью $g(\tau + d\tau)$. Вышедшее из суммарной полубесконечной среды распределение будет равно $u(\tau + d\tau)$. С другой стороны, оно складывается из излучения, выходящего в результате воздействия добавленного слоя $d\tau$: $Y(d\tau)u(\tau)$ и дополнительного излучения $\varphi g(\tau + d\tau)d\tau$ самого добавленного слоя $d\tau$. Следовательно,

$$u(\tau + d\tau) = Y(d\tau)u(\tau) + \varphi g(\tau)d\tau,$$

$$\frac{du(\tau)}{d\tau} + Gu(\tau) = \varphi g(\tau), \qquad (2.13)$$

нлн

с начальным условием u(0)=0. Если $g(\tau)=0$, то (2.13) при Y(0)=I переходит в уравнение для $Y(\tau)$.

Случаю неоднородной среды посвящен шестой параграф статын.

3. Одномерная среда

В этом параграфе мы рассмотрим задачу монохроматического рассеяния в одномерной однородной полубесконечной среде и исследуем вопрос критичности слоя конечной толщины.

3.1. Изотропное рассеяние. В данном случае A=1, а G=k есть число:

$$k=1-\varphi, \qquad (3.1.1)$$

где т-вероятность выхода кванта, поглощенного на границе. Задача Милна (2.1) дает тривиальное k=0 при λ=1.

При равномерном распределении источников, согласно (2.2),

$$u = s\varphi/k. \tag{3.1.2}$$

При экспоненциальном распределении из (2.3) имеем

$$\mu = e \frac{\varphi}{\mu + k} \,. \tag{3.1.3}$$

Свечение дается формулой (2.4):

$$p = \frac{\lambda}{2} (1+R), \qquad (3.1.4)$$

где R определяется из (2.5) или (2.7):

$$R = \frac{\varphi}{1+k} = \frac{\varphi^2}{\lambda}.$$
 (3.1.5)

Из (3.1.1) и (3.1.5) имеем

М. А. МНАЦАКАНЯН

$$p = 1 - k = \frac{\lambda}{1 + k},$$
 (3.1.6)

откуда находим постоянную затухания k:

Согласно (3.1.5),

$$R = \frac{1-k}{1+k}.$$

При распределении g(=) источников пз (2.13) имеем:

$$u(\tau) = \varphi \int_{0}^{\tau} e^{-k(\tau-\tau')} g(\tau') d\tau'.$$
 (3.1.9)

3.2. Критическая толщина слоя. При $\lambda > 1$ задачи для полубесконечной среды теряют физический смысл, однако можно написать формальные решения, представляющие собой аналитическое продолжение соответствующих формул на комплексную плоскость (k). λ имеет смысл среднего числа частиц, генерируемых при поглощении одной частицы.

В (3.1.7) введем

$$k = i\bar{k}, \text{ где } \bar{k} = \sqrt{\lambda - 1}. \tag{3.2.1}$$

Тогда вероятность диффузного отражения (3.1.8)

$$R = \frac{1-k}{1+k} = \frac{1-i\bar{k}}{1+i\bar{k}} = e^{-2i\operatorname{arctg}\vec{k}}.$$
 (3.2.2)

Рассмотрим, например, задачу о вероятности выхода *р.* кванта, поглощенного в середине слоя толщины с. Согласно уравнениям, связывающим свойства слоев конечной и полубесконечной толщии [5,6]:

$$P\left(\frac{\tau}{2}\right) = p_{\tau} + Z(\tau) p_{\tau},$$

где $P(\tau)$ —вероятность выхода кванта с глубины т полубесконечного слоя, а $Z(\tau) = Y(\tau)R = Re^{-k\tau}$ (см. [5,6]). Отсюда

$$p_{\tau} = \frac{P(\tau/2)}{1 + Z(\tau)} . \tag{3.2.3}$$

Мы видим, что комплексиая величния

$$Z(\tau) = e^{-ik\tau - 2i \arctan k \tau}$$
(3.2.4)

при условии текр, где

$$\tau_{kp} = \frac{1}{\bar{k}} \left(\pi - 2 \operatorname{arctg} \bar{k} \right), \qquad (3.2.5)$$

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

принимает эначение Z=-1, при котором знаменатель (3.2.3) обращается в нуль. Этому соответствует бесконечное (в среднем) число генерируемых в среде частиц, т. е. спонтанный взрыв.

Приведем без вывода также выражение для критической толщины слоя с границей, отражающей долю а излучения:

$$s_{\mu} = \frac{1}{\overline{k}} \operatorname{arctg} \frac{\sin 2\varphi}{\alpha - \cos 2\gamma},$$
 (3.2.6)

игде $\varphi = \operatorname{arctg} \overline{k},$

26

шлп

$$_{n} = \frac{1}{\sqrt{\lambda - 1}} \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{\lambda - 1}}{(\alpha + 1)\lambda - 2}.$$
 (3.2.7)

3.3. Анизотропное рассеяние. Пусть х есть вероятность того, что при рассеянии квант сохранит прежнее направление движения, а a—полетит в обратном, причем $x + a = \lambda$.

Введем вероятности φ_+ и φ_- выхода из среды кванта, поглощенного на границе, в зависимости от того, двигался он до поглощения в сторону выхода из среды или в обратном направлении.

Так как оператор G по своему смыслу относится к кванту, первоначально движущемуся в направлении выхода из среды, то

$$G \equiv k = 1 - \varphi_+.$$
 (3.3.1)

В формулу же (2.5) для диффузного отражения входит ф_

$$R = \frac{\varphi_-}{1+k}.$$
 (3.3.2)

Согласно (2.4)

$$\varphi_{+} = x + aR, \quad \varphi_{-} = a + xR.$$
 (3.3.3)

Из последних трех соотношений легко получаем

$$R = \frac{a}{1 - x + k} \tag{3.3.4}$$

н $(1-x)^2 - k^2 = a^2$, откуда

$$k = \sqrt{(1-x)^2 - a^2} = \sqrt{1-\lambda} \quad \sqrt{1+\lambda-2x}.$$
(3.3.5)

Во всех задачах о первичных источниках нужно учесть направление полета кванта перед поглощением.

Критическая толщина слоя для $\lambda > 1$ дается величиной

$$\tau_{kp} = \frac{1}{\bar{k}} \left(\pi - \arctan \frac{\bar{k}}{1-x} \right), \quad x < \frac{\lambda+1}{2}, \quad (3.3.6)$$

где k = ik. Из (3.3.6) видно, что, как и следовало ожидать, с ростом a. т. е. с увеличением вытянутости «индикатрисы» рассеяния назад, увели-

5-453

М. А. МНАЦАКАНЯН

чивается среднее число рассеяний (блужданий «взад-вперед»), а следовательно, уменьшается критическая толщина слоя.

Если
$$x \gg \frac{\lambda+1}{2}$$
, то $\tau_{kp} = \infty$.

4. Трехмерная среда

Мы рассмотрим однородную трехмерную среду с изотропным и анизотропным монохроматическим рассеянием. В обоих случаях A=1/, где — косинус угла между направлением движения кванта и внешней нормалью к границе среды.

4.1. Изотропное рассеяние. В этом случае ядро оператора G, очевидно, имеет вид

$$G(\eta, \zeta) = \frac{\delta(\eta - \zeta)}{\zeta} - \frac{\lambda}{2} \frac{\varphi(\eta)}{\zeta \zeta}.$$
 (4.1.1)

Мы обозначили вероятность выхода кванта, поглощенного на границе, через $\frac{\lambda}{2} \varphi(\eta)$, где φ —функция Амбарцумяна.

Действие оператора G, например, на функцию уф(у) дает

$$G(\eta\varphi) = \int_{0}^{1} G(\eta,\zeta) \zeta \varphi(\zeta) d\zeta = \varphi(\eta) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} \varphi(\zeta) d\zeta \right) = \sqrt{1 - \lambda} \varphi(\eta). \quad (4.1.2)$$

Здесь использовано следующее ниже выражение (4.1.11). В частности, при $\lambda = 1$: φ

$$G(\eta \varphi) = 0.$$
 (4.1.3)

В задаче Милна распределение выходящего излучения определяется уравнением (2.1): Gu=0. Сравнивая с (4.1.3), находим

$$u(\eta) = C\eta \mathfrak{P}(\eta). \tag{4.1.4}$$

Сравнивая с (4.1.2) уравнение (2.2) для задачи о равномерно распределенных источниках, находим:

$$u(\eta) = \varepsilon \frac{\eta \varphi(\eta)}{\sqrt{1-\lambda}}.$$
 (4.1.5)

При экспоненциальном распределении из (2.3) находим

$$u(\eta) = \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 + \mu \eta} \left(\varepsilon + \frac{\lambda}{2} u_{-1} \right), \qquad (4.1.6)$$

где $u_{-1} = \int_{0}^{\infty} u(\zeta) d\zeta/\zeta$ определяется из самого выражения (4.1.6). Если использовать (4.1.10), то найдем, что

$$\mu(\eta) = \epsilon \varphi \left(\frac{1}{\mu}\right) \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 + \mu \eta}.$$
(4.1.7)

66

2

к решению задач переноса излучения

Вероятность диффузного отражения определяется из (2.7):

$$R(\eta,\zeta) = \frac{\lambda}{2} \eta \frac{\varphi(\eta)\varphi(\zeta)}{\eta+\zeta}.$$
 (4.1.8)

Подстановкой (4.1.8) в (2.4), т. е., в

$$\varphi(\eta) = 1 + \int_{0}^{1} R(\eta, \zeta) d\zeta, \qquad (4.1.9)$$

получается функциональное уравнение Амбарцумяна

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_{0}^{1} \frac{\varphi(\zeta) d\zeta}{\eta + \zeta}. \qquad (4.1.10)$$

Отсюда следует, что (см.[1]),

$$\frac{\lambda}{2} \, \varphi_0 = 1 - \sqrt{1 - \lambda}. \tag{4.1.11}$$

, 4.2. Световой режим в глубоких слоях. В задаче о световом режиме на больших глубинах из (2.11) имеем

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_{-1} \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 - k\eta}.$$
(4.2.1)

Деля на η и интегрируя, находим условие для определения постояпной k:

$$\frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} \frac{\varphi(\mu)}{1 - k\mu} d\mu = 1.$$
 (4.2.2)

Выражение для $Y(\tau,\eta,\zeta)$ получено в [6,7]. Здесь же мы ограничимся исследованием асимптотического поведения $Y(\tau,\eta,\zeta)$ при больних τ . Из (2.12) следует, что

$$\overline{Y}(\eta,\zeta) = C(\zeta) \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 - k\eta}.$$
(4.2.3)

Используя свойство симметрии (см. [7])

$$\eta \varphi(\tilde{z}, \gamma, \tilde{z}) = \eta \varphi(\eta) Y(z, \tilde{z}, \eta), \qquad (4.2.4)$$

находим

$$Y(\tau,\eta,\zeta) \approx \frac{\lambda}{2} C e^{-k\tau} \frac{\eta \varphi(\eta)}{(1-k\eta)(1-k^*)} = \frac{P(\tau,\eta)}{1-k^*}, \qquad (4.2.5)$$

так как

$$P(\tau,\eta) = Y(\tau,\eta,0). \tag{4.2.6}$$

Постоянная С находится из соотношения (2.8) при 5.5 »1

$$\frac{\lambda}{2} C_{\delta}^{1} \frac{\mu \varphi(\mu)}{(1-k\mu)^{2}} d\mu = 1.$$
(4.2.7)

Очевидно, что постоянная и-1 в (4.2.1) равна С.

Используя соотношение (2.9) при т>1. снова приходим к условию (4.2.2), а используя соотношение (2.10)

$$P(\tau,\eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{1} Y(\tau,\eta,\zeta) d\zeta \qquad (4.2.8)$$

при т >> 1, получаем другое, эквивалентное условие

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1-k}{1+k} = 1. \tag{4.2.9}$$

4.3. Анизотропное рассеяние. Введем вероятность $\frac{1}{2}$ К(η, ;) вы-

хода в направлении у кванта с поверхности при условии, что он был поглощен в направлении

Нетрудно видеть, что

$$G(\eta,\zeta) = \frac{\delta(\eta-\zeta)}{\eta} - \frac{\lambda}{2} \frac{K(\eta,\zeta)}{\zeta}.$$
 (4.3.1)

Для очень больших глубин (2.11):

$$u(\eta) (1 - k\eta) = \frac{\lambda}{2} \eta \int_{0}^{1} K(\eta, \zeta) u(\zeta) d\zeta, \qquad (4.3.2)$$

причем & находится из условия разрешимости этого уравнения.

Рассмотрим задачу диффузного. отражения (2.5):

$$R(\eta,\zeta) = \frac{\lambda}{2} \frac{\eta}{\eta+\zeta} \left\{ K(\eta,-\zeta) + \int_{0}^{1} K(\eta,\mu) R(\zeta,\mu) d\mu \right\}.$$
(4.3.3)

Связь между К и индикатрисой р получается из (2.4)

$$K(\eta,\zeta) = p(\eta,\zeta) + \int_{0}^{1} R(\eta,\eta') \ p(\eta',-\zeta) d\eta'.$$
(4.3.4)

Заметим, что в последних формулах свойство симметрии С R (η, С) не использовано.

Как в свое время показал В. А. Амбарцумян [1], в случае двучленной индикатрисы рассеяния, когда

$$K(\eta,\zeta) = \varphi_0(\eta) + x_1 \varphi_1(\eta)\zeta, \qquad (4.3.5)$$

при чистом рассеянии, $\lambda = 1$, величина φ_1 тождественно равна нулю, а $K(\eta, \zeta)$ совпадает с $\varphi(\eta)$ для сферической индикатрисы. Далее следовало, что функция отражения от полубесконечной среды в этом случае такая же, как при сферической индикатрисе.

Из (4.3.1) мы видим, что в рассматриваемом случае оператор инвариантности совпадает с таким же для сферической индикатрисы. Поскольку решения всех задач для полубесконечной среды однозначно определяются оператором G, то мы заключаем, что вообще любая задача для полубесконечной среды в случае чистого рассеяния с двучленной индикатрисой имеет то же решение, что и со сферической индикатрисой.

Несколько подробнее этот случай будет рассмотрен в готовящейся к печати работе автора по анизотропному рассеянию в слое конечной оптической толщины.

5. Некогерентное рассеяние

Рассматривается изотропное некогерентное рассеяние с функцией перераспределения по частотам g(x,x'). Коэффициент поглощения A = a(x'). Далее $a(x) = \int g(x,x')a(x')dx'$, $\int a(x)dx = 1$.

5.1. Одномерная среда. Пусть $\frac{\lambda}{2} \varphi(x, x')$ вероятность выхода кван-

та, поглощенного на границе с частотой x', из полубесконечной среды с частотой x. Тогда ядро интегрального оператора G есть

$$(i(x, x') = \alpha(x') \ \delta(x - x') - \frac{\lambda}{2} \alpha(x') \ \varphi(x, x'). \tag{5.1.1}$$

При экспоненциальном распределении источников частоты x' с илотностью $\epsilon e^{-\mu x}$ из (2.3) для распределения выходящего излучения u(x, x') имеем:

$$\left[\mu + \alpha(x)\right] u(x, x') = \frac{\lambda}{2} \epsilon \varphi(x, x') + \frac{\lambda}{2} \int \varphi(x, x'') \, \alpha(x'') \, u(x'', x') dx''. \quad (5.1.2)$$

В задаче о диффузном отражении $\varepsilon \to \alpha(x')$, $\mu \to \alpha(x')$ из (2.7):

$$\left[\alpha(x) + \alpha(x') \right] R(x, x') = \frac{1}{2} \alpha(x') \varphi(x, x') + \frac{1}{2} \int \varphi(x, x'') \alpha(x'') R(x'', x') dx''.$$
(5.1.3)

Причем для $\varphi(x, x')$ можно, согласно (2.4), написать

$$\varphi(x, x') = g(x, x') + \int R(x, x'') g(x'', x') dx''. \quad (5.1.4)$$

В случае полного перераспределения по частотам

$$\varphi(x, x') = \varphi(x), \quad g(x, x') = \alpha(x),$$

и все уравнения существенно упрощаются. Например,

$$R(x, x') = \frac{\lambda}{2} \frac{\varphi(x)\varphi(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')}, \qquad (5.1.5)$$

$$\varphi(x) = \alpha(x) + \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \int \frac{\varphi(x')\alpha(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')} dx'.$$
 (5.1.6)

5.2. Трехмерная среда. В задаче о некогерентном изотропном по углам рассеянии в трехмерной среде $A = \frac{\alpha(x')}{\zeta}$. Введем вероят-

М. А. МНАЦАКАНЯН

ность $\frac{\lambda}{2} \varphi(\eta; x, x')$ того, что квант частоты x', поглощенный на границе полубесконечной среды, выйдет из нее с частотой x в направлении η .

Очевидно,

$$G(\eta, \zeta; x, x') = \delta(\eta - \zeta) \ \delta(x - x') \frac{a(x')}{\zeta} - \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta, x, x') \frac{a(x')}{\zeta}.$$
(5.2.1)

Уравнение для э-функции (2.4) имеет вид

$$\varphi(\eta, x, x') = \int \varphi^*(\eta, x, x') g(x'', x') dx'', \qquad (5.2.2)$$

где

*
$$(\eta, x', x'') = \delta(x' - x'') + \int R(\eta, \mu, x', x'') d\mu,$$

а для вероятности диффузного отражения (2.7):

$$\left[\frac{\alpha(x)}{\eta} + \frac{\alpha(x')}{\zeta}\right] R(\eta, \zeta; x, x') = \frac{\lambda}{2\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\eta; x, x'') \alpha(x'') \phi^{*}(\zeta; x', x'') dx''.$$
(5.2.3)

В случае полного перераспределения по частотам задача описывается отношением $z = \mu/\alpha(x)$. Вводя вместо $\varphi(\eta; x)$ величину H(z), нетрудно видеть, что

$$G(z, z') = \frac{\delta(z - z')}{z'} - \frac{\lambda}{2} H(z) \frac{a(z')}{z'}, \qquad (5.2.4)$$

где

$$a(z) = \begin{cases} \int a^{3}(x) dx, \ |z| \le 1, \\ 2 \int a^{3}(x) dx, \ |z| > 1, \end{cases}$$
(5.2.5)
$$a\left(x(z)\right) = \frac{1}{2}.$$

a

Множитель a(z) появляется при переходе от двойного интегрирования по d', dx' к одинарному по dz.

(|z|

Действие оператора G, например, на функцию zH(z) даст

$$G(zH) = H(z) - \frac{\lambda}{2} H(z) \int_{0}^{z} H(z') \ a(z')dz' = \sqrt{1-\lambda} \ H(z).$$
 (5.2.6)

В случае полного перераспределения по частотам имеется известная аналогия с задачей монохроматического рассеяния по углам [4].

6. Неоднородная среда

Пусть на полуоси $\tau < 0$ расположена полубесконечная среда с $\lambda = \lambda_0 = \text{const.}$ Добавим к ней на положительной полуоси $\tau > 0$ слой толщины τ с переменной $\lambda(\tau)$. Суммарная полубесконечная среда в пределе $\tau \to \infty$ фактически представляет собой полубесконечную среду с заданным распределением в ней неоднородности $\lambda(\tau)$. При со-

тавлении уравнений инвариантности мы будем менять край среды т, презая или добавляя слой.

Вероятность $\varphi(\tau)$ выхода из среды кванта, поглощенного на граище неоднородной полубесконечной среды, зависит от поведения (τ) во всей среде и посредством λ зависит от положения границы τ . Оператор G определяется снова из (1.4) и является функцией τ .

Оператор С определяется снова из (1.4) и является функцией т. Рассмотрим задачу об экспоненциальном распределении источнихов. Выходящее излучение обозначим через $u(\tau)$. Добавим бесконечно тонкий слой $d\tau$. Тогда из новой среды выйдет $u(\tau + d\tau)$.

Поместим в добавленном слое источники в количестве $s(1+\mu d\tau)$. Из новой полубесконечной среды должно выйти излучение $(1+\mu d\tau) \times u(\tau + d\tau)$. С другой стороны это излучение складывается из $Y(d\tau)u(\tau)$ -гого, что прошло под действием добавленного слоя $d\tau$ и излучения $s(1+\mu d\tau) = (1+\mu d\tau) + (\tau) + (1+\mu d\tau) + (1+\mu d\tau) + (1+\mu d\tau) + (1+\mu d\tau) + (\tau) + (1+\mu d\tau) + (\tau) +$

$$(1 + \mu d\tau) \ u(\tau + d\tau) = Y(d\tau)u(\tau) + \varepsilon \varphi(\tau)d\tau.$$

Отсюда получаем искомое уравнение

$$\frac{du(\tau)}{d\tau} + Gu(\tau) + \mu u(\tau) = e\varphi(\tau). \tag{6.0}$$

Начальным условием служит значение и для полубесконечной среды с $\lambda = \lambda_0$. В частности, можно принять $\lambda_0 = 0$ и u(0) = 0.

6.1. Одномерная среда. В этом случае G=k(т), причем

$$k(\tau) = 1 - v(\tau). \tag{6.1.1}$$

Уравнение (6.0) имеет вид

$$\frac{du(\tau)}{d\tau} + \left[1 + \mu - \varphi(\tau)\right] u(\tau) = \varepsilon \varphi(\tau). \tag{6.1.2}$$

Оно легко разрешимо в квадратурах, если известно 🐢

$$u(\tau) \quad q(\tau) = u(0) + \varepsilon \int_{0}^{\tau} \varphi(t)q(t)dt, \quad (6.1.3)$$

где

$$q(t) = \exp\left\{t\mu + \int_{0}^{t} k(t') dt'\right\}.$$
 (6.1.4)

При и→ 0 получаем решение задачи о равномерном распределении источников, а еще при з→ 0—решение задачи Милна.

Для задачи о диффузиом отражении в (6.1.2) полагаем $\varepsilon = \mu = 1$, u = R и используем выражение (2.4):

$$\frac{dR(\tau)}{d\tau} = \frac{\lambda(\tau)}{2} \left(1 + R(\tau)\right)^2 - 2R(\tau). \tag{6.1.5}$$

Такому же уравнению Риккати удовлетворяет функция φ(τ):

$$\frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} = \varphi^2(\tau) - 2\varphi(\tau) + \lambda(\tau). \qquad (6.1.6)$$

Пусть в слое конечной толщины $\lambda(\tau)$ монотонно растет, скажем, от 0 до 1. От этого слоя спереди можно срезать такую часть, чтобы отражение от оставшегося слоя было максимально — R_{max} . Обозначим через λ_m значение λ в этой точке среза. Интересно, что величина R_{max} совпадает с отражением от такой полубесконечной среды, в которой всюду $\lambda = \lambda_m$. Это и аналогичное утверждение для величины с очевидным образом следуют из приведенных уравнений.

6.2. Трехмерная среда. Оператор G зависит от т и имеет вид

$$G(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\delta(\eta - \zeta)}{\zeta} - \frac{\lambda}{2} - \frac{\varphi(\tau, \eta)}{\zeta}, \qquad (6.2.1)$$

где $\varphi(\tau, \eta)$ — вероятность выхода кванта с поверхности полубесконсчной среды, зависящая от распределения $\lambda(\tau)$.

В задаче о диффузном отражении полагаем в (6.0) $\varepsilon = \mu = 1/\zeta$

$$\frac{dR(\tau, \eta, \zeta)}{d\tau} + \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)R(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda(\tau)}{2}\varphi(\tau, \eta)\left\{\frac{1}{\zeta} + R_{-1}(\tau, \zeta)\right\}, (6.2.2)$$

где $R_{-1}(\tau, \zeta) = \int_{0}^{1} R(\tau, \eta, \zeta) \frac{d\eta}{\eta}$. Начальным условнем служит решение этой задачи для полубесконечной среды с $\lambda = \lambda_0$. В частности, если $\lambda_0 = 0$, $R(0, \eta, \zeta) = 0$.

Ввиду симметрии величины СR(1, С), согласно (2.4), имеем

$$1+\zeta_0^{1}R(\tau, \eta, \zeta)\frac{d\eta}{\eta}=1+\int_0^{1}R(\tau, \zeta, \eta)d\eta=\varphi(\tau, \zeta). \quad (6.2.3)$$

Поэтому

$$\frac{dR(\tau, \eta, \zeta)}{d\tau} + \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right)R(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda(\tau)}{2\zeta} \varphi(\tau, \eta) \varphi(\tau, \zeta), \quad (6.2.4)$$

или, интегрируя, находим

$$R(\tau, \eta, \zeta) = \frac{1}{2\zeta} \int \lambda(\tau') \varphi(\tau', \eta) \varphi(\tau', \zeta) e^{-(\tau - \tau')} \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right) d\tau'. \quad (6.2.5)$$

Подставляя (6.2.5) в (6.2.3), получаем уравнение для ф:

$$\varphi(\tau, \eta) = 1 + \frac{1}{2} \int \lambda(\tau') \varphi(\tau', \eta) e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta}} \int_{0}^{1} \varphi(\tau', \tau) e^{-\frac{\tau-\tau'}{\zeta}} \frac{d\tau'}{\zeta} d\tau'. \quad (6.2.6)$$

При λ₀=0 полученные уравнения переходят в соответствующие уравнения для неоднородного слоя конечной оптической толщины τ.

7. Оператор Х

Обратнися к задаче о нахождении поверхностной функции Грина $X(\tau)$ в полубесконечной среде. Что касается этой задачи для слоя конечной толщины, то решать ее практически мы предпочитаем путем [5], использующим ее связь с задачей для полубесконечного слоя [8,9]. Тем

не менее, с целью иллюстрации оператора инвариантности в п. 7.3 мы найдем поверхностную функцию Грина для слоя конечной толщины. В п. 7.4 мы кратко остановимся на случае задачи о шаровом слое, а в п. 7.5—на нелинейной задаче.

7.1. Полубесконечная среда. Пусть X(т) — вероятность выхода из нолубесконечной среды кванта, летевшего на глубине т. В зависимости от того, двигался ли квант первоначально в сторону выхода из среды или обратно — в глубь среды, введем отдельные обозначения Y(т) и Z(т). Очевидно, что

$$Z(\tau) = Y(\tau)R, \qquad (7.1.1)$$

а также что Z получается из Y формальной заменой направления движения кванта на обратное.

Согласно принципу обратимости оптических явлений; X(т) определист внутренний световой режим в полубесконечной среде при ее нараллельном освещении.

· Величина Y удовлетворяет дифференциальным уравнениям

$$\frac{dY(\tau)}{d\tau} = GY(\tau) = Y(\tau)G, \ Y(0) = I,$$
(7.1.2)

следующим из (2.8) при $\tau_1 \rightarrow 0$ и $\tau_2 \rightarrow 0$. Очевидно, что величина $X(\tau)$ удовлетворяет уравнению

$$-\frac{dX(\tau)}{d\tau} = GX(\tau) = P(\tau)$$
(7.1.3)

с условнем X(0) = I, если квант первоначально летит к выходу, и X(0) = R, если квант первоначально летит в глубь среды. Уравнение (7.1.3) вместе с (2.10) фактически представляет собой основное урявцение теории переноса без источников.

В ряде случаев (когда квант забывает свою предысторию до акта рассеяния) из соотношения коммутативности (7.1.2):

$$GY = YG \tag{7.1.4}$$

непосредственно следует элементарное выражение для У.

Подставляя сюда выражение (1.4) для G, получаем

$$AY - YA = \varphi AY - Y\varphi A. \tag{7.1.5}$$

$$FA = AY, \tag{7.1.6}$$

(7.2.1)

находим

$$AY - YA = (\varphi F - P)A. \tag{7.1.7}$$

Рассмотрим следующие частные задачи. 7.2. Частные задачи. Одномерная среда $Y(z) = e^{-kz}, Z(z) = Re^{-kz}$,

М. А. МНАЦАКАНЯН

где k определяется из (3.1.7) или (3.3.5).

В *трехмерной задаче* при сферической индикатрисе рассеяния для диффузной части Y из (7.1.4) получаем

$$Y(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) - F(\tau, \zeta)}{\eta - \zeta} + \delta \qquad (7.2.2)$$

где

$$F(\tau, \eta) = \eta \int_{0}^{\tau} X(\tau, \mu, \eta) d\mu/\mu.$$
 (7.2.3)

Заметим, что $Z(\tau, \eta, \zeta) = Y(\tau, \eta, -\zeta), P(\tau, \eta) = X(\tau, \eta, 0).$ При полном перераспределении по частотам в одномерной среде

$$Y(\tau, x, x') = \frac{\lambda}{2} a(x') \ \varphi(x) \frac{F(\tau, x) - F(\tau, x')}{a(x') - a(x)}, \tag{7.2.4}$$

где F(-, x) дается выражением типа (7.2.3).

В трехмерной среде при некогерентном рассеянии

$$Y(\tau, \eta, \zeta; x, x') \left[\frac{a(x')}{\tau} - \frac{a(x)}{\eta} \right] = \frac{a(x')}{\tau} P(\tau, \eta; x, x') - \frac{\lambda}{2\tau} \int a(x'') \ \varphi(\eta, x, x'') \ F(\tau, \zeta; x'', x') dx''$$
(7.2.6)

где*

$$F(\tau, :; x'', x') = i \int Y(\tau, \eta, :: x'', x') d\eta/\eta.$$

При полном перераспределении по частотам и сферической индикатрисе рассеяния в трехмерной среде

$$Y(\tau, z, z') = \frac{\lambda}{2} z H(z) \frac{F(\tau, z) - F(\tau, z')}{z - z'} a(z').$$
(7.2.7)

В случае неоднородной одномерной среды

$$Y(\tau) = \exp\left\{-\int_{0}^{\tau} k(t)dt\right\} = e^{-\langle t \rangle \tau}, \qquad (7.2.8)$$

где <k>- среднее значение k в слое.

7.3. Слой конечной толщины. Введем оператор инвариантности

$$G(\tau_0) = [I - \varphi(\tau_0)]A \tag{7.3.1}$$

для слоя конечной толщины τ_0 . Пусть с левой его границы выходит квант. Добавим к слою слева другой слой толщиной τ и обозначим через $x(\tau, \tau_0)$ вероятность выхода этого кванта через границу суммарного слоя ($\tau_0 + \tau$).

Аналогично (2.8), очевидно, имеет место полугрупповое свойство

^{*} При замене с на-с и т=0 из (7.2.5) следует (5.2.3).

$$x(t+\tau, \tau_0) = y(t, \tau_0 + \tau) x(\tau, \tau_0). \qquad (7.3.2)$$

Из симметрии левой части относительно t и т следует

$$y(t, \tau_0 + \tau) \ x(\tau, \tau_0) = y(\tau, \tau_0 + t) x(t, \tau_0). \tag{7.3.3}$$

Вводя обозначение

$$\hat{g}(\tau_0) = -\frac{\partial y(0, \tau_0)}{\partial \tau}$$
(7.3.4)

устремив t→0, в частности, для у(т, то) получаем уравнение

$$\frac{\partial y(\tau, \tau_0)}{\partial \tau_0} = G(\tau_0 + \tau) \ y(\tau, \tau_0) - y(\tau, \tau_0) \ G(\tau_0), \tag{7.3.5}$$

бобщающее соотношение коммутативности (7.1.4).

С другой стороны, из физических соображений, очевидно,

$$\frac{\partial y(\tau, \tau_0)}{\partial \tau_0} = \psi(\tau_0 + \tau) A z(\tau, \tau_0).$$
(7.3.6)

Раз сравнения (7.3.5) и (7.3.6) с учетом (7.3.1) и соотношения уч = р окончательно находим

$$y(\tau, \tau_0)A - Ay(\tau, \tau_0) = [p(\tau, \tau_0) - \varphi(\tau_0 + \tau)F + \psi(\tau_0 + \tau)F]A. \quad (7.3.7)$$

Здесь введены величины F и F, согласно обозначениям

$$FA = Ay, \ FA = Az. \tag{7.3.8}$$

Заменив в (7.3.7) направление с первомачального движения кванта на обратнос, найдем выражение для z, переходящее в частности, при т = 0, в выражение для оператора отражения от конечного слоя:

$$Ar + rA = \varphi A \varphi^* - \psi A \psi^*. \tag{7.3.9}$$

Для изотронного монохроматического рассеяния из (7.3.7) имеем

$$\frac{\eta - \zeta}{\eta} y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = p(\tau, \tau_0, \eta) - \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0 + \tau, \eta) F(\tau, \tau_0, \zeta) + \frac{\lambda}{2} \psi(\tau_0 + \tau, \eta) \tilde{F}(\tau, \tau_0, \zeta), \qquad (7.3.10)$$

а для некогерентного рассеяния, $A = \frac{a(x')}{x}$:

$$\begin{aligned} \frac{x(x')}{z} - \frac{x(x)}{\eta} \bigg| y(\tau, \tau_0, \eta, \tau, x, x') &= a(x')p(\tau, \tau_0, \eta, x, x') - \\ - \frac{\lambda}{2} \int \varphi(\tau_0 + \tau, \eta, x, x'') a(x'') F(\tau, \tau_0, \tau, x'', x') dx'' + \\ + \frac{\lambda}{2} \int \psi(\tau_0 + \tau, \eta, x, x'') a(x'') \tilde{F}(\tau, \tau_0, \tau, x'', x') dx''. \end{aligned}$$
(7.3.11)

При == 0 отсюда, в соответствии с (7.3.9), следует

$$\left(\frac{a(x)}{\tau_{i}} + \frac{a(x')}{\tau_{i}}\right) r(\tau_{0}, \tau_{i}, \cdot, x, x') = \frac{\lambda}{2\tau} \int \left[\varphi(\tau_{0}, \tau_{i}, x, x'') a(x'') \varphi^{*}(\tau_{0}, \cdot, x'', x') - (7.3.12)\right] dx''$$

$$-\psi(\tau_0, \tau_i, x, x'') \alpha(x'') \psi^*(\tau_0, x'', x') dx'':$$

Любопытно отметить, что выводу частных результатов, аналогичных (7.3.10) и (7.3.12), недавно посвящены отдельные работы [11, 12].

7.4. Шаровой слой. Как и в случае плоскопараллельных слоев, нетрудно установить линейную связь между решениями соответствующих задач для шаровых слоев конечной и «полубесконечной» толщин. При этом в роли последних выступают шар и бесконечная среда с шаровой полостью.

Пусть раднус полости равен *R*. Аналогично случаю плоскопараллельного подубесконечного слоя здесь имеет место полугрупновое соотношение, по виду совпадающее с (7.3.3) для слоя толщины $\tau_n = R$:

$$X(t + \tau, R) = Y(t, R + \tau) X(\tau, R).$$
(7.4.1)

Поэтому справедливы аналоги (7.3.4-7.3.5): G(R) = - 07(0, R

$$\frac{\partial Y(\tau, R)}{\partial R} = G(R + \tau) Y(\tau, R) - Y(\tau, R) G(R), \quad (7.4.2)$$

где $G(R) = [I - \varphi(R)]A$. Аналогичные результаты справедливы и для второго случая полубесконечного слоя—шара. Подробное исследование задачи о шаровом слое будет дано в отдельной работе.

7.5. Нелинейная задача. Для нелинейных задач X зависит также от интенсивности излучения и. Вместо полугруппового свойства (2.8) теперь будем, очевидно. иметь

$$X(\tau_1 + \tau_2, u) = Y[\tau_1, X(\tau_2, u)].$$
(7.5.1)

Рассмотрим величину $Y(d\tau, u)$. Учитывая, что Y(0, u) = u, имсем

$$Y(d\tau, u) = u - G(u)d\tau,$$
 (7.5.2)

где обозначено

$$G(u) = -\frac{\partial Y(0, u)}{\partial \tau}.$$
 (7.5.3)

Устремляя в (7.5.1) поочередно $\tau_1 \rightarrow 0$ и $\tau_2 \rightarrow 0$, находим

$$\frac{\partial Y(\tau, u)}{\partial \tau} = -G[Y(\tau, u)], \qquad (7.5.4)$$

$$\frac{\partial Y(\tau, u)}{\partial \tau} = -\frac{\partial Y(\tau, u)}{\partial u} G(u).$$
(7.5.5)

к решению задач переноса излучения

Из сравнения последних двух уравнений получаем

$$G\left[Y(\tau, u)\right] = \frac{\partial Y(\tau, u)}{\partial u} G(u).$$
(7.5.6)

Введем первообразную

$$V(u) = \int \frac{du}{G(u)}.$$
 (7.5.7)

огда из (7.5.4) находим

$$\frac{dY(\tau, u)}{G(Y)} = -d\tau, \qquad (7.5.8)$$

ли, интегрируя по т от 0 до т,

$$V[Y(\tau, u)] = V(u) - \tau. \tag{7.5.9}$$

Вводя обратную функцию V-1, окончательно имеем

$$Y(\tau, u) = V^{-1}[V(u) - \tau]. \tag{7.5.10}$$

Зная оператор G отсюда можно получить оператор Y, а также $Z(\tau, u) = Y[\tau, R(u)]$. Для линейных задач $X(\tau, u) = X(\tau)u$.

Մ. Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՑԱՆ

ւսիՍԱՆՎԵՐՋ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԽՆԳԻՐՆԵՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Հողվածում առաջարկվում է կիսանվերջ միջավայրից դուրս եկող ճառագայթժան վերաբերյալ զանազան խնդիրների լուծժան նոր մեթոդիկա։ Փաստորեն կառուցված է պարզ մաթեմատիկական ապարատ, որը հիմնվում է ինվարիանտության G օպերատորի հասկացողության վրա, և ըստ էության իրենից ներկայացնում է ոչ այլ ինչ, եթե ոչ ինվարիանտության ապարատ՝ Համբարձումյանի սովորական իմաստով։ Որպես օրինակներ, դիտարկվում են տեղափոխման տեսության համարյա բոլոր հայտնի պարզագույն խնդիրները կիսատարածության վերաբերյալ։

м. А. МНАЦАКАНЯН

M. A. MNATSAKANIAN

ON THE SOLUTION OF RADIATION TRANSFER PROBLEM IN SEMIINFINITE MEDIUMS

Summary

Here is presented the new methodic for the solution of the radiative transfer problem in semiinfinite shells. The common mathematical apparatus based on the introducing of the invariancy operator G is constructed in this article. In fact it is the Ambartsumian's invariancy in the usual sence. As illustrations nearly all the known ordinary tasks are considered.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1960.
- 2. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергин в атмосферах звезд и планет, М., ГИТЛ. 1956.
- 3. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, М., «Наукс», 1972.
- 4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., «Наука», 1969.
- 5. М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 225, № 5, 1049, 1975.
- 6. М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 46, 93, 1975.
- 7. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 46, 101. 1975.
- 8. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 659, 1975.
- 9. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 12, 451, 1975.
- 10. Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, № 3, 533, 1974.
 - 11. Э. Х. Даниелян, Астрофизика, 12, 579, 1976.
 - 12. О. В. Пикичян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, в печатн.

Р. Р. АНДРЕАСЯН

ТАБЛИЦЫ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

В последнее время было показано [1], что все задачи переноса в слое конечной оптической толщины связываются с соответствующими задачами для полубесконечной среды интегральными уравнениями Фредгольма. При монохроматическом рассеянии в однеродной среде со сферической индикатрисой [2] ядро этих уравнений $Z(\tau, \eta, z)$ элементарно выражается через две функции двух переменных $F(\tau, \eta)$ и $F(\tau, \eta)$. Функция $Z(\tau, \eta, z)$ сама описывает режим излучения в полубесконечной среде при освещении параллельными лучами. Кроме того функции $F(\tau, \eta)$ и $F(\tau, \eta)$ играют важную роль при получения некоторых приближенных формул для задач переноса в слое конечной оптической толщины [6, 7].

В связи с этим нам кажется целесообразным подробное табулирование вышеупомянутых функций, для которых в [2] приводятся следующие выражения:

$$F(\tau, \eta) = e^{-\frac{\tau}{\eta}} + \int_{0}^{\tau} e^{-\frac{\tau-\tau'}{\eta}} \Phi(\tau') d\tau', \qquad (1)$$

$$\overline{F}(\tau, \eta) = \int_{\tau}^{\tau} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta}} \Phi(\tau') d\tau'.$$
(2)

Использование формул (1) и (2) для вычислительных целей подразумевает знание резольвентной функции $\Phi(\tau)$ на всей полуоси (0, ∞) с дальнейшим интегрированием по оптической глубине. Однако если воспользоваться явным выражением для $\Phi(\tau)$ [3]

$$\Phi(\tau) = Ce^{-k\tau} + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} \frac{e^{-\frac{\tau}{\eta}} d\eta}{R^{2}(\eta) \varphi(\eta) \eta},$$
(3)

где

Р. Р. АНДРЕАСЯН

$$C = \left[\frac{\lambda}{2}\int_{0}^{1} \frac{\varphi(\eta)\eta d\eta}{(1-k\eta)^2}\right]^{-1}$$
(4)

Н

$$R^{*}(\eta) = \left(1 + \frac{\lambda}{2}\eta \ln \frac{1-\eta}{1+\eta}\right)^{*} + \left(\frac{\pi\eta\lambda}{2}\right)^{*}, \qquad (5)$$

то из (1) и (2) легко получить более удобные формулы для величии $F(\tau, \eta)$ и $\tilde{F}(\tau, \eta)$:

$$F(\tau, \eta) = \frac{1 - \eta(k+C)}{1 - k\eta} e^{-\frac{\tau}{\eta}} + \frac{C\eta}{1 - k\eta} e^{-k\tau} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_{0}^{1} \frac{e^{-\frac{\tau}{\mu}} - e^{-\frac{\tau}{\eta}}}{R^{2}(\mu) \phi(\mu)} \frac{d\mu}{\mu - \eta}, (6)$$

$$\widetilde{F}(\tau, \eta) = \frac{C\eta}{1+k\eta} e^{-k\tau} + \frac{\lambda}{2} \eta \int \frac{e^{-\frac{1}{\mu}}}{R^2(\mu) \ \varphi(\mu)} \cdot \frac{d\mu}{\mu+\eta} \cdot (7)$$

В работе приводятся таблицы $F(\tau, \eta)$ и $F(\tau, \eta)$. При вычислениях использованы таблицы $X(-\eta)$ в двухстах точках [4], с помощью которых была вычислена функция Амбарцумяна $\varphi(\eta) = \frac{k}{\sqrt{1-\lambda}(1+k\eta)X(-\eta)}$. Значения k взяты из [5]. Интегральные части в выражениях (6) и (7) вычислялись по формуле Симпсона. Интегрированиє проводилось в 100 и затем 200 точках. Имея в виду, что при интегрировании по формуле Симпсона ошибка пропорциональна $\sim (\Delta \mu)^5$, где $\Delta \mu$ шаг интегрирования, была оценена точность вычислений. Данные в таблицах значения приводятся с точностью единицы последнего знака.

Чтобы избежать бесконечностей, которые могут получиться при вычислениях по формулам (5), (6) и (7), значения µ сдвинуты от их точных значений на 10⁻⁸.

Таблицы функций $F(\tau, \eta)$ и $F(\tau, \eta)$ приводятся для значений: $\lambda = 0.7$; 0.8; 0.9; 0.95; 0.99; 1, $\tau = 0.01$; 0.05; 0.1; 0.2(0.2) 1 (0.5) 3; 4; 5, $\eta = 0.05(0.05)$ 1; $\frac{1}{L}$

В таблицах даются также значения k и C (4). Вычисления проводились на ЭВМ «Наири-2» ЕРГУ.

			$\lambda = 1 F(\tau, \tau_i)$			*		
1 2	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.40 0.45 0.50 0.55 0.60 0.55 0.70 0.75 .0.80 0.85 0.90 0.95 1.00	0.1265 2352 3375 4363 5327 6275 7210 8136 9055 9967 1.0874 1777 2677 3573 4467 5359 6248 7136 8022 8907	0.1131 2167 3159 4125 5073 6008 6934 7851 8762 9668 1.0570 1468 2363 3256 4146 5034 5921 6806 7690 8572	0.1058 2057 3025 3973 4907 5831 6746 7656 8560 9460 1.0357 1251 2142 3031 3918 4803 5687 6569 7451 8331	0.0987 1944 2881 3806 4722 5630 6533 7432 8327 9219 1.0108 0995 1881 2764 3647 4528 5108 6287 7165 8042	0.0929 1845 2752 3652 4548 5439 6328 7214 8098 8980 9861 1.0741 1619 2496 3373 4248 5123 5123 5998 6871 7745	0.0904 1800 2692 3580 4465 5348 6228 7108 7986 8862 9738 1.0613 1487 1487 1487 3234 4107 4979 5850 6722 7593	0.0890 1776 2659 3540 4418 5296 6172 7047 7921 8795 9667 1.0540 1411 2283 3153 4024 4894 4894 4894 5764 6634 7503	

	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
0.05	0.0882	0.0873	0.0869	0.0867	0.0867	0.0866	0.0866
0.10	1762	1744	1738	1735	1733	1732	1732
0.15	2639	2615	2606	2602	2600	2599	2598
0.20	3515	3486	3474	3469	3466	3465	3464
0.25	4390	4355	4342	4336	4333	4331	4330
0.30	5264	5225	5209	5203	5199	5197	5197
0.35	6137	6094	6077	6069	6066	6063	6063
0.40	7009	6963	6944	6936	6932	6929	6929
0.45	7881	7831	7811	7803	7799	7796	7795
0.50	8752	8700	8679	8669	8665	8662	8661
0.55	9623	9568	9546	9536	9531	9528	9527
0.60	1.0494	1.0436	1.0413	1.0402	1.0397	1.0394	1.0393
0.65	1364	1304	1280	1269	1264	1260	1259
0.70	2233	2172	2146	2135	2130	2126	2125
0.75	3103	3039	3013	3002	2996	2992	2991
0.80	3972	3907	3880	3868	3862	3858	3857
0.85	4841	4774	4747	4734	4729	4724	4723
0.90	5710	5641	5613	5601	5595	5590	5589
0.95	6579	6509	6480	6467	6461	6457	6455
1.00	7447	7376	7346	7333	7327	7323	7321

C=1.7321

k=0

6-453

			λ=1 f(□, □	Ø		-	-
1.	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.45 0.55 0.60 0.55 0.60 0.65 0.70 0.75 0.80 0.85 0.90 0.95 1.00	0.8513 9391 9704 9864 9962 1.0027 0074 0110 0138 0160 0178 0193 0206 0217 0227 0235 0242 0249 0255 0260	0.4560 7180 8379 9054 9487 9787 1.0008 0177 0310 0418 0507 0582 0646 0701 0749 0791 0829 0862 0892 0919	0.2408 5266 6991 8029 8820 9352 9761 1.0077 0324 0531 0704 0551 0977 1085 1181 1265 1340 1406 1466 1520	0.1224 3261 5117 6551 7643 8491 9703 1.0157 0528 0847 1122 1362 1362 1362 1371 1755 1919 2066 2198 2318 2427	0.0955 2097 3470 4844 6086 7172 8122 8924 9628 1.0242 0780 1257 1679 2057 2396 2691 2981 3235 3467 3680	0.0914 1869 2943 4104 5265 6368 7385 8308 9144 9899 1.0577 1195 1755 2263 2726 3151 3541 3899 4230 4537	0.0896 1804 2759 3781 4840 5892 6909 7870 8767 9598 1.0369 1080 1737 2343 2904 3424 3907 4355 4773 5162

2	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
0.05	0.0886	0.0874	0.0869	0.0868	0.0867	0.0866	0.0866
0 10	1777	1740	1740	1736	1734	1733	1732
0.15	2686	2628	2611	2604	2601	25 9 9	2598
0.20	3634	3513	3483	3473	3468	3465	3464
0.25	4617	4412	4360	4343	4336	4332	4331
0.30	5615	5325	5242	5215	5204	5198	5197
0.35	6604	6248	6130	6089	6074	6065	6063
0.40	7566	7170	7023	6967	6945	6932	6929
0.45	8486	8086	7917	7847	7818	7799	7796
0.50	9360	8985	8808	8728	8692	8667	8662
0.55	1.0184	9862	9691	9607	9565	953 6	9529
0.60	0958	1.0712	1.0562	1.0480	1.0438	1.0404	1.0396
0.65	1684	1532	1417	1346	1307	1272	1262
0.70	2364	2320	2253	2202	2170	2139	2129
0.75	3000	3075	3068	3046	3026	3004	2995
0.80	3596	3798	3860	3874	3874	3866	3860
0.85	4155	4490	4629	4686	4710	4723	4724
0.90	4678	5150	5373	5481	5535	5575	5586
0.95	5170	5781	6093	6258	6346	6421	6444
1.00	5632	6383	6789	7015	7143	7260	7300

$\lambda = 0.99 F(\tau, \tau_i)$										
	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8			
0.05	0.1159	0.1018	0.0938	0.0852	0.0767	0.0716	0.0679			
0.10	2125	1927	1802	1660	1508	1413	1342			
0.15	2013	2779	2622	2436	2228	2094	1991			
0.20	3852	3591	3409	3187	2929	2760	2627			
0.25	4655	4372	4170	3917	3615	3412	- 3251			
0.30	5429	5128	4909	4628	4285	4051	3863			
0.35	6179	5963	5628	5322	4942	4678	4464			
0.40	6908	6578	6329	6001	5586	5293	5054			
0.45	7618	7277	7015	6666	6218	5897	6765			
0.50	8312	7960	7686	7318	6838	6491	6765			
0.65	8990	8628	8344	7957	7447	7074	6765			
0.60	9654	9282	8988	8584	8045	7648	7317			
0.65	1.0304	9924	9620	9199	8633	8212	7859			
0.70	0942	1.0553	1.0240	9804	9210	8767	8393			
0.75	1568	1171	0850	1.0398	9779	9312	8918			
0.80	2182	1778	1448	0982	1.0338	9849	9435			
0.85	2785	2374	2037	1556	0388	1.0378	9944			
0.90	3377	2960	2615	2121	1429	0898	1.0445			
0.95	3960	3536	3184	2677	1962	1411	0938			
1.00	4532	4102	3743	3224	2487	1915	1424			

1	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
		0.0505	0.0524	0.0499	0.0447	0.0276	0.0216
0.05	0.0048	0.0585	1058	0.0400	0096	0.0370	0.0310
0.10	1282	1100	1000	1420	1210	0/40	0027
0.15	1904	1724	1070	1409	1310	1108	0932
0.20	2514	2278	2079	1902	1/43	1465	1233
0.25	3113	2823	25//	2300	2101	1810	1528
0.30	3701	3358	3066	2800	25/1	2162	1819
0.35	4279	3884	3547	3247	2975	2501	2105
0.40	4846	4402	4021	3681	3373	2836	2386
0.45	5405	4911	4486	4107	3764	3165	2663
0.50	5953	5411	4944	4527	4149	3488	2935
0:55	6493	5904	5395	4940	4527	3807	3203
0.60	7024	6389	5839	5347	4900	4121	3467
0.65	7546	6866	6276	5747	5267	4429	3727
0.70	8060	7336	6706	6141	5629	4733	3982
0.75	8566	7798	7129	6529	5984	5033	4234
0.80	9064	8253	7546	6911	6335	5327	4482
0.85	9555	8702	7957	7288	6680	5618	4727
0.90	1.0038	9143	8361	7658	7020	5904	4967
0.95	0513	9578	8760	8024	7355	6186	5204
1.00	0982	1.0007	9152	8384	7685	6463	5438

C=1.5105 k=0.172511

Р. Р. АНДРЕАСЯН

			λ=0.99 F(-	- T.)		-	
1 1	0.01	0.05	• 0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.45 0.55 0.50 0.55 0.60 0.65 0.70 0.80 0.85 0.90 0.90	0.8497 9371 9684 9948 9942 1.0012 0054 0090 0118 0140 0158 0173 0186 0197 0207 0216 0222 0229 0229 0235	0.4495 7043 8289 8966 9396 9692 9912 1.0080 0213 0321 0410 0485 0550 0603 0651 0693 0730 0763 0794 0820	0.2316 5132 6837 7862 8646 9173 9578 9891 1.0136 0341 0512 0657 0783 (889 0984 1068 1142 1207 1267 1321	0.1105 3058 4861 6260 7328 8158 8811 9345 9790 1.0153 0467 0736 0972 1177 1358 1519 1663 1792 1910 2018	0.0806 1816 3083 4373 5548 6582 7479 8256 8931 9520 1.0036 0901 1265 1591 1873 2155 2400 2623 2828	0.0739 1532 2462 3499 4555 5569 6510 7369 8150 8856 9492 1.0073 0600 1079 1516 1917 2285 2623 2937 3227	0.0696 1418 2199 3064 3983 4913 5822 6689 7501 8259 8963 9615 1.0219 0778 1296 1776 2219 2638 3025 3387

100	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0 `	4.0	5.0
0.05	0.0663	0.0507	0.0543	0.0497	0.0455	0.0382	0.0322
0.00	1343	1206	1097	1003	0918	0771	0649
0.15	2053	1828	1661	1518	1389	1167	0982
0.20	2000	9470	2237	2042	1869	1571	1321
0.25	3630	3136	2828	2578	2359	1981	1666
0.30	4475	3830	3434	3125	2857	2399	2018
0.35	5327	4547	4059	3685	3366	2825	2376
0.40	6163	5277	4701	4259	3887	3259	2740
0.45	6972	6014	5356	4847	4418	3702	3112
0.50	7743	6746	6020	5446	4961	4153	3491
0.55	8477	7467	1 6687	6054	5514	4614	3877
0.60	9168	8173	7354	6668	6077	5084	4270
0.65	9819	8859	8016	7286	6646	5562	4672
0.70	1.0431	9522	8670	7905	7221	6048	5081
0.75	1004	1.0161	9312	8521	7798	6542	5498
0.80	1542	0776	9942	9133	8377	7042	5921
0.85	2048	1366	1.0556	9738	8955	7547	6352
0.90	2522	1932	1154	1.0335	9531	8056	6789
0.95	2969	2473	1736	0922	1.0103	8569	7232
1.60	3389	2992	2301	1498	0670	9083	7680

АБЛИЦЫ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ 85

	$\lambda = 0.95 F(\tau, \tau_i)$											
1	T	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0-8				
	0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.55 0.60 0.65 0.75 0.80 0.85 0.90 0.95 0.90	0.1015 1830 2557 3227 3853 4444 5005 5539 6050 6539 7010 7462 7898 8318 8724 9117 9497 9865 1.0221 0.221	0.0873 1627 2314 2953 3555 4125 4667 5185 5681 6157 6615 7056 7482 7888 8289 8672 9044 9404 9404	0.0788 1492 2143 2753 3330 3879 4402 4903 5383 5845 6289 6718 7131 7531 7917 8290 8652 9003 9343 9673	0.0692 1330 1929 2495 3033 3547 4039 4511 4964 5401 5822 6229 6621 7001 7368 7723 8068 8402 8726 9041	0.0588 1142 1669 2171 2651 3112 3555 3981 4787 5170 5539 5897 6243 6578 6902 7217 7523 7819 8108	0.0522 1018 1492 2381 2800 3203 3592 3967 4329 4679 5017 5345 5662 5969 6267 6557 6837 7110	0.0471 0921 1353 1767 2165 2548 2917 3274 3618 3950 4271 4583 4884 5176 5459 5459 5459 5733 6000 6258 6510				
	1.00	0001	1		,		.010 [0101				

1	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
0.05	0.0429	0.0347	0.0284	0.0234	0.0193	0.0131	0.0090
0.10	0841	0680	0557	0458	0378	0258	0176
0.15	1236	1001	0820	0675	0557	0380	0260
0.20	1615	1310	1074	0884	0729	0498	0340
0.25	1980	1608	1318	1085	0895	0611	0418
0.30	2332	1896	1555	1280	1056	0721	0493
0.35	2672	2173	1783	1468	1211	0827	0565
0.40	3000	2441	2003	1650	1361	0929	0635
0.45	3316	2700	2216	1826	1507	1029	0703
0.50	3623	2951	2423	1996	1617	1125	0769
0.55	3919	3194	26 23	2161	1783	1218	0832
0.60	4205	3429	2816	2321	1915	1308	0894
0.65	4483	3657	3004	2475	2043	1395	0954
0.70	4752	3877	3186	2626	2167	1480	1012
0.75	5013	4092	3362	2771	£288	1562	1068
0.80	5267	4300	3534	2913	2404	1642	1123
0.85	5512	4502	3700	3050	2518	1720	1176
0.90	5751	4698	3862	3184	2628	1795	1227
0.95	5983	4888	4019	3313	2735	1868	1277
1.00	6208	5074	4172	3439	2840	1939	1326

=1.2193 k=0.379485

Р. Р. АНДРЕАСЯН

	0.01	0.05	· 0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.35 0.40 0.45 0.50 0.45 0.50 0.65 0.60 0.65 0.70 0.75 0.80 0.85 0.90 0.95 1.00	4.8469 9342 9654 9818 9912 9982 1.0024 0060 0087 0109 0128 0143 0156 0167 0176 0186 0192 0198 0204 0210.	0 4404 6931 8167 8838 9265 9560 9778 9945 1.0077 0184 0272 0346 0411 0464 0511 0553 0590 0623 0653 0679	0.2192 4951 6628 7636 8409 8929 9329 9637 9678 1.0080 0249 0392 0517 0621 0715 0798 0871 0935 0994 1047	0.0957 2801 4534 5886 6921 7727 8362 8880 9315 9667 9973 1.0235 0465 0465 0841 0998 1139 1264 1379 1484	0.0636 1491 2627 3814 4908 5876 6720 7452 8090 8648 9137 9573 9958 1.0304 0614 0879 1150 1383 1596 1791	0.0552 1168 1934 2828 3761 4670 5522 6304 7018 7667 8252 8789 9276 9719 1.0124 • 0496 0838 1153 1444 1715	0.0495 1022 1620 2314 3079 3871 4659 5418 6135 6808 7436 8021 8563 9067 9534 9968 1.0373 0750 1102 1430

1 =	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
0.05	0.0440	0.0362	0.0295	0.0243	0.0200	0.0136	0 0003
0.05	0.0449	0.0302	0603	0495	0408	0278	0.0030
0.10	1433	1135	0924	0759	0625	0426	0291
0.15	2006	1554	1260	1033	0851	0580	0396
0.20	2643	2006	1614	1320	1086	0740	0506
0.20	3324	2493	1989	1622	1333	0907	0620
0.35	4027	3013	2389	1940	1592	1082	0739
0.40	4728	3557	2811	2276	1864	1265	0863
0.45	5415	4118	3255	2631	2150	1457	0994
0.50	6076	4685	3716	3002	2451	1658	1131
0.55	6709	5252	4190	3389	2767	1870	1274
0.60	7309	5814	4671	3790	3096	2052	1425
0.65	7876	6364	5156	4200	3438	2325	1583
0.70	8412	6901	5642	4619	3791	2568	1749
0.75	8915	- 7421	6124	5042	4152	2822	1924
0.80	9389	7925	6601	5468	4520	3085	2106
0.85	9836	. 8412	7071	5895	4894	3357	2297
0.90	1.0255	8880	7531	6320	5272	3636	2495
0.95	0651	9330	7982	6742	5652	3923	2702
1.00	1024	9762	8422	7160	6033	4217	2915

$\lambda = 0.95 F(z, z)$
		-	$\lambda = 0.9 F(\tau_{0})$	ק)	-	4	
1 2	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
$\begin{array}{c} 0.05\\ 0.10\\ 0.15\\ 0.20\\ 0.25\\ 0.30\\ 0.35\\ 0.40\\ 0.45\\ 0.50\\ 0.55\\ 0.60\\ 0.65\\ 0.70\\ 0.75\\ 0.80\\ 0.65\\ 0.70\\ 0.75\\ 0.80\\ 0.65\\ 0.90\\ 0.95\\ 1.00\\ \end{array}$	0.0901 1603 2217 2772 3283 3757 4201 4618 5012 5386 5740 6078 6399 6707 7001 7282 7552 7812 8061 8301	0.0762 1403 1977 2501 2986 3439 3865 4266 4644 5005 5347 5673 5984 6281 6566 6839 7101 7353 7595 7827	0.0677 1268 1805 2299 2759 3190 3596 3979 4343 4688 5017 5330 5629 5916 6190 6453 6706 6949 7183 7407	$\begin{array}{c} 0.0579\\ 1103\\ 1585\\ 2033\\ 2454\\ 2849\\ 3223\\ 3577\\ 3913\\ 4234\\ 4539\\ 4831\\ 5109\\ 5377\\ 5633\\ 5878\\ 6115\\ 6342\\ 6560\\ 6771\\ \end{array}$	0.0471 0907 1315 1698 2059 2400 2724 3326 3605 3873 4129 4374 4608 4834 5051 5459 5459 5459 5653 5839	0.0402 0778 1132 1466 2681 266 2637 2896 3143 3380 3606 3823 4032 4232 4424 4609 4787 4959 5125	0.0350 0680 0991 1285 1564 1829 2081 2322 2551 2771 2981 3183 3376 3561 3740 3911 4076 4235 4388 4536

1	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0×10-1*	5.0×10-
0.05	0.0200	0.0030	0.0174	0.0132	0.0101	0.0596	0.0251
0.00	0.0309	0447	0339	0258	0197	1161	0685
0.15	0875	0654	0495	0378	0289	1600	1002
0.10	1135	0849	0644	0491	0376	2211	1305
0.25	1383	1036	0786	0600	0459	2700	1593
0.30	1619	1214	0921	0703	0538	3166	1868
0.35	1843	1383	1050	0802	0614	3611	2131
0.40	2058	1545	1173	0896	0686	4037	2382
0.45	2262	1700	1292	0986	0755	4445	2623
0.50	2458	1848	1405	1073	0821	4835	2854
0.55	2646	1991	1513	1156	0885	5210	3075
0.60	2825	2127	1617	1235	0946	5570	3287
0.65	2998	2258	1717	1312	1005	5916	3491
0.70	3163	2383	1813	1385	1061	6248	3688
0.75	. 3323	2504	1905	1456	1115	6568	3877
0.80	3476	2621	1991	1524	1168	6876	4058
0.85	3623	2733	2080	1590	1218	7173	4234
0.90	3766	2841	2162	1653	1266	7459	4403
0.95	3903	2945	2242	1714	1313	7735	4566
1.00	4035	3046	2319	1773	1358	8001	4723

C=0.9951

k=0.525429

* Приведенные множители ×10-1 относятся к соответствующим столбцам.

Р. Р. АНДРЕАСЯН

3	0 0	21	1	
A==	0.9	3 (12 14	

1.	0.01	0.05	0:1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.45 0.50 0.65 0.60 0.65 0.70 0.75 0.80 0.85 0.90 0.95 1.00	0.8445 9310 9628 9792 9885 9956 9997 1.0033 0060 0083 0101 0116 0129 0140 0149 0159 0165 0172 0183	0.4329 6839 8066 8733 9157 9449 9666 9832 9963 1.0069 0157 0231 0296 0348 0395 0437 0473 0506 0536 0562	0.2094 4807 6460 7456 8220 8733 9128 9433 9671 9871 1.0038 0180 0303 0406 0499 0581 0653 0716 0774 0827	0.0848 2607 4286 5601 6611 7398 8018 8525 8950 9295 9594 9850 1.0076 0271 0444 0598 0736 0859 0971 1074	0.0521 1266 2309 3420 4454 5374 6878 6878 7488 8022 8491 8910 9279 9611 9909 1.0161 0425 0650 0355 1042	0.0434 0933 1590 2385 3232 4068 4857 5585 6252 6860 7408 7913 8372 8790 9171 9522 9846 1.0143 0419 0675	0.0375 0783 1264 1848 2511 3212 3918 4604 5256 5871 6447 6585 7951 8383 8785 9161 9511 9838 1.0144

-							
	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
0.05	0.0329	0.0243	0.0184	0.0140	0.0107	· 0.0063	0.0037
0.10	0681	0502	0378	0288	0220	0129	0076
0.15	1072	0778	0585	0444	0339	0199	0117
0.10	1529	1078	0805	0611	0466	0273	0161
0.20	2055	1411	1043	0788	0601	0352	0208
0.30	2633	1782	1302	0979	0745	0436	0257
0.35	3940	2189	1585	1186	0899	0526	0310
0.40	3851	2624	1894	1410	1066	0622	0366
0.45	4461	3083	2226	1652	1247	0725	0426
0.50	5049	3552	2578	1915	1442	0836	0490
0.55	5616	4027	2947	2193	1651	0955	0560
0.60	6156	4501	3326	2486	1875	1085	0635
0.65	6668	4970	3714	2792	2112	1224	0716
0.70	7153	5430	4105	3109	2361	1372	0804
0.75	7609	5878	4498	3433	2620	1531	0899
0.80	8040	6315	4889	3762	2888	1699	1000
0.85	8447	6737	5276	4096	3164	1876	1109
0.90	8829	7144	5658	4430	3446	2062	1225
0.95	9191	7537	6034	4766	3732	2255	1348
1.00	9533	7916	6403	5100	4021	2455	1478

1-	Λ=0.8 F(¬,η)											
~	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8					
J.05 J.10 J.15 J.20 0.25 0.30 0.35 D.40 0.45 0.45 0.50	0.0732 1280 1746 2182 2526 2858 3173 3459 3725 3973	0.0604 1096 1524 1905 2252 2568 2861 3132 3385 3621	0.0525 0969 1362 1716 2039 2335 2610 2865 3104 3327	0.0433 0813 1155 1466 1752 2016 2262 2491 2705 2907	0.0331 0630 0903 1154 1387 1603 1805 1994 2172 2339	0.0268 0512 0737 0945 1139 1320 1489 1648 1648 1938	0.0222 0426 0614 0789 0953 1105 1248 1383 1383 1510 1629					
0.55 0.60 0.65 0.70 0.75 0.80 0.85 0.90 0.95 1.00	4206 4424 4630 4825 5009 5184 5349 5507 5657 5801	3843 4051 4248 4434 4610 4777 4936 5087 5231 5369	3537 3734 3921 4097 4265 4423 4574 4718 4855 4986	3096 3275 3444 3605 3757 3901 4039 4170 4295 4414	2497 2646 2788 2922 3049 3170 3286 3396 3501 3602	2072 2198 2317 2431 2538 2641 2739 2833 2922 3007	1743 1850 1951 2048 2140 2228 2311 2391 2467 2540					

							the second s
1 "	1.0	1.5	2.0×10-1	2.5×10-1	3.0×10-1	4.0. (10-1	5.0×10 ⁻¹
			2100	0.050)	0.0402	0.0105	0.0005
0.05	0.0186	0.0124	0 08 15	0.0582	0.0403	0.0195	0.0095
0.10	0358	0239	1032	1124	0//9	03/8	0184
0.15	0518	0346	2365	1630	1130	0548	0267
0.20	0666	0447	3051	2104	1459	0708	0345
0.25	0805	0540	3694	2549	1768	0858	0419
0.30	0934	0628	4298	2967	2058	0999	0488
0.35	1056	0711	4867	3361	2332	1132	0553
0.40	1171	0789	5104	3732	2590	1258	0614
0.45	1279	0863 -	5911	4083	2835	1377	0672
0.50	1381	0932	6390	4416	3066	1489	0727
0.55	1478	0998	6845	4731	3285	1596	0779
0.60	1569	1061	7277	5031	3494	1697	0829
0.65	1656	- 1120	7687	5315	3692	1794	0876
0.70	1739	1177	8077	5586	3880	1886	0921
0.75	1818	1231	8449	5844	4' 60	1973	0964
0.80	1893	1282	8804	6091	4232	2057	1005
0.35	1964	1331	9143	6326	4396	2137	1044
0.90	2032	1378	9467	6551	4552	2213	1081
0.95	2098	1423	9778	6767	4702	2287	1117
1.00	2160	1466	1.0075	6973	4846	2357	1152

=0.6811

k-0.710412

Р. Р. АНДРЕАСЯН

			A=0.8 F(-	<u>, , , , , , , , , , , , , , , , , , , </u>			
1	0.01	0.05	• 0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.40 0.45 0.55 0.55 0.55 0.65 0.75 0.75 0.80 0.80 0.80 0.90 0.95 1.00	0.8405 9275 9586 9749 9843 9913 9955 9990 1.0017 0039 0057 0073 0085 0096 0106 0116 0122 0128 0134 0139	0.4216 6700 7911 8571 8991 9280 9495 9660 9789 9895 9982 1.0055 0119 0171 0217 0258 0295 0327 0357 0383	0.1952 4595 6214 7191 7939 8443 8831 9131 9364 9561 9725 9864 9985 1.0087 0179 0258 0330 0391 0449 0501	0.0699 2338 3938 5201 6174 6932 7531 8021 8433 8766 9056 9304 9523 9712 9879 1.0029 0162 0281 0390 0490	0.0378 0981 1899 2908 3860 4713 5463 6118 6690 7192 7632 8027 8374 8688 8969 9201 5456 9669 9863 1.0040	0.0297 0656 1176 1847 2584 3324 4031 4687 5292 5846 6346 6808 7229 7613 7964 8287 8585 8859 9114 9351	0.0243 0517 0862 1314 1854 2442 3046 3642 4212 4753 5263 5741 6187 6603 6991 7352 7691 8006 8301 8578

1	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0×10-1	5.0×10-1
0.05	0.0203	0.0134	0.0091	0.0063	0.0043	0.0210	0.0102
0.05	0.0205	0.0104	0190	0130	0090	0436	0213
0.10	0927	0441	0297	0204	0141	0681	0332
0.13	1019	0600	0415	0284	0196	0947	0461
0.20	1411	0825	0548	0372	0256	1236	0601
0.20	1911	1085	0699	0470	0323	1552	0755
0.30	0360	1373	0873	0582	0397	1900	0923
0.00	2002	1602	1071	0709	0481	2287	1109
0.40	3397	2038	1294	0853	0575	2721	1316
0.40	3881	2300	1537	1014	0683	3210	1547
0.55	4367	2033	1799	1192	0803	3763	1808
0.60	4833	3140	2074	1385	0936	4388	2104
0.65	5276	3526	2361	1592	1082	5091	2440
0.00	5609	3899	2655	1811	1240	5875	2821
0.75	6097	4264	2953	2039	1408	6742	3251
0.80	6475	4622	3253	2275	1586	7691	3734
0.85	6833	4971	3554	2516	1772	8720	4272
0.90	7169	5310	3851	2761	1965	9825	4866
0.95	7488	5637	4147	3010	2164	1.1003	5518
1.00	7790	5954	4439	3259	2368	2248	6226

аблицы некоторых функций теории переноса излучения 91

100			λ=0.7 F(-,	7,)			
	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0·10 0.15 0.25 0.30 0.35 0.40 0.45 0.50 0.60 0.65 0.60 0.65 0.70 0.85 0.80 0.85 0.90	0.0600 1035 1397 1710 1988 2238 2464 2671 2862 3038 3202 3355 3497 3631 3757 3875 3987 4093	0.0486 0870 1198 1486 1743 1975 2187 2381 2561 2727 2881 3025 3160 3287 3406 3518 3624 3721	0.0414 0757 1054 1317 1553 1768 1965 2145 2312 2467 2612 2747 2873 2992 3104 3210 3309 3404	0.0332 0617 0869 1095 1300 1487 1659 1818 1965 2102 2229 2349 2461 2567 2667 2761 2850 2934	0.0242 0456 0649 0824 0984 1131 1267 1393 1510 1620 1722 1818 1909 1994 2074 2150 2222 2291	0.0188 0357 0510 0649 0778 0896 1006 1108 1203 1292 1376 1454 1528 1598 1663 1726 1785 1841	0.0150 0286 0409 0523 0627 0724 0814 0898 0976 1049 1117 1182 1243 1300 1355 1406 1455 1501
1.00	4193 4288	3820 3910	3493	3090	2350	18 4	1545

1 .	1.0	1.5×10-1	2.0×10-1	2.5×10-1	3.0×10-1	4.0×10-	5.0×10-2
0.05	0.0122	0.0748	0.0473	0.0303	0.0196	0.0834	0.0358
0.10	0232	1432	0907	0582	0377	1603	0688
0.15	0333	2062	1307	0840	0544	2314	0994
0.20	0426	2642	1677	1079	0699	2974	1278
0.25	0512	3180	2021	1300	0843	3588	1543
0.30	0592	3680	2340	1506	0977	4160	1789
0.35	0666	4146	2638	1699	1102	4695	2020
0.40	0735	4581	2917	1879	1219	5197	2236
0.45	0799	4988	3179	2049	1329	5667	2439
0.50	0860	5371	3424	2208	1433	6110	2630
0.55	0917	5731	3655	2357	1530	6528	2810
0.60	0970	6070	3873	2498	1622	6922	2979
0.65	1021	6390	4079	2632	1709	7294	3140
070	1068	6692	4274	2758	1792	7647	3292
0.75	1113	6979	4459	2878	1870	7982	3437
0.80	1156	7251	4634	2992	1944	8300	3574
0.85	1196	7509	4800	3100	2014	8602	3705
0.90	1235	7755	4959	3203	2082	8890	3829
0.95	1272	7989	5110	3301	2145	9164	3947
1 00	1307	8212	5253	3394	2206	9426	4060

C 0.4538

k==0.828635

Р. Р. АНДРЕАСЯН

			1=0.1 1(517 -			
1	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.05 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35 0.40 0.45 0.50 0.55 0.60 0.65 0.70 0.75 0.80 0.55 0.80 0.55 0.90 0.90	0.8371 9240 9550 9712 9806 9876 9918 9953 9950 1.0002 0021 0036 0048 0059 0069 0079 0084 0091 0097 0102	0.4124 6589 7784 8439 8855 9143 9356 9519 9647 9752 9838 9910 9974 1.0(25 0072 0112 0149 0181 0211 0236	0.1841 4428 6019 6984 7717 8214 8596 8891 9122 9315 9477 9614 9734 9633 9924 1.0003 0073 0134 0190 0242	0 0590 2138 3679 4901 5844 6581 7164 7640 8041 8366 8647 8890 9103 9288 9451 9596 9726 9842 9948 1.0046	0.0284 0789 1618 2554 3445 4250 4960 5581 6125 6603 7023 7399 7731 8030 8299 8517 8765 8969 9154 9324	0.0212 0483 0913 1500 2161 2835 3484 4091 4652 5167 5633 6065 6459 6819 .7148 7451 7731 7988 8228 8451	0 0167 0361 0623 0992 1452 1966 2502 3036 3551 4042 4508 4945 5354 5354 5354 5737 6094 6427 6740 7031 7304 7560

	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0×10	5.0×10-1
0.05	0.0135	0.0082	0.0052	0.0033	0,0021	0 0091	0.0039
0.00	0297	0173	0109	0069	0045	0190	0082
0.10	0471	0275	0172	0110	0071	0299	0128
0.10	0718	0395	0243	0154	0099	0419	0180
0.20	1030	0543	0325	0205	0131	0553	0237
0.30	1420	0727	0424	0263	0167	0702	0300
0.35	1843	0948	0543	0332	0209	0871	0371
0.00	2285	1201	0685	0414	0259	1065	0452
0.45	2734	1482	0850	0511	0317	1291	0545
0.50	3176	1780	1036	0624	0386	1558	0654
0.55	3609	2092	1240	0753	0466	1873	0781
0.60	4026	2411	1459	0896	0559	2246	0933
0.65	4424	2732	1690	1053	0662	2681	1114
0.70	4805	3052	1930	1222	0777	3185	1329
0.75	5165	3367	2175	1400	0902	3759	1581
0.80	5507	3678	2424	1587	1036	4404	1876
- 0.85	5832	3982	2674	1780	1178	5120	2214
0.90	6138	4278	2924	1977	1328	5903	2599
0.95	6428	4564	3174	2179	1483	6753	3031
1.00	6704	4842	3421	2384	1644	7665	3511

λ=0.7 F(-,γ)

ТАБЛИЦЫ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ 93

-	1	

			k k			1	
X	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
0.99 0.95 0.9 0.8	4.5816 1.8093 1.1487 0.6763 0.4635	4.5128 1.7479 1.0926 0.6293 0.4240	4.4459 1.6893 1.0406 0.5868 0.3890	4.3350 1.5950 0.9586 0.5220 0.3369	4.1508 1.4458 0.8337 0.4283 0.2645	3.9903 1.3229 0.7352 0.3587 0.2132	3.8430 1.2159 0.6527 0.3036 0.1742
$\begin{array}{c} 0.6 \\ 0.5 \\ 0.4 \times 10^{-1} \\ 0.3 \times 10^{-1} \end{array}$	0.3341 0.2437 1.7508 1.1868	0.3013 0.2171 1.5418 1.0334	0.2727 0.1941 1.3644 0.9046	0.2310 0.1613 1.1143 0.7263	0.1748 0.1183 0.7953 0 5044	0.1366 0.0900 0.5913 0.3666	0.1085 0.0698 0.4493 0 2730
×	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
$\begin{array}{c} 0.99\\ 0.95\\ 0.9\\ 0.8\\ 10^{-1}\\ 0.7\times 10^{-1}\\ 0.6\times 10^{-1}\\ 0.5\times 10^{-2}\\ 0.4\times 10^{-2}\\ 0.3\times 10^{-2} \end{array}$	3.7049 1.1204 0.5817 2.5860 1.4350 0.8706 5.4814 3.4605 2.0646	3.3890 0.9188 0.4405 1.7580 0.9034 0.5157 3.0899 1.8697 1.0715	3,1049 0.7567 0.3359 1.2099 0 5784 0.3123 1.7884 1.0429 - 0.5771	2.8464 0.6244 0.2570 0.8381 0.3739 0.1916 1.0521 0.5930 0.3180	2.6103 0.5157 0.1970 0.5827 0.2432 0.1185 0.6255 0.3416 0.1779	$\begin{array}{c} 2.1961\\ 0.3524\\ 0.1161\\ 0.2835\\ 0.1039\\ 0.0460\\ 0.2256\\ 0.1162\\ 0.0575\end{array}$	1.8479 0.2410 0.0686 0.1386 0.0448 0.0448 0.0181 0.0828 0.0404 0.0191
			F»(**	1 k)			-
~	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
1.00 0.99 0.95 0.9 0.8 0.7 0.6 0.5 0.5 0.4 0,3	1.0362 1.0324 1.0272 1.0231 1.0168 1.0119 1.0078 1.0041 1.0009 0.9979	1.4445 1.1231 1.0999 1.0804 1.0529 1.0321 1.0153 1.0 ⁻ 11 0.9890 0.9782	1.4608 1.2205 1.1695 1.1314 1.0790 1.0410 1.0109 0.9863 0.9657 0.9479	1.4715 1.3846 1.2795 1.2043 1.1054 1.0368 0.9847 0.9436 0.9103 0.8825	1.8586 1.6623 1.4403 1.2915 1.1084 0.9902 0.9055 0.8419 0.7929 0.7537	2 2271 1.9017 1.5543 1.3340 1.0781 0 9222 0.8155 0.7317 0.6817 0.6376	2.5869 2.1148 1.6363 1.3482 1.0302 0.8466 0.7259 0.6420 0.5817 0.5364
~	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	50
$\begin{array}{c} 1.00\\ 0.99\\ 0.95\\ 0.9\\ 0.8\\ 0.7\\ 0.6\\ 0.5\\ 0.4\times10^{-1}\\ 0.3\times10^{-1} \end{array}$	2.9419 2.3067 1.6938 1.3424 0.9727 0.7696 0.6411 0.5545 4.9401 4.4967	3.8194 2.7112 1.7591 1.2721 0.8140 0.5896 0.4594 0.3775 3.2378 2.8644	4.6902 3.0271 1.7461 1.1582 0.6596 0.4401 0.3224 0.2518 2.0953 1.8008	5.5585 3.2700 1.6830 1.0272 0.5233 0.3229 0.2231 0.1675 1.3450 1.1345	6.4256 3.4510 1.5887 0.8942 0.4089 0.2341 0.1530 0.1102 0.8584 0.7090	8.1584 3.6626 1.3551 0.6513 0.2417 0.1198 0.0704 0.0469 0.3454 0.2746	9.8907 3.7200 1.1103 0.4573 0.1386 0.0599 0.0318 0.0197 0.1375 0.10.5

Приведенные множители относятся к соответствующим строкам.

. Ռ. Ռ. ԱՆԴՐԵԱՍՑԱՆ

ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԻ ԱՂՑՈՒՍԱԿՆԵՐ

Ամփոփում

 β_{bp} վում են $F(z, \tau_{i})$ և $F(z, \tau_{i})$ ֆունկցիաների աղյուսակները λ տարբեր արժեջների համար։ Այս ֆունկցիաների միջոցով պարզորեն արտահայտվում է Ֆրեդհոլմի հավասարման $Z(z, \tau_{i}, z)$ կորիզը, որը կապ է հաստատում վերջավոր և կիսանվերջ հաստության շերտերում մոնոջրոմատիկ ճառազայթման տեղափոխման խնդիրների միջև իզոտրոպ ցրման դեպջում։ $Z(z, \tau_{i}, z)$ ֆունկցիան նկարագրում է կուգահեռ ճառազայթններով լուսավորված

կիսանվերը շերտիներքին ռեժիմը։ Բացի այդ F(-, -, և F(-, -, ֆունկցիաների միջոցով գրվում են տեղափոխման խնդիրների քվազիասիմպտոտիկ լուծումները վերջավոր օպտիկական հաստության շերտի համար։

R. R. ANDREASIAN

TABLES OF SOME FUNCTIONS OF RADIATIVE TRANSFER THEORY

Summary

Tables of $F(\tau, \eta)$ and $F(\tau, \xi)$ functions for various values of λ are given. The kernel-function $Z(\tau, \eta, \xi)$ of Fredhol's equation couplind the radiative transfer problems for medium of finite optical thickness with hat of semi-infinite medium is easily expressed in therms of these functions for the case of monochromatic isotropic scattering. The function $Z(\tau, \eta, \xi)$ describes the radiation field in semi-infinite medium illuminated by parallel beams. In addition, the quasiasymptotic solution ef radiative transfer problems for medium of finite optical thickness may be written

in terms of $F(\tau, \tau_i)$ and $F(\tau, \tau)$ functions.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 325, 1049, 1975.
- 2. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 46, 101, 1975.
- 3. И. Н. Минин, ДАН СССР, 120, 1, 1958.
- 4. К. Кейз, П. Цвейфель, Линейная теория переноса. М., «Мир», 1972.
- 5. J. L. Carlstedt, T. W. Mullikin, Ap. J, Suppl. Ser., 12, 113, 1966.
- 6. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 659, 1975.
- 7. М. А. Мнацаканян, Астрофнзика, 12, 451, 1976.

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, А. Н. ФРАДКИН

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ КАК МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОНОМИИ

1. Введение. В 1962 г. Армстронгом [I] было показано, что при взаимодействии в нелинейной среде двух плоских воли может возникнуть излучение на суммарной или разностной частоте, причем интенсивность этого излучения пропорциональна интенсивностям взаимодействующих волн. В последующие годы были выполнены многочисленные эксперименты, подтвердившие возможность генерации суммарной и разностной частот в различных нелинейных материалах [2]. Для некоторых нелинейных материалов возможно взаимодействие инфракрасного излучения с видимым излучением какого-либо квантового генератора. При этом суммарная или разностная частота также оказывается в видимой области спектра, т. е. происходит визуализация инфракрасного излучения. Даже при сравнительно небольшой квантовой эффективности этого процесса оказывается возможным детектировать таким образом весьма слабые инфракрасные потоки, так как процесс преобразования характеризуется весьма низким уровнем собственных шумов. Существенно, что при этом не требуется охлаждения детектора, в то время как обычные приемники инфракрасного излучения работают при низких температурах. Характерными особенностями преобразования частоты являются также четкие пространственные и частотные избирательности по отношению к преобразуемому инфракрасному излучению, а также возможность регистрации излучения в режиме счета фотонов.

Отмеченные выше особенности инфракрасного детектора на основе преобразования частоты привлекли к нему внимание астрономов. В частности, в работе [3] описываются наблюдения галактического центра в ближнем ИК диапазоне с помощью нелинейного преобразоватсля и квантового генератора на аргоне. В работе [4] для наблюдений звезд в ИК диапазоне использован преобразователь с квантовым генератором на алюмо-итприсвом гранате YAG:Nd +³. Наконец, в работах [5] и [6] применяются соответственно непрерывный квантовый генератор на Не—Ne и импульсный генератор на рубине. Каждый из этих преобразователей имеет свои особенности, которые делают его применение целесообразный для определенного круга астрономических задач. Для выбора наиболее подходящего варианта преобразователя необходимо знать его основные параметры. Исходя из этого, п настоящей работе вычислены все существенные для астрономических примснений параметры различных преобразователей. Полученные результаты дают возможность не только выбрать наиболее подходящий для данной задачи тип преобразователя, но и сравнить приемники на основе преобразования частоты вверх с другими инфракрасными детекторами.

2. Нелинейные материалы, используемые при преобразовании ИК изличения. Наиболее употребляемыми матеркалами для преобразования инфракрасного излучения являются кристаллы ниобата лития LiNbOs, йодата лития LiIOs и прустита AgsAsSs [7]. Область пропускания ниобата лития примерно от 0,4 до 5 микрон. Этот кристалл облалает большой нелинейностью, оптически однороден, однако при температурах ниже 450°К подвержен возникновению оптически наведенных неоднородностей [8]. Кристалл йодат имеет тот же диапазон прозрач. ности, что и ннобат лития, не уступает ему по нелинейным свойствам и не подвержен возникновению оптически наведенных неоднороднос тей. Его недостатком является высокая гигроскопичность [9], [10]. Кристалл прустит пропускает излучение в диапазоне от 0,6 до 13 мик рон. Непрозрачность этого кристалла в значительной части видимой области спектра ограничивает возможности сго применения, поэтому в настоящей работе рассматриваются только первые два кристалла: ниобат лития и йодат лития.

3. Ширина полосы преобразуемого ИК излучения. Наиболее важной для астрономических применений особенностью преобразования в нелинейных кристаллах является четкая спектральная избирательность процесса преобразования. Согласно теории ислинейного преобразования, разработанной в работах [11—13] и др. эффективность пре-

образования пропорциональна $\sin\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)/\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)$, где $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$,

причем индексы 1, 2 и 3 относятся соответственно к преобразуемому ИК излучению, лазерной накачке и суммарной частоте; k_1 — волновые вектора, L—длина нелинейного кристалла. Отсюда нетрудно получить эффективную ширину полосы преобразуемого ИК излучения, определяемую по уровню 0,4 от максимальной интенсивности сигнала [14]:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_1^2}{L\left(n_{3e} - n_{10} + \lambda_1 \frac{\partial n_{10}}{\partial \lambda_1} - \lambda_3 \frac{\partial n_{3e}(\theta)}{\partial \lambda_3}\right)} \tag{1}$$

где n₁₀, n₃₀—показатели преломления для обыкновенных волн, а n_{3e}для необыкновенных, причем [12]:

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

$$\pi_{3e}(\theta) = \frac{n_{30} n_{3e}}{(n_{30}^2 \sin^2 \theta + n_{3e}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}}$$
(2)

где θ —угол, образованный направлением распространения волн лазерной накачки и ИК излучения, которые предполагаются коллинеарными, с оптической осью кристалла, а n_{lo} и n_{le} определяются следующими выражениями [7]:

а) инобат лития

$$n_0^2 = 4,9130 + \frac{0,1173 + 1,65 \cdot 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (0,212 + 2,7 \cdot 10^{-2} T^2)^2} - 2,78 \cdot 10^{-2} T^2,$$

$$n_e^2 = 4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} T^2 + \frac{0,097 + 2,7 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - (0,201 + 5.4 \cdot 10^{-8} T^2)^2} - 2,24 \cdot 10^{-2}\lambda^2;$$

б) йодат лития

$$n_o^2 = 2,083648 + \frac{1,332068\lambda^3}{\lambda^3 - 0,035306} - 0,008525\lambda^3,$$

$$n_o^2 = 1,673463 + \frac{1,2452}{\lambda^3 - 0.028224} - 0,003641\lambda^3.$$

Результаты численных расчетов ширины полосы преобразуемого ИК излучения приводятся на рис. 1—2 и в табл. 1—4. Эти расчеты показывают, что ширина полосы увеличивается с увеличением длин волн накачки и преобразуемого инфракрасного излучения. Следовательно, наилучшее разрешение может быть достигнуто при наиболее коротковолновой накачке.

Ширина полосы преобразуемого излучения увеличивается в том случае, когда взаимодействующие волны не являются плоскими. Для сфокуспрованных пучков ширина полосы определяется выражением [15]:

$$\Delta \lambda = \frac{\frac{1}{L} + \frac{n_{3e}}{4\lambda_3} \left[1 - \left(\frac{n_{3e}}{n_{30}} \right)^2 \right] (\psi_1 + \psi_2)^2}{n_{10} - n_{3e} - \lambda_1 \frac{dn_{10}}{d\lambda_1} + \lambda_3 \frac{dn_{3e}(\theta)}{d\lambda_3}} - \lambda_1^2,$$
(5)

где и - полный угол расходимости волны в кристалле, причем

$$\psi_i = \frac{D_i}{a_i n_i + \frac{L}{2}},\tag{6}$$

где *D_i*—аппертура пучка на фокусирующей линзе, *a_i*—расстояние от фокусирующей линзы до передней грани кристалла.

4. Зависимость частоты преобразуемого ИК излучения от ориен-7—453

(3)

(4)

ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, А. Н. ФРАДКИН

тации и температуры кристалла. Возможность применения преобразования для астрономических спектральных исследований связана с тем обстоятельством, что частота преобразуемого ИК излучения зависит от направления распространения взаимодействующих волн в кристал-



Рис. 1. Зависимость ширины полосы от длины волны преобразуемого излучения для кристадла LiNbO₃ при Т=460° К для различных длии воли накачки.

ле, а также от температуры кристалла. Зависимость угла синхронизма от частоты преобразуемого излучения имеет вид [16]:

(7)



где показатели преломления определяются по-прежнему выражениями (2), (3) и (4). Рассчитанные по этой формуле перестроечные кривые приводятся на рис. 3—4, а также в табл. 1—4.

Как показывают расчеты, чувствительность преобразователя к углу увеличивается с увеличением длины волны преобразуемого ИК излучения. Так, для сканирования в окне прозрачности земной атмосферы у 1,6 микрон необходимо поворачивать кристалл примерно на

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

20 градусов, в то время как для окна прозрачности у 5 микрон соответствующий угол составляет всего 2 градуса. Так как число разрешаемых спектральных элементов в каждом окне составляет несколько десятков, то точность установки кристалла, необходимая для регистрации спектров с максимальным разрешением, достигает для окна у 5 микрон долей минуты.

Другой метод перестройки преобразователя основан на том факте,



λμ

Рис. 2. Зависимость ширины полосы от длины волны преобразуемого излучения для кристалла LIJO₃ для различных длин воли накачки.

что показатели преломления кристалла ниобата лития зависят от температуры, как это следует из выражений (3). Используя эти значения показателей преломления и формулу (2), нетрудно получить зависимость длины волны преобразуемого ИК излучения от температуры кристалла для различных углов с оптической осью. Результаты этих расчетов приводятся в табл. 1—4. Расчеты показывают, что для стабилизации частоты преобразуемого излучения необходимо поддерживать температуру кристалла на заданном уровне с точностью порядка 0,1 градуса. Диапазон температур, необходимый для сканирования по частоте в пределах одного окна прозрачности земной атмосферы, составляет несколько сот градусов.

5. Пороговая чувствительность приемника с нелинейным преобра-



Рис. 3. Зависимость длины волны преобразуемого излучения от угла в между направлением распространения волны и оптической осью кристалла LINbO₃ для различных длин воли накачки.

зованием. Пороговая чувствительность нелинейного детектора, определяемая как эквивалентный шуму поток, равна:

$$NEP = \frac{NEP_{\phi \circ y}}{\eta}, \tag{8}$$

где NEP_{ф эу} — пороговая чувствительность фотоумножителя, используемого для регистрации преобразованного в видимый диапазон излучения, а η —эффективность этого преобразования. Эффективность преобразования в приближении плоских волн равна:

$$\eta = \frac{512\pi^5 d^3 L^3 W}{c n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_3 A}, \qquad (9)$$

где *d*—нелинейная восприимчивость кристалла, равная 5,1 для ниобата лития и 11,9 для йодата лития, *W*—мощность лазера накачки. *A* площадь поперечного сечения каустики пучка накачки. Формула (9) для эффективности преобразования справедлива до значений плотности мощности порядка 1 Мвт/см². При дальнейшем повышении плотности мощности наступает насыщение.

Таким образом, для достижения наилучшей пороговой чувствительности необходимы квантовые генераторы, создающие плотности мощности накачки порядка нескольких Мвт/см². Непрерывные квантовые

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

генераторы, такие как ЛГ-36, ЛГ-106М и др., дают плотность мощности на несколько порядков меньше указанного значения. Приближаются к этому значению плотности мощности импульсные генераторы, работающие в режиме свободной генерации. Однако при расчете пороговой чувствительности детектора с нелинейным преобразованием при импульсной накачке необходимо учитывать, что формула (9) применима в этом случае только для времени интегрирования, не превышающего длительность одного импульса генератора, т. е. примерно 10⁻³ сек. Поток ИК излучения, который еще можно зарегистрирогать за время,



Рис. 4. Зависимость длины волны преобразуемого излучения от угла и между направлением распространения волны и оптической осью кристалла LiJO₃ для различных длин воли накачки.

много большее периода повторений импульсов генератора, равен пороговой чувствительности в импульсе, деленной на корень квадратный из произведения числа импульсов на длительность одного импульса. Так как число импульсов генератора равно отношению времени интегрирования к периоду повторения импульсов, то пороговая чувствительность детектора, т. е. отнесенный к единице времени пороговый поток, оказывается в этом случае больше пороговой чувствительности в импульсе в корень квадратный из отношения периода повторения импульсов к их длительности.

Исходя из этих соображений были рассчитаны пороговые чувствительности нелинейных детекторов с различными генераторами накачки. Пороговая чувствительность фотоумножителя, регистрирующего излучение на суммарной частоте, принята равной 10-18 вт/гц¹². Эта величина соответствует обычному ФЭУ-79, работающему в режиме счета фотонов при температуре около нуля градусов по Цельсию. Результаты расчетов эффективности преобразования и пороговой чувствительности приводятся в табл. 1—4. Эти расчеты показывают, что пороговая чувствительность приемника с нелинейным преобразованием частоты не уступает пороговой чувствительности других типов приемников 11К излучения [17]. Однако при сигналах, превышающих пороговые, данный приемник, из-за своей низкой квантовой эффективности, уступает другим приемникам, которые могут иметь КПД существенно больше.

6. Заключение. Рассмотренные нелинейные кристаллы ниобат лития и йодат лития позволяют детектировать ИК излучение в следующих окнах прозрачности земной атмосферы [18]: 1.4—1.8; 1.9—2.5; 3.0—4.2; 4.5—5.5 микрон. Выполненные расчеты параметров нелинейного детектора в каждом из указанных окон прозрачности приводятся в табл. 1—4 и позволяют сделать следующие выводы:

а) Нелинейный преобразователь ИК излучения дает возможность регистрировать спектры инфракрасных источников с разрешением до 10 ангстрем, относительным разрешением до 10⁻³ и с числом разрешаемых спектральных элементов порядка 10² в каждом окне прозрачности. Разрешение увеличивается с уменьшением длины водны накачки.

б) Поворотом кристалла на угол до 20° или нагреванием кристалла ннобата лития на несколько сот градусов можно сканпровать по частоте в пределах каждого окна прозрачности.

в) Поддерживая температуру кристалла ниобата лития с точностью порядка 0.1° и точностью установки угла, образованного оптической осью кристалла с направлением распространения излучения, до долей угловой минуты, можно стабилизировать частоту преобразования.

г) Эффективность преобразования инфракрасных квантов в видимые составляет величину порядка $10^{-5}-10^{-7}$. Так как относительная ошибка измерения сигналов, значительно больших, чем пороговые, обратно пропорциональна квадратному корню из квантовой эффективности, то при регистрации таких сигналов нелинейные детекторы уступают в точности измерения другим приемникам, эффективность которых может быть существенно выше.

д) Пороговая чувствительность нелинейных ИК детекторов не уступает пороговой чувствительности применяемых в астрономии приемников ИК излучения. Наилучшая пороговая чувствительность достигается при использовании импульсных генераторов накачки.

е) Нелинейные инфракрасные детекторы позволяют регистрировать ИК излучение в режиме счета фотонов. Таким образом, это единственный приемник, позволяющий проводить квантово-статистические исследования в рассматриваемом здесь инфракрасном диапазоне.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

	Таблица 1							
		1.	1=1.4÷1.8 M	икрон				
0,1	$\begin{array}{c} \lambda_{2^{14}} \\ \lambda_{3^{14}} \\ \Delta v_1 \ cM = 1 \\ \Delta \lambda_1 \ A \\ 0 \ rpa_A \end{array}$	0.4880 0.3730 4-2 814 2832	0.5145 0.3893 4.7 9—15 28—31.5	0.53 0.3981 5.0 10—17 27.5—31	0.6328 0.4534 7.4 14—25 25 5—29	0.6943 0.4891 8.9 1731 2528	1.06 0.6376 20.8 37—73 21.5—23.5	
LUC		5 0 0	500	500	550	660	1000	
	η	5.4 - 10 - 5	2.5 - 10-5	2.4 - 10 - 2	1.10-6	0.8-10-2	5.3.10-2	
	NEP V ru	10-14	2.4 • 10-14	7.2 · 10-15	5.1 • 10-12	1.8-10-16	1.0.10-16	
	λ ₃ μ λ ₃ μ Δν см-1 Δλ Å υ град.	0.4880 0.3730 	0.5145 0.3893 — — —	0.53 0.3981 — — —	0.6328 0.4534 	0.6943 0.4891 4.20 10—13 73—90	1.06 0.6376 13.4 17.5—45 59—70	
NbO3	$\frac{\partial h_1}{\partial T} = \frac{A}{K}$	-		-	-	25	22	
1	di A	-		-	-	117.6	181.8	
	7	_		-	-	0.21	0.15	
		-	4	-	-	0.85 - 10 - 16	1.1.10-16	
			<u>1</u> ==1.9 ÷ -2.5 м	икрон		Tab	лица 2	
-	Азµ Дут см—1 ДАлА 0 град	0.4880 0.3994 4.5 1629 24.5-27.5	0.5145 0.4170 5.1 18-31 24-27.1	0.53 0.4280 5.5 1936 23.826.7	0.6328 0.4914 8.3 29 56 22.5—25	0.6943 0.5277 10.2 3680 21.8 24.4	1.06 0.7153 27.1 94—250 19.4—21.1	
LIJO		1875	1920	1935	2222	2307	3530	
	7	2.7 - 10-5	1.4 - 10 - 5	1.2.10-2	0-6-10-6	5.10-2	2.8.10-2	
	NEP V ru	2.1-10-14	4.2 - 10 - 14	1.3 - 10 - 15	1.7.10-12	4.10-16	1.5.10-16	
LINbO ₃	$ \begin{array}{c} \lambda_{a}\mu\\\lambda_{a}\mu\\\lambda_{a}\mu\\\lambda_{a}A\\0\\rpan\\\frac{\partial \lambda_{a}}{\partial \tau}\frac{A}{\circ K}\\\frac{\partial \lambda_{a}}{\partial \tau}\frac{A}{\circ K} \end{array} $	0.4880 0.3994 	0.5145 0.4170 2.1 11—15 73—90 11	0.53 0.4280 2.2 1225 71-90 18 190	0.6328 0.4921 3.5 13-30 65-90 22 240	0.6943 0.5277 4.7 1535 63.590 38 320	1.06 0.7153 20.6 55-200 53-58 42 1200	
	т, от град	_	2.6 . 10-5	2.8 - 10 - 2	1.5-10-6	1.4 - 10 - 1	0.8 - 10-1	
	NEP BT	_	4.2-10-14	5.4.10-16	3.9.10-13	1.4.10-16	0.9 - 10 - 15	

ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, А. Н. ФРАДКИН

Таблица З

λ ₁ ==3.0-÷+2 микрон								
LiJOa	2-214 2-214 2-21 Å 6 град <u>дд. Å</u> <u>дд. Å</u>	0.4880 0.4297 5.3 15.8100 19.822.5 4444 10-5	$\begin{array}{c} 0.5145\\ 0.4501\\ 6.1\\ 38-115\\ 19.6-22,2\\ 4650\\ 0.5\cdot 10^{-5} \end{array}$	0.53 0.4620 6.6 39-125 19.5-22 4800 0.5 • 10 ⁻²	0.6328 0.5382 10.9 87-230 19-21 6000 2.10-7	0.6943 0.5820 14.4 110-460 18.7-20.5 6660 1.8.10-2	1.06 0.8189 92·9 400 18.2-18.7 20000 1.2·10-2	
-	NEP $\frac{BT}{\sqrt{ru}}$	5 10-4	1.1.10-14	3.3 • 10 - 15	3.5 • 10-12	1.5.10-15	2.4 • 10-1	
	λημ Δνι cu-1 Δλιά θ град	0.4880 0.4297 2.4 17-43 59-77	0.5145 0.4501 2.8 22-60 57.5-72	0.53 0.4620 3.2 2570 56.870	0.6328 0.5382 6.3 45—160 52—60	0.6943 0.5820 9.4 60—260 5258	1.06 0.8189 	
LINbO ₃	$\frac{\partial \lambda_1}{\partial T} \frac{\dot{A}}{\circ K^1}.$	50	52	60	63	65	1	
	<u>дл. А</u> дв град	666	814	923	1500	1714	-	
	η	3:10-5	1.4.10-5	1 4.10-2	0.64.10-6	5.4 · 10-2		
-	NEP TT	1.7.10-14	3.8 • 10-14	1.2.10-15	1.1.10-12	4.8 • 10-16		
						Таб	лица 4	
	1 (-2)	λ	1-4.5 ÷ 5.5 M	нкрон				
	λημ	0.4880 0.4429	0.5145 0.4647	0.53 0.4773	0.6328 0.5591	0.6943 0.6065	1.06	

Luloa	$ \frac{\lambda_{a1}}{\lambda_{a1}} $ $ \frac{\lambda_{a1}}{\lambda_{a1}} $ $ \frac{\lambda_{a1}}{\lambda_{a1}} \frac{A}{A} $ $ \frac{\partial \lambda_{a1}}{\partial \theta} \frac{A}{rpag} $ $ \frac{\eta}{\gamma_{a1}} $ $ \frac{BT}{\gamma_{ru}} $	$\begin{array}{c} 0.4880\\ 0.4429\\ 3.4\\ 120-160\\ 19-19.4\\ 12500\\ 5\cdot 10^{-6}\\ 1\cdot 10^{-13} \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.5145\\ 0.4647\\ 4.4\\ 140-190\\ 18.9-19.2\\ 15000\\ 2.8\cdot10^{-6}\\ 2\cdot10^{-13} \end{array}$	0.4773 5.2 156—214 18.8—19.1 16660 2.7 · 10-3 0.6 · 10-14	0.5328 0.5591 19.2 290-430 18.4-18.7 20000 1.3 · 10 -7 5.9 · 10 -12	$\begin{array}{c} 0.5943\\ 0.6065\\ 234\\ 410-700\\ 18.3-18.5\\ 25000\\ 1.6\cdot10^{-2}\\ 2.5\cdot10^{-15}\\ \end{array}$	
LiNbO ₃	$ \begin{array}{c} \lambda_{2}\mu \\ \lambda_{3}\mu \\ \Delta \\ \Delta \\ \lambda_{4} \\ \Delta \\ \lambda_{5} \\ \Delta \\ \delta \\ \sigma \\ \sigma \\ \delta \\ \frac{\partial \lambda_{1}}{\partial T} \\ \frac{\partial \lambda_{2}}{\partial K} \\ \frac{\partial \lambda_{2}}{\partial \lambda_{7}} \\ \frac{\partial \lambda_{2}}{\partial V} \\ \frac{\partial \lambda_{2}}{\partial V} \\ \frac{\partial \lambda_{3}}{\partial V} \\ \frac{\partial \lambda_{5}}{\partial V} \\ \partial \lambda_$	$\begin{array}{c} 0.4880\\ 0.4429\\ 6.4\\ 6287\\ 54.957.2\\ 100\\ 2174\\ 1.7\cdot10-5\\ 3.1\cdot10-14\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.5145\\ 0.4647\\ 7.7\\ 75-112\\ 53.8-56\\ 100\\ 2272\\ 0.8\cdot10^{-5}\\ 6.7\cdot10^{-14} \end{array}$	0.53 0.4773 8.6 85-125 53.2-55.2 100 2500 0.8 · 10-2 2.2 · 10-15	0.6328 0·5591 17.2 .240—440 50.4—51.4 120 5000 3.9·10-7 2·10- ¹²	0 6943 0.6065 27.7 500 50.6—51 140 12500 3.6.10—2 0.8.10—15	1.06

Примечания к табл. 1-4

Табл. 1-4 приведены для четырех окон прозрачности земной атмосферы: 1.4-1.8. 1.9-2.5; 3.0-4.2; 4.5-5.5 микрон и для шести типов накачки: 0.4888: м-непрерывный аргоновый лазер мощностью 1вт; 0.52454-непрерывный аргоновый лазер мощисстью 0.5вт; 0.532-вторая гармоника импульсного лазера на YAG:Nd+3 мощностью 0.5 вт; 0.63282-непрерывный лазер на Не-Ne мощностью 0,03вт; 0.6943 - импульсный лазер на рубние мощностью Іквт: 1.06:- ныпульсный лазер на YAG:Nd + 3 мощностью 1квт. Первые восемь строк относятся к кристаллу LIJO3, а следующие девять строкк кристаллу LINbO3. В таблицах даны построчно значения соответственно длины волны накачки; длины волны суммарного излучения; ширины полосы преобразуемого излучен, я в см-1 и в ангстремах; орнентации кристалла для преобразования ИК излучения; значения производной $\frac{\partial h_1}{\partial \theta}$, характеризующей возможность перестройки преобразователя по частоте изменением ориентации кристалла; значения эффективности преобразования и норог чувствительности приемника. Кроме того, для кристалла LINbO3 в шестой строке приведены значения производной $\frac{\partial \lambda_2}{\partial \Gamma}$, характеризующей возможность перестройки преобразователя по частоте путем изменения температуры кристалла.

ՅՈՒ. Կ. ՄԵԼԻՔ-ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա. Ն. ՖՐԱԴԿԻՆ

ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒՄԸ ՎԵՐ, ՈՐՊԵՍ ԱՍՏՂԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ԸՆԳՈՒՆՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Ամփոփում

Հոդվածում նկարագրված է ինֆրակարմիր ճառուգայթնման աստղառիտական ընդունիչ, որն օգտագործում է ոչ գծային բյուրնղում ճառագայթնման ձևափոխում, Հաշվված են այդ ընդունիչի և նրա կոնստրուկցիայի հիմնական տվյալները։

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN, A. N. FRADKIN

UP-CONVERTION AS A METHOD OF DETECTING OF INFRARED RADIATION IN ASTRONOMY

Summary

The astronomical receiver of infrared radiation based on nonlinear up-conversion is considered. Principal parameters of this receaver are calculated and the basic principles of its construction are formulated.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. Armstrong, N. Bloembergen, Phys. Rev., 127, 1918, 1966.

2. 1. Warne. Opto-Electronics, 3, 37. 1971.

3. H. A. Smith, H. Mahr, IQEC Japan. 10, 82. 1970.

4. T. R. Gurski, H. W. Epps, S. P. Maran, Nature, 249, 638. 1974.

5. Г. Н. Агабабян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасян, АЦ, 876, 4, 1975.

6. Г. Н. Агабабян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Тезисы докладов II Всесоюзной научнотехнической конференции по фотометрии, М., 1976.

7. Д. Н. Никогосян, Квантовая электроника, 4, 5, 1977.

8. Ю. С. Кузьминов, Ниобат и танталат лития, М., «Наука», 1975.

9. M. Nash, I. Bergman, G. Boyd. E. Turner, J. Appl. Phys., 40, 1501, 1969.

10. M. Nash. I. Bergman, G. Boyd, E. Turner, J. Appl. Phys., 40, 5201, 1969.

11. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, М., «Наука», 1964.

12. Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер, Прикладная нелинейная оптика, М., «Мир», 1976.

13. G. Boyd. D. Kleinman. J. Appl. Phys. 39, 3597, 1968.

14. Е. Н. Антонов, Письма в ЖЭТФ, 14, 23, 1971.

15. Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников, Оптика и спектроскопия, 36, 4, 1974.

16. В. Д. Волосов, А. Г. Калинцев, Оптика и спектроскопия, 37, 2, 1974.

17. Г. В. Хозов, Новая техника в астрономии, 5, 105, 1975.

18. Р. Хадсон, Инфракрасные системы, М., «Мир», 1972.

Ю. К. МЕЛИК АЛАВЕРДЯН, А. Н. ФРАДКИН

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

Впервые о применении в астрономни преобразователя частоты сообщалось в работе [1]. Одним из важнейших параметров такого преобразователя является эффективность преобразования, которая зависит от многих факторов: от типа используемого ислиненного кристалла и его длины, мощности лазерной накачки, особенностей полей лазерной волны и волны инфракрасного излучения. Детальный расчет эффективности преобразования для случая взаимодействия излучений двух лазеров выполнен в [2], где показано, что существует некоторая онтимальная фокусировка, при которой эффективность преобразования максимальна. Развитая в [2] теория не может быть применена к астрономическому преобразователю, так как в фокусе телескопа расходимость преобразуемого инфракрасного излучения определяется не дифракцией, а, главным образом, турбулентностью атмосферы [3]. В настоящей работе выполнен расчет эффективности преобразования именно для данного случая. Использовано приближение гауссовской плоской волны [4], т. е. принято, что электрическое поле сфокусированных в область взаимодействия воли описывается выражением:

$$E(r, z) = E_{v} \frac{\exp\left\{-r^{3}\left[\frac{1}{w^{2}(1+\xi^{2})}\right]\right\}}{\sqrt{(1+\xi^{2})}}, \qquad (1)$$

где E_0 — амплитуда, с = $\frac{2z}{b}$, w — перетяжка пучка в фокусе, r — расстояние от осн пучка, b — так называемый конфокальный параметр, который будет определен ниже.

Согласно теории нелинейного преобразования, напряженность поля на суммарной частоте для случая взаимодействия обыкновенных волн равна [5]:

$$E_{3} = -i \frac{8\pi w_{3}^{2} d}{k_{3} c^{4}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} E_{1}(r, z) E_{2}(r, z) \exp\left[i(k_{3} - k_{2} - k_{1})z\right] dz, (2)$$

где d-нелинейная восприимчивость кристалла, k-волновые числа, L-длина кристалла, а $\frac{1}{\varpi_3^2} = \frac{1}{\varpi_2^2} + \frac{1}{\varpi_1^2}$, причем индекс 1 относится к преобразуемому инфракрасному излучению, 2-к излучению накачки, 3-к излучению на суммарной частоте.

Подставляя (1) в (2), найдем для случая фазового согласования (k₂ = k₁ + k₂) напряженность электрического поля суммарной волны;

$$E_{2} = -i \frac{16\pi w_{2}^{2} d}{k_{2} c^{2}} E_{01} E_{02} \int_{0}^{\frac{1}{2}} \frac{\exp\left\{-r^{2}\left[\frac{1}{w_{1}^{2}(1+\xi_{1}^{2})}+\frac{1}{w_{2}^{2}(1+\xi_{2}^{2})}\right]\right\}}{\sqrt{(1+\xi_{1}^{2})} \sqrt{(1+\xi_{2}^{2})}} dz. (3)$$

Переходя от напряженности электрического поля E к мощности излучения P и принимая во внимание, что $P_1 = S_1 D^2$, где D—входная апертура телескопа, а S_1 —плотность потока преобразуемого инфракрасного излучения, находим мощность преобразованного излучения:

$$P_{2} = \frac{cn_{3}}{2\pi} |E_{2}|^{3} = \frac{1638\pi^{4}d^{3}S_{1}P_{2}D^{3}}{n_{1}n_{2}n_{3}ch_{3}^{2}w_{1}^{2}w_{2}^{2}} \int_{0}^{\infty} dr^{3}$$

$$\left[\int_{0}^{\frac{1}{2}} \frac{\exp\left\{-r^{2}\left[\frac{1}{w_{1}^{2}(1+\xi_{1}^{2})}\frac{1}{w_{2}^{2}(1+\xi_{2}^{2})}\frac{1}{w_{2}^{2}(1+\xi_{2}^{2})}\right]\right\}}{\sqrt{(1+\xi_{1}^{2})}\sqrt{(1+\xi_{2}^{2})}}dr\right]^{2}$$

$$(4)$$

где п-показатель преломления кристалла.

Учитывая, что конфокальный параметр $o_3 = \frac{w_2^2}{\lambda_3}$ излучения накачки обычно больше длины кристалла, примем в дальнейшем $1 + \xi_3 = 1$. Конфокальный параметр инфракрасного излучения, определяемый как расстояние, на котором фокальная перетяжка удвапвается, вычисляется по формуле:

$$b_1 = \frac{w_1^2}{D \, \mathrm{tg} \, \alpha},\tag{5}$$

где а-угловой размер изображения звезды, определяемый обычно турбулентностью атмосферы.

Нетрудно убедиться в том, что эффективность преобразования зависит не от длины кристалла L и диаметра телескопа D в отдельности, а от их произведения LD. Для этого произведем в (4) замену переменной $\frac{2z}{2} \rightarrow x$, и в результате получим:

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

$$P_{3} = \frac{4096\pi^{4}d^{3}S_{1}P_{s}L^{2}D^{3}}{n_{1}n_{3}n_{3}c_{1}^{2}}F(w_{1}w_{2}LD), \qquad (6)$$

де функция F(w1, w2, LD) представляет собой интеграл:

$${}^{2}(w_{1}w_{2}LD) = \int_{0}^{\infty} dr^{2} \left[\int_{0}^{1} \frac{\exp\left\{-r^{2}\left[\frac{1}{w_{1}^{2}\left(1+\frac{L^{2}D^{2}x^{2}tg^{2}a}{w_{1}^{4}}\right)+\frac{1}{w_{2}^{2}}\right]\right]}{\sqrt{1+\frac{L^{2}D^{2}x^{2}tg^{2}a}{w_{1}^{4}}}} dx \right]^{2}$$
(7)

Значения функцин F(w₁, w₃, LD) вычислялись с помощью вычисительной машины EC 1030. Этн расчеты показали, что эффективность реобразования инфракрасного излучения в видимый диапазон моноонно увеличивается с уменьшением w₃ по крайней мере для предтавляющих практический интерес значений w₃ > 0,1мм.



LD (CM2 10-4)

Зависимость оптимального значения w_1 от LD, 2a. 26, 2в-зависимости F(LD, w_1) для оптимального значения w_1 при $w_2=0.1$, 0.2 и 0.3 мм соответственно.

Зависимость F от w_1 имеет максимум, положение которого за висит от параметра LD и почти не зависит от w_2 . Зависимость этого оптимального значения w_1 от параметра LD приводится на рисунке. На этом же рисунке показана зависимость F от w_3 и LD для оптимального значения w_1 .

Сопоставляя приведенные на рисунке кривые с формулой (6), нетрудно видеть, что максимальный сигнал, который можно получить преобразованием излучения источника с данной плотностью потока S при $LO \approx 5.10^4$ см³, не зависит от w_3 и увеличивается с увеличением длины кристалла L примерно как L^3 . С увеличением входной апертуры телескопа этот сигнал увеличивается примерно как D^2 . При меньших значениях LD преобразованный сигнал P_3 хоть и увеличивается с L и D, но медленнее. Например, при $w_3 \approx 0,1$ мм и $LD \approx 10^4$ см² $P_3 \sim LD$.

Приведенные в настоящей работе соотношения дают возможность подобрать оптимальную для данного телескопа и имеющегося кристалла схему преобразования, а также оценить ожидаемую эффективность преобразования и величину преобразованного сигнала.

ՅՈՒ. Կ. ՄԵԼԻՔ-ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա. Ն. ՖՐԱԴԿԻՆ

ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒՔՅԱՆ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱԿԱՆ ՁԵՎԱՓՈԽԻՉԻ ՕՊՏԻՄԱԼ ՀԱՇՎԱՐԿ . Ամփոփում

Հոդվածում կատարված է դիտակի կիղակետում ինֆրակարմրից դեպի տեսանելի տիրույթը ձևափոխման էֆեկտիվության հաշվարկ։

Ստացված առնչությունները հնարավորություն են տալիս տվյալ դիտակի և ոչ դծային բյուրեղի դեպքում ընտրել օպտիմալ ձևափոխման սխեմա, հաշվել փոխակերպման սպասվելիք էֆեկտիվությունը և ձևափոխված աղդանշանի մեծությունը։

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN, A. N. FRADKIN

THE CALCULATION OF OPTIMAL ASTRONOMICAL UP-CONVERTOR

Summary

The efficiency of OOE conversion in the telescope focus of infrared radiation into visible optical region is calculated. Provided correlations alows to choose for given telescope and nonlinear cristall the optimal scheme of conversion and to calculate the efficeancy of conversion and the value of transformed signal.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Smith, H. Mahr, IQEC Japan, 10, 82, 1970.

2. G. O. Boyd, O. A. Kleinmann, J. Appl. Phys., 39, 3597, 1968.

3. Д. Я. Мартынов, Курс практической астрофизики, М., «Ф.-М.», 1960.

4. А. М. Гончаренко, Гауссовы пучки света. Минск, «Н. н Т.», 1977.

5. J. A. Armstrong, N. Bloembergen Phys. Rev. 127, 1918, 1960.

В. Г. ПАНАДЖЯН

АМПЛИТУДНЫЙ МОДУЛЯТОР С ДВУМЯ ВЫХОДАМИ

В модуляционных радиометрах необходимым элементом является амплитудный модулятор, предназначенный для амплитудной модуляции принятого антенной измеряемого шумового сигнала. Причем в одноканальных модуляционных радиометрах необходимо иметь модулятор с одним выходом, а в двухканальных радиометрах—модулятор с двумя симметричными выходами. Благодаря полному использованию мощности измеряемого шумового сигнала, двухканальные модуляционные радиометры обладают в √2 раза высокой чувствительностью, чем одноканальные модуляционные радиометры [1].

В амплитудных модуляторах используется принцип переключения входа приемника с антепной и эквивалентом антенны с частотой модулирующего сигнала ω .

Ниже описывается амплитудный модулятор для двухканальных модуляционных радиометров, рассчитанный на два симметричных выхода. Этот модулятор нами был разработан для двухканального модуляционного радиометра на длину волны λ=75 см и испытан на радиотелескопе Бюраканской астрофизической обсерватории.

Модулятор, схема которого приведена на рисунке, представляет собой переключающее устройство, которое с частотой модулирующего сигнала о попеременно подключает на выходы 1 и 2 антенну и эквивалент антенны. Причем, когда антенна подключается к выходу 1, эквивалент антенны подключается к выходу 2 и наоборот, т. е. выходы 1 и 2 работают со сдвигом фаз на π.

Описанный модулятор конструктивно представляет кольцо из коаксиальной линии с волновым сопротивлением 75 ом, разбитое на восемь равных частей длиной //4. Между разъемами «вход»—«выход» размещены четвертьволновые отрезки линий, концы которых соединены переключающими диодами D₁—D₄. Входы «антенна» и «эквивалент антенны» и выходы 1 и 2 равнозначны, поскольку они симметричны относительно переключающих диодов.

Для удобства сборки внутреннего провода коаксиальной линии

В. Г. ПАНАДЖЯН

модулятор выполнен из двух полуколец, соединяемых между собой универсальными высокочастотными разъемами P₁ и P₂.

Переключающие дноды питаются от общего источника модулирующего сигнала. В простейшем случае, когда модуляция осуществля-



Вход 2 (Эквивалент антенны)

Схема двухканального амплитудного модулятор а с двумя симметричными выходами: 1,2—выходы, 3,4—входы антенны и эквивалента антенны, P₁, P₂ высокочастотные разъемы, D₁--D₄-- переключающие диоды.

стся сигналом синусоидальной формы частоты ω, диоды D₁—D₄ можно питать от двух вторичных обмоток трансформатора Tp₁, имеющих заземленные средние точки (см. рисупок).

վ. Գ. ԳԱՆԱՋՑԱՆ

ԵՐԿՈՒ ՍԻՄԵՏՐԻԿ ԵԼՔՈՎ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՑԻՆ ՓՈԽԱՆՋԱՏԻՉ

Ամփոփում

Հողվածում նկարագրված է հրկու սիմնտրիկ հլքով ամպլիտուդային փոխանջատիչ, որը նախատհսված է ^Բյուրականի աստղադիտարանի Գրեհեմի [1] հրկկանալ ռադիոմնտրի համար։

V. G. PANAJIAN

AN AMPLITUDE MODULATOR WITH TWO OUTPUTS

Summary

- A modulator with two symmetric outputs for the Graham radiometer of the Byurakan Astrophysical Observatory is discribed.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. H. Graham, Proc, IRE, vol. 46, 1966, December 1958,

8-453

Р. Р. АНДРЕАСЯН, Э. Х. ДАНИЕЛЯН

к вопросу о вычислении - Функции амбарцумяна

В теории изотропного рассеяния света большую роль играет сфункция Амбарцумяна, введенная им в 1942 г. [1]. Эта функция фигурирует при нахождении решений почти всех задач теории переноса излучения в полупространстве.

К настоящему времени проведены подробные исследования этой функции: имеются подробные таблицы, получены асимптотические и явные интегральные представления. Ссылки на эти работы опускаются ввиду их многочисленности, их можно найти в любой монографии, посвященной вопросам теории переноса излучения.

В работе [1] для у-функции приводится следующее уравнение:

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_{0}^{1} \frac{\varphi(\mu)}{\mu + \eta} d\mu, \qquad (1)$$

в котором λ—вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Там же это уравнение решалось численно методом итераций и, в частности, было выяснено, что сходимость последовательных приближений заметно ухудшается при значениях параметра λ близких к единице. При этом для улучшения сходимости (для 0,95 (1) уравнение (1) модифицировалось и проводился ряд искусственных приемов.

Для функции Амбарцумяна можно получить другое уравнение, выгодно отличающееся от (1) тем, что сходимость последовательных приближений осуществляется быстрее и, что также важно, скорость сходимости практически не зависит от λ .

Для получения нового уравнения воспользуемся двумя хорошо известными соотношениями, связывающими ф-функцию с резольвентной функцией Соболева Ф(т):

$$\varphi(\eta) = 1 + \int_{0}^{\tau} e^{-\frac{\tau}{\eta}} \Phi(\tau) d\tau$$

$$P(\tau) = Ce^{-k\tau} + \frac{\lambda}{2} \int \frac{e^{-\mu}d\mu}{R(\mu)\mu\varphi(\mu)}.$$

(2)

(3)

О ВЫЧИСЛЕНИИ 9- ФУНКЦИИ АМБАРЦУМЯНА

Последнее соотношение получено Мининым в [2]. В нем обозначено

$$R(\mu) = \left(\frac{\lambda \pi \mu}{2}\right)^{2} + \left(1 - \frac{\lambda}{2} \mu ln \frac{1 + \mu}{1 - \mu}\right)^{2} \ \text{H} \ C = \frac{1}{\frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1} \frac{\varphi(\mu) d\mu}{(1 - k\mu)^{2}}}, \tag{4}$$

а k находится из условия $\frac{\lambda}{2k} ln \frac{1+k}{1-k} = 1.$

Подставляя (3) в (2) и интегрируя по оптической глубине, получим*

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{C\eta}{1+k\eta} + \frac{\lambda}{2}\eta \int_{0}^{1} \frac{d\mu}{R(\mu)\varphi(\mu)(\mu+\eta)}$$
 (5)

С точки зрения численного решения методом нтераций это уравнение по сравнению с (1) обладает очевидными преимуществами. Во-первых, вненнтегральная часть гораздо ближе к φ -функции и в известном смысле является се аппроксимацией, получающейся из (2) заменой $\Phi(\tau)$ ее асимптотикой. Это должно привести, вообще говоря, к уменьшению числа итерации. Во-вторых, поскольку в интегральной части с-функция стоит в знаменателе, то сходимость последовательных приближений должна осуществляться попеременно снизу и сверху. Последнее обстоятельство позволяет оценить погрешности вычислений.

Для нахождения φ -функции из полученного выше уравнения нсобходимо иметь величнну С. Из соотношения (4) видно, что ее можно вычислить параллельно с вычислением φ -функции. Однако предварительное задание этой величины значительно улучшает сходимость последовательных приближений при численном решении уравнения (5). Величину С можно найти также из известного соотношения

$$C = \frac{1}{2k\varphi\left(\frac{1}{k}\right)} \left|\frac{dk^2}{d\lambda}\right|.$$

Значения же φ -функции в точках $\frac{1}{k}$ можно взять из таблиц, приводимых в [3], или вычислить из явных интегральных представлений этой функции (см., например, [4]).

Нами были проведены вычисления ф-функции как из уравнения (5), так и общепринятым методом. В результате выяснилось, что независимо от параметра λ уравнение (5) обеспечивает заданную точность при гораздо меньшем числе итераций по сравнению с уравнением (1). Конкретнее, при вычислении нашим способом число итераций практически не зависит от λ и составляет порядка двух, трех. При этом

Уравнение (5) следует из формулы (7) публикуемой в этом номере статьи Р. Р. Андреасяна при т=0 (прим. ред.),

Р. Р. АНДРЕАСЯН, Э. Х. ДАНИЕЛЯН

обеспечивается точность в несколько единиц пятого знака. Для вычисления же φ -функции общепринятым способом с той же точностью число итераций, необходимых для сходимости последовательных приближений, составляет порядка 6—7 для λ =0,8 и очень быстро растет с ростом λ . В обоих случаях в качестве нулевого приближения принималось $\varphi_0(\eta)=1$.

Предложенный способ* более эффективного вычисления не является самоцелью (ибо, как уже говорилось, существуют подробные таблицы ф-функцин), а преследует вполне конкретные практические цели. Как уже отмечалось выше, при решении любой задачи теории изотропной диффузии излучения в полубесконечной среде мы всегда сталкиваемся с ф-функцией. Поэтому при конкретных машинных расчетах при наличии эффективного способа гораздо выгоднее вычислять эту функцию по ходу решения основной задачи, чем вводить обширные таблицы.

В заключение отметим, что в случае анизотропного рассеяния для обобщенных H^m -функций Амбарцумяна—Цандрасекара имеет мссто уравнение

$$H^{m}(\eta) = 1 + \eta H^{m}(\eta) \int_{0}^{1} \psi^{m}(\mu) \frac{H^{m}(\mu)}{\mu + \eta} d\mu.$$
 (6)

Для них можно получить уравнение, аналогичное (5): Оно имсет вид

$$H^{m}(\eta) = 1 + C \hat{c}_{om} \frac{1}{1+k\eta} + \eta \int_{0}^{1} \frac{\psi^{m}(\mu)d\mu}{R^{m}(\mu)H^{m}(\mu)(\mu+\eta)}.$$
 (7)

Здесь

$$R^{m}(\mu) = \left[\pi \mu \psi^{m}(\mu)\right]^{*} + \left[T^{m}(\mu)\right]^{*}; T^{m}(\mu) = 1 + \mu \int_{\Gamma} \psi^{m}(\nu) \frac{d\nu}{\nu + \mu},$$

k-находится из условия

$$T^{0}\left(\frac{1}{k}\right) = 0, \ a \ C = \frac{1}{\int_{0}^{1} \psi^{m}(\mu) \ \frac{H^{m}(\mu)}{(1-k\mu)^{2}} d\mu}.$$
(8)

Нами также были проведены вычисления H^m -функций из уравнений (7) и (6) и сравнение сходимостей в обоих случаях. Рассматривалась двучленная индикатриса вида $x(\gamma) = 1 + \cos\gamma$. При этом (см. [5], стр. 151).

* В книге К. Кейз, П. Цвайфель. «Линейная теория переноса» (М., «Мир», 1972) приведен итерационный процесс (см. формулу (31) на стр. 152), который обладает всеми преимуществами метода данной статьи и в то же время требует гораздо меньшего объема вычислений (прим. ред.).

$$\psi^{0}(\eta) = \frac{\lambda}{2} \left[1 + (1-\lambda)\eta^{3} \right]; \ \psi^{1}(\eta) = \frac{\lambda}{2} \left(1 - \eta^{3} \right).$$

В результате выяснилось, что наш способ выгоднее применять при вычислении основной азимутальной гармоники обобщенной функции Амбарцумяна—Чандрасскара. Что касается высших гармоник, то итерационный процесс в обоих случаях сходится очень быстро.

Ռ. Ռ. ԱՆԴՐԵԱՍՑԱՆ, Է. Խ. ԴԱՆԻԵԼՑԱՆ

ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՑԱՆԻ – - ՖՈՒՆԿՑԻԱՑԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՑԱԼ

Ամփոփում

Հոդվածում Համբարձումյանի **թ-ֆունկցիայի համար դուրս է բ**երվում Նոր ֆունկցիոնալ հավասարում։ Այդ հավասարումով **թ-ֆունկցիայի հաշ**վումը ավնլի էֆհկտիվ է հայտնի եղանակների համեմատու Արդյունջը ընդհանրացվում է նաև ոչ իզոտրոպ դեպքի համար։

R. R. ANDREASIAN, E. KH. DANIELIAN

ON CALCULATION OF AMBARTSUMIAN'S 9-FUNCTION

Summary

In the paper a new equation for the Ambartsumian φ -function is derived. The evaluation of the φ -function from this equation appears to be more effective than that based on the other known equations. The obtained result is generalized for the case of anisotropic scattering i. e. the appropriate equation for the Ambartsumian—Chandrasekhar's H^m — —functions is used.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. І, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1960.

2. И. Н. Минин, ДАН СССР, 120, 63, 1958.

3. I. Kuščer, Canad. J. Phys., 31, 1187, 1953.

4. В. В. Соболев. Астрофизика, 3, 433, 1967.

5. В. В. Соболев, Расстояние света в атмосферах планет, М., «Наука», 1972.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԴԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻՍ.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ПРЦЧ L ВЫПУСК

ГОЛУБЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОКРЕСТНОСТИ МІЗІ . Э. Я. Оганесян	5
наблюления гаммы касснолен	22
СПЕКТЕ НО 187300 Н. П. Иванова, А. Н. Хотнянский	33
полариметрические и фотометрические наблюдения звезд	
EV Les MAD Les BO BDEMG BCTHILLERING M. A. Epugan	40
ОЕ ОЛНОМ ИНТЕРЕСНОМ СЛИЧИЕ ИОНОСФЕРНОГО МЕРЦАНИЯ НЕ-	
	46
иле поления специя ночного неба в Бюракане	
НАБЛЮДЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО ПЕВА В Боламян. Л. Г. Ахвердян	50
почеки исполностратии спупп галактик на картах пало-	
ПОИСКИ ЦЕПОЧКООБРАЗНЫХ ГРУПП ГАЛИССИИ Р. А. Варданян	55
МАРСКОГО АТЛАСА	
К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИИ В МОНУВЕСКОН И ИНИ	59
СРЕДАХ	
ТАБЛИЦЫ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИИ ТЕОРИИ ИЕГЕНССИ ИСЛИ ИЛИ .	79
	15
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ВВЕРХ КАК МЕТОД ДЕТЕКТИ ОБАНИИ	
ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОНОМИИ Ю. К. Мехак	05
	30
РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО ПРЕОВРАЗОВАТЕЛА	107
ЧАСТОТЫ Ю. К. Мелик-Аливероян, А. П. Фрокки	111
АМПЛИТУДНЫЙ МОДУЛЯТОР С ДВУМЯ ВЫХОДАМИ . В. Г. Пакаожая	
К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИИ Ф.ФУНКЦИИ АМБАРЦУМИНА	114
Р. Р. Акореасян, Э. Х. Даниелян	114



t. 3m. Ladamaapusa opisumanis opisumber M 13 abywal wunguhnismh zrewhwignid. 1	5
Ն. Լ. խվանովաԳամմա Կասիոպեայի դիտումները	22
1. 1. bulun Gaudus, IL. D. kansigun Gaufe HD 187399-h aufbumpe	33
U. 2. Drhgjub-AD Leo & EV Lac wunghph inwuhumpiwhuh & phone umpimhuhuh afterned-	
ъбрд	40
վ. Ա. Սանամյան—Անճայտ ռադիսաղբյուրի իոհոսֆերային առկայծման մի ճետաթրթիր	
դեպքի մասին	46
2. վ. Արսաճամյան, Լ. Գ. Հախվեսդյան— Բյուրականի գիշերային երկնքի ճառագայիման	
դիտումները	50
1. Ա. Վարդանյան—Շղթայաձև գալակտիկ խմբերի որոնումը Պալոմարի թարտեղների վրա	55
Մ. Ա. Մնացականյան—Կիսանվերջ միջավայրերում տեղափոխման տեսու βյան խ նդիրների	
լուծման մասին	59
Ռ. Ռ. Անդրեասյան-Տեղափոխման տեսության որոշ ֆունկցիաների աղյուսակներ .	29
8ու. Կ. Մելիք-Ալավեւգյան, Ա. Ն. Ֆռաղկին-Հահախականության ձևափոխումը վեր, որպես	
աստղագիտության մեջ ինֆրակարմիր Ճառագայթնան ընդունման եղանակ	95
8ու, 4. Մելիք-Ալավերդյան, Ա. Ն. Ֆրադկին-Հաճախականության աստղագիտական ձևա-	
փոխիչի օպտիմալ Հաշվարկ	107
վ. Գ. Փանայյան—Երկու սիմետրիկ ելքով ամպլիտուդային փոխանջատիչ ։	111
Ռ. Ռ. Անդրհասյան, Է. Խ. Դանիելյան-Համբարձումյանի գ-ֆունկցիայի հաշվման վերա-	
рыруші · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	14

CONTENTS

E. Y. Hovanissian-Blue Objects in the Vicinity of M13. I	5
N. L. Ivanova-The Observations of Gamma Cassiopeja.	22
N. L. Ivanova, A. N. Khotnlunski-The Spectrum of HD 187399	33
M. A. Eritsian-Polarimetric and Photometric Observations of the Stars EV	
Lac and AD Leo · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	40
V. A. Sanamian-About One Interesting Case of Ionospheric Scintillations of	
Unknown Radiosource · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	46
H. V. Abrahamlan, L. G. Hachverdian-Byurakan Night Sky. Observations	50
R. A. Vurdanian-Search for Chain-Shaped Groups of Galaxies on the Pa-	
Iomar Atlas Prints	55
M. A. Mnutsakanlan-On the Solution of Radiation Transfer Problem in Semiin-	
finite Mediums.	59
R. R. Andreasian-Tables of Some Functions of Radiative Transfer Theory	79
Ju. K. Melik-Alaverdian, A.N. Fradkin - UP-Convertion as a Method of Detecting	
of Infrared Padiation in Astronomy · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	95
Ju. K. Melik-Aluverdian, A. N. Fradkin-The Calculation of Optimal Astronomical	
UP-Convertor	107
V G. Panajian-An Amplitude Modulator with two Outputs	111
R. R. Andreastan, F. Kh. Davielian-On Calculation of Ambartsumian's z-Function	114

УДК 523.82

Голубые объекты в окрестности М13.1. Оганесян Э. Я. «Сообщения Бюраканской обсерваторин», 1978 г., вып. L. стр. 5.

Приведены фотометрические данные в системе UBV для 225 объектов в области размером 16 квадратных градусов, прилегающей к скоплению М13.

Построены «двухцветная днаграмма» и днаграмма «цвет—светимссть», на основании которых сделан анализ полученных данных. Половину исследованных объектов составляют субкарлики. Среди остальных—бело-голубые карлики, обычные звезды главной последовательности, звезды гало, звезды шарового скопления и объекты, возможно, имеющие висгалактическую природу. На основе распределения объектов по яркости и цвету, а также по их видимому распределению можно выделить несколько различных групп.

В результате фотометрического исследования выявлено также несколько переменных звезд.

Таблиц 4, рисунков 6, приложений 2, библиографий 14.

УДК 523.872.

Наблюдения гаммы Кассиопеи. Иванова Н. Л. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 22.

В работе даны результаты наблюдений үКасснопен с бесщелевым спектрографом АСИ-5 Бюраканской обсерватории и с 1.5 м телескопом Верхнего Прованса (Франция): распределение энергии в непрерывном спектре в 1956—1970 гг., профили и эквивалентные ширины эмиссионных линий Н_{*}, Н₃, Н₇ и 5876 Hel, величины отношения V/R.

Таблиц 4, рисунков 6, библиографий 15.

УДК 523.872

Спектр .Н. D. 187399. Иванова Н. Л., Хотнянский А. Н. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 33.

Работа содержит результаты исследования пяти спектров знезды HD 187399, полученных в фокусе куде 2-метрового телескопа Шемахинской обсерватории с дисперсиями 4 и 8 А/мы в спектральной области $\lambda\lambda$ 3600—4900. Измерены лучевые скорости и изучены профили H, HeI, MgII, SiII, CaII. Установлено, что в двойной системе имеются две оболочки, одна из которых принадлежит главной звезде В9 и имеет среднюю скорость —21 км/сек, вторая, по-видимому, окружает всю систему и расширястся со средней скоростью—90 км/сек. В водородных линиях обнаружен компонент, имеющий переменную скорость и принадлежащий, возможно, «невидимой» звезде системы.

Таблиц 5. рисунков 4. библиографий 5.

УДК 523.841

Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезд EV Lac и AD Leo во время вспышки. Ерицян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L. стр. 40.

В настоящей работе приведены результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений вспыхивающих звезд EV Lac и AD Leo. За 89,5 часа наблюдения было зарегистрировано 7 вспышек, сводка наблюдений и кривые блеска которых приведены в таблице и на рисунках.

Результаты поляриметрических наблюдений во время вспышки не отличались от результатов поляризации в спокойном состоянии этих звезд и находились в пределах ошибки измерения (5р=±0,4÷0,6%, 50=±5÷10°).

Таблица 1, рисунков 2, библиографий 5.

УДК 523.164

Об одном интересном случае ионосферного мерцания неизвестного радиоисточника. Санамян В. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории» 1978 г., вып. L. стр. 45.

Приводятся данные поносферного мерцания неизвестного радиоисточника, находящегося в направлении звездного скопления Плеяды. Сигнал регистрировался на частоте 327 Мгц с помощью Индийского радиотелескопа.

Рисунок 1, библиографий 3.

УДК 523.105

Наблюдения свечения ночного неба в Бюракане. Абраамян Г. В., Ахаердян Л. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 50.

В работе приведены результаты наблюдений ночного неба Бюраканской астрофизической обсерватории в U, B, V полосах.

Таблица 1, рисунков 3.

УДК 523.855

Поиски цепочкообразных групп галактик на картах Паломарского атласа. Варданян Р. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 55.

Приводятся список и карты отождествлений 28 цепочкообразных групп галактик, найденных на картах зон [в]>30° Паломарского атласа.

Таблица 1, рисупков 28, библиографий 10.

УДК 523.035

К решению задач переноса излучения в полубесконечных средах. Мнацаканян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 59.
Предлагается новая методика решения различных задач о выходящем из полубесконечной среды излучении. Фактически построен математический аппарат, основанный на введении оператора инвариантности G, обладающий физической прозрачностью и, по сути дела, представляющий собой не что иное, как аппарат инвариантности в обычном смысле Амбарцумяна. Даются иллюстрации на примерах почти всех хороню известных простейших задач теории переноса излучения в полупространстве.

Бибанографий 12.

УДК 523.035

Габлицы некоторых функций теории переноса излучения. Андреасян Р. Р. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 79.

Приводятся таблицы функций $F(\tau, \tau_1)$ и $F(\tau, \tau_2)$ для разных значений λ . При изотропном монохроматическом рассеянии в однородной среде посредством этих функций элементарно выражается ядро $Z(\tau, \tau_1, \tau_2)$ уравнения Фредгольма, связывающего задачи переноса в слое конечной оптической толщины с соответствующими задачами для полубесконечной среды. Функция $Z(\tau, \tau_1, \tau_2)$ сама описывает режим излучения в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами. Кроме того, с помощью функций $F(\tau, \tau_1)$ и $F(\tau, \tau_2)$ записываются квазнасимптотические решения задач переноса для слоя конечной оптической толщины.

Таблиц 13, библиографии 7.

УДК 522.59

Преобразование частоты вверх как метод детектирования инфракрасного излучения в астрономии. Мелик-Алавердян Ю. К., Фрадкин А. И. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 95.

Рассмотрен астрономический приемник инфракрасного излучения, основанный на нелинейном преобразовании излучения. Рассчитаны основные параметры этого приеминка и сформулированы основные требования к его конструкции.

Таблиц 4, рисунков 4, библиографий 18.

УДК 522.59

Расчет оптимального астрономического преобразователя частоты. Мелик-Алаверсян Ю. К., Фридкин А. П. «Спобщения Бюраканской обсерваторны», 1978 г., вып. L, стр. 107.

В работе выполнен расчет эффективности ООЕ преобразования в видимый диапазон инфракрасного излучения в фокусе телескопа. Полученные соотношения позволяют выбрать оптимальную для данного телескопа и имеющегося нелинейного кристалла схему преобразования и рассчитать ожидаемую эффективность преобразования и величниу преобразованного сигнала.

Рисунок 1, библиографий 5.

УДК 523. 164

Амплитудный модулятор с двумя выходами. Панаджян В. Г. «Сообщения Бюраканской обсерваторни», 1978 г., вып. L, стр. 111.

Описывается схема двухканального амплитудного модулятора с двумя симметрячными выходами, разработаниая для двухканального модуляционного раднометра Грэхема Бюраканской астрофизической обсерватории.

Рисунок 1, библиография 1,

имеющий переменную скорость и принадлежащий, возможно, «невидимой» звезде системы.

Таблиц 5, рисунков 4. библиографий 5,

УДК 523.841

Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезд EV Lac и AD Leo во время вспышки. Ерицян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 40.

В настоящей работе приведены результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений вспыхивающих звезд EV Lac и AD Leo. За 89,5 часа наблюдения было зарегистрировано 7 вспышек, сводка наблюдений и кривые блеска которых приведены в таблице и на рисунках.

Результаты поляриметрических наблюдений во время вспышки не отличались ог результатов поляризации в спокойном состоянии этих звезд и находились в пределах ошибки измерения (5р=±0,4:0,6%, 50=±5+10°).

Таблица І, рисунков 2, библиографий 5.

УДК 523.164

Об одном интересном случае ионосферного мерцания неизвестного радиоисточника. Санамян В. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории» 1978 г., вып. L, стр. 45.

Приводятся данные ноносферного мерцания неизвестного радноисточника, находищегося в направлении звездного скопления Плеяды. Сигнал регистрировался на частоте 327 Мгц с помощью Индийского раднотелескопа.

Рисунок 1. библиографий 3.

УДК 523.105

Наблюдения свечения ночного неба в Бюракане. Абраамян Г. В., Ахаердян Л. Г. «Сообщения Бюраканской обсерваторни», 1978 г., вып. L, стр. 50.

В работе приведены результаты наблюдений ночного неба Бюраканской астрофизической обсерватории в U, B, V полосах.

Таблица 1, рисунков 3.

УДК 523.855

Поиски цепочкообразных групп галактик на картах Паломарского атласа. Варданян Р. А. «Сообщения Бюраканской обсерваторин», 1978 г., вып. L. стр. 55.

Приводятся список и карты отождествлений 28 цепочкообразных групп галактик, найденных на картах зон [в]>30° Паломарского атласа.

Таблица 1, рисунков 28. библиографий 10.

УДК 523.035

К решению задач переноса излучения в полубесконечных средах. Мнацаканян М. А. «Сообщения Бюрвквиской обсерватории», 1978 г., вып. L. стр. 59.

Предлагается новая методика решения различных задач о выходящем из полубесконечной среды излучении. Фактически построен математический аппарат, основанный на введении оператора инвариантности G, обладающий физической прозрачностью н. по сути дела, представляющий собой не что нное, как аппарат инвариантности в обычном смысле Амбарцумяна. Даются иллюстрации на примерах почти всех хороню известных простейших задач теорий переноса излучения в полупространстве. Библиографий 12.

УДК 523.035

Габлицы некоторых функций теории переноса излучения. Андреасян Р. Р. «Сообшения Бюраканской обсерваторни», 1978 г., вып. L, стр. 79.

Приводятся таблицы функций F(т,т) и F(т,с) для разных значений л. При изотропном монохроматическом рассеянии в однородной среде посредством этих функций элементарно выражается ядро Z(т,т, т) уравнения Фредгольма, связывающего задачи персноса в слое конечной оптической толщины с соответствующими задачами для полубесконечной среды. Функция Z(-, , ;) свыв описывает режим излучения в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами. Кроме того, с помощью функций F(т, т) и F(т, т) звписываются квазнасимптотические решения задач переноса для слоя конечной оптической толщины.

Таблиц 13, библиографий 7.

УДК 522.59

Преобразование чистоты вверх как метод детектиропания инфракрасного излучения в астрономии. Мелик-Алавердян Ю. К., Фрадкин А. Н. «Сообщения Бюраканской обсерваторин», 1978 г., вып. L, стр. 95.

Рассмотрен астрономический приемник инфракрасного излучения, основанный на нелинейном преобразовании излучения. Рассчитаны основные параметры этого приемника и сформулированы основные требования к его конструкции. Таблиц 4, рисунков 4, библиографий 18.

УДК 522.59

Расчет оптимального астрономического преобразователя частоты. Мелик-Алавердян Ю. К., Фрадкин А. П. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 107.

В работе выполнен расчет эффективности ООЕ преобразования в видимый диапазон инфракрасного излучения в фокусе телескопа. Полученные соотношения позволяют выбрать оптимальную для данного телескопа и имеющегося нелинейного кристалла схему преобразования и рассчитать ожидаемую эффективность преобраз вания и величних преобразованного сигнала.

Рисунок і, библиографий 5.

УДК 523. 164

Амплитудный модулятор с двумя выходами. Панаджян В. Г. «Сообщения Бюраканской обсерваторин», 1978 г., вып. L, стр. 111.

Описывается схема двухканального амплитудного модулятора с двумя симметр:чными выходами, разработанная для двухканального модуляционного раднометра Грэхема Бюраканской астрофизической обсерватории,

Рисунок 1, библнография 1,

УДК 523.035

К вопросу о вычислении --функции Амбарцумяна. Андреасян Р. Р. Дани Э. Х. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1978 г., вып. L, стр. 114.

В работе приводится новое функциональное уравнение для функции Амбарцуз Вычисления у-функции из этого уравнения оказались эффективнее известных с бов. Результат обобщается на случай анизотропного рассеяния, т. е. приводится логичное уравнение для H^m-функции Амбарцумяна—Чандрасекара. Библиографий 5.

