

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏԳԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXXIII

Փոստախաշիկի խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԱՐՑՈՒՄՅԱՆ

Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян и
К. А. Саакян

СВЕРХАССОЦИИ В ОТДАЛЕННЫХ ГАЛАКТИКАХ

§ 1

Как хорошо известно, Большое Магелланово Облако содержит значительное количество О-ассоциаций. В своем подавляющем большинстве они как по своим размерам, так и по интегральной светимости сходны с ассоциациями нашей Галактики. Согласно исследованиям Бока и его сотрудников [1] абсолютные величины более ярких ассоциаций в БМО концентрируются около -10^m_0 и -11^m_0 .

Однако большой комплекс 30 Doradus, как по размерам, так и по светимости намного превосходит другие ассоциации. Для этого комплекса $M = -15^m_0$ и диаметр порядка 600 лс. С этим комплексом не может сравниться ни одна из известных О-ассоциаций в нашей Галактике или в ММО. Вполне возможно, что этот комплекс отличается от других ассоциаций также некоторыми качественными характеристиками. Если это так, то целесообразно рассматривать 30 Doradus как представителя некоторого специального класса объектов, родственного О-ассоциациям.

То, что в данном случае действительно имеются качественные отличия видно хотя бы из того, что 30 Doradus содержит заметное число звезд Вольфа-Райе, абсолютная величина которых порядка -7^m_0 . В противоположность этому ряд весьма богатых ассоциаций не содержит вовсе звезд Вольфа-Райе. Примером может служить богатая ассоциация Ориона в нашей Галактике.

Кроме того, звездное скопление, находящееся в центре комплекса 30 Doradus, содержит по крайней мере сотни сверхгигантов. По богатству сверхгигантами и по своим линейным размерам (около 45 пс) это скопление резко отличается от открытых скоплений в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках.

Так или иначе комплекс 30 Doradus заслуживает специального изучения. Мы назвали этот комплекс *сверхассоциацией*. Настоящая заметка посвящена вопросу о наличии сверхассоциаций в отдаленных галактиках.

Для исследования частоты встречаемости сверхассоциаций в галактиках были использованы снимки галактик, полученные на 21"-м рефлекторе Шмидта. На пластинках, полученных с помощью этого телескопа, изображения сверхассоциаций подобны изображениям звезд, если галактика находится на расстоянии, превышающем 10 миллионов пс. Это подобие соблюдается особенно точно при малых экспозициях, когда периферийные части сверхассоциаций на снимках не получают и эффективные диаметры их становятся меньше. Вместе с тем при малых экспозициях общий фон данной галактики не мешает фотометрической оценке яркости конденсации. Иными словами, в таких случаях мы имеем возможность сравнивать изображения сверхассоциаций с фокальными изображениями звезд в окружающей галактику области неба или в стандартной площадке. Если мы имеем дело с более близкими галактиками, сравнение со звездами может приводить к ошибкам, превосходящим 0^m5, так как изображения будут отличаться от звездных.

Мы приводим здесь предварительные данные, основанные на изучении 68 галактик, принадлежащих главным образом типу Sc. Наблюдаемые галактики (за исключением двух) были выбраны из каталога Шапли-Эймс случайным образом, если не считать того, что преимущество отдавалось Sc галактикам, а эллиптические галактики вовсе не рассматривались. Галактики, лучевые скорости которых неизвестны, исключались из программы наблюдений.

Для составления списка сверхассоциаций необходимо было установить нижнюю границу их абсолютной величины в фотографических лучах. Само собой разумеется, что такая граница, отделяющая сверхассоциации от обычных О-ассоциаций поневоле должна быть условной. Мы приняли в качестве нижней границы $M_{pk} = -13^m5$. Это означает, что самые слабые сверхассоциации по меньшей мере в десять раз ярче, чем многие богатые О-ассоциации*.

Однако при составлении рабочего списка следует иметь в виду, что ошибки в оценке яркости конденсаций должны оказать односторонний статистический эффект, приводя к кажущемуся увеличению числа сверхассоциаций. В самом деле, эти ошибки должны приводить к тому, что часть объектов с истинными абсолютными величинами от -13^m5 до -14^m5 будет приниматься за обычные ассоциации и в то же время некоторые объекты с истинными абсолютными величинами от -12^m5 до 13^m5 будут приниматься за сверхассоциации. Но поскольку число конденсаций в этом последнем интервале несомненно гораздо больше, чем число конденсаций в интервале от -13^m5 до -14^m5 , то число ассоциаций, принятых за сверхассоциации, будет гораздо больше, чем число сверхассоциаций, ошибочно принятых за ассоциации. Это может создать представление о большем обилии сверхассоциаций, чем это имеет место в действительности. Для того, чтобы компенсировать это явление, мы решили, что на данном этапе целесообразно оставлять в списке сверхассоциаций только те объекты, для которых получающаяся расчетная абсолютная величина $M_{pk} \leq -14^m0$.

В результате оказалось, что из 68 галактик только 12 содержат сверхассоциации. Данные об этих 12 галактиках приводятся в табл. 1.

* Здесь и в дальнейшем при определении абсолютных величин различных конденсаций в отдаленных галактиках мы принимаем шкалу расстояний Сандеджа, считая, что постоянная закона красного смещения равна $H = 75 \frac{км}{сек \cdot Мпс}$.

Таблица 1

Галактики со сверхассоциациями

NGC	Тип	N_{Ca}	M_{Ca}	$M_{\text{яг}}$	$M_{\text{я}}$
1961	Sb	3	-16.1	-21.5	-17.1
2276	Sc	3	15.0	20.7	15.9
3991	Haro	2	17.0	—	нет
3995	Sc	4	14.8	20.3	17.0
4303	Sc	4	14.4	21.6	17.1
4496	SBc	1	14.9	19.8	нет
5676	Sc	2	15.5	20.8	16.0
5678	Sc	2	15.5	20.5	16.6
6217	Sc	4	14.7	19.8	16.6
6412	Sc	1	15.5	19.4	15.7
6643	Sc	3	14.8	20.0	15.3
7448	Sc	2	16.2	20.8	16.6

В третьем столбце этой таблицы приведено количество сверхассоциаций, встречающихся в каждой из галактик, а в четвертом, пятом и шестом столбцах приводятся последовательно значения средней абсолютной величины сверхассоциаций $\bar{M}_{\text{Ca}}$, абсолютные величины галактики и ее ядра. Обращает на себя внимание то, что часто галактика содержит не одну, а несколько сверхассоциаций. Что касается средней светимости сверхассоциаций, то они несколько ниже определенных нами светимостей ядер. Вместе с тем сверхассоциации отличаются от ядер намного более голубым цветом.

Из таблицы также очевидно, что сверхассоциации особенно часто встречаются в сверхгигантских галактиках, абсолютная величина которых порядка $-20^{\text{m}}5$ и выше. Из наблюдаемых 48 галактик типов Sc и SBc десять галактик, содержащих сверхассоциации, имеют среднюю абсолютную величину $-20^{\text{m}}4$. Вместе с тем средняя абсолютная величина 37 галактик тех же типов, лишенных сверхассоциаций, равна $-19^{\text{m}}0$. Единственная галактика Sb, приведенная в таблице 1, также является системой весьма высокой светимости.

В таблице 2 даны числа N всех наблюдаемых галактик типа Sc для различных интервалов абсолютных величин. Далее приведены значения N' чисел галактик, содержащих

сверхассоциации, для тех же интервалов. Наконец, в последнем столбце таблицы приведены значения γ среднего числа сверхассоциаций, приходящихся на одну галактику данного интервала светимости.

Таблица 2

Интервал M	N	N''	γ
$M > -20.0$	28	3	0.2
$-20.5 \leq M < -20.0$	11	1	0.4
$M \leq -20.5$	8	6	2.0

Эта таблица особенно убедительно свидетельствует, что сверхассоциации встречаются почти исключительно в сверхгигантских галактиках.

По-видимому, в случае иррегулярных галактик положение несколько иное. У нас еще нет достаточно данных, однако галактика NGC 275 типа Арс, содержащая по меньшей мере пять сверхассоциаций, имеет абсолютную величину -19^m0 . Точно так же пример БМО свидетельствует о том, что в иррегулярных галактиках сверхассоциации могут встречаться даже в случаях, когда светимости этих галактик относительно невысоки.

§ 2

Мы решили дополнить полученные на основании наших снимков данные о сверхассоциациях путем поисков сверхассоциаций на изображениях некоторого количества галактик на картах Паломарского атласа.

При этом были сделаны два обзора: а) обзор 250 объектов из числа тех галактик каталога Шэпли-Эймс, для которых известны лучевые скорости и б) яркие члены скопления галактик в Большой Медведице.

При этом некоторая часть галактик была исключена из рассмотрения по причине сильной передержки их изображений на картах. Для многих других галактик передержка частично мешала выявлению сверхассоциаций, тем не менее они были включены в наш обзор.

В первом обзоре из 250 галактик типов Sb, Sc и Irr около 100 галактик было исключено из-за передержки их изображений на картах Паломарского атласа. Из оставшихся 150-ти галактик только 21 содержит сверхассоциации. Общее количество сверхассоциаций 23. Некоторые из галактик наверняка имеют по несколько сверхассоциаций. В таблице 3 приводится распределение по морфологическим типам всех рассмотренных галактик и галактик, содержащих сверхассоциации.

Таблица 3

Т и п	Общее число галактик	Число галактик, содержащих сверхассоциации
Sb—SBb	26	3
Sc—SBc	111	14
Irr	12	4

Грубо были оценены яркости найденных сверхассоциаций. Абсолютная величина самой яркой из них равна $-15^m.5$. Грубые оценки цветов найденных нами сверхассоциаций дают для показателя цвета значения от 0^m0 до 0^m6.

Для второго обзора (скопление в Большой Медведице) были рассмотрены пять пар карт Паломарского Атласа: PP $+60^\circ 11^h 44^m$; $+60^\circ 11^h 00^m$; $+54^\circ 12^h 02^m$; $+54^\circ 11^h 24^m$ и $+48^\circ 11^h 54^m$. Оказалось, что из 137 галактик, которые имеют видимые большие диаметры больше чем $1'.1$, у 13 галактик имеются сверхассоциации. Общее количество сверхассоциаций в них оказалось равным 14. В таблице 4 приводится распределение по морфологическим типам всех рассмотренных галактик, а также галактик, содержащих сверхассоциации.

Таблица 4

Т и п	Общее число галактик	Число галактик, содержащих сверхассоциации
S0	13	—
Sa—SBa	24	—
Sb—SBb	30	—
Sc—SBc	46	7
Irr	24	6

Приняв модуль расстояния скопления равным $31^m.5$, мы определили, что абсолютные величины найденных нами сверхассоциаций доходят до $-15^m.0$.

Грубые оценки цветов показывают, что для найденных сверхассоциаций они заключены в пределах от $+0^m.2$ до $-0^m.5$, иными словами, в этом отношении сверхассоциации резко отличаются от ядер галактик.

§ 3

Как известно уже из работы Шапли и Параскевопулоса [2] большая часть светимости 30 Doradus обусловлена гигантской газовой туманностью (туманность Тарантула). Однако 30 Doradus содержит сотни голубых сверхгигантов, причем наиболее богатое скопление этих сверхгигантов расположено в центре всего комплекса.

С другой стороны представляется возможным оценить нижнюю границу продолжительности жизни подобных комплексов. Дело в том, что ширина эмиссионных линий в спектре туманности позволяет считать, что скорости движения различных элементов туманности по отношению к ее центру, как правило, не превосходят 25 км/сек . Примем грубо для средней величины v скорости газов туманности 10 км/сек . Поскольку диаметр D комплекса составляет 600 пс , то для качественного изменения его состояния требуется время $t = \frac{D}{v} = 6 \cdot 10^7 \text{ лет}$. Продолжительность жизни комплекса

должна значительно превосходить эту цифру. Но даже беря за основу эту цифру, мы убеждаемся, что только за современный период развития комплекса должно было появиться порядка десяти поколений сверхгигантов, поскольку время жизни одного поколения ярких сверхгигантов меньше 10^7 лет . Таким образом, за время существования сверхассоциации 30 Doradus в ней должны были возникнуть тысячи звезд высокой светимости.

Пример ассоциации Орiona показывает, что в ассоциациях, содержащих в себе туманности, образуются также звезды низкой светимости, причем число возникающих звезд

низкой светимости (звезды типа Т Тельца, вспыхивающие звезды) может быть почти на два порядка выше. Поэтому возможно, что за время существования сверхассоциации, подобной 30 Doradus, в ней возникают сотни тысяч и более звезд. Еще в 1939 году была сделана попытка определения массы туманности 30 Doradus [3]. Полученное тогда значение $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$ нуждалось в пересмотре, главным образом вследствие введения новой шкалы расстояний. Такая переоценка была выполнена Джонсоном [4], принявшим во внимание еще ряд других факторов. Согласно Джонсону, масса 30 Doradus достигает $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Поэтому неудивительно, что с этой туманностью могут быть генетически связаны сотни тысяч звезд.

Мы оставляем в стороне вопрос, остаются ли возникшие звезды в дальнейшем в составе скоплений или рассеиваются. Точно также мы не обсуждаем дальнейшую судьбу туманности. Решение этих вопросов в значительной степени зависит от того, какая из двух точек зрения на сущность генетической связи между звездами и туманностями верна: точка зрения возникновения звезд из туманности или гипотеза о совместном образовании звезд и туманностей из других дозвездных тел.

§ 4

Для суждения о физической природе комплекса 30 Doradus имеют большое значение результаты радионаблюдений. Согласно Метюсону [5], 30 Doradus является источником сильного радиоизлучения, которое состоит из двух составляющих: тепловой и нетепловой. Нетепловое радиоизлучение исходит из более широкой области, в то время как тепловое излучение сконцентрировано в центральной части. Положение аналогично тому, что мы имеем в районе центра нашей Галактики. Однако, это не означает, что сверхассоциации по своей физической природе тождественны с ядрами галактик. Вместе с тем, этот факт говорит о принципиальном различии между ассоциациями и сверхассоциациями.

Отметим, что согласно McGee [6] нейтральный водород в БМО часто встречается в виде облаков, масса каждого из которых заключена в пределах от 10^5 до 10^7 масс Солнца. Диаметры этих облаков достигают во многих случаях 500 пс и более. По своему местоположению эти облака иногда совпадают с облаками HII и молодыми звездными ассоциациями. Таким образом, вполне возможно что некоторые из этих образований по размерам и массе сходны с 30 Doradus, хотя они не содержат столь большого количества горячих гигантов.

С другой стороны существенно, что подобные облака характерны именно для БМО. Наблюдения показывают, что в ММО мы не имеем столь больших облаков и распределение нейтрального водорода является более плавным.

Стоит более подробно остановиться на этом различии. При этом мы должны принять во внимание, что резко выраженная фрагментарная структура нейтрального водорода в БМО наблюдается одновременно с весьма интенсивным процессом звездообразования. Вместе с тем, более однородная структура межзвездного газа в ММО наблюдается при не меньшей, а несколько большей плотности газа, причем процесс звездообразования, хотя и менее интенсивный, чем в БМО, протекает уже довольно долго, свидетельством чего является большое число открытых скоплений умеренно-молодых и среднего возраста.

Посмотрим, как эта совокупность фактов может быть истолкована с точки зрения различных взглядов на эволюцию галактик.

Как известно, согласно наиболее распространенному взгляду молодые звезды возникают из диффузного вещества, которое сначала было более однородным, а затем вследствие неустойчивости разделилось на облака, из которых в дальнейшем образовались звездные ассоциации и скопления. С этой точки зрения газовая компонента в БМО прошла уже большую часть процесса фрагментации, а в настоящее время в этих фрагментах имеет место мощный процесс звездообразования. Но тогда возникает трудность с интерпретацией наблюдаемой ситуации в ММО. В самом

деле, как примирить отсутствие фрагментации с имевшим место в прошлом довольно интенсивным процессом звездообразования. Если же считать, что фрагментация не является необходимым условием для протекания процесса звездообразования, то почему в ММО, где плотность межзвездного газа выше, звездообразование идет менее интенсивно, чем в БМО.

Могут возразить, что дальнейшая разработка вопроса может привести к устранению этих трудностей. Однако рассмотрим, как рассматриваемые факты могут быть истолкованы с противоположной точки зрения, развитой в работах одного из авторов настоящей статьи. Согласно этой последней, звезды и туманности возникают в ассоциациях (а теперь мы можем прибавить и в сверхассоциациях) совместно, из дозвездных тел пока неизвестной природы. Согласно этой точки зрения, каждая из газовых туманностей (нейтральных или ионизованных) в БМО возникла вместе с соответствующей группой звезд из одного дозвездного тела. Точно так же из одного дозвездного тела возникла сверхассоциация 30 Doradus, включая и ее гигантскую туманность. Фаза развития, переживаемая БМО, характеризуется таким образом превращением (или лучше сказать распадом) относительно большого числа дозвездных тел. Получившиеся газовые массы еще не успели рассеяться в системе, из-за чего мы наблюдаем фрагментарное строение нейтрального водорода.

Иное положение в ММО, где процессы распада дозвездных тел произошли в несколько более отдаленном прошлом. Очевидно, что газовые массы здесь уже успели перемешаться. Таким образом, по крайней мере качественно, второе истолкование не вызывает никаких недоумений.

Итак следует отдать предпочтение тому взгляду, что сверхассоциация 30 Doradus, как и другие большие газовые и звездные комплексы, образовались каждое из одного дозвездного тела относительно высокой плотности. При этом нет нужды предполагать, что с самого начала это дозвездное тело непосредственно разделилось на звезды и газ. Факты, относящиеся к богатым ассоциациям в нашей Галактике заставляют думать, что звезды возникают в них неодноре-

Մենք բերում ենք աչտակ նախնական ավալները, որոնք հիմնված են 68 զալակախիաների առամաստիրաթյան վրա: Վերջինների մեծամասնությունը պատկանում է Տե տիպին: Այդ զալակախիաները (բացառությամբ 2-ի) վերցված են Շապուի—Էյբուի կատալոգից քիչ թե շատ պատահական ընտրության միջոցով, ըստ որում, առաջնություն տրվում էր Տե զալակախիաներին, իսկ Է զալակախիաները ընդհանրապես մերժվում էին: Ընտրության համար տնհրամեշտ էր համարվում, որ զալակախիան տնեհա տեսագծային հաշտի արագությամբ: Ա Ն աղյուսակի 1-ին սյունակում արվում են ալն 12 զալակախիաների NGC համարները, որոնցում գտնվել են գերաստղատիպառներ: Որպես աղբյուրներ գիտվել են միայն ալն խառնուրդները, որոնց բացարձակ մեծությունները վստահորեն ավելի պոչծառ են, քան —13^m.5: Աղյուսակի 2-րդ սյունակում բերվում են զալակախիաների տիպերը, 3-րդում՝ նրանց մեջ գտնվող գերաստղատիպառների քանակը, 4-րդում՝ այդ գերաստղատիպառների միջին բաց դեմակ մեծությունները, 5-րդում՝ զալակախիաների ինտեգրալ բաց դեմակ մեծությունները և վերջապես 6-րդում՝ համեմատման համար բերվում են զալակախիաների կոդերները բացարձակ մեծությունները, որոշված նալն լատանկարներից: Այս աղյուսակի ավալներից պարզ է, որ գերաստղատիպառները համարապես հաճախ են հանդիպում ալն գերհսկա զալակախիաներում, որոնց բացարձակ մեծությունները գերազանցում են —20^m.5:

Եթե օրինակ վերցնենք միայն Տե և ՏԵ տիպերի զալակախիաները, ապա ոտացվում է հետևյալ պատկերը, այդ տիպերին պատկանող և միննալն ժամանակ գերաստղատիպառ պարտնակող 10 զալակախիաների միջին լատանկարչական բացարձակ մեծությունը հավասար է —20^m.4, ալն ժամանակ, երբ նալն տիպերին պատկանող, բալց գերաստղատիպառ չպարտնակող 38 զալակախիաների համար միջին բացարձակ մեծությունը հավասար է —19^m.0: Աղյուսակի Ա 2-ում բերվում է լատանկարչական բացարձակ մեծությունների տարբեր միջակայքերի համար ինչպես բոլոր Տե զալակախիաների, ալնպես էլ գերաստղատիպառ պարտնակող զալակախիաների թվերը: Աղյուսակի վերջին սյունակը տալիս է լատանկարչական զալակախիալին համալող գերաստղատիպառների միջին քանակությունը: Այս աղյուսակը տալիս համալող կերպով ցույց է տալիս, որ գերաստղատիպառները համարյա բացառապես հանդիպում են գերհսկա զալակախիաներում:

Անկախորդ գտնականների գեղարվեստական, բայց և բնական, գրություններ մի փոքր տարբերվում է աշխարհային, որ գերատաղանդավորները կարող են լինել նաև ոչ շատ պարզապես սխալման հետևանքով: Օրինակ կարող է ծառայել ինքը՝ Մագելանի Մեծ Ամպը:

Նրա թիվը բնական է, համար նպատակահարմար գտնվելու օգտագործելու համար Պալմարի Առաջին քարակետները հետևյալ գտնականներում գերատաղանդավորները որոնելու համար: Նախկին Շապլի-Լյուսի 149 օբյեկտներ և Մեծ Արջի 137 տառիկ պարզապես գտնականների պատկերները: Ստացվում է, որ գտնականների շարքը 10^{10} -ը պարունակում է գերատաղանդավորները:

Ինչպես իր ժամանակ պարզվել է Շապլիի և Պալմարի պալմարի տոտոնոտիկությունից 30 Doradus-ի լուսատվության գլխավոր մասը գալիս է հսկա գիգատոնիկությունից: Առկա 30 Doradus գերատաղանդավոր պարանոթում է նաև հարյուրավոր կապույտ գերհսկա տաղանդ, բայց որոնք գերհսկաների առկայության հետևանքով լուսատվության գտնվում է գերատաղանդավոր կենտրոնում: Միևնույն ժամանակ պետք է աշխատել նաև, որ գերատաղանդավորների կյանքի տևողությունը պետք է գերազանցի սովորական տաղանդավորների կյանքի միջին տևողությունը: Եթե D-ն գերատաղանդավորի տրամագիծն է, իսկ Ս-ն նրա մեջ հանդիպող տրամագիծների միջինն է, ապա կյանքի տևողության հերթին սահմանի համար ստանում ենք $\frac{D}{\bar{S}}$ գնահատականը: Տվյալ գեղարվեստական

գտնվում է $6 \cdot 10^5$ տարի: Այն թիվը տանվալն մեկ կարգով գերազանցում է սովորական տաղանդավորների, ինչպես նաև ջերմ գերհսկաների տարիքը: Հետևաբար պետք է ենթադրել, որ 30 Doradus-ում գլխավոր գերհսկաները ներկայացնում են նրանց բաղադրիչ սերունդներից մեկը: Ըստ Երևալթին գերատաղանդավորների կյանքի ընթացքում նրա մեջ առաջանում և մարում են բաղադրող գերհսկաներ: Եթե հաշվի առնենք նաև, որ նման օբյեկտներում առաջանում են նաև T Յուլի տիպի տաղանդ, աշխարհ էլ առավել մեծ քանակներով, ապա կարելի է ենթադրել, որ նման գերատաղանդավորների կյանքի ընթացքում նրա մեջ առաջանում են հարյուր հազարավոր տաղանդ:

V. A. AMBARTSUMIAN, S. G. ISKUDARIAN, R. K. SHACHBAZIAN
and K. A. SAHAKIAN

SUPERASSOCIATIONS IN DISTANT GALAXIES

S u m m a r y

It seems useful to regard the complexes similar to 30 Doradus in LMC as a special class of objects and call them superassociations. They have integral absolute magnitudes about -15^m0 and dimensions of the order of 500 parsecs.

The frequency of occurrence of superassociations within the galaxies is being investigated at the Byurakan Observatory. On plates taken by means of the 21" Schmidt reflector the superassociations are almost starlike if the distance of the corresponding galaxy is over 10 million parsecs.

We quote here only the preliminary results of the review based in all on the study of 68 galaxies, mostly belonging to the Sc type. These galaxies (with the exception of two) have been selected from Shapley-Ames' catalogue at random if we disregard the fact that Sc galaxies were preferably observed while E type galaxies have not been observed at all.

In table 1 the NGC numbers of 12 galaxies are listed, in which superassociations have been found. Concentrations exceeding -13^m5 in absolute magnitude have been considered as superassociations. The second column of the table reproduces the types of galaxies, the third column—the numbers of superassociations in them, the fourth column—the mean absolute magnitudes of the superassociations, contained in them, the fifth—the absolute magnitudes of the galaxies and the sixth for comparison—the absolute magnitude of the nucleus of the galaxy as it is determined from the same plates. The data of this table make it clear that the superassociations are met with particularly often in supergiant galaxies of an absolute magnitude of -20^m5 and brighter. Of the observed 48 galaxies of the Sc type ten, containing superassociations, have an average absolute magnitude of -20^m4 whereas the mean absolute magnitude of Sc galaxies, deprived of superassociations is equal to -19^m0 .

In table 2 the numbers N of all the observed galaxies of the Sc type are quoted for three different intervals of absolute

magnitude together with N' the number of galaxies containing superassociations for the same intervals.

The last column deals with the average numbers of superassociations per galaxy of the given class of luminosity. Table 2 shows more convincingly that the superassociations are encountered almost exclusively in supergiant galaxies.

Apparently the picture is somewhat different in irregular galaxies. We have not as yet treated the problem in detail, but the NGC 275 Haro type galaxy, involving at least five superassociations and of an absolute magnitude $-19^m.0$, testifies to the fact that in irregular galaxies the case is different. This is also attested by the example of the Large Magellanic Cloud.

A considerable number of images of galaxies of Shapley—Ames catalogue as well as of the members of Ursa Major cluster were reviewed on Palomar Atlas prints with the purpose of finding superassociations. It was found that about ten percent of them contains the objects of this type.

As it became evident from the work Shapley and Paraskevopoulos, most of the luminosity of the 30 Doradus complex is contingent on the nebula. But 30 Doradus contains also hundreds of blue supergiant stars with the richest cluster of supergiants located in the centre of this complex. It should be pointed out, at the same time, that the lifetime of the superassociations as a whole must considerably exceed the mean lifetime of ordinary associations. It simply follows from the fact that the lower limit of the duration of life of any such complex must be D/v where D is the diameter of the complex while v indicate the mean relative velocities traced in them. Taking $D=600$ *nc* and $v=10$ *km/sec* we obtain for the lifetime a lower limit of $6 \cdot 10^7$ years. This is nearly one order of magnitude more than the age of ordinary O associations and that of hot supergiants. It must therefore be assumed that the blue supergiants observed in the superassociations represent only one of the numerous generations of these objects. Many thousands of supergiants appear, presumably, during the lifetime of the superassociations. If we take into account the fact that the T Tauri



NA-5223

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. J. Bok and P. F. Bok, M. N., 124, 435, 1962.*
2. *H. Shapley and J. S. Paraskevopoulos, Ap. J., 86, 340, 1937.*
3. *В. А. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, Москва—Ленинград, 1939.*
4. *H. M. Johnson, P.A.S.P., 71, 425, 1959.*
5. *D. S. Mathewson, Australian Symposium "The Galaxy and Magellanic Clouds", 1963.*
6. *R. X. McGee, Australian Symposium "The Galaxy and Magellanic Clouds", 1963.*
7. *G. Haro, Preprint, 1963.*

А. Т. Каллоглян

О ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ПЕРЕМЫЧЕК СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В изучении структурных особенностей перемычек спиральных галактик особую важность представляют данные об их поверхностных яркостях. Поскольку перемычки большинства галактик являются одного рода образованиями (сходство по внешнему виду, красный цвет большинства перемычек [1, 2, 3]), то можно ожидать, что средние значения поверхностных яркостей перемычек различных подтипов галактик подчиняются определенным закономерностям. В настоящей работе фотометрическим путем измерена средняя поверхностная яркость перемычек некоторых галактик и построена диаграмма зависимости видимых звездных величин галактик от угловых длин их перемычек.

§ 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В ходе проведенных нами колориметрических работ [1, 2, 3] был собран наблюдательный материал для девяти галактик с перемычкой. Наблюдения велись, в основном, методом двухэтажной кассеты на 21—21" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Снимки в фотографических лучах получались на пластинках „Кодак Оа—О“ и „Агфа астро платтен“ без светофильтра. Изображение каждой галактики было измерено на нескольких пластинках. Средняя квадратичная ошибка одного определения поверхностной яркости оказалась порядка $\pm 0^m.06$. Система фотографических звездных величин почти не отличается от международной.

В табл. 1 в первом столбце приведены номера исследованных галактик по каталогу NGC. Во втором столбце даются подтипы галактик, в третьем—для большинства галактик приведены их интегральные фотографические звездные величины по нашим измерениям. Последний столбец содержит среднефотометрические значения поверхностной яркости вдоль оси перемычек, взятых по всей длине оси, но без центральной части, где находится ядро галактики. Введена поправка за галактическое поглощение по формуле:

$$A_{pg} = 0.25 \operatorname{cosec} b \quad (1)$$

Подчеркиваем, что усреднялись поверхностные яркости, а не соответствующие звездные величины. В таблице 1, однако, приведены звездные величины, соответствующие этим поверхностным яркостям.

Таблица 1

NGC	Т и п	m_{pg}	$\frac{m_{pg}}{\square^\circ}$
672	SBc	11 ^m 63	20 ^m 92
936	SBa	11.45	21.04
1023	SBO	11.09	21.18
1073	SBc	—	20.96
3729	SB _p	—	20.61
4303	SBc	10.58	20.61
7479	SBb	12.03	20.91
7723	SBb	11.98	20.79
БМО	—	—	20.94 (21.06)
$\alpha_{1950} = 22^h 37^m 2$ $\delta_{1950} = +34^\circ 0' 9$	SB(b)	14.43	21.14

В таблицу включено также Большое Магелланово Облако, средняя поверхностная яркость перемычки которого была вычислена на основании изофот, построенных Г. Вокулёром в системе В [4]. Были использованы первые четыре изофоты, посредством которых перемычка выявляется довольно отчетливо. В скобках приводится результат усреднения, включающего и пятую изофоту. Галактическое поглощение учтено по формуле (1).

NGC 3729 является пекулярной галактикой с половинной перемычкой. Другая половина или имеет весьма низкую поверхностную яркость или же вообще отсутствует. Считая вторую возможность более вероятной, было определено среднее значение поверхностной яркости только видимой половины перемычки.

Как видно из табл. 1 средние значения поверхностных яркостей перемычек мало отличаются для разных галактик. Среднеарифметическое значение этих среднефотометрических величин равняется 20^m90 с кв. секунды дуги, с дисперсией $\pm 0^m2$. Поверхностная яркость для перемычки БМО почти точно совпадает с полученным средним значением.

Следует отметить, что градиент яркости вдоль длины перемычек является разным для разных галактик. Так, в перемычке галактики NGC 4303 распределение поверхностной яркости вдоль длины является более или менее равномерным, тогда как в перемычке NGC 1023 поверхностная яркость падает от значения 20^m5 около ядра до 24^m5 в периферийных частях. Несмотря на такие различия в градиенте яркости, среднее значение поверхностных яркостей вдоль оси перемычек является почти постоянной величиной для девяти исследованных галактик разных подтипов и для Большого Магелланова Облака.

§ 2. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ЗВЕЗДНЫМИ ВЕЛИЧИНАМИ ГАЛАКТИК И УГЛОВЫМИ ДЛИНАМИ ИХ ПЕРЕМЫЧЕК

Еще в 1926 году Хаббл изучил зависимость интегральных звездных величин галактик от их угловых диаметров [5]. Из-за скудности данных о звездных величинах галактик отдельных типов, Хаббл объединил несколько типов в одну группу. Дисперсия на диаграммах была довольно велика и для более точного определения коэффициента K в уравнении

$$m + K \lg d = C$$

он прибегал к приведению разных типов галактик к стандартному типу S0, представляющему точку перехода между

эллиптическими и спиральными галактиками. В настоящее время собран довольно обширный наблюдательный материал, и, следовательно, возможно построение аналогичных диаграмм для каждого типа галактик, в частности, для спиралей с перемычкой. При этом интересно в качестве одного из сравниваемых параметров взять угловую длину перемычки, вместо углового диаметра галактики. Угловые длины перемычек всех галактик типа SB из списка Петтита [6] и всех галактик того же типа в двух участках неба с координатами центра $\alpha = 12^h 24^m$, $\delta = +6^\circ$ и $\alpha = 12^h 24^m$, $\delta = +12^\circ$ были измерены на картах паломарского атласа. При этом исключались те галактики, изображения которых на картах передержаны и длины перемычек неопределенны. Такие галактики составляют очень незначительную часть всех рассмотренных объектов. Следует подчеркнуть, что перемычки были прослежены до тех пор, где начинаются спиральные рукава или, где имеется резкий градиент яркости.

В качестве другого параметра были использованы фотоэлектрические звездные величины галактик по Петтиту, а для галактик в двух вышеупомянутых областях—звездные величины из каталога Цвикки и сотрудников [7]. Однако звездные величины в этом каталоге систематически слабее данных Петтита. По общим в двух списках галактикам с перемычкой была определена поправка в 0^m5. В случае подкласса SB0 эта поправка близка к нулю, однако этот подкласс при вычислении поправки был исключен, так как ни одной такой галактики не оказалось в рассмотренных нами двух областях каталога [7].

На рис. 1 по оси абсцисс отложены логарифмы длин перемычек, а по оси ординат—интегральные звездные величины галактик в фотографических лучах с учетом галактического поглощения по формуле (1).

На рисунке представлены все четыре подтипа галактик от SB0 до SBc. Общее количество использованных галактик 77. Прямая линия на диаграмме соответствует уравнению

$$m_{pg} + 5 \lg d_n = 21.0 \quad (2)$$

где d_n — длина перемычки в секундах дуга, а m_{PK} — интегральная звездная величина галактики. Как видно из рисунка, знаки на диаграмме, представляющие галактики разных под-типов, хорошо группируются вокруг этой прямой.

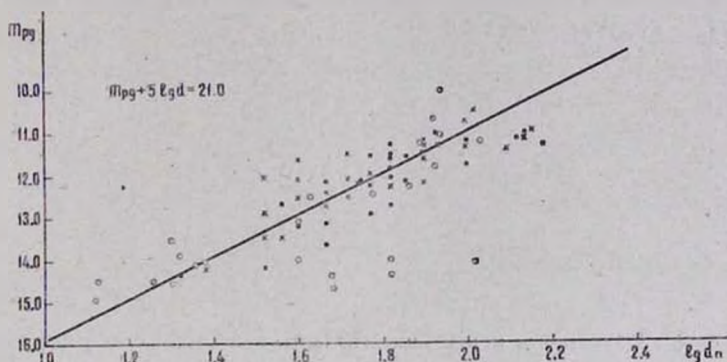


Рис. 1. Зависимость между интегральными величинами галактик и угловыми длинами их перемычек.

Քծ. 1. Կապակցությունը գալակտիկաների ինտեգրալ մեծությունների և նրանց ձողերի անկյունային երկարությունների միջև:

Необходимо подчеркнуть, что на рис. 1 отложены интегральные звездные величины галактик в целом, а не самих перемычек. На первый взгляд это искусственно увеличивает поверхностную яркость перемычек. Однако по нашим измерениям, в случае галактик, приведенных в § 1, перемычки без центральных частей в среднем на 1^m5 , т. е. в четыре раз слабее соответствующих галактик. С другой стороны, поверхность самих перемычек в среднем в четыре раза меньше, чем d_n^2 в формуле (2). Другими словами, вместо d_n^2 для общей поверхности перемычек мы должны взять $d_n \frac{d_n}{4}$, где $\frac{d_n}{4}$ есть ширина перемычек. Фактор $1/4$ был определен нами по измерениям на паломарских картах отношений ширины к длине перемычек для большого количества галактик. На рис. 2 по оси абсцисс отложены логарифмы поверхностей самих перемычек. Уравнение проведенной на диаграмме прямой, вокруг которой хорошо группируются галактик, и имеет вид:

$$m_{pg} + 2.5 \lg S_n = 19.5,$$

что подтверждает правильность определения коэффициента 4 для отношения длин к ширинам перемычек.

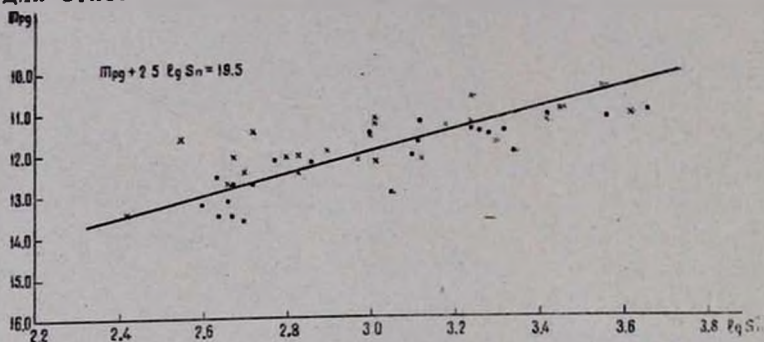


Рис. 2. Зависимость между интегральными величинами галактик и поверхностями перемычек.

ՔՁ. 2. Կապակցություն գալակտիկայի ինտեգրալ մեծությունների և ձողերի մակերեսների միջև:

Таким образом, два фактора, действующие в противоположном направлении, в среднем полностью компенсируют друг друга. По этой причине постоянная в правой части уравнения (2) в статистическом смысле определяет поверхностную яркость самих перемычек. Для галактик, расположенных на прямой (2) поверхностная яркость равняется 21^m 0 с кв. секунды дуги, т. е. на 0^m 1 слабее, чем было получено в § 1, что и следовало ожидать из-за наличия градиента яркости в направлении перпендикулярном к оси перемычки.

На рис. 1 крестиками обозначены галактики подтипов SBb и SBc, а точками — галактики SB0 и SBa. Легко видеть, что галактики первых двух подтипов увеличивают дисперсию на диаграмме. Это может быть объяснено сложным характером спиральной структуры у этих объектов, что может привести к неточному значению звездных величин некоторых перемычек, определяемых по звездным величинам соответствующих галактик. Кружки на рис. 1 соответствуют галактикам из [7], подтипы которых неизвестны. Пять галактик имеют перемычки низкой поверхностной яркости и сильно отклоняются от полученной зависимости. Эти галактики

находятся в двух просмотренных областях каталога [7], где общее количество классифицированных нами галактик с перемычкой—24. По понятной причине список Петтита страдает избирательностью в том смысле, что в него включены только галактики с яркими перемычками.

На рис. 3 приведена аналогичная диаграмма, построенная для тех же галактик, с тем однако отличием, что вместо

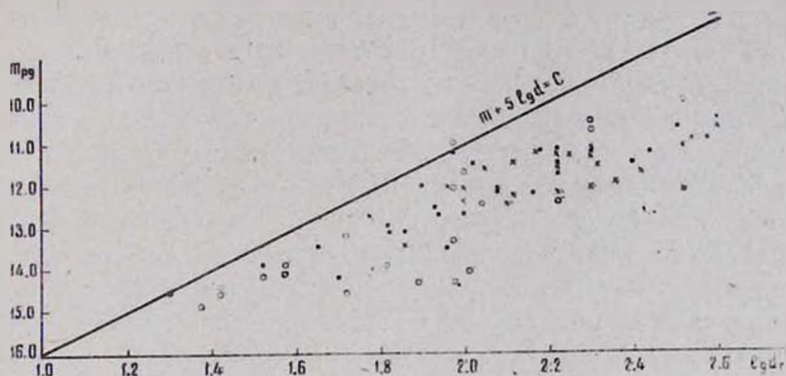


Рис. 3. Зависимость между интегральными величинами и диаметрами галактик с перемычкой.

ՓՃ. 3. Կապակցությունը ինտեգրալ զանգվածային մեծությունների և տրամագծերի միջև:

длин перемычек по оси абсцисс отложены большие диаметры соответствующих галактик, измеренных нами на паломарских картах. Все обозначения те же, что и на рис. 1. Сплошная линия на рисунке соответствует прямой постоянной яркости. Как видно, знаки на диаграмме, представляющие галактики, не группируются вокруг этой прямой, а скорее всего группируются вокруг прямой с коэффициентом при $\lg d_1$ равным 3.5. Это значит, что поверхностная яркость исследованных галактик в целом не является постоянной величиной.

Таким образом, как непосредственные фотометрические измерения, так и статистическая зависимость между m_{95} и $\lg d_1$ приводят к высокому значению и постоянству поверхностной яркости перемычек большинства спиральных галактик типа SB.

Однако обзор паломарских карт показывает, что наряду с галактиками с яркими перемычками существуют галактики, перемычки которых обладают очень низкой яркостью. Так, из 120 галактик типа SB, просмотренных нами, около 75% имеют яркую перемычку, а 25% — слабую перемычку. Это подтверждается наличием на рис. 1 пяти галактик со слабыми перемычками, составляющими свыше 20% от 24 галактик типа SB в просмотренных нами двух областях каталога [7]. По-видимому галактики со слабыми перемычками являются системами низкой светимости. Но перемычки галактик измеренных нами и использованных при построении диаграммы (m_{pg} , $lg d_n$) (кроме пяти галактик), входят по яркости в первую группу из отмеченных двух. Поэтому, полученный выше результат о постоянстве поверхностной яркости большинства перемычек относится к галактикам, перемычки которых обладают высокой яркостью и которые составляют примерно 75% от количества всех галактик типа SB. Однако очевидно, что оценка поверхностной яркости на паломарских картах является довольно грубой и полученный результат о процентном соотношении количества галактик с яркими и слабыми перемычками нуждается в проверке путем дальнейшего накопления непосредственных фотометрических данных.

Ա. Տ. ՔԱԼՈՂԷՅԱՆ

ՍՊԻՐԱԼԱԶԵՎ ԳԱԼԱԿՏՈՒԿԱՆԵՐԻ ԶՈՂԵՐԻ ՄԱԿԵՐՆՎՈՒԹԱՅԻՆ
ՊԱՅՄԱՌՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ինք ձողիկավոր գալակտիկաների ձողերի մեր կողմից կատարված լուսաչափության արդյունքները ցույց են տալիս, որ նրանց մակերևութային պայծառությունը՝ միջինացրած առանցքի երկարությամբ, $\pm 0^m.2$ դիսպերսիայով հաստատուն է և հավասար $20^m.9$ մեկ քառ. ադեղնային վրկ-ից: Մագելլանի Մեծ Ամպի ձողի միջին մակերևութային պայծառությունը՝ հաշված ըստ Վոկուլ-րրի [4] տվյալների, գրեթե համընկնում է այս արժեքի հետ:

Ստացված արդյունքը մեծ թվով ձողիկավոր գալակտիկաների պեպքում ստուգելու նպատակով կառուցվել է դիագրամ գալակտիկաների ինտեգրալ ապոգային մեծությունների և ձողերի անկյունային երկարությունների միջև (գծ. 1): Ստացված կապն արտահայտվում է (2) ձևով, որն հաստատում է ձողերի մեծ մասի միջին մակերևութային պայծառության հաստատունությունը: Հաստատունի մեծությունը $21^m 0$ մեկ քառ. ադիզնային վրկ-ից, $0^m 1$ -ով թույլ է վերահիշյալ արժեքից, ինչպես որակապես պետք էր սպասել:

Պարզվում է, սակայն, որ բացի մեր կողմից ուսումնասիրված ձողիկավոր գալակտիկաներից գոյություն ունեն նաև գալակտիկաներ թույլ կամ շատ թույլ ձողերով: Իրանք, հավանաբար, ցածր լուսատվության սխտեմներ են: Մեր կողմից հարցված քարտեզների վրա նրանք կազմում են բոլոր ձողիկավորների շուրջ $25\%_{10}$:

A. T. KALLOGHLYAN

ON THE SURFACE BRIGHTNESS OF THE BARS OF SPIRAL GALAXIES

S u m m a r y

A direct photometric measurement of nine barred spirals of all subtypes leads to the approximate constancy of surface brightness of the bars averaged along their axes. The mean value is 20.9 mag. per sq. sec. of arc. The mean surface brightness of the bar of LMC calculated from de Vaucouleurs' data [4] is equal to this value.

The relation between the total apparent magnitudes of 77 SB spirals and the angular lengths of their bars gives the same result. But in this case the value obtained for the average surface brightness of the bars as a whole is somewhat fainter than the value obtained above. The reason is the presence of luminosity gradient in the direction perpendicular to the axes of the bars.

A rough estimate of surface brightnesses of the bars of 120 galaxies on the Palomar charts indicates that the constancy of mean brightnesses of the bars refers to the 75% of all barred spirals, while the remaining 25% has much fainter bars. Apparently these deviating galaxies are of low luminosity.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Т. Կալուգյան. ДАН АрмССР, **26**, 217, 1958.
2. А. Т. Կալուգյան. Сообщения Бюраканской обсерватории, **25**, 35, 1958.
3. А. Т. Կալուգյան, ДАН АрмССР, **33**, 205, 1961.
4. G. de Vaucouleurs, A. J. **62**, 69, 1957.
5. E. Hubble, Ap. J. **84**, 321, 1926.
6. E. Pettit, Ap. J. **120**, 413, 1954.
7. F. Zwicky, E. Herzog and P. Wild. Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, vol. 1, 1960.

Б. Е. Маркарян

О ПРИРОДЕ ЦЕПОЧЕК ГАЛАКТИК

Среди малых групп галактик, также как и в скоплениях, нередко встречаются цепочки, оставляющие впечатление реальных образований. Такие объекты заслуживают серьезного внимания, ибо если они не являются случайными конфигурациями, появляющимися вследствие беспорядочных движений галактик наряду со многими другими конфигурациями разного вида, их изучение может дать ценные сведения о процессе происхождения и эволюции галактик и их систем.

Изучение давно привлекавшей наше внимание цепочки, состоящей из восьми эллиптических и линзовидных галактик (находящейся в скоплении Девы), привело к выводу, что вероятность ее случайного образования чрезвычайно мала — порядка 10^{-8} [1].

Этот результат был получен при рассмотрении возможности образования случайной цепочки из галактик, отнесенных к типам E и S0 ярче 13^m в области всего скопления Девы с диаметром в 14° .

Но, согласно исследованию Г. Вокулера [2], эллиптические и линзовидные галактики составляют отдельную подсистему в этом скоплении и проявляют тенденцию сгущения к его центру, где как раз находится цепочка. Хотя это сгущение фактически обуславливается составляющими цепочки, тем не менее для осторожности следует выяснить возможность образования случайной цепочки и в том случае, когда мы ограничиваемся рассмотрением небольшой — центральной области скопления. Расчеты показывают, что вероятность образования случайной цепочки и в этом случае

очень мала—порядка 10^{-6} . Это объясняется тем, что в окружности, описанной вокруг центра скопления с радиусом, равным двум градусам, где наблюдается большая концентрация эллиптических и линзовидных галактик, имеется всего 12 галактик указанных типов ярче 12^m и семь из них образуют цепочку.

Малая вероятность, конечно, не исключает полностью возможность случайной природы этой цепочки, но наряду с другими данными делает ее физическую природу весьма вероятной.

Если эта цепочка реальная, то она должна представлять собой линейную систему, для распада которой, при наблюдаемой у нее дисперсии скоростей, потребуется время порядка 10^8 лет, откуда следует, что возраст цепочки как образования и, следовательно, ее составляющих не может заметно превзойти 10^8 лет.

Очевидно, столь необычный вывод требует более строгого обоснования физической природы цепочки. Для этого, однако, необходимо знание точных расстояний отдельных составляющих цепочки, получение которых в настоящее время, к сожалению, не представляется возможным.

Поэтому для принципиального решения вопроса о возможности существования реальных цепочек галактик целесообразно искать и рассматривать другие ей подобные объекты, шансы для случайного образования которых также ничтожно малы.

Просмотр карт атласа Паломарской обсерватории показывает, что цепочки, состоящие из 4—5 компонентов, встречаются довольно часто, в особенности же в скоплениях. Сравнительно реже встречаются цепочки, состоящие из шести и более компонентов, расстояние между которыми не более 3—4 диаметров галактик. Именно такие цепочки, состоящие из не менее чем шести компонентов и притом расположенные либо вне скоплений, либо в бедных рассеянных скоплениях, рассматриваются в настоящей статье.

Среди подобных объектов особый интерес представляет группа галактик, расположенная в созвездии Рыб вокруг точки с координатами: $\alpha_{1950} = 1^h 4^m 6$ и $\delta_{1950} = +32^\circ 9'$, для со-

ставляющих которой имеются более или менее полные данные. Группа эта, расположенная в поле очень бедного и рассеянного скопления, отмеченного Э. Хабблом и М. Хюмасоном [3], привлекает к себе внимание благодаря тому, что ее наиболее яркие члены (являющиеся галактиками типов E и S0) образуют довольно четко выраженную цепочку, направленную почти по δ . Составляющими цепочки являются следующие галактики: NGC 379, 380, 382, 383, 384, 385 и 386, фотографические яркости которых находятся в пределах $13^m.5$ и $15^m.4$. Наиболее яркая из них—NGC 383 расположена в середине цепочки и составляет вместе с NGC 382 тесную пару.

Пять из семи составляющих цепочки ярче $14^m.5$, между тем, в окружности, описанной вокруг центральной галактики цепочки—NGC 383 с радиусом, равным $30'$, нет ни одной другой эллиптической или линзовидной галактики ярче $14^m.5$. При увеличении же радиуса этой окружности до одного градуса, встречаются только три такие галактики. А общее число галактик в этой окружности, не слабее слабейшего члена цепочки, доходит до 25, но из них только 18 можно отнести к типам E и S0, и из этих 18 галактик семь образуют рассматриваемую цепочку.

Протяженность цепочки по α и δ соответственно составляет $2'.5$ и $14'$, так что занимаемая ею область на небе не более 35 квадратных минут.

Таким образом, в области вокруг цепочки, превосходящей область, занятую цепочкой более чем в 300 раз, имеется всего 11 галактик с такими же типами и яркостями, какие имеют составляющие цепочки. Поэтому вероятность случайного образования рассматриваемой цепочки должна быть чрезвычайно мала.

В самом деле, при случайном распределении N галактик в области S , вероятность наличия n галактик внутри данной фиксированной области s , определится биномиальным законом

$$P = C_N^n p^n q^{N-n},$$

где p — вероятность случайного попадания одной галактики в фиксированную область s , равная s/S , а q — вероятность обратного события, которая будет равна $1 - s/S$.

Рассматриваемая цепочка почти прямолинейная, поэтому целесообразно в качестве фиксированной области, для которой вычисляется вероятность, выбрать наименьший, вытянутый прямоугольник, включающий в себя всю цепочку. Поскольку каждые две галактики обуславливают собой некоторый прямоугольник, то для определения вероятности случайного образования цепочки следует возможное количество случайных пар галактик (расстояние между составляющими которых не более протяженности цепочки) умножить на вероятность попадания в один из прямоугольников, содержащих в себе случайные пары, еще $n-2$ галактик.

Возможное количество случайных пар галактик определится выражением

$$M = C_N^2 \frac{\pi l^2}{S},$$

где $\frac{\pi l^2}{S}$ — вероятность того, что расстояние между составляющими случайной пары не более протяженности цепочки — l .

А вероятность попадания в один из прямоугольников, содержащих случайные пары, еще $n-2$ галактик определится выражением

$$P = C_{N-2}^{n-2} \left(\frac{s}{S}\right)^{n-2} \left(1 - \frac{s}{S}\right)^{N-n}.$$

Поэтому вероятность случайного образования цепочки с протяженностью l , состоящей из n галактик будет

$$P = \pi C_N^2 C_{N-2}^{n-2} \frac{l^2}{S} \left(\frac{s}{S}\right)^{n-2} \left(1 - \frac{s}{S}\right)^{N-n}.$$

Или, обозначая через λ отношение продольной и поперечной протяженностей цепочки и принимая во внимание, что $\frac{s}{S}$ в данном случае достаточно мало, окончательно получаем

$$P = \frac{\pi \lambda}{2} \cdot \frac{N!}{(N-n)!(n-2)!} \left(\frac{s}{S} \right)^{n-1}.$$

Входящие в эту формулу параметры для рассматриваемой цепочки имеют следующие значения

λ	N	n	s	S
			в квадратных	минутах
5.6	18	7	35	11304

Вычисленная по этим данным вероятность случайного образования цепочки оказывается порядка 10^{-8} .

Столь малая вероятность для случайного образования этой цепочки обуславливается двумя обстоятельствами: очень малыми отклонениями большого числа звеньев от одной прямой линии и бедностью поля вокруг цепочки галактиками с такими же типами и яркостями, какими обладают составляющие цепочки.

Может показаться, что полученная нами чрезвычайно малая вероятность как для этой цепочки, так и для цепочки в Деве, обуславливается тем обстоятельством, что заранее выбирается область с цепочкой, а затем подсчитывается вероятность ее случайного образования в ней.

Но расчеты показывают, что и при ином подходе, когда определяется вероятность образования случайной цепочки из всей совокупности наблюдаемых на небе эллиптических и линзовидных галактик, она оказывается настолько малой, что нельзя ожидать образования ни одной случайной цепочки, состоящей из четырех и более компонентов* среди галактик ярче 13^m , цепочки, состоящей из пяти и более компонентов среди галактик ярче 15^m и так далее. Между тем, такие цепочки наблюдаются, притом не так уж редко, чтобы можно было считать их исключениями.

Но, разумеется, нельзя без специального исследования все наблюдаемые цепочки признать физическими образованиями, в особенности же в тех случаях, когда они находятся

* Имеется в виду цепочка, расстояние между компонентами которой не более трех диаметров галактик.

в богатых скоплениях, так как шансы образования в них случайных цепочек не очень малы.

Поэтому мы считаем более целесообразным изучение индивидуальных цепочек, с определенными характеристиками в конкретных условиях.

Исследование показывает, что вероятность случайного образования цепочек, состоящих из 5—6 и более компонентов (расстояние между которыми порядка трех диаметров галактик) в общем поле галактик, так же как и в бедных рассеянных скоплениях, исключительно мала. А такие цепочки наблюдаются. Ниже, в табл. 1, в качестве примеров мы приводим координаты и некоторые другие данные для шести таких цепочек, вероятность случайного образования которых порядка того, что получена для цепочек, находящихся в созвездиях Рыб и Девы.

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1950}	Количество составляющих	Яркость	Протяженность
1	0 ^h 8 ^m 2	— 6 50'	9—10	15 ^m — 17 ^m	10'
2	2 25.9	— 2 52	6—7	16.5—18	3
3	11 47.0	— 3 15	5—6	14 — 16.5	4
4	15 58.5	+ 16 5	6—7	14.5—17	10
5	16 48.1	+ 53 30	8—9	15.5—18	5
6	16 55.0	+ 81 39	9—10	15 — 18	8

Есть еще одно важное обстоятельство, которое, наряду с указанным выше, делает физическую природу этих и подобных им цепочек почти достоверным. Дело в том, что все составляющие рассматриваемых и им подобных цепочек являются эллиптическими и линзовидными галактиками. Лишь изредка в них могут присутствовать галактики типа Sa, которые на мелкомасштабных снимках трудно отличить от галактик указанных выше типов.

Отсутствие спиральных галактик в рассматриваемых и им подобных цепочках почти полностью исключает возможность их случайной природы, так как количество спиральных галактик в общем поле и в рассеянных скоплениях не уступает количеству эллиптических и линзовидных галактик. При этом следует заметить, что рассматри-

ваемые цепочки не являются специально отобранными так, чтобы в них не присутствовали спиральные галактики. Поиски цепочек, содержащих спиральные галактики с вероятностью случайного образования не менее 10^{-6} , не увенчались успехом.

Наконец, следует отметить, что нередко встречаются и более тесные цепочки, иногда с соприкасающимися компонентами, состоящие, однако, из более слабых галактик типов E и S0. В таких случаях трудно усомниться в физической природе цепочки, если она не находится в поле богатого скопления. Примеры таких цепочек имеются в атласе взаимодействующих галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова [4]. Между прочим, одна из них — № 172 была изучена Е. М. и Г. Р. Барбиджами [5] на крупномасштабном снимке. Они находят, что только у одной из пяти составляющих этой цепочки можно заподозрить спиральную структуру, исходя из наличия в ней темной материи, а остальные четыре галактики несомненно относятся к типам E и S0.

Все вышеизложенное приводит к выводу, что *многие из наблюдаемых цепочек галактик должны быть реальными физическими образованиями*. В частности, реальная природа цепочки, находящейся в созвездии Рыб, на наш взгляд, не вызывает никакого сомнения, так как, *случайный характер этой цепочки исключается малым значением вероятности случайного образования и близостью кинематических и физических характеристик ее составляющих*.

Данные о составляющих этой цепочки, наряду с данными о двух других галактиках (первая и последняя в таблице), расположенных недалеко от цепочки, приведены в табл. 2.

Приведенные в таблице яркости и цвета взяты из [6], за исключением галактики NGC 382, яркость и цвет которой оценены нами на снимках, полученных 40" Шмидт-телескопом. При этом в яркости некоторых галактик, для которых измерения в [6] ограничены сравнительно малой диафрагмой, были введены небольшие поправки. Данные же о типах и радиальных скоростях взяты из [7].

Таблица 2

№	NGC	α_{1950}	δ_{1950}	Т и п		m _{pg}	Cl	v _r
				морф.	спектр.			
1	375	1 ^h 4 ^m 3	+32°5'	E5	G5	15 ^m 6	+1 ^m 1	6209
2	379	4.5	15	S0	G6	14.0	1.1	5572
3	380	4.5	13	E2	G5	13.9	1.1	4539
4	382	4.6	8	E0	G5	15.2	1.0	5354
5	383	4.6	9	S0	G0	13.5	1.1	5086
6	384	4.6	2	S0	G1	14.4	0.9	4599
7	385	4.7	3	E3	G5	14.3	1.1	5013
8	386	4.7	6	E3	G2	15.4	1.1	5743
9	388	5.0	3	E3	G5	15.5	0.9	5312

Как видно из приведенных в табл. 2 данных, эти галактики мало отличаются друг от друга как по цвету и типам, так и по радиальным скоростям. Дисперсия радиальных скоростей составляющих цепочки порядка ± 450 км/сек, что в два-три раза меньше дисперсии, наблюдаемой у известных скоплений галактик, физическая природа которых не вызывает никакого сомнения. Поэтому с достаточным основанием можно утверждать, что эти галактики образуют единую физическую систему.

Существование отдельных примеров несомненно реальных физических цепочек, для которых вероятность случайного образования достаточно мала, позволяет сделать предположение о том, что *цепочка подобно „трапеции“, является одной из распространенных форм возникающих малых групп галактик.* Сравнительная же их малочисленность, по-видимому, является результатом крайней неустойчивости конфигурации цепочки.

В самом деле, в проекции цепочку могут дать только линейные и компланарные системы, но возможность последней исключается маловероятностью совпадения луча зрения с плоскостью системы, а также некоторыми другими соображениями. Поэтому реальные цепочки должны обладать линейной структурой. По понятной причине линейная система не может быть устойчивым образованием, откуда следует, что реальные цепочки вообще должны быть относительно молодыми образованиями.

Цепочку можно считать полностью распавшейся, если ее поперечная протяженность превышает удвоенное среднее расстояние между ее звеньями. Время, необходимое для расширения и распада цепочки, зависит, главным образом, от дисперсии тангенциальных скоростей ее составляющих, которая вообще должна быть больше дисперсии радиальных скоростей. Но даже при указанном выше значении дисперсии радиальных скоростей, время, необходимое для распада цепочки, находящейся в созвездии Рыб, получается не более $2 \cdot 10^8$ лет. Отсюда следует относительная молодость цепочки как образования и, следовательно, составляющих ее галактик, так как цепочка не могла образоваться из ранее независимых галактик. Очевидно, реальная цепочка не может долго сохранять свою конфигурацию независимо от знака общей энергии системы. Но любопытно, что в данном случае, как и в случае цепочки в Деве [1], общая энергия системы, по-видимому, положительна, так как применение теоремы о вириале, согласно исследованию Г. Р. и Е. М. Барбиджей [8], приводит к невероятно большим значениям масс составляющих группы.

Наш основной вывод о существовании реальных цепочек галактик, представляющих собой относительно молодые физические образования, явно говорит в пользу развиваемого ныне В. А. Амбарцумяном нового представления о природе происхождения и эволюции галактик и их систем [9, 10].

Возникает вопрос: чем же отличаются эти относительно молодые галактики, входящие в состав цепочек, от остальной массы эллиптических и линзовидных галактик?

В настоящее время трудно ответить на этот вопрос, однако можно отметить одну характерную особенность галактик, входящих в состав цепочек, заключающуюся в том, что они, как правило, обладают высокими светимостями.

В самом деле, если для коэффициента Хаббла принять значение 75 км/сек на мегапарсек, то расстояние цепочки в созвездии Рыб будет порядка $7 \cdot 10^2$ парсеков. При этом расстоянии абсолютные величины составляющих цепочки окажутся в пределах -19^m и -21^m . Почти такие же свети-

мости имеют составляющие цепочки, находящейся в скоплении Девы.

Галактики с высокими светимостями встречаются и вне цепочек—в скоплениях и кратных системах. Высокими светимостями обладают также радиогалактики, подавляющее большинство которых отнесено к типам E и S0. Не представляет сомнения, что радиогалактики являются системами, находящимися в процессе бурных изменений. Многие допускают их молодость. По-видимому, эллиптические и линзовидные галактики, обладающие высокими светимостями, если не все, то в большинстве своем являются относительно молодыми образованиями. Если это соответствует действительности, то они должны отличаться по звездному составу от обычных галактик типов E и S0. А такие особенности можно выявить, пожалуй, только тонкими спектральными исследованиями.

Բ. Ե. ՄԱՐԿԱՐԻԱՆ

ԴԱՆԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ՇՂԹԱՆԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ n փ n ւ մ

Գնահատվում է գալակտիկաներից կազմված ռեալ-ֆիզիկական շղթաների գոյություն հարցը: Այս կապակցությամբ դիտարկվում են հարուստ կույտներից դուրս գտնվող մի շարք շղթաներ, որոնք կազմված են թվով վեց և ավելի գալակտիկաներից: Հաշիվները ցույց են տալիս, որ այս և նրանց նման շղթաների պատահական գոյացման հավանականությունը չափազանց փոքր է՝ 10^{-8} :

Հետազոտությունը բերում է այն եզրակացության, որ գալակտիկաների դիտվող շղթաներից շատերը պիտի լինեն ռեալ-ֆիզիկական և համեմատաբար երկտասարդ կազմություններ:

B. E. MARKARIAN

ON THE NATURE OF CHAINS OF GALAXIES

S u m m a r y

The question on the existence of the real-physical chains of galaxies is discussed. In this connection some chains of ga-

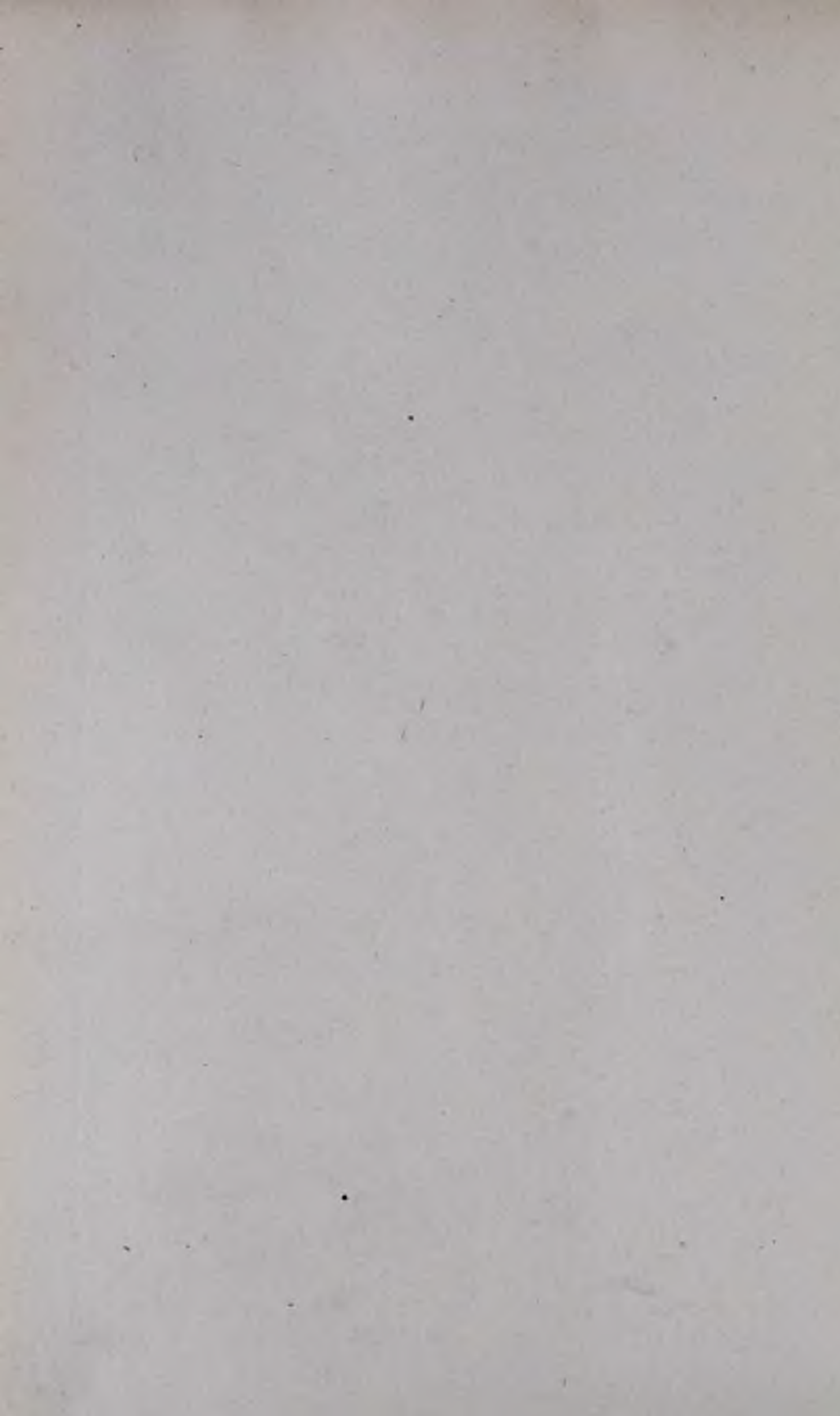
galaxies situated outside of rich clusters and consisting of not less than six galaxies, are considered.

Calculations show that the probability of chance formation of these and similar chains is extremely small being of the order of 10^{-8} .

The study permits to conclude that many of chains of galaxies are real-physical and relatively young formations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. E. Markarian, A. J., **66**, 555, 1961.
2. G. de Vaucouleurs, Ap. J. Supp. Ser., № 56, **6**, 213, 1961.
3. E. Hubble and M. Humason, Ap. J., **74**, 43, 1931.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас взаимодействующих галактик, Москва, 1959.
5. E. M. Burbidge and G. R. Burbidge, Ap. J., **131**, 742, 1960.
6. E. Pettit, Ap. J., **120**, 413, 1954.
7. M. L. Humason, N. U. Mayall and A. R. Sandage, A. J., **61**, 97, 1956.
8. G. R. Burbidge and E. M. Burbidge, P.A.S.P., **73**, 191, 1961.
9. V. A. Ambartsumian, Solvay Conference Report, Bruxelles, 1958.
10. V. A. Ambartsumian, Transactions of the IAU, XI B, 145, 1962.



Л. В. Мирзоян

О ЗАКОНЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ О—В1-ЗВЕЗД ВОКРУГ ЯДЕР О-АССОЦИАЦИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Большая парциальная плотность звезд гигантов и сверхгигантов типов О и В является характерной особенностью звездных ассоциаций [1]. Согласно теории звездных ассоциаций, развитой В. А. Амбарцумяном [2, 3], звезды, формируясь в ассоциациях, затем, вследствие распада последних, входят в общее галактическое поле. По мере удаления от порождающих ядер пространственная плотность О—В звезд постепенно убывает.

С этой точки зрения всю систему О—В звезд в Галактике следует рассматривать как совокупность группировок, возникших вокруг ядер звездных ассоциаций.

Очевидно, что распределение звезд вокруг ядер при этом должно быть, главным образом, обусловлено интенсивностью звездообразовательного процесса в период жизни этих группировок.

Целью настоящей работы является вывод закона падения парциальной плотности О—В1-звезд с расстоянием от ядер звездных ассоциаций.

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При выводе пространственного распределения О—В1-звезд в ассоциациях серьезными затруднениями являются малочисленность О—В звезд и наличие иногда нескольких ядер в отдельных ассоциациях.

С целью обхода этих затруднений в работе использован метод формального преобразования совокупности всех О—В1-звезд в одну синтетическую „ассоциацию“ [4] путем наложения подсистем вокруг ядер ассоциаций друг на друга.

Каждая звезда ассоциации была приписана к ближайшему ядру. Далее, все ядра О-ассоциаций были совмещены в одной точке. В результате все О—В1-звезды будут образовывать суммарную, одноядерную „ассоциацию“ вокруг этой точки. Ниже выводится закон распределения звездной плотности в этой синтетической „ассоциации“.

Таким образом, вместо вывода закона распределения звездной плотности вокруг отдельных ядер в работе выводится закон распределения для суперпозиции звездных ассоциаций, точнее для суперпозиции подсистем вокруг ядер, причем подсистемы имеют различные пространственные ориентации.

Однако, если имеется совокупность таких подсистем с определенным распределением звездной плотности, заключенная в некоторый объем Галактики, то при изменениях их ориентаций закон распределения расстояний в суммарной системе должен остаться неизменным. Поэтому несущественно как, при наложении одной подсистемы на другую, они ориентируются относительно друг друга.

§ 2. ПРЯМОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ

Для звезд с известными спектральными параллаксами расстояния от соответствующих ядер определяются непосредственно из треугольников звезда—ядро—наблюдатель. Разделив все звезды на группы по этим расстояниям, можно исследовать распределение чисел звезд в концентрических оболочках вокруг общего ядра.

При законе распределения звездной плотности вокруг ядер вида $d(r) \sim r^{-\alpha}$ число звезд в оболочках, ограниченных концентрическими сферами радиусов r_k и r_{k-1} , определится формулой:

$$\begin{aligned}
 N_k &= \int_{(V)} \int d(r) r^2 \sin \varphi d\varphi d\tau dr = 4\pi C \int_{r_{k-1}}^{r_k} r^{2-n} dr = \\
 &= \begin{cases} \frac{4\pi C}{3-n} (r_k^{3-n} - r_{k-1}^{3-n}), & n \neq 3 \\ 4\pi C (\ln r_k - \ln r_{k-1}), & n = 3 \end{cases} \quad (1)
 \end{aligned}$$

где C — коэффициент пропорциональности. Вычислив числа N_k и сравнив их с наблюдаемыми, можно выбрать то значение показателя n , при котором достигается наилучшее согласие между ними.

Для проверки результата можно, далее, непосредственно вычислить среднюю звездную плотность в упомянутых сферических оболочках, разделив число звезд на соответствующий объем, и затем исследовать зависимость средней плотности от расстояния до ядер.

Описанный метод был применен к совокупности звезд классов О—В0.5, с известными радиальными скоростями [5]. Распределение этих звезд по расстояниям от соответствующих ядер, то есть в „ассоциации“, образованной описанным выше методом, было заимствовано из работы автора [4], содержащей новые свидетельства в пользу представления о расширении и последующем распаде звездных ассоциаций. В основе этой работы лежали данные В. Моргана, А. Уитфорда и А. Кода [6] о 27 звездных ассоциациях и спектральных параллаксах 354 О—В0.5 звезд [7].

Сравнение наблюдаемого распределения звезд с вычисленным по (1) при различных значениях n в законе r^{-n} , а также вычисленные непосредственно средние плотности указывают на значение n между 2.5 и 3 как наилучшее приближение к наблюдениям, в среднем.

Хотя этот результат получен по материалу, охватывающему только О—В0.5-звезды с известными радиальными скоростями, однако эта неполнота материала может повлиять лишь на полученные величины звездной плотности, но не на характер ее зависимости от расстояния до ядер.

Не может существенно изменить полученный результат также принятое при вычислениях допущение о равенстве расстояний всех ядер расстоянию самой ассоциации, при наличии в ней нескольких ядер.

Тем не менее мы не приводим здесь результаты вычислений, имея в виду следующее, искажающее действительное распределение, обстоятельство. Вследствие наличия дисперсии абсолютных величин, все ассоциации, следовательно и использованные, при вычислении расстояний звезд от ядер, треугольники звезда—ядро—наблюдатель оказываются вытянутыми по лучу зрения. Это приводит к ложному увеличению размеров ассоциаций, т. е. к несколько более медленному падению звездной плотности с расстоянием от ядер, чем имеет место в действительности.

§ 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ ВОКРУГ ЯДЕР В ПРОЕКЦИИ НА НЕБЕСНУЮ СФЕРУ

Распределение звездной плотности в проекции на небесную сферу было определено для O—B0.5-звезд по описанному выше материалу и для O—B1-звезд по наблюдательному материалу, относящемуся к 744 звездам этих классов, из списка В. Хильтнера [8]. На рис. 1 представлен график распределения этого материала по спектральным классам.

Угловые расстояния звезд от ближайших ядер были вычислены по очевидной формуле:

$$\cos \varphi = \sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos (\alpha - \alpha_0),$$

где α и δ — относятся к звезде, а α_0 и δ_0 — к ядру.

Из-за различия в расстояниях ядер различных ассоциаций угловые расстояния не могут быть непосредственно использованы для поставленной цели. Поэтому было выведено распределение звезд на небесной сфере по линейным расстояниям от ядер — $R \operatorname{tg} \varphi$. По-прежнему было принято, что расстояния ядер совпадают с расстояниями соответствующих ассоциаций — R .

Распределение звезд по $\rho = R \lg \varphi$ представлено во втором (О—В1-звезды) и третьем (О—В0.5-звезды) столб-

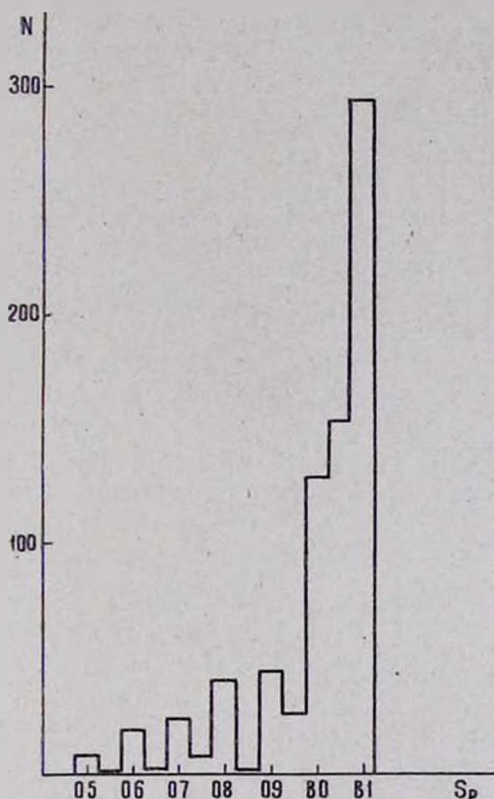


Рис. 1. Спектральное распределение использованного материала.

Табл. 1. Оценки параметров звездной ассоциации

цах таблицы 1*. Выбор неравномерных интервалов расстояний в таблице обусловлен желанием сгладить влияние случайных флуктуаций для последних, относительно бедных звездами, интервалов.

* Табл. 1 составлена Э. С. Казарин (О—В0.5-звезды) и Т. Е. Товмасыном (О—В1-звезды), которым автор, пользуясь случаем, выражает благодарность.

По данным табл. 1 затем была вычислена звездная плотность в проекции на небесную сферу для областей..

Таблица 1

ρ (кпс)	N_K	
	O—B1	O—B0.5
0—0.05	201	119
0.05—0.10	157	88
0.10—0.15	154	46
0.15—0.30	187	62
0.30—0.50	34	23
>0.50	11	16
Всего	744	354

ограниченных concentрическими окружностями с центром в ядре.

Результаты вычислений приводятся в табл. 2 (S —площадь в проекции, $a(\rho)$ —поверхностная звездная плотность).

Данные последних трех столбцов этой таблицы графически представлены на

рис. 2 в виде зависимости $\lg a(\rho)$ от $\lg \left(\frac{1}{\rho}\right)^2$ (рис. 2).

Прямые, проведенные согласно решениям для точек по способу наименьших квадратов, указывают на закон,

Таблица 2

ρ (кпс)	$S \cdot 10^3$ (кпс ²)	$a(\rho)$		$\lg a(\rho)$		$\lg \left(\frac{1}{\rho}\right)^2$
		O—B1	O—B0.5	O—B1	O—B0.5	
0—0.05	7.85	$2.56 \cdot 10^4$	$1.52 \cdot 10^4$	4.41	4.18	3.20
0.05—0.10	$2.36 \cdot 10$	$6.67 \cdot 10^3$	$3.74 \cdot 10^3$	3.82	3.57	2.25
0.10—0.15	$3.93 \cdot 10$	$3.92 \cdot 10^3$	$1.17 \cdot 10^3$	3.59	3.07	1.81
0.15—0.30	$2.12 \cdot 10^2$	$8.82 \cdot 10^2$	$2.93 \cdot 10^3$	2.95	2.47	1.29
0.30—0.50	$5.02 \cdot 10^2$	$6.78 \cdot 10$	$4.58 \cdot 10$	1.83	1.66	0.80

близкий к ρ^{-2} для распределения звездной плотности вокруг ядер на небесной сфере:

$$n = 2.02 \pm 0.20 \quad \text{для O—B1-звезд}$$

$$n = 2.08 \pm 0.12 \quad \text{для O—B0.5-звезд.}$$

Однако, как видно из рис. 2, закон ρ^{-2} справедлив лишь в среднем. Данные о звездной плотности лучше представляются дугами кривых второго порядка.

На рис. 2 представлены для сравнения также прямые, соответствующие законам ρ^{-1} и ρ^{-3} для распределения звездной плотности.

Ход изменения звездной плотности на небесной сфере с расстоянием от ядер свидетельствует о том, что с возрастанием последнего падение звездной плотности происходит все быстрее и быстрее. И если наблюдаемое распределение

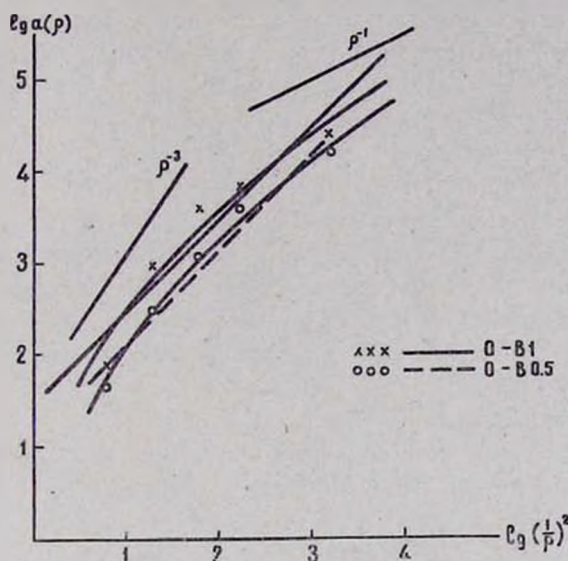


Рис. 2. Зависимость поверхностной звездной плотности от расстояния до ядра в синтетической ассоциации (в логарифмической шкале).

Նկ. 2. Մակերևութային աստղային խտության կախումը ճիշդակերպ ունեցած հեռավորությունից սինթետիկ ասոցիացիայից (լոգարիթմական սանդղակով):

звездной плотности в ближайших окрестностях ядер можно представить законом ρ^{-1} , то с ростом расстояния этот закон переходит в ρ^{-2} , а на больших расстояниях даже в ρ^{-3} .

Таким образом в законе распределения звездной плотности вида ρ^{-n} показатель n является функцией от r и изменяется в интервале значений от 1 до 3.

Следует добавить, что почти параллельность прямых и дуг, представляющих наблюдательные данные, показывает, что количество использованных звезд не сказывается на характере зависимости звездной плотности от расстояния до ядер.

§ 4. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ

Метод вывода распределения пространственной звездной плотности вокруг ядер из распределения этой плотности в проекции на небесной сфере является более точным по сравнению с прямым методом. В этом случае используются лишь значения расстояний до ассоциаций, а разности расстояний ядра и каждой звезды не используются. Это большое преимущество, так как эти разности, очевидно, определяются с большой ошибкой. Вместе с этим, этот метод, в отличие от прямого метода, представляет возможность использовать для поставленной цели также звезды, спектральные параллаксы которых неизвестны. Наконец, в этом случае сравнительно незначительны ошибки, обусловленные принятием допущения о равенстве расстояний всех ядер данной ассоциации.

Пространственную звездную плотность на расстоянии r от центра рассмотренной выше синтетической „ассоциации“ можно представить известной формулой Цейпеля:

$$d(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^R \sqrt{\rho^2 - r^2} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{da}{d\rho} \right),$$

где $a(\rho)$ — плотность в проекции на расстоянии ρ от центра, а R — радиус „ассоциации“, который принципиально может быть бесконечным.

Подставляя в эту формулу $a(\rho) \sim \rho^{-n}$ и интегрируя, получим:

$$d(r) \sim r^{-(n+1)}$$

при $R \rightarrow \infty$.

Поэтому из выведенного нами закона распределения звездной плотности вокруг ядра в проекции на небесной сфере ρ^{-2} следует, что закон распределения пространственной плотности для рассматриваемой синтетической „ассоциации“ близок к r^{-3} .

Пространственную плотность на различных расстояниях от ядра этой „ассоциации“ можно вычислить также непо-

средственно с помощью поверхностных плотностей, представленных в табл. 2.

Переход от этих плотностей к пространственным был осуществлен с помощью разработанного А. Валленквистом [9] численного метода решения интегрального уравнения Абеля для случая пяти сферических оболочек различной толщины. Полученные пространственные плотности содержатся в табл. 3.

Таблица 3

r (кпс)	$d(r)$		$\lg d(r)$		$\lg \left(\frac{1}{r} \right)^3$
	О—В1	О—В0.5	О—В1	О—В0.5	
0—0.05	$1.47 \cdot 10^4$	$8.64 \cdot 10^3$	4.17	3.94	4.81
0.05—0.10	$1.35 \cdot 10^3$	$1.16 \cdot 10^3$	3.13	3.06	3.37
0.10—0.15	$9.86 \cdot 10^2$	$2.86 \cdot 10^2$	2.99	2.46	2.71
0.15—0.30	$1.17 \cdot 10^2$	$3.56 \cdot 10$	2.07	1.55	1.93
0.30—0.50	6.39	4.32	0.81	0.64	1.19

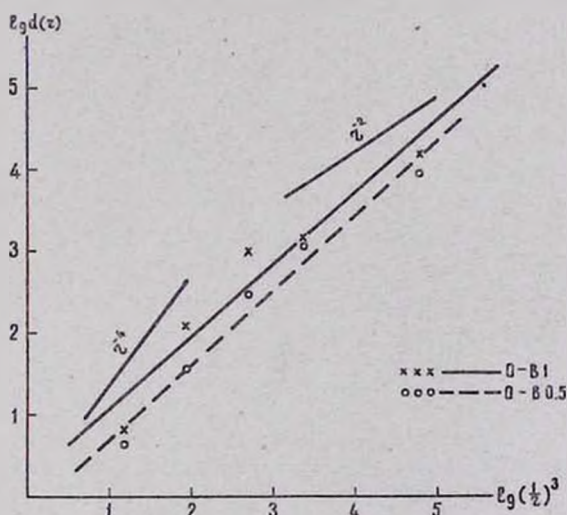


Рис. 3. Зависимость пространственной звездной плотности от расстояния до ядра в сингетической ассоциации (в логарифмической шкале).

Նկ. 3. Տարածական աստղային խտության կախումը միջուկից ունեցած հեռավորությանից սինթետիկ ասոցիացիոնում (լոգարիթմական սանդղակով):

График зависимости $\lg d$ от $\lg\left(\frac{1}{r}\right)^3$, по данным этой таблицы представленный на рис. 3, подтверждает, как и следовало ожидать, полученные выше выводы.

Наклон прямых, проведенных по решениям точек способом наименьших квадратов, указывает на средний закон, близкий к r^{-3} :

$$n = 2.64 \pm 0.14 \quad \text{для О—В1-звезд}$$

$$n = 2.73 \pm 0.06 \quad \text{для О—В0.5-звезд.}$$

И в этом случае показатель n , в действительности является функцией от r , пробегая значения от 2 в окрестностях ядра до 4, а возможно и больше, на расстоянии 0.4–0.5 кпс от ядра.

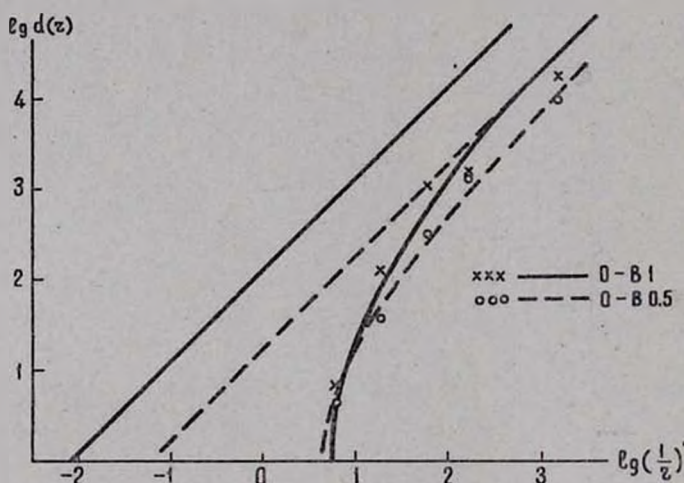


Рис. 4. „Гиперболический“ закон распределения пространственной звездной плотности в синтетической ассоциации.

Նկ. 4. Տարածական ամպային խտության բաշխման «հիպերբոլիկ» օրենքը սինթետիկ ամպաափոխակում:

Исходя из того факта, что в ближайших окрестностях ядра n стремится к 2, целесообразно наблюдаемое распределение пространственной звездной плотности вокруг него представить „гиперболическим“ законом:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2,$$

где a и b — постоянные. Выбор гиперболы сделан таким образом, чтобы ее асимптота в первом квадранте соответствовала закону распределения $d(r) \sim r^{-2}$.

На рис. 4 представлены наблюдения (табл. 3) и соответствующие дуги гипербол с асимптотами. Они проведены по решениям точек по способу наименьших квадратов и определяются уравнениями:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - 2.08)^2 - 7.88$$

и

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - 1.19)^2 - 3.26$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что показатель n в среднем законе вида r^{-n} распределения пространственной плотности О—В1-звезд вокруг ядер О-ассоциаций очень близок к 3. Однако закон r^{-3} является хорошим приближением к наблюдениям лишь в среднем. При более точном приближении к действительности распределение звездной плотности не может быть представлено единым законом r^{-n} с постоянным показателем n . Этот показатель на самом деле является возрастающей функцией расстояния от ядра— r . Иначе говоря, падение звездной плотности происходит все быстрее и быстрее с удалением от ядер. Поэтому наблюдения лучше представляются „гиперболическим“ законом: $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$, где a и b — постоянные величины.

Լ. Վ. ՄԻՐՋԱՅԱՆ

Օ—ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՇՈՒՐՋՐ Օ—ՅԼ-ԱՍՏՂԵՐԻ
ԲԱՇԽՈՒՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Բոլոր հայտնի Օ-աստղաափյուռները ձևավորվել են մի, միա-
միջոցի, սինթետիկ «աստղաափյուռի» հեղինակի կողմից նախկինում
առաջարկված մեթոդով [4]:

Որոշվել է $O-B0.5$ և $O-B1$ դասերի աստղերի խտությունն ալի «աստղասիւղում»՝ միջուկից տարրեր հեռավորությունների վրա:

Աստղերի տարածական խտության բաշխումն առաջին մոտավորությամբ ներկայացվում է $d(r) \sim r^{-3}$ օրենքով, որտեղ $d(r)$ -ն աստղային խտությունն է, իսկ r -ը հեռավորությունը միջուկից: Այդ օրենքը լավ մոտավորություն է, սակայն, միայն միջին խմատով: Ավելի ճշգրիտ մոտավորության դեպքում աստղային խտության բաշխումը չի կարող ներկայացվել հաստատուն n ցուցչով r^{-n} տեսքի օրենքով: Որոշվել է, իրականում, աճում է r -ի հետ:

Ուստի դիտարկմանն ավելի լավ են ներկայացվում $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$ «հիպերբոլիկ» օրենքով, որտեղ a -ն և b -ն հաստատուն մեծություններ են (նկ. 4):

L. V. MIRZOYAN

ON THE O-B1 STARS DISTRIBUTION LAW AROUND THE NUCLEI OF THE O-ASSOCIATIONS

S u m m a r y

All known O-associations have been transformed into a single synthetic „association“ with one nucleus by the method suggested earlier [4].

The stellar density distribution for $O-B0.5$ and $O-B1$ stars, then, has been derived for this synthetic association.

The density distribution is presented, as first approximation, by the law $d(r) \sim r^{-3}$, where $d(r)$ is the stellar density and r —the distance from the nucleus. This law is a good approximation, however, only in the average. In more precise approximation the stellar density distribution cannot be presented by one single law r^{-n} , with constant n . The exponent n , in fact, increases with the distance r .

The stellar density distribution around the nuclei of O-associations, therefore, is presented better by the „hyperbolic“ law: $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$, where a and b are constants (fig. 4).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *В. А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, Изд-во АН Армянской ССР, 1947.
2. *В. А. Амбарцумян*, Астрономический Журнал, **26**, 3, 1949.
3. *В. А. Амбарцумян*, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд в Риме, Москва, Изд-во АН СССР, 1952.
4. *Л. В. Мирзоян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **29**, 81, 1961.
5. *R. E. Wilson*, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Washington, 1953.
6. *W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code*, Ap. J., **118**, 318, 1953.
7. *Л. В. Мирзоян*, Известия АН Армянской ССР, серия физ.-мат. наук, **9**, 71, 1958.
8. *W. A. Hiltner*, Ap. J., Suppl. Series, **2**, 389, 1955.
9. *A. Wallenquist*, Uppsala Astronomiska Observatorium Meddelande, N. 127, 1960.

Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян

О ВОЗМОЖНЫХ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЯХ ВЕЩЕСТВА ПРИ ЧРЕЗВЫЧАЙНО БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ

§ 1 ВВЕДЕНИЕ

Ряд важных явлений, известных в астрофизике, указывает на то, что наряду с хорошо известным разреженным состоянием вещества во вселенной должно существовать сверхплотное состояние. В работах В. А. Амбарцумяна [1—3] на основе анализа большого числа наблюдательных фактов выдвигалась гипотеза, в которой утверждается, что в недрах некоторых космических объектов имеется особое „дозвездное вещество“, в котором давление и плотность имеют чрезвычайно большие значения. В его концепции образование звезд и туманностей происходит путем деления или распада сверхплотных объектов или путем извержений из недр этих объектов дискретных порций дозвездного вещества. После деления дозвездного тела вещество возникших новых тел приобретает обычные свойства. В связи с этим изучение свойств вещества при больших плотностях приобретает особый интерес. Следует однако отметить, что актуальность рассматриваемого здесь вопроса не обусловлена только упомянутой гипотезой. Данный вопрос имеет важное значение и для альтернативной точки зрения, согласно которой развитие материи во вселенной идет от ее разреженного состояния к плотному, т. е. в которой исходным считается состояние газа, из которого путем гравитационного сжатия образуются звезды. В этой концепции считается, что звезды после длительного периода эволюции, в течение которого исчерпываются все внутренние запасы энергии, пре-

вращаются в холодные сгустки весьма плотного вещества. Наконец, проблема сверхплотного состояния вещества может иметь и самостоятельный интерес.

Исследование свойств вещества при больших плотностях, а также равновесных сверхплотных конфигураций проводилось в работах [4—14] и других, но тем не менее, далеко нельзя считать, что в этой области уже все сделано. По-видимому потребуются еще много усилий, чтобы внести полную ясность во все вопросы. Некоторые задачи не удастся решить из-за математических трудностей (например, уравнения Эйнштейна для аксиально-симметрического распределения масс), другие из-за незавершенного состояния теории элементарных частиц. Дело в том, что некоторые узловые вопросы тесно переплетаются с теорией элементарных частиц, которая еще находится в процессе создания. Наконец, совершенно не изучены случаи, когда температура настолько высока, что вырождения нет.

Настоящая работа является продолжением и улучшением работы [6].

Основное улучшение заключается в учете возможности образования ядер в некотором слое рассматриваемой конфигурации (в некотором диапазоне плотностей). В работе же [6] принималось, что вещество состоит только из элементарных частиц и возможность образования ядер не учитывалась. Отметим соображения, которыми необходимо руководствоваться при построении конфигураций равновесия сверхплотных сильно вырожденных небесных тел и исследовании химического состава в них как функции от расстояния до центра.

В случае вырожденных сферических конфигураций прежде всего необходимо решить одно дифференциальное уравнение второго порядка или систему двух уравнений первого порядка. В последнем случае одно из уравнений представляет условие гидродинамического равновесия, а второе определяет распределение масс как функцию от расстояния до центра звезды. Для решения упомянутых дифференциальных уравнений необходимо знать уравнение состояния $p = p(\rho)$, где P — давление, а ρ — плотность энергии.

Для установления же уравнения состояния мы прежде всего должны знать „химический состав“ вещества как функцию от плотности ρ , т. е. мы должны знать какие частицы могут существовать в среде при заданной плотности. При достаточно больших плотностях весьма существенным становится и взаимодействие между частицами, поэтому для нахождения уравнения состояния необходимо также знать законы взаимодействия между частицами.

При больших плотностях в центре звезды вещество состоит из газа элементарных частиц. По мере продвижения от центра к поверхности наблюдается смена ряда фаз, т. е. изменение „химического состава вещества“. В области барионной сферы (так мы называем область звезды, где вещество состоит только из газа элементарных частиц) изменение химического состава с расстоянием от центра звезды определяется соотношением

$$[\mu_k(N) + V_k(N)] \sqrt{-g_{00}(r)} = \text{const}, \quad (1.1)$$

справедливым для каждого вида k нейтральных барионов. Здесь $N = N(r)$ — полная плотность барионов, μ_k и V_k — соответственно химический потенциал и потенциальная энергия k -го типа нейтральных барионов в среде. Оказывается удобным уравнение (1.1) записать для нейтронов. Концентрацией нейтронов $N_n(r)$ однозначно определяются концентрации всех барионов, лептонов и бозонов, которые могут существовать при заданной плотности в среде. Аналогичное соотношение для химического потенциала можно записать и для той части звезды, где вещество состоит из атомных ядер.

Наконец, на тех поверхностях $r = r_k$, где происходит смена фаз, помимо непрерывности химических потенциалов нейтральных компонент вещества необходимо потребовать также непрерывность общего давления $P(r)$ и градиента давления ∇P . Смысл этих требований становится очевидным, если учесть, что речь идет о конфигурациях, находящихся в состоянии гидродинамического равновесия.

Ниже весь физический диапазон плотностей разделяется на три условные части, а именно: область плотностей выше ядерной, область плотностей порядка ядерной и, наконец, ниже ядерной.

§ 2. НАДЯДЕРНАЯ ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ

Под областью выше ядерной мы подразумеваем совокупность значений плотности барионов N начиная с $N = 10^{39} \text{ см}^{-3}$ и выше. Наиболее важной характеристикой этой области является наличие сравнительно большого количества гиперонов в качестве стабильных компонент вещества [6].

Чтобы наглядно описать все возможности, рассмотрим воображаемую звездную конфигурацию, в центре которой плотность энергии равна бесконечности и в которой при удалении от центра плотность убывает, достигая нуля на периферии. Будем, начиная с центра такой конфигурации, мысленно продвигаться к ее поверхности и проследим за теми изменениями, которые испытывает химический состав вещества. Но для выполнения этой программы необходимо знать какие частицы могут существовать в среде, каковы наиболее важные их характеристики, такие как спин, масса, электрический, барионный и лептонный заряды, и, наконец, законы их взаимодействий.

Для всех фаз в качестве основных частиц удобно рассматривать электроны и нуклоны. В случае вполне холодных конфигураций (т. е. при температуре $T=0$) этим выбором исключается наличие в среде античастиц любого типа. В настоящей статье в качестве возможных компонент, из которых может состоять вещество, принимается все семейство барионов, а именно: протон p , нейтрон n , Λ , Σ^0 , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- гипероны; из лептонов—электрон и μ^- -мезон и, наконец, из бозонов— π^- -мезон. Стабильность барионов обеспечивается наличием в среде вырожденного газа протонов, стабильность μ^- и π^- -мезонов наличием вырожденного газа электронов. Вообще говоря, необходимо учитывать также и барионные резонансы. Но с резонансами пока не все выяснено. Не у

всех резонансов точно известно значение спина и массы. По этой причине ниже они не принимаются во внимание. Учет барионных резонансов не внесет сильных изменений в значения таких важных параметров конфигурации, какими являются масса и радиус.

В общем случае при достаточно больших плотностях в среде имеются все типы барионов. Концентрации частиц определяются следующими уравнениями [6]

$$E_b^{(+)} + E_e = E_b^{(-)} - E_e = E_b^{(0)}, \quad (2.1)$$

$$E_l^{(-)} = E_e, \quad (2.2)$$

$$\sum_b N_b = N, \quad (2.3)$$

$$\sum_b N_b^{(+)} - \sum_b N_b^{(-)} - \sum_l N_l = 0, \quad (2.4)$$

где $E_b^{(+)}$, $E_b^{(-)}$, $E_b^{(0)}$, $E_l^{(-)}$ и E_e — соответственно означают граничные энергии для положительно заряженных, отрицательных, нейтральных барионов, отрицательных лептонов и электронов. В (2.3) суммирование производится по всем видам барионов, а в последнем члене (2.4) по всем отрицательным лептонам. Первые два уравнения представляют собой условия термодинамического равновесия (соотношения между химическими потенциалами) между различными возможными компонентами вещества, последние два — законы сохранения барионного и электрического зарядов. Отдельные звездные конфигурации не являются замкнутыми для лептонов, поэтому мы не имеем права требовать сохранения лептонного заряда. Причина этого состоит в том, что нейтрино не обладает массой покоя и поэтому не удерживается в рассматриваемых нами звездах. В приведенных уравнениях не учтены π^- -мезоны. Ниже показывается, что при выбранном составе барионов в среде ни при каких значениях плотности не имеются необходимые условия для стабильности этих частиц.

Граничные энергии частиц E_k связаны с их числом в единице объема (концентрацией) N_k соотношением

$$E_k = (m_k^2 c^4 + a^2 N_k^{(s)})^{1/2}, \quad (2.5)$$

где для частиц Ферми со значением спина $h/2$ $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c$.

Рассмотрим химический состав вещества и концентрации частиц в центре конфигурации с $\rho(0) = \infty$. При $N \rightarrow \infty$ из условий (2.1) с учетом (2.5) получаем

$$N_b^{(+1)/2} + N_c^{1/2} = N_b^{(-1)/2} - N_c^{1/2} = N_b^{(0)1/2}.$$

Сравнение последних уравнений с (2.4) показывает, что при $\rho(0) = \infty$

$$N_c(0) = N_\mu(0) = 0, \quad (2.6)$$

$$N_b^+(0) = N_b^-(0) = N_b^{(0)}(0),$$

т. е. лептоны исчезают, а концентрации всех барионов одинаковы. Не следует забывать, что полученный в (2.6) результат правилен только для выбранного здесь специального состава элементарных заряженных барионов, а именно мы постулировали наличие двух положительных и двух отрицательных барионов. Чтобы лептоны сохранялись при $\rho(0) = \infty$, необходимо, чтобы число видов положительных барионов было бы больше, чем отрицательных. Однако, невозможно добиться того, чтобы при $N \rightarrow \infty$ концентрации лептонов также бесконечно росли. Такая ситуация обусловлена существованием в природе π^- -мезонов. Действительно, в этом случае граничные энергии (следовательно, концентрации) электронов и μ^- -мезонов растут до значений

$$E_e = E_\mu = m_\pi c^2, \quad (2.7)$$

после чего их рост прекращается, так как веществу в дальнейшем энергетически выгоднее находиться в π^- -мезонной фазе, нежели в лептонной. Именно такая картина была установлена в работе [6], где учитывались также первые резонансы нуклонов.

В случае других конфигураций с конечным значением плотности энергии в центре будут представлены также лептоны.

Следует отметить, что уравнения (2.1), строго говоря, верно лишь в случае, когда все виды барионов взаимодействуют между собою одинаковым образом или же образуют идеальный газ. В случае макроскопической среды, состоящей из элементарных частиц, очевидно имеет смысл говорить только об усредненной потенциальной энергии частиц, представляющей взаимодействие одной частицы со всеми остальными. Эта одночастичная потенциальная энергия зависит от плотности барионов N , от химического состава, а также от вида частиц. Если разные барионы со средой взаимодействуют по-разному, то взамен (2.1) мы имеем

$$E_b^{(+)}(N) + V_b^{(+)}(N) - E_c(N) = E_b^{(-)}(N) + V_b^{(-)}(N) + E_c(N) = E_b^{(0)}(N) + V_b^{(0)}(N), \quad (2.8)$$

где $V(N)$ с индексами — потенциальные энергии соответствующих барионов. Современное состояние теории элементарных частиц пока не в состоянии рассматривать строго данную задачу в области плотностей заметно превышающих ядерную. Поэтому для этой области плотностей мы предполагаем, что все виды барионов в среде имеют одинаковую потенциальную энергию. В ядерной области плотностей имеются определенные возможности для более корректного рассмотрения задачи о концентрациях частиц. В связи с приведенными рассуждениями важно заметить, что масса и радиус конфигураций нечувствительны к неточностям в знании относительных концентраций частиц. Эти параметры существенным образом зависят только от среднего значения массы покоя частиц, присутствующих в барионной сфере. К этому вопросу мы вернемся позже, после расчетов звездных конфигураций.

§ 3. КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ГИПЕРОННОЙ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДЫ

Проследим за теми изменениями, которые испытывает состояние вещества при продвижении от центра предельной конфигурации ($\rho(0) = \infty$) к ее наружным частям. Предельная фаза, где нет электронов, с математической точки зрения реализуется только в центре звезды, представляющей

собою геометрическую точку. С удалением от центра плотность барионов монотонно убывает, а плотность электронов растет. Закон изменения плотностей в зависимости от расстояния до центра звезды, можно найти только после решения уравнений тяготения. Но приведенные выше уравнения уже позволяют найти изменения состава при убывании числа барионов.

На некотором расстоянии $r = r_{E^0}$, где плотность барионов достигает значения $N(r_{E^0}) = 9.93 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$, исчезают E^0 -гипероны. Это значит, что на расстоянии $r = r_{E^0}$ граничная энергия этих частиц становится равной их энергии покоя. При дальнейшем удалении от центра звезды на расстояниях $r = r_{\Sigma^+}, r_{\Xi^-}, r_{\Sigma^-}, r_{\Lambda}$ и r_{Σ^-} , где плотность барионов уменьшается до значений $N(r) = 8.12 \cdot 10^{39}, 3.83 \cdot 10^{39}, 3.32 \cdot 10^{39}, 1.24 \cdot 10^{39}$ и $6.07 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ соответственно исчезают $\Sigma^+, \Xi^-, \Sigma^-, \Lambda$ и Σ^- -частицы. В некотором смысле можно сказать, что при $N(r_{\Sigma^-}) = 6.07 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ исчезают и протоны, поскольку ниже этой плотности концентрация протонов резко падает и становится намного меньше концентрации нейтронов. У порога исчезновения последнего гиперона граничная энергия электронов E_e равна 124 Mev , чему соответствует концентрация $N_e = 8.36 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. Своего максимального значения, равного приблизительно 125 Mev , граничная энергия электронов достигает чуть раньше. Затем, при дальнейшем возрастании r (т. е. уменьшении $\rho(r)$) E_e монотонно убывает. Отсюда следует, что при выбранном нами составе барионов в среде никогда не создаются необходимые условия для появления π^- -мезонов. Действительно, для стабильности этих частиц необходимо, чтобы граничная энергия электронов достигла значения $m_{\pi^-} c^2 \approx 140 \text{ Mev}$ (см. (2.7)).

Приведенные здесь пороговые значения плотностей, выше которых соответствующие частицы превращаются в стабильные, вычислены исходя из формулы (2.1), т. е. в предположении, что потенциальные энергии на поверхностях Ферми для всех видов барионов одинаковы. Здесь конечно совершаем некоторые ошибки. Согласно (2.8) эти ошибки

определяются не величинами самих потенциалов $V_b^k(E_k)$, где E_k — граничная энергия соответствующей частицы, а разностью этих потенциальных энергий для нейтральных и заряженных барионов. Вследствие этого можно ожидать, что ошибки, возникающие при определении концентраций частиц, когда мы опускаем потенциальные энергии, невелики и, очевидно, с возрастанием плотности N стремятся к нулю.

Чтобы завершить описываемую картину фазовых переходов, следует упомянуть и о μ^- -мезонах. На расстоянии $r=r_\mu$, где плотность барионов уменьшается до значения $N(r_\mu)=6.0 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ граничная энергия электронов становится равной энергии покоя μ^- -мезонов $E_e = m_\mu c^2 = 106 \text{ Мев}$. С этого места в звезде появляются μ^- -мезоны, концентрация которых определяется через концентрацию электронов по формуле (2.2).

В гиперонной сфере не имеется существенной разницы между концентрациями различных барионов, они величины одинакового порядка. Основная часть барионного газа здесь является релятивистской. Из (2.1) следует, что между концентрациями частиц, имеющих одинаковый заряд, существует простая аналитическая связь. Между концентрациями же барионов с разными электрическими зарядами столь простой аналитической зависимости нет. Итак, поскольку концентрации нейтральных барионов $N_b^{(0)}$ можно выразить через концентрацию нейтронов N_n , положительных $N_b^{(+)}$ через концентрацию протонов N_p , отрицательных $N_b^{(-)}$ — через N_{Σ^-} , а μ^- -мезонов — через электронов N_e , то останутся четыре неизвестные функции N_n , N_p , N_{Σ^-} и N_e . По-прежнему предполагая, что $|V_n(E_n) - V_k(E_k)|$ малы по сравнению с граничными энергиями частиц, для определения неизвестных концентраций получаем

$$E_p + E_e = E_n,$$

$$E_{\Sigma^-} - E_e = E_n,$$

$$\sum_b N_b = N,$$

$$\sum_b N_b^{(+)} - \sum_b N_b^{(-)} = \sum_i N_i. \quad (3.1)$$

Здесь суммарная плотность барпонов N считается заданной. Уравнения (3.1) написаны для случая достаточно больших плотностей, когда в среде существуют все частицы. Эти уравнения решаются численно. Решая систему уравнений (3.1) для различных значений N , затем построив кривые зависимости $N_k = N_k(N)$, можно определить также пороги рождения тех или иных частиц $N_0^{(k)}$.

При $N < N_0^{(k)}$ члены, соответствующие k -ой частице в последних двух уравнениях, становятся комплексными, что свидетельствует об отсутствии таких частиц и поэтому такие частицы должны быть опущены.

На рис. 1 приведена зависимость концентрации нейтронов, протонов, Σ^- -гиперонов и электронов от суммарной плотности барионов N . Ординаты кривой для электронов умножены на 10^3 .

Для концентрации остальных частиц имеем

$$N_i = N_k \left[1 - \left(\frac{B_i}{N_k} \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (3.2)$$

где

$$B_i = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{m_i c}{h} \right)^3 \left[1 - \left(\frac{m_k}{m_i} \right)^2 \right]^{3/2}.$$

Для нейтральных частиц $k = n$, а $i = \Lambda, \Sigma^0, \Xi^0$. В случае положительно заряженных частиц $k = p$, $i = \Sigma^+$, для отрицательных же барионов $k = \Sigma^-$, $i = \Xi^-$ и, наконец, для лептонов $k = e$, $i = \mu$. Приведем численные значения констант.

$$B_n = 5.240 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3},$$

$$B_\Lambda = 9.507 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Sigma^0} = 1.722 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Sigma^-} = 3.345 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Xi^-} = 7.437 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Sigma^+} = 1.710 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Постоянные B_i играют роль пороговых плотностей. Для стабильности i -той частицы, плотность соответствующей k -той частицы должна превышать значение B_i . В роли основных частиц выступают нейтрон, протон, электрон и Σ^- -гиперон.

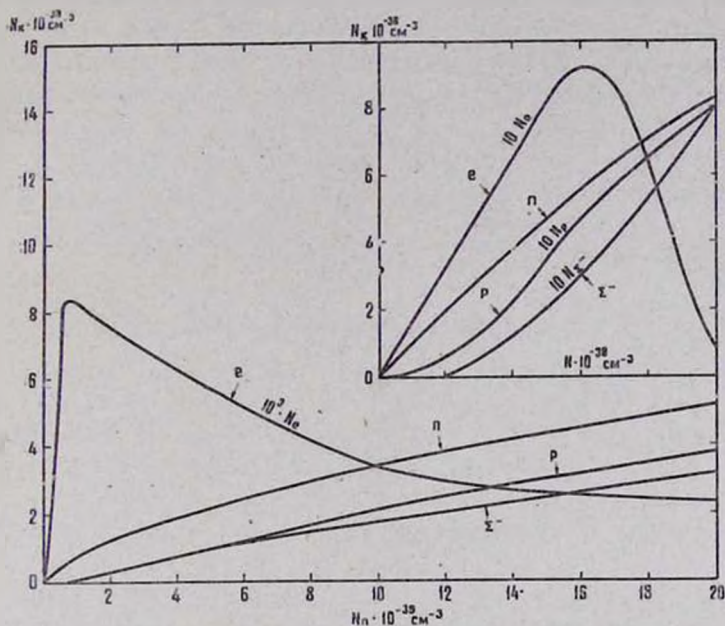


Рис. 1. Зависимость концентраций нейтронов n , протонов p , Σ^- -гиперонов и электронов e от плотности барионов. Кривые рассчитаны в предположении, что потенциальная энергия всех видов барионов одинакова. В верхнем правом углу приведены кривые для области $N < 10^{30} \text{ см}^{-3}$ с учетом реального ядерного потенциала.

Նկ. 1. Նեյտրոնների (n), պրոտոնների (p), Σ^- -հիպերոնների և էլեկտրոնների (e) կոնցենտրացիաների կախումը բարիոնների խտությունից: Կորերը հաշվված են, ենթադրելով, որ բոլոր տեսակի բարիոնների պոտենցիալ էներգիան միևնույնն է: Վերևի աջ անկյունում բերված կորերը վերաբերվում են $N < 10^{30} \text{ սմ}^{-3}$ տիրույթին (հաշվի առնելով իրականում գոյություն ունեցող միջուկային պոտենցիալը):

Итак, концентрации основных частиц как функции от N определяются ординатами кривых, изображенных на рис. 1, а концентрации остальных частиц по формуле (3.2).

Мы показали, что граничная энергия электронов (а также μ -мезонов) при приближении от поверхности гиперонной сферы предельной конфигурации к ее центру монотонно уменьшается. Это обстоятельство может вызвать сомнение относительно устойчивости конфигурации из-за того, что электроны будут перемещаться к центру звезды, чтобы выравнять уровень Ферми гравитационной потенциальной ямы. Но, на самом деле, такое перемещение невозможно, так как при незначительном смещении электронов от их равновесного положения возникают электрические силы очень большой величины, удерживающие электроны на своих местах.

§ 4. ЯДЕРНАЯ ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ

Под этой областью подразумеваем интервал значений плотностей барионов $10^{37} \lesssim N \lesssim 10^{39} \text{ см}^{-3}$. В соответствующем слое звезды вещество состоит из нейтронов, протонов, электронов, Σ^- -гиперонов, μ -мезонов, а на внешней границе области имеются также атомные ядра. Среди всех частиц численно преобладают нейтроны. Гипероны имеются лишь близ внутренней границы области. При удалении от центра позже всех других гиперонов исчезают Σ^- -частицы. В предыдущем параграфе для порога стабильности этих частиц мы привели значение $N(\Sigma^-) = 6.07 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. Однако, как для других частиц, так и для Σ^- пороги стабильности были вычислены в предположении, что одночастичные потенциальные энергии на поверхностях Ферми $V_k(E_k)$ для всех видов барионов одинаковы. В области плотностей $N > 10^{39} \text{ см}^{-3}$ нет теории, определяющей вид функций $V_k(E_k)$ и у нас не было другого выхода. Положение другое в нерелятивистской области плотностей. Здесь за последние десять лет в работах [15—17] и других, была разработана теория гипотетической ядерной материи для случая, когда числа протонов и нейтронов равны. Хотя в нашем случае в ядерной области плотностей $N_p \ll N_n$, тем не менее мы надеемся, используя эти работы, получить некоторые качественные результаты.

Так, прежде всего постараемся уточнить значение пороговой плотности для Σ^- -частиц. Из теории ядерной материи известно, что потенциальная энергия бариона зависит от его импульса

$$V_k(p) = V_k(o) + T_k(p), \quad (4.1)$$

где $V_k(o)$ — постоянная, зависящая только от N , а T_k — кинетическая энергия k -той частицы. Порог стабильности Σ^- -частиц можно получить из вышеприведенных уравнений, если в них подставить $N_{\Sigma^-} = 0$. Согласно (2.8) и (4.1) при этом концентрации других частиц определяются соотношениями

$$\begin{aligned} m_n c^2 + 2T_n + V_n(o) &= m_p c^2 + 2T_p + V_p(o) + E_c, \\ m_n c^2 + 2T_n + V_n(o) &= m_{\Sigma^-} c^2 + V_{\Sigma^-}(o) - E_c, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$p_c \left[1 + \left(1 - \frac{m_p^2 c^2}{p_c^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} = p_p,$$

$$p_n^3 + p_p^3 = (a/c)^3 N.$$

Для ядерной области плотностей (при $N_p = N_n$) для нуклонов было найдено [18, 19] $V(o) \approx -100 \text{ Mev}$. В случае Σ^- -частиц следует ожидать, что $V_{\Sigma^-}(o)$ не сильно отличается от $V(o)$. Из первого уравнения (4.2) видно, что величину $|V_n(o) - V_p(o)|$ следует сравнить с $2T_n$ или $2T_p + E_c$, во втором уравнении $|V_n(o) - V_{\Sigma^-}(o)|$ следует сравнить с $2T_n + E_c$ или $(m_{\Sigma^-} - m_n) c^2 = 258 \text{ Mev}$. При $N \gtrsim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $2T_n \approx 2T_p + E_c \gtrsim 150 \text{ Mev}$, с другой стороны разумно допустить, что $|V_n(o) - V_k(o)| \ll 100 \text{ Mev}$ для $k = p$ и Σ^- . Тогда с достаточной точностью можно пренебречь разностью потенциалов по сравнению с другими членами уравнений. В таком случае из первых трех уравнений (4.2) находим

$$p_c \left[1 + \left(1 - \frac{m_p^2 c^2}{p_c^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} = \{ m_p [(m_{\Sigma^-} - m_p) c^2 - 2cp_c] \}^{1/2} \quad (4.3)$$

Решая это уравнение, находим $cp_c = 120.9 \text{ Mev}$, $T_p = 8.1 \text{ Mev}$, $T_n = 67.9 \text{ Mev}$. В соответствии с этими числами concentra-

ции частиц у порога стабильности Σ^- -гиперона равны $N_n = 1.994 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $N_p = 8.206 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $N_e = 7.727 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. Таким образом порог рождения Σ^- -частиц на самом деле приблизительно в три раза меньше, чем это следует из приближения идеального газа. При плотности чуть ниже этого значения исчезают также μ^- -мезоны. Итак, μ^- -мезоны и Σ^- -гипероны появляются в веществе, начиная с ядерной плотности. В этом вопросе важна не только плотность барионов, но и плотность электронов, наличие которых обуславливает стабильность Σ^- -частиц. Так отсутствие гиперонов в атомных ядрах обусловлено отсутствием вырожденного электронного газа соответствующей плотности.

Вслед за исчезновением последних гиперонов следует сравнительно узкий слой звезды, где вещество состоит из нейтронов, протонов и электронов. Определим концентрации частиц в этой области плотностей. Здесь удобно пользоваться приближением эффективной массы. Для соотношения между химическими потенциалами частиц имеем

$$m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p^*} + V_p(0) + E_e = m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n(0), \quad (4.4)$$

где m_p^* и m_n^* — эффективные массы для протона и нейтрона. Электроны крайне релятивистские $E_e = cp_e$. Из условия нейтральности следует, что

$$p_p = p_e \equiv p. \quad (4.5)$$

Из этих двух уравнений находим

$$p = m_p^* c \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{2}{m_p^* c^2} \left(\frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n - V_p + m_n c^2 - m_p c^2 \right)} \right]. \quad (4.6)$$

Нетрудно убедиться, что

$$|V_n - V_p + m_n c^2 - m_p c^2| \ll p_n^2 / 2m_n^*.$$

Учитывая это значение, из (4.6) получим $p \approx p_n^2 / 2m_n^* c$, т. е.

$$N_e = N_p \approx \left(\frac{a}{2m_n^* c^2} \right)^3 \cdot N_n^2. \quad (4.7)$$

В согласии с работами [15, 18, 19] в ядерной области плотностей $m_n^*(p_n) \approx 0.6m_n$ (значение эффективной массы зависит от импульса; для нижних уровней $m_n^*(0) \approx 0.5m_n$), следовательно $(a/2m_n^*c^2)^3 \approx 1.595 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$. Для иллюстрации приведем несколько чисел. Так при $N_n = 2 \cdot 10^{38}$; 10^{38} ; $8 \cdot 10^{37}$; $6 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, отношение концентраций протонов и нейтронов соответственно равно $N_p/N_n \approx 0.032$; 0.016 ; 0.013 ; 0.010 .

Рассмотрим фазовое состояние вещества при дальнейшем понижении плотности при удалении от центра. Казалось бы, что при плотностях ниже 10^{38} см^{-3} нуклоны должны сгруппироваться в атомные ядра с различными A и Z . Действительно, в этом случае как будто плотность энергии должна быть наименьшей по сравнению с другими фазовыми состояниями. Однако, наличие вырожденного электронного газа меняет картину. Оказывается, что минимуму энергии, непрерывности давления, градиента давления и химического потенциала нейтронов удовлетворяет фаза, при которой часть вещества продолжает оставаться в виде нуклонно-электронного газа, а другая его часть конденсируется в атомные ядра. Эти ядра по своим свойствам далеко не похожи на обычные. Так, в рассматриваемых условиях отношение A/Z будет аномально большим. Далее, из-за туннельного эффекта ядра с малыми A не могут существовать в среде, спектр масс ядер обрезан снизу.

Величину отношения A/Z для самого начала новой фазы „преА“ (нейтронно-протонно-электронно-ядерной фазы) можно оценить из полуэмпирической формулы Вайцекера для энергии связи ядер [19]

$$B = -15.75 + 17.8A^{-1/4} + 0.71Z^2A^{-2/3} + \\ + 23.7 \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^2 + 34A^{-1/2} \delta, \quad (4.8)$$

где $\delta = 0$; 1 и -1 соответственно для нечетных A , четного A и нечетного Z , и четных A и Z . Последний член в слу-

чае больших A несущественен и его можно опустить. Из-за большого значения граничной энергии электронов (при $N = 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $E_e = 70 \text{ Мев}$) ядра обладают аномально большим избытком нейтронов. Однако, этот избыток имеет свою верхнюю границу. Для устойчивости ядра необходимо требовать, чтобы энергия связи была отрицательной. Согласно (4.8) это условие дает

$$(1 + 0.0075A^{1/3})x^2 - x + 0.084 < 0, \quad (4.9)$$

где $x = Z/A$. Условие (4.9) является необходимым, но не достаточным для устойчивости ядра. Критическое значение x получается приравниванием нулю левой стороны неравенства (4.9). В результате получаем $x_1 = 0.09$ (второй корень $x_2 = 0.9$ не представляет интереса), т. е.

$$(Z/A)_{\min} \approx 0.09. \quad (4.10)$$

Этот весьма ориентировочный подсчет показывает, что в начале фазы „преА“ число нейтронов в ядрах не может превышать число протонов более, чем примерно в десять раз. Следовательно, лишь небольшая доля нейтронов может идти на образование ядер при формировании новой фазы (напомним, что при $N = 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $N_n/N_p = 62$). Для поддержания термодинамического равновесия (соотношение между химическими потенциалами частиц) в свободном нейтронно-электронном газе обязательно должны присутствовать также в заметном количестве и свободные протоны. Эти качественные соображения показывают, что при переходе к фазе „преА“ только небольшая часть нуклонов идет на образование ядер. Ниже будет показано, что число нуклонов, (рассчитанных на единицу объема) входящих в ядра, равно $N_0 = \sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-3}$, где N_k — концентрация ядер.

Продолжим продвигаться к поверхности звезды. С уменьшением плотности массы (или барионов) концентрации свободных нуклонов и электронов монотонно уменьшаются, тогда как число нуклонов, содержащееся в ядрах, до некоторого расстояния остается постоянным. Консервация числа нуклонов, входящих в состав атомных ядер, следует из

требования минимума энергии при заданном полном числе барионов. Мы знаем, что полное число барионов является однозначной функцией от расстояния до центра звезды $N = N(r)$. Допустим, что переход от поверхности r к $r + \Delta r$ сопровождается уменьшением числа барионов на величину ΔN . Очевидно, на расстоянии $r + \Delta r$ минимум энергии достигается только тогда, когда это уменьшение ΔN происходит целиком за счет свободных нуклонов. Консервация концентраций ядер (точнее числа нуклонов в ядрах) продолжается до тех пор, пока из среды полностью не исчезнут все свободные барионы.

В рассматриваемых условиях свойства ядер определяются величиной граничной энергии вырожденного электронного газа. По мере уменьшения плотности барионов граничная энергия электронов уменьшается. При определенных значениях E_c (на определенных расстояниях r) ядра становятся неустойчивыми по отношению к β -распаду. Таким образом, по мере приближения к поверхности звезды отношение Z_k/A_k растет и в конце концов достигает своего нормального значения, существующего в обычных условиях. В качестве иллюстрации ниже приведем картину изменения Z с уменьшением ρ для трех ядер

$$\begin{aligned}
 (16; 3) &\xrightarrow{61.2} (16; 4) \xrightarrow{31.2} (16; 5) \xrightarrow{26.3} (16; 6) \xrightarrow{7.9} (16; 7) \xrightarrow{11.5} (16; 8); \\
 (57; 9) &\xrightarrow{61.0} (57; 10) \xrightarrow{57.3} (57; 11) \dots\dots (57; 15) \xrightarrow{38.8} (57; 16) \xrightarrow{35.1} \\
 &\rightarrow (57; 17) \dots\dots (57; 24) \xrightarrow{5.56} (57; 25) \xrightarrow{1.9} (57; 26); \\
 (240; 25) &\xrightarrow{71.2} (240; 26) \xrightarrow{67.6} (240; 27) \dots\dots (240; 55) \xrightarrow{40.7} \\
 &\rightarrow (240; 56) \xrightarrow{37.1} (240; 57) \dots\dots (240; 91) \xrightarrow{4.0} (240; 92) \xrightarrow{0.4} \\
 &\rightarrow (240; 93) \xrightarrow{2} (240; 94). \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

Здесь первое число в скобках — массовое число, а второе — число протонов в ядре; над стрелками указаны энергии ϵ_β , выделяемые при β -распаде. В присутствии вырожденного электронного газа эти переходы становятся возможными, когда $\epsilon_\beta > E_c$. Энергии β -распадов в основном вычислялись

по формуле (4.8), а также (там, где возможно) были использованы данные таблицы изотопов [20]. В случае ядер с четным массовым числом из-за члена спаривания в формуле (4.8) энергия ε_z для перехода от четного Z к нечетному заметно меньше энергии следующего перехода от нечетного Z к четному. По этой причине ядра с нечетным значением Z неустойчивы, они после рождения сразу же распадаются, тогда как ядра с четными Z после их появления в некотором интервале плотностей (до некоторого порогового значения E_c) являются стабильными.

В фазе „преА“ концентрации частиц определяются следующими соотношениями

$$\begin{aligned} m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p^*} + V_p(o) + E_e &= m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n(o), \\ N_n + N_p + \sum_k A_k N_k &= N, \\ N_p + \sum_k Z_k N_k - N_e &= 0, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где суммирование производится по всем видам ядер, которые имеются в рассматриваемых условиях. Система уравнений (4.12) является замкнутой. Действительно, $\sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$ — постоянное число (см. § 5), а согласно (4.11) $\sum_k Z_k N_k \approx (Z/A) \sum_k A_k N_k$ — известная функция от граничной энергии электронов (см. табл. 1), поэтому остаются три неизвестные функции N_n , N_p , N_e .

§ 5. ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ НИЖЕ ЯДЕРНОЙ

Перейдем к рассмотрению области плотностей ниже $5 \cdot 10^{13} \text{ гсм}^{-3}$ ($N < 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$). С возрастанием радиуса r и соответствующим уменьшением плотности барионов мы доходим до поверхности, на которой граничная энергия протонов уменьшаясь достигает значения $m_p c^2$. При этом граничная энергия электронов приблизительно равна 23 Мев .

а граничная энергия нейтронов 21.7 Mev . С этого расстояния начинается новая фаза „Аеп“, в которой вещество состоит из ядер, электронов и нейтронов. Эта фаза имеет свои интересные особенности. Здесь по тем же причинам, о которых упоминалось в предыдущем параграфе, уменьшение полного числа барионов при возрастании r происходит только за счет нейтронов. На протяжении всей фазы концентрации ядер остаются постоянными, а потому постоянной является и концентрация электронов. Для концентрации частиц имеем

$$\sum_k Z_k N_k = N_e, \quad (5.1)$$

$$\sum_k A_k N_k + N_n = N.$$

Из первого уравнения следует, что здесь не изменяются также числа N_k . Фаза „Аеп“ кончается на расстоянии r_n , где $E_n(r_n) = m_n c^2$, затем начинается электронно-ядерная фаза „Ае“. На границе раздела фаз имеет место соотношение

$$M(A, Z) c^2 + Z E_e = A m_n c^2, \quad (5.2)$$

где $M(A, Z)$ — масса ядра. Это уравнение по сути дела есть соотношение между химическими потенциалами реакции $(A, Z) + Ze \rightleftharpoons An$, где (A, Z) — означает ядро, e — электрон и n — нейтрон. В связи с наличием различных ядер априори не ясно для какого ядра следует написать уравнение (5.2). Чтобы разобраться в этом вопросе удобно идти со стороны „Ае“ фазы, т. е. со стороны меньших плотностей к большим. Тогда, очевидно, мы должны в (5.2) под M подразумевать массу того ядра, для которого E_e имеет меньшее значение. Так, для ядер с $A = 4; 16; 40; 57; 80; 197; 240$; значения E_e , удовлетворяющие уравнению (5.2) соответственно равны 14.6; 19.6; 22.6; 13.3; 23.7; 23.75 и 23.36 Mev . Отсюда казалось бы вытекает, что для граничной энергии электронов нужно брать значение $E_e = 14.6$ для атома гелия. Однако, при обсуждаемых плотностях в среде не могут существовать.

легкие ядра. Они, благодаря туннельному эффекту соединяются в тяжелые ядра. По подсчетам Зельдовича [21] H^1 превращается в He^4 при $\rho \sim 5 \cdot 10^4 \text{ г см}^{-3}$, по Салпетеру [13] He^4 превращается в C^{12} при $\rho \sim 8 \cdot 10^6 \text{ г см}^{-3}$, C^{12} в Mg^{24} при $\rho \sim 6 \cdot 10^9 \text{ г см}^{-3}$ и т. д. В случае средних и тяжелых ядер из-за большого значения масс вероятность туннельного эффекта при $N \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$ очень мала (время жизни ядер оказывается больше $5 \cdot 10^9$ лет). Таким образом, поскольку нас интересуют устойчивые состояния материи мы должны взять значение E_c , соответствующее тяжелым элементам. Из приведенных выше примеров видно, что $E_c \approx 23 \text{ Мев}$.

В „Ае“ фазе нет свободных нуклонов, поэтому дальнейшее уменьшение плотности энергии происходит благодаря уменьшению концентраций ядер. Уменьшение плотности ядер, сопровождается изменением A_k и Z_k . Вопросы зависимости A и Z от плотности рассматривались в работах Ван Албада [22] и Салпетера [13]. В начале фазы спектр ядер богат тяжелыми массами. Наиболее легкие ядра вообще отсутствуют (конечно при условии, что время жизни звезды достаточно большое), Z_k имеют аномально малые значения. При переходе к наружным слоям появляются легкие ядра, одновременно растут и Z_k . Если начертить кривые зависимости A_k/Z_k от E_c , то получаются ступенчатые кривые. Их нетрудно построить по схемам β -переходов ядер, приведенных в (4.11). Эти ступенчатые кривые A_k/Z_k несущественно зависят от спектра масс (если, конечно, при этом учесть, что по мере продвижения вглубь звезды ядра постепенно исчезают). Кривые идут узкой полосой и потому их можно аппроксимировать некоторой средней непрерывной зависимостью. В таблице 1 приведена зависимость среднего значения A_k/Z_k от граничной энергии электронов.

Из таблицы видно, что у порога рождения нейтронов, т. е. при $E_c \approx 23 \text{ Мев}$, среднее значение отношения A_k/Z_k приблизительно равно 2.8. Используем это значение $(\bar{A}/\bar{Z})$ для определения порогового значения плотности, выше которого в среде существуют свободные нейтроны. Плотность заряда равна

$$\sum_k Z_k N_k \approx \left(\frac{\bar{Z}}{\bar{A}} \right) \sum_k A_k N_k.$$

Подставляя это соотношение в первое уравнение (5.1), получаем

$$\sum_k A_k N_k = \left(\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right) \left(\frac{E_c}{a} \right)^3. \quad (5.3)$$

Отсюда находим значение пороговых плотностей

$$\begin{aligned} N_0^{(n)} &= \sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}, \\ \rho^{(n)} &\approx m_n N^{(n)} = 2.49 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3} \\ N_c &\approx 5.32 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Таблица 1

Зависимость среднего значения $(\bar{A}/\bar{Z})$ от граничной энергии электронов

E_c Mev	$\frac{A}{Z}$	E_c Mev	$\frac{A}{Z}$	E_c Mev	$\frac{A}{Z}$	E_c Mev	$\frac{A}{Z}$	E_c Mev	$\frac{A}{Z}$
2	2.05	14	2.40	26	2.90	38	3.65	50	4.60
4	2.10	16	2.48	28	3.00	40	3.75	52	4.85
6	2.15	18	2.55	30	3.12	42	3.90	54	5.10
8	2.20	20	2.65	32	3.25	44	4.05	56	5.30
10	2.30	22	2.75	34	3.35	46	4.25	58	5.60
12	2.35	24	2.80	36	3.50	48	4.40	60	5.90

Теперь можно определить также порог рождения свободных протонов. Они появляются в веществе как только граничная энергия нейтронов T_n выравнивается с граничной энергией электронов или точнее, тогда, когда

$$m_n c^2 + T_n = m_p c^2 + E_c^{(n)}, \quad (5.5)$$

где $E_c^{(n)} \approx 23 \text{ Mev}$ — пороговое значение граничной энергии электронов для стабильности нейтронов. Из (5.4) и (5.5) получаем для порога рождения свободных протонов

$$\begin{aligned} T_n^{(p)} &= 21.7 \text{ Mev}; \\ N_n^{(p)} &= 3.6 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}; \\ N_0^{(p)} &= N_0^{(n)} + N_n^{(p)} = 3.61 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}; \\ \rho^{(p)} &\approx m_n N_0^{(p)} \approx 6.06 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

§ 6. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

В электронно-ядерной фазе давление определяется электронами, а плотность энергии ядрами. Для данной фазы уравнение состояния можно записать в виде

$$\rho = (mc^2 + B) \sum_k A_k N_k + p_e \approx (mc^2 + B) \left(\frac{A}{Z} \right) N_e + p_e, \quad (6.1)$$

$$P_e = \frac{1}{3} \cdot K_e \left(\operatorname{sh} t_e - 8 \operatorname{sh} \frac{t_e}{2} + 3t_e \right); \quad K_e = -\frac{m^4 c^3}{32\pi^2 \hbar^3}, \quad (6.2)$$

где mc^2 — энергия покоя нуклона, B — энергия связи на один нуклон (B — является функцией E_e), p_e — плотность энергии электронного газа и t_e параметр, определяемый соотношением

$$t_e = 4 \operatorname{ar} \operatorname{sh} (p_e / m_e c),$$

где p_e — граничный импульс электронов. Парциальная плотность энергии электронного газа определяется формулой

$$p_e = K_e (\operatorname{sh} t_e - t_e). \quad (6.3)$$

Вклады членов, обусловленных B и p_e достаточно малы и в расчетах звездных конфигураций могут быть опущены. У порога „Аеп“ фазы $P_e = 4.88 \cdot 10^{29}$ эрг см⁻³, а отношение парциальных плотностей равно

$$\rho_e / \rho_{\text{ял}} \approx \frac{3}{4} \left(\frac{Z}{A} \right) \frac{E_e}{mc^2} = 0.0066.$$

Уравнения (6.1) и (6.2) справедливы в области плотностей $\rho < 2.3 \cdot 10^{33}$ эрг. см⁻³.

В „Аеп“ фазе уравнение состояния можно представить в виде

$$\rho = K_n (\operatorname{sh} t_n - t_n) + (mc^2 + B) \left(\frac{A}{Z} \right) N_e^{(n)} + p_e^{(n)}, \quad (6.4)$$

$$P = \frac{1}{3} K_n \left(\operatorname{sh} t_n - 8 \operatorname{sh} \frac{t_n}{2} + 3t_n \right) + \\ + \frac{1}{3} K_e \left(\operatorname{sh} t_e - 8 \operatorname{sh} \frac{t_e}{2} + 3t_e \right), \quad (6.5)$$

где первые слагаемые представляют парциальную плотность и давление нейтронного газа,

$$K_n = m_n^4 c^5 / 32 \pi^2 \hbar^3.$$

В этой фазе парциальное давление P_e и парциальная плотность энергии ρ_e электронного газа остаются постоянными, разумеется постоянна также и парциальная плотность энергии ядер ρ_A . Давление же P_n и плотность энергии ρ_n нейтронного газа быстро растут и очень скоро догоняют P_e и ρ_A . Давление нейтронов достигает давления электронов при $N_n = 5.8 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$ ($T_n = 1.5 \text{ Мев}$), а парциальная плотность энергии ρ_n достигает плотности энергии ρ_A при $N_n = 1.9 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$ ($T_n = 0.6 \text{ Мев}$). В конце фазы „Аеп“ картина такая: $P_e/P_n = 0.001$ и $\rho_A/\rho_n = 0.0042$. Из приведенных сравнений видно, что в рассматриваемой фазе основной вклад в общую плотность энергии и давление дают нейтроны. При расчетах конфигураций членами B и $\rho_e^{(n)}$ в уравнении (6.4) можно пренебречь. Уравнение (6.4) и (6.5) справедливы в области плотностей $2.3 \cdot 10^{32} \leq \rho \leq 5.45 \cdot 10^{34} \text{ эрг см}^{-3}$.

В фазе „преА“ как плотность энергии, так и давление определяются нуклонами, причем основной вклад в эти величины дают нейтроны. Мы не будем приводить уравнение состояния для этой фазы отдельно. Сразу же приведем формулы для всей барионной сферы, т. е. для области плотностей $\rho > 5.26 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ ($N > 3.15 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$).

$$\rho = K_n \sum_k \delta_k (\text{sh } t_k - t_k), \quad (6.6)$$

$$P = \frac{1}{3} K_n \sum_k \delta_k \left(\text{sh } t_k - 8 \text{sh } \frac{t_k}{2} + 3 t_k \right), \quad (6.7)$$

где $\delta_k = (m_k/m_n)^4$ и $t_k = 4 \text{ arsh } (p_k/m_k c)$. Для фаз „преА“ и „пре“ индекс $k = n$ и p ; роль ядер и электронов совершенно несущественна. Далее при продвижении к центру достаточно плотной конфигурации друг за другом появляются Σ^- , Λ , Σ^+ , Ξ^- , Σ^+ и Ξ^- -гипероны, т. е. вещество испытывает шесть разных фазовых переходов, не считая двух фазовых

переходов, связанных с появлением и исчезновением μ -мезонов. В соответствии с этим число слагаемых в уравнениях состояния (6.6) и (6.7) при появлении каждого нового вида бариона прибавляется. В общем случае, когда в среде имеются все виды барионов, уравнение состояния состоит из восьми слагаемых. В этом случае парциальная плотность энергии и парциальное давление всех барионов одинакового порядка величины.

Приведенные выше уравнения состояния относятся к случаю идеального газа. Однако, такое приближение не при всех плотностях оправдано, поэтому мы должны учитывать отклонение от идеальности и внести соответствующие изменения в уравнениях состояния. В области плотностей $\rho < 2.56 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$, т. е. в „Ае“ фазе, состояние вещества сходно с состоянием твердого тела [24]. Атомные ядра совершают нулевые колебания около фиксированных точек пространства; а электроны движутся между ними, образуя свободный почти идеальный газ. Отклонения свойств электронного газа от идеальности подробно обсуждались в работе Салпетера [13]. Оказывается, что эти поправки не велики, и уравнения состояния (6.1) и (6.2) для электронно-ядерной фазы можно считать хорошими.

Совершенно другая ситуация наблюдается в области плотностей $\rho > 10^{13} \text{ г см}^{-3}$. Здесь действуют ядерные силы, и барионный газ становится существенно неидеальным. Обсудим те изменения, которые необходимо произвести в уравнении состояния в рассматриваемой области плотностей, при этом мы будем использовать результаты работ Бракнера и других [15, 23, 25]. В [23] была рассчитана энергия нейтронного газа в области $7 \cdot 10^{35} < N < 7 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Мы воспользуемся этими результатами. При больших плотностях имеются данные для энергии связи для случая $N_n = N_p$. В нашем случае при использовании этих данных необходимо учитывать поправки, обусловленные членом симметрии, так как в рассматриваемой задаче материя в основном состоит из нейтронов. В согласии с [15] энергия симметрии, приходящаяся на одну частицу, вычислялась по формуле

$$\varepsilon_\tau = 0.897 T_n (1 - 2N_p/N)^2.$$

Эта формула для обычных ядер дает завышенный результат. Лучшее согласие с экспериментом получается, если коэффициент 0.897 заменить через 0.592. Однако, мы не сочли нужным произвести уточнение в коэффициенте, поскольку эта формула получена в предположении, что $(1 - 2N_p/N) \ll 1$, тогда как эта скобка в нашем случае мало отличается от единицы, и нам не хотелось занижать результат. После внесения соответствующих поправок на энергию связи была начерчена кривая зависимости энергии, приходящейся на один нейтрон от величины $k = (1.5\pi^2 N)^{1/3}$. Далее по этой кривой вычислялась средняя потенциальная энергия, приходящаяся на одну частицу $V(N)$. Затем $V(N)$ аппроксимировалась двумя полиномами типа $a_1 k + a_2 k^2 + a_3 k^3$.

В области $N \lesssim 1.5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ часть плотности энергии, обусловленной ядерным взаимодействием можно аппроксимировать следующей формулой

$$\rho_v(N) = NV(N) = 1.02 \cdot 10^{-18} N^{1/3} - 8.75 \cdot 10^{-31} N^{1/3} - 3.91 \cdot 10^{-44} N^2. \quad (6.8)$$

А для области $N \gtrsim 10^{38} \text{ см}^{-3}$ было получено

$$\rho_v(N) = NV(N) = 2.05 \cdot 10^{-17} N^{1/3} - 8.99 \cdot 10^{-39} N^{1/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} N^2. \quad (6.9)$$

Теперь вычислим давление, обусловленное энергией взаимодействия, $P_v = -\rho_v + N \partial \rho_v / \partial N$. Давление барионного газа, соответствующее (6.8) и (6.9), равно

$$P_v = 3.40 \cdot 10^{-19} N^{1/3} - 5.83 \cdot 10^{-31} N^{1/3} - 3.91 \cdot 10^{-44} N^2, \quad (6.10)$$

$$N \lesssim 1.5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3};$$

$$P_v = 6.82 \cdot 10^{-18} N^{1/3} - 5.99 \cdot 10^{-39} N^{1/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} N^2, \quad (6.11)$$

$$N \gtrsim 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Для получения правильного уравнения состояния при $\rho > 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ нужно к выражениям (6.4)–(6.7) для плотности энергии ρ и давления P прибавить выражения (6.8)–(6.11) для ρ_v и P_v . В области $10^{37} \lesssim N \lesssim 5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ плотность энергии мала и учет ее не имеет существенного зна-

чения. Наоборот, с начала же появления ядерных сил ρ_c и P_c больше и учет их обязателен.

В области, где имеются гипероны плотности больше, здесь важное значение приобретают релятивистские эффекты. Для такого случая теория многих частиц не разработана. Здесь, проблема затрудняется не только из-за релятивистских эффектов, но и из-за неточного знания ядерных взаимодействий гиперонов. По-видимому мы не совершим большой ошибки, если предположим, что формулы (6.9) и (6.11) применены для всех плотностей, начиная с $\rho \gtrsim 1.14 \text{ г см}^{-3}$. При этом под N следует подразумевать плотности всех барионов. Заметим, что при $N > 6 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ энергия взаимодействия ρ_c превышает плотность кинетической энергии ρ , что соответствует наличию мощных сил отталкивания на средних расстояниях $l \lesssim 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}$ между частицами. Имеется одно обстоятельство, которое помогает ориентироваться в вопросе выбора правильного уравнения состояния. Дело в том, что закон причинности накладывает определенное ограничение на выбор ρ_c . Если этот закон не нарушается при чрезвычайно больших плотностях, то из него следует, что при $\rho \rightarrow \infty$, скорость звука не должна превышать скорости света c и в случае сильных взаимодействий должно стремиться к c . Из этого требования ($v \rightarrow c$) следует, что при $N \rightarrow \infty$ давление стремится к плотности энергии $P \rightarrow \rho$ [26, 27]. Потенциальная энергия (6.9) была выбрана с учетом этого обстоятельства. Именно, чтобы при достаточно больших плотностях имело место $P \approx \rho$, в разложении $V(N)$ по степеням k мы ограничились членами k^3 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование свойств вещества при очень больших плотностях и достаточно низких температурах приводит к следующим результатам:

1. Барионы и лептоны (μ^- -мезоны), в обычных условиях являющиеся нестабильными, в вырожденном газе при плотностях выше определенного значения превращаются в

нестабильные. При этом каждая частица имеет свой порог, выше которого она является устойчивой [6]. Из нестабильных частиц первыми появляются в веществе (при $\rho \approx 3.3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$) μ^- -мезоны и Σ^- -гипероны.

2. При $\rho \lesssim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ вещество состоит из атомных ядер и почти идеального газа электронов. В этой фазе массовое число A и порядковый номер Z являются функцией от плотности. При изменении плотности от обычных значений до $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ среднее значение (A/Z) возрастает от 2 до 2.8.

3. При плотностях $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ рождаются нейтроны. В области $2.5 \cdot 10^{11} < \rho < 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ вещество состоит из нейтронов, атомных ядер и электронов. В этой фазе плотность энергии и давление в основном определяются нейтронами.

4. При $\rho \approx 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ в веществе появляются протоны. Чуть выше этой плотности распадаются атомные ядра. Таким образом при $\rho > 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ вещество состоит из барионно-лептонного газа.

В области $6.7 \cdot 10^{13} \lesssim \rho \lesssim 3.3 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ имеет место следующая картина: отношение чисел нейтронов и протонов изменяется от 157 до 21. Число электронов равно числу протонов.

5. При $\rho \gtrsim 3.3 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ вещество в основном состоит из барионов. Концентрация лептонов на несколько порядков меньше концентрации каждого из вида барионов. При нескольких больших плотностях концентрации всех видов барионов величины одинакового порядка.

6. При $\rho \gtrsim 1.5 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$ приближение идеального газа является неточным. Здесь необходимо учитывать взаимодействие между барионами. С возрастанием концентрации барионов энергия взаимодействия и давление, соответствующее этой энергии, быстро растут и уже при $N \gtrsim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ мы имеем дело с ядерной жидкостью. В этой области плотностей уравнение состояния вещества описывается формулами (6.6)–(6.11).

7. Старое представление о существовании конфигураций целиком, или почти целиком, состоящих из нейтронов

должно быть пересмотрено, так как преобладание нейтронов имеет место лишь в сравнительно узком интервале плотностей, соответствующей фазе „Аеп“.

Авторы признательны В. А. Амбарцумяну за многочисленные плодотворные обсуждения и ряд ценных замечаний. Мы благодарны также Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Киржницу за обсуждение некоторых вопросов, затронутых в работе.

Ереванский государственный университет
Физико-техническая лаборатория
АН АрмССР

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ ԵՎ ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

ԴԵՐԽԻՏ ՆՅՈՒԹԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ՖԱԶԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է նյութի գերիխիտ վիճակը բացարձակ զրոյի դեպքում: Նյութի որպես հնարավոր բաղադրիչներ ընդունված են լեպտոնները և բարիոնները (ռեզոնանսային մասնիկները հաշվի չեն առնված): Ցույց է տրված, որ հիպերոնները և μ^- -մեզոնները, որոնք սովորական պայմաններում անկայուն են, որոշակի խտություններից բարձր խտությունների դեպքում դառնում են կայուն:

Միջուկայինից բարձր խտությունների դեպքում, նյութը հիմնականում բաղկացած է բարիոններից, որոնց կոնցենտրացիաները միևնույն կարգի մեծություններ են: Կան նաև լեպտոններ (էլեկտրոններ և μ^- -մեզոններ), սակայն նրանց կոնցենտրացիաները N_l մի քանի կարգով փոքր են բարիոնների կոնցենտրացիաներից: Երբ մասսայի խտությունը՝ ρ ձգտում է անվերջության, $N_l \rightarrow 0$: Սակայն, ρ -ի փոքրացմանը զուգընթաց բարիոնների կոնցենտրացիաները նվազում են և խտության $\rho = 6.85 \cdot 10^{16}$, $4.70 \cdot 10^{16}$, $1.27 \cdot 10^{16}$, $1.01 \cdot 10^{16}$, $2.63 \cdot 10^{15}$ և $3.31 \cdot 10^{14}$ գ·սմ⁻³ արժեքների դեպքում, համապատասխանաբար անհետանում են Ξ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Σ^0 , Λ և Σ^- հիպերոնները: Դրա հետ մեկտեղ, էլեկտրոնների կոնցենտրացիան N_e մեծանում է և $\rho = 2.70 \cdot 10^{16}$ գ·սմ⁻³-ի դեպքում միջավայրում հանդես են գալիս μ^- -մեզոններ: N_e -ի աճը շարունակվում է մինչև վերջին հիպերոնի անհետանալը: Դրանից մի քիչ

հետո N_e -ն սկսում է նվազել, որի հետևանքով շտաոյով անհետանում են նաև μ -մեղոնները: Այսպիսով μ -մեղոնները հանդիսանում են կայուն մասնիկներ $3.31 \cdot 10^{11} < p < 2.70 \cdot 10^{10}$ գ·սմ⁻³ խտությունների տիրույթում: μ -մեղոնների անհետանալուց հետո միջազվարում մնում են նեյտրոնները, պրոտոնները և էլեկտրոնները: Այստեղ նեյտրոնների կոնցենտրացիան մոտավորապես երկու կարգով մեծ է պրոտոնների կոնցենտրացիայից:

Միջուկայինից ցածր խտությունների զեպքում նուկլոնների մի մասը միանում են իրար հետ և կազմում ատոմային միջուկներ, իսկ մնացած մասը մնում է որպես ազատ նուկլոնային դադ: Նոր միուլի սկզբում միջուկները իրենց հատկություններով խիստ տարբերվում են սովորական ատոմային միջուկներից՝ նրանց ատոմական կշիռը կարող է ունենալ մի քանի հազարի հասնող արժեքներ, իսկ ատոմական կշռի և կարգավիժի հարաբերությունը մոտավորապես հավասար է 7-ի:

Երբ խտությունը դառնում է հավասար $6 \cdot 10^{13}$ գր·սմ⁻³ անհետանում են պրոտոնները՝ դոլանում է նեյտրոնա-էլեկտրոնամիջուկային փուլը: Այստեղ միջուկների և էլեկտրոնների կոնցենտրացիաները, ինչպես նաև միջուկների հատկությունները կախված չեն ρ -ից: Խտության նվազումը սեղի է ունենում միայն ρ հաշիվ նեյտրոնների: $\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$ գ·սմ⁻³-ի զեպքում մեռնում են նաև նեյտրոնները՝ սկսվում է էլեկտրոնա-միջուկային փուլը: Այս փուլի սկզբում ատոմական համարի և կտրագծի հարաբերությունը հավասար է 2,8-ի: Խտության հետագա նվազման հետ, այդ հարաբերությունը, ինչպես նաև ատոմական կշիռը նվազում են և ձգտում են իրենց սովորական արժեքներին:

$\rho \geq 1.5 \cdot 10^{13}$ գ·սմ⁻³ խտությունների զեպքում, բարիոնային դադի հատկությունները տարբերվում են իդեալականից: Այս տիրույթի համար ստացված է համապատասխան վիճակի հավասարում:

Այսպիսով այն պատկերացումը, թե գոյություն ունեն ատոմային կոնֆիգուրացիաներ, որոնք ամբողջապես, կամ համարյա ամբողջապես բաղկացած են նեյտրոններից, պետք է վերանայել, քանի որ նեյտրոնների գերակշռությունը գոյություն ունի միայն սղադի համեմատաբար նեղ շերտում:

G. S. SAHAKIAN and Yu. L. VARTANIAN

ON THE STATE OF MATTER AT EXTREMELY
HIGH DENSITIES

S u m m a r y

The present paper deals with the state of matter at extremely high densities and at the temperature of absolute zero. The whole family of barions and leptons (with no consideration of the resonances) are regarded as possible components of matter. Hyperons and μ^- -mesons, unstable in normal conditions, are shown to turn into stable in densities exceeding a certain value.

At densities above the nuclear, matter consists mainly of barions, the concentrations of different species of barions being of the same order of magnitude. It also includes electrons, the concentrations of which are, however, of some orders of magnitude less than those of each of the barion types. But if the density tends to infinity $N_e \rightarrow 0$. When the density decreases, the concentration of barions reduces and at certain distances where the density of the barions attains the value of $\rho(r) = 1.65 \cdot 10^{16}$, $1.35 \cdot 10^{16}$, $6.4 \cdot 10^{15}$, $5.54 \cdot 10^{15}$, $2.04 \cdot 10^{15}$ and $3.5 \cdot 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$, hyperons Ξ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Σ^0 , Λ and Σ^- disappear correspondingly. A decrease in the density of matter is accompanied by an increase in the concentration of electrons and when $\rho \approx 10^{16} \text{ gcm}^{-3}$, conditions providing for the stability of μ^- -mesons arise in the medium. The growth of electron concentration continues until the disappearance of Σ^- -hyperons ($\rho \sim 3.5 \cdot 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$). Just a little below this value the electron concentration begins to lower, resulting in the disappearance of μ^- -mesons. Thus μ^- -mesons exist but in a narrow layer of stars when $3.3 \cdot 10^{14} < \rho < 10^{16} \text{ gcm}^{-3}$. The disappearance of the last hyperons is followed by a comparatively narrow layer of the configuration in which the matter consists of neutrons, protons and electrons with a concentration of neutrons two orders of magnitude higher than that of protons and electrons.

In the case of densities of the order and below the nuclear, part of the nucleons condenses in the atomic nuclei with the anomalously large A , while the rest remains in the form of a free electron-nucleon gas. The properties of these nuclei are quite apart from those of the ordinary ones. Thus, in the beginning, the number of the neutrons included may be as much as seven times the number of protons.

At $\rho \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ gcm}^{-3}$ densities, the protons disappear and the matter consists of nuclei, neutrons and electrons. The concentration of nuclei and electrons as well as the ratio A/Z remain unchanged ever since. A decrease in the density occurs only at the expense of the reduction of the concentration of free neutrons. When $\rho \approx 2.5 \cdot 10^{11} \text{ gcm}^{-3}$ the neutrons also disappear. When the density falls from $2.5 \cdot 10^{11} \text{ gcm}^{-3}$ to normal values, (A/Z) reduces from 2.8 to 2.

At concentrations $\rho \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ gcm}^{-3}$, in which the properties of barion gas differ from the ideal, the energy of interaction between the barions is also taken into account.

In this way, the conception of the existence of configurations made up entirely or almost entirely of neutrons should be revised since the predominance of neutrons is observed only in comparatively narrow layer of stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, „Об эволюции галактик“, доклады Сольвейской конференции, стр. 241, Брюссель, 1958.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, том II, Ереван, 1960.
3. В. А. Амбарцумян, Известия АН АрмССР, 11, 9, 1958.
4. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Гостехиздат, Москва, 1951.
5. J. R. Oppenheimer and G. M. Volkott, Phys. Rev. 55, 374, 1939.
6. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 37, 193, 1960.
7. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 38, 785, 1961.
8. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 38, 1016, 1961.
9. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 37, 569, 1959.
10. Я. Б. Зельдович, Вопросы космогонии, Изд. АН СССР, 1963.

11. Գ. Ս. ՏաաԿյան, Աստրոնոմիչեսկիյ յուրնալ **39**, 1014, 1962.
12. E. E. Salpeter, Ann. of. Phys. **11**, 393, 1960.
13. E. E. Salpeter, Ap. J. **134**, 669, 1961.
14. I. Hamada, E. E. Salpeter, Ap. J. **134**, 683, 1961.
15. K. A. Brueckner, J. L. Gammel, Phys. Rev. **109**, 1023, 1958.
16. H. Bethe, J. Goldstone, Proc. Roy. Soc. A**238**, 551, 1957.
17. L. Gomes, J. Valecka, V. Weiskopf, Ann of. Phys. **3**, 241, 1958.
18. V. Weiskopf, Nucl. Phys. **3**, 423, 1957.
19. Տ. Մոշկովսկիյ, „Մոԡելն յաԡրա“, ստաԡյա վ „Տրոելնե աոմոնոյ յաԡրա“, ԻԼ, Մոսկա, 1959.
20. Բ. Տ. Ժյեղեղոա, Լ. Կ. Քեկեր, Տխեմյա ռաժաԡա ռաԡոաոաոննյա յաԡր, Իա. ԱՆ ՏՏՏՐ, 1958, Մոսկա, Լենննգրաԡ.
21. Յ. Բ. Յելԡոաոն, ԶԵՏՓ, **33**, 991, 1957.
22. G. B. van Albada, Bull. Astronom. Inst. Netherlands, **10**, 161, 1961: Ap. J. **105**, 393, 1947.
23. K. A. Brueckner, J. L. Gammel, J. I. Kubis, Phys. Rev. **118**, 1095, 1960.
24. Ժ. Ա. Կնրյնն, ԶԵՏՓ, **38**, 503, 1960.
25. K. A. Brueckner, Rev. Mod. Phys. **30**, 561, 1958.
26. Յ. Բ. Յելԡոաոն, ԶԵՏՓ, **41**, 1609, 1961.
27. Գ. Տ. ՏաաԿյան, Իա. յեսոննա ԱՆ ԱրմՏՏՐ, **14**, 117, 1961.

Г. М. Товмасян

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

В свете проблемы происхождения звездных скоплений представляют интерес результаты радионаблюдений некоторых галактических скоплений в линии излучения нейтрального водорода и в непрерывном спектре на частоте 1420 мгц , проведенных Р. Д. Дейвисом и Г. М. Товмасяном [1] с помощью 76-метрового радиотелескопа в Джодрелл Бэнке (Англия). Диаграмма направленности радиотелескопа равна $12' \times 18'$. Полоса пропускания по каналу монохроматического приема составляла 5 мгц , что соответствует разрешающей силе телескопа по радиальным скоростям около 1 км/сек . Сочетание достаточно узкой диаграммы направленности радиотелескопа и узкой полосы пропускания с чувствительным параметрическим усилителем на входе позволяло уверенно выявлять ассоциированные со скоплениями водородные облака. Были наблюдаемы молодые скопления типа O: NGC 1502, Трапеции Ориона, NGC 2244 и NGC 6910, а также скопление типа В Плеяды.

Эти наблюдения позволили определить полные массы облаков водорода в его обоих состояниях — ионизованном и нейтральном, ассоциированных с исследованными скоплениями. А эти значения масс в свою очередь могут представить интерес с точки зрения имеющихся гипотез о происхождении звездных скоплений.

В табл. 1 представлены суммарные звездные массы наблюдаемых в [1] скоплений, отношения газовой к звездной составляющей масс скоплений и их возрасты. В таблице приведены также соответствующие данные о скоплении η и χ

Таблица 1*

Скопление	$M_{\text{зв}}/M_{\odot}$	$M_{\text{г}}/M_{\text{зв}}$	Возраст (лет)
NGC 1502	~ 300	$< 1.0^{**}$	$1 \cdot 10^{****}$
NGC 6910	~ 1000	~ 0.1	$3 \cdot 10^6$
Трап. Орiona	~ 2000	~ 0.1	$3 \cdot 10^5$
NGC 2244	$< 2000^*$	$> 10.0^{***}$	$3 \cdot 10^6$
η и γ Персея	~ 10000	< 0.05	$3 \cdot 10^6$
Плеяды	900	~ 0.01	$6 \cdot 10^7$

Персея, верхний предел массы предполагаемого облака нейтрального водорода которого, равный $500 M_{\odot}$, определен в работе [6] на основе анализа данных наблюдений М. Хакк [7] и Ф. Дрейка [8].

Рассмотрение табл. 1 указывает на то, что отношение $M_{\text{г}}/M_{\text{зв}}$ для скоплений типа О имеет очень большую дисперсию, меняясь от значения меньше 0.05 до больше, чем 10. Между тем возраст скоплений одного порядка. Если все же предположить, что эти большие различия относительного содержания газа зависят от сравнительно небольших допустимых различий возрастов рассматриваемых конкретных представителей скоплений типа О, то это находится в противоречии с существующими оценками возрастов, приведенными в последнем столбце таблицы. Таким образом, имеющиеся данные не подтверждают зависимости процента газа от возраста О-скоплений.

* Принятое в [1] значение звездной составляющей массы скопления NGC 2244, равное на основе предположения Менона [2] $10^4 M_{\odot}$, по оценке Маркаряна явно завышено и никак не может превышать приведенной в таблице величины.

** Значение верхней границы газовой составляющей массы скопления здесь рассчитано при учете того, что ассоциированный со скоплением нейтральный водород должен находиться вне зоны ионизации наиболее горячих звезд скопления. Так как в скоплении имеются две звезды типа В0 [3], то это расстояние должно быть, во всяком случае, больше, чем 35 пс.

*** Газовая масса NGC 2244 оценена в $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ при принятии последних данных [4, 5] о расстоянии скопления, равном 1.7 клс, а не 1.4 клс, как было принято в [1].

**** Возраст оценен на основании того, что, согласно Маркаряну [3], это скопление состоит всего из динамически неустойчивых цепочки, трапеции и дуги звезд.

С другой стороны, отношение газовой массы к звездной массе для скопления Плеяд почти такое же, что и для η и γ Персея, хотя возраст Плеяд значительно больше. Поэтому и здесь мы не находим подтверждения зависимости процента газа от возраста.

Между тем такая зависимость должна была иметь место согласно известной гипотезе образования звезд скопления из первоначально существовавшего газового облака. По этой гипотезе чем больше возраст скопления, тем меньше должно быть количество не преобразованного в звезды газа.

На основе упомянутой гипотезы Дрейком для нескольких скоплений вычислена минимальная масса остаточного после процесса звездообразования газа [8]. В числе этих скоплений находятся Плеяды и η и γ Персея, для которых предсказанные Дрейком массы связанных с ними водородных облаков должны быть больше 63 и 3600 масс Солнца соответственно. В действительности же, согласно [1], количество газа, ассоциированное с Плеядами не превышает $6 M_{\odot}$. Масса же предполагаемых облаков водорода, связанных со скоплением η и γ Персея должна быть меньше $500 M_{\odot}$ [6]. Таким образом, в рассмотренных двух случаях теоретически ожидаемые минимальные массы облаков газа, ассоциированных со скоплениями, значительно больше верхних пределов, полученных из наблюдений. Было бы, конечно, желательно сравнить имеющиеся количества газа с ожидаемыми по теории и для остальных четырех исследованных в [1] звездных скоплений. Однако, к сожалению, для этих скоплений не представляется возможным рассчитать не преобразованные в звезды массы газа ввиду отсутствия соответствующих данных.

Рассмотрение таблицы показывает также, что не имеет места и зависимости между относительным содержанием газа и звездной массой скоплений. Очевидно, более массивные скопления должны были удержать большее количество остаточного газа, если, конечно, такой имелся в скоплении.

При попытке найти объяснение наблюдательным фактам мы сразу же отвергаем мысль о случайности связи звездных скоплений с окружающими их водородными облаками. Не-

состоятельность этой теории показана Б. Е. Маркаряном [9] на большом фактическом материале. Обнаружение в [1, 10] расширяющихся оболочек нейтрального водорода вокруг некоторых из исследованных скоплений также свидетельствует в пользу генетической связи скоплений и газовых туманностей.

Возможно, что удастся избежать противоречий, отмеченных выше, если обратиться к гипотезе В. А. Амбарцумяна [11, 12], согласно которой образование звезд скоплений и ассоциированных с ними газовых туманностей происходит совместно из протозвездного состояния. При этом, исходя из конкретных условий образования какого-либо скопления с ним может быть ассоциировано то или иное количество газовой материи, и поэтому не следует ожидать какой-либо зависимости относительного содержания газа в скоплениях от их возраста или от суммарной звездной составляющей их массы.

В заключение автор выражает признательность акад. В. А. Амбарцумяну и Б. Е. Маркаryanу за ценную дискуссию затронутых в настоящей статье вопросов.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук АрмССР

Հ. Մ. ԹՈՎՄԱՆՅԱՆ

ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏՅՈՒ ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՀԱՐՅՈՒ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աղյուսակ 1-ում բերված են մի քանի աստղակույտերի հարաբերական գազային զանգվածները, նրանց աստղային զանգվածներն ու հասակները: Աղյուսակից երևում է, որ $M_g / M_{\Sigma B}$ հարաբերությունների դիսպերսիան Օ-տիպի աստղակույտերի համար բավականաչափ մեծ է, իսկ այդ աստղակույտերի հասակները միևնույն կարգի են: Այդ հարաբերությունը B-տիպի աստղակույտ Պլեյադների համար համարյա թե նույնն է, ինչ որ և հ և չ Պերսեի աստղակույտի համար, այն ժամանակ երբ առաջինի հասակը զգալի չափով մեծ է:

Այդ բոլորը թույլ է տալիս հզրակացնել, որ աստղակույտների հասակների և նրանց գաղալին բաղադրության մեջ ոչ մի կապ գոյություն չունի: Այդպիսի կապ պետք է սպասվեր ըստ այն հիպոթեզի, որի համաձայն աստղերն առաջանում են նախօրոք գոյություն ունեցած գաղալին ամպից: Այդ տեսությունը համաձայն աստղակույտի հասակի տեման հետ պետք է նվազի այդ աստղակույտի հետ կապված գաղի քանակը:

Ի և չ Պերսիկի և Պելլադոնի աստղակույտների համար Դրեյկի կողմից հաշված են նրանց գաղալին զանգվածների սպասվող միմյանից արժեքները, որոնք հավասար են համապատասխանաբար 3600 և 63 արեգակնային մասսաների [8]: Իսկ զիտումներից ստացված արժեքները չեն կարող զերադանցել համապատասխանաբար 500 $M_{\odot}$ [6] և 6 $M_{\odot}$ [1]: Այսպիսով, զիտարկված երկու դեպքերում ըստ տեսության սպասվող գաղալին միմյանից զանգվածները զգալի չափով ավելի մեծ են, քան զիտումներից որոշված մաքսիմալ արժեքները:

Աղյուսակ 1-ի տվյալները ցույց են տալիս, որ աստղակույտների հարարերական գաղալին զանգվածները կախված չեն նրանց առողջալին զանգվածներից: Պարզ է, որ մասսիվ աստղակույտները պետք է որ կարողանային պահել մեծ քանակությամբ գաղ, և թե իհարկե այն եղել էր այդ աստղակույտներում:

Թվում է, որ հնարավոր էլինի խոստովել վերը նշված հակասություններից, եթե դիմել Վ. Հ. Համբարձումյանի հիպոթեզին [11, 12], ըստ որի աստղակույտների աստղերի և նրանց հետ կապված գաղալին ամպերի առաջացումը տեղի է տնկնում համատեղ: Այդ դեպքում որևէ աստղակույտի առաջացման պայմաններից ելնելով նրա հետ կարող է կապված լինել այս կամ այն քանակությամբ գաղ և, հետևաբար, աստղակույտների գաղալին բաղադրության և հասակի մեջ չպետք է սպասել որևէ կապ:

H. M. TOVMASSIAN

ON THE QUESTION OF THE ORIGIN OF STELLAR CLUSTERS

S u m m a r y

In table 1 the relative gaseous masses M_g/M_{3B} , the stellar masses $M_{3B}/M_{\odot}$ and ages of some young open galactic

clusters are given. The relations M_r/M_{3H} are those obtained by observations on hydrogen line and continuous radiation on frequency of 1420 Mc/s made at Jodrell Bank [1] except the data on double cluster h and γ Perseus which are taken from [6].

The inspection of table 1 shows that the dispersion of relations M_r/M_{3H} for O-type clusters is quite large but the ages of considered clusters are of the same order. In the case of B-type cluster Pleiades the relation M_r/M_{3H} is almost the same as for h and γ Perseus though the former is appreciably older than the latter. All this permits to conclude that there is no any correlation between the ages and relative gaseous masses of the clusters. Such a correlation was expected by the hypothesis of the formation of the stars by contraction from previously existed gas cloud. According to this theory the older the cluster is the less must be its gaseous content.

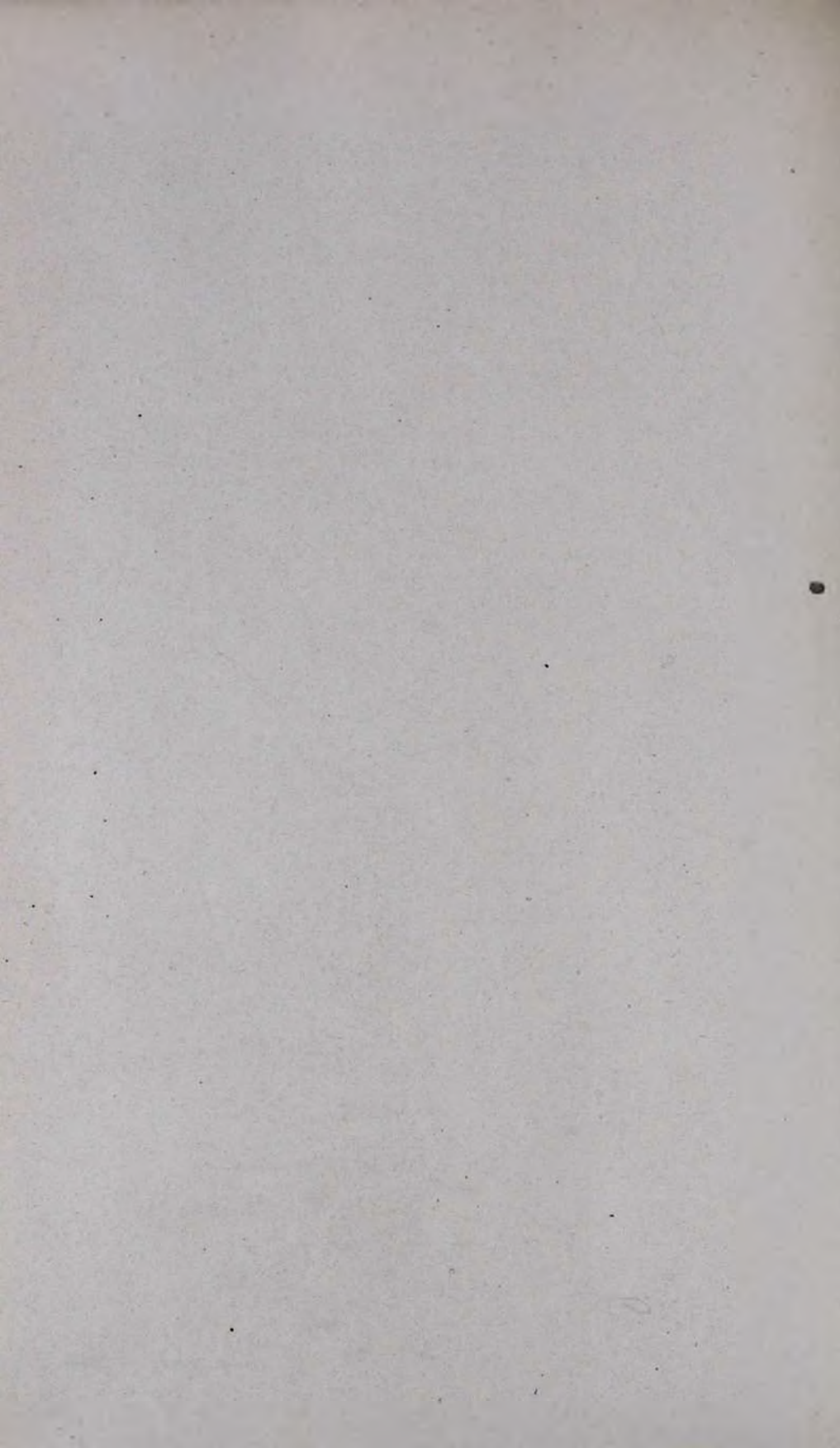
The expected by quoted theory minimum gaseous masses for clusters h and γ Perseus and Pleiades are calculated by Drake (8) and are equal to 3600 and 63 solar masses respectively but their real hydrogen content can't be more than $500 M_\odot$ [6] and $6 M_\odot$ [1] respectively. So the expected minimum gaseous masses in these two cases are appreciably larger than those of revealed by observations.

The data of table 1 also show that relative gaseous masses of the clusters don't depend on integral stellar masses of corresponding clusters. Obviously more massive clusters had to keep larger quantities of gas if it had been in those clusters.

Probably it will be possible to avoid all noted contradictions if to accept Ambartsumian's hypothesis [11, 12] according to which the formation of the stars and associated with the cluster gaseous nebula take place jointly. In this case the quantity of gaseous matter associated with some cluster will be connected with certain conditions of the origin of the cluster and thus one can't expect any correlation between relative gaseous content of the clusters and their ages or their stellar masses.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *R. D. Davies, H. M. Toumassian, M. N.* (в печати), 1963.
2. *T. K. Menon, Ap. J.* **135**, 394, 1962.
3. *Б. Е. Маркарян*, Сообщения Бюраканской обсерватории **9**, 1951.
4. *H. L. Johnson et. all, Lowell Obs. Bull. No 113,* **5**, 133, 1962.
5. *W. Buscombe, Mount Stromlo Obs. Publ., No 6,* 1963.
6. *Г. М. Товмасян*, Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, (в печати).
7. *M. Hakk, Atti Acad. naz. Lincei Rend. cl. sci. fis. mat. e natur,* **31**, 380, 1961.
8. *F. D. Drake, „Neutral Hydrogen in Galactic Clusters“, Thesese,* 1958.
9. *Б. Е. Маркарян, „Нестационарные звезды“, Изд. АН АрмССР, стр.* 169, 1957.
10. *R. D. Davies, H. M. Toumassian, M. N.* (в печати), 1963.
11. *В. А. Амбарцумян*, Вестник АН СССР, № 12, 49, 1953.
12. *В. А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР **18**, 97, 1953.



В. Г. Малумян

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ ОКОЛО $\delta = -24^\circ 23'$ НА $\lambda = 32.5$ СМ С ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛОЙ

На большом радиотелескопе ГАО АН СССР [1,2] на $\lambda = 32.5$ см были проведены наблюдения области плоскости Галактики около $\delta = -24^\circ 23'$. Антенна устанавливалась неподвижно в меридиане на высоте соответствующей $\delta = -24^\circ 23'$ и плоскость Галактики в своем суточном движении пересекала диаграмму направленности радиотелескопа,

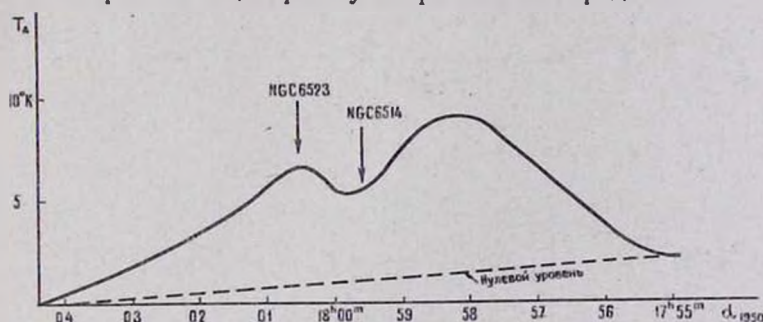


Рис. 1. Осредненная и исправленная за сглаживающее действие антенны кривая прохождения области плоскости Галактики около $\delta_{1950} = -24^\circ 23'$

Նկ. 1. Գալակտիկայի հարթության $\delta_{1950} = -24^\circ 23'$ տիրույթի միջինացված և անտենայի հարթեցնող ազդեցության համար ուղղված անցման կորը

полуширина которой в горизонтальной плоскости составляла $13'$. Приемное устройство радиотелескопа на $\lambda = 32.5$ см описано в [3]. Методика наблюдений и обработки записей описаны в [3, 4].

Область около $\delta = -24^{\circ} 23'$ очень богата пылью и эмиссионными туманностями, среди которых самые яркие NGC 6523 („Лагуна“) и NGC 6514 („Трифид“).

Осредненная по трем записям и исправленная за сглаживающее действие антенны [5] кривая прохождения этой области приведена на рис. 1.

На этой кривой отчетливо видны два протяженных максимума. Положение одного максимума совпадает с туманностью NGC 6523. На этом основании, источник, ответственный за этот максимум, отождествлен с NGC 6523. Прямое восхождение второго максимума равно $17^{\text{h}}58^{\text{m}}15^{\text{s}} \pm 10^{\text{s}}$ (эпоха 1950).

Рассмотрим каждый источник в отдельности.

ТУМАННОСТЬ NGC 6523

Координаты, спектральные плотности потоков и угловые размеры (полуширины) NGC 6523, определенные из настоящих наблюдений на $\lambda = 32.5$ см и на других волнах, приведены в табл. 1. Здесь же для сравнения приводятся координаты туманности, взятые из каталога Газе и Шайна [6]. (В [6] координаты даны для эпохи 1900, в табл. 1 они пересчитаны на эпоху 1950).

Таблица 1

Наблюдатель	λ (см)	α_{1950}	δ_{1950}	$S \cdot 10^{26} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \text{ гц}}$	Размер
Кузьмин [7]	9.6	$18^{\text{h}}01^{\text{m}}01^{\text{s}}$	$-24^{\circ} 25'$	180	$24' \times 18'$
Вестерхаут [8]	22	18 01 00	24 23	160	12.6×9
Цин Жун-Хао [20]	22.8	18 00 06	24 23	180	—
Вилсон и Болгон [9]	31	18 00 42	24 21	100	12
Малумян	32.5	18 00 33	—	150	18
Газе и Шайн [6]	оптика	18 00 42	24 23	—	—

Радиоизлучение NGC 6523, подобно радиоизлучению других эмиссионных туманностей, носит тепловой характер, что видно из табл. 1 (радиоизлучение NGC 6523 обладает плоским спектром).

Средняя электронная температура NGC 6523, определенная Проником [10] равна 8200°K. По недавним измерениям Джонсона [11], расстояние до звездного скопления NGC 6530, которое находится внутри туманности, составляет 1580 пс. При определении меры эмиссии, электронной плотности и массы ионизованного водорода, принимались эти значения электронной температуры и расстояния.

Параметры туманности определялись для сферически симметричной изотермической однородной модели с диаметром 0°.3.

Полученные нами и другими наблюдателями значения электронной плотности и массы ионизованного водорода для NGC 6523 в оптическом и радиодиапазонах приведены в табл. 2.

Таблица 2

	Газе и Шайн [6]	Проник [10]	Вестер- хаут [8]	Боггес [12]	Малумян	Кузьмин [7]	Цип Жун-Хао [19]
n_e (см ⁻³)	120	40	270	90	84	96	190
$\frac{M}{M_\odot}$	830	540	230	550	830	720	360

Значительные расхождения значений электронной плотности и массы, приведенных в табл. 2, объясняются сильной зависимостью этих величин от принятых размеров и моделей туманности, а также от расстояния.

Зная определенную из настоящих наблюдений интенсивность излучения туманности в радиодиапазоне I_r и интенсивность излучения в H_α , I_{H_α} (звездная величина туманности в H_α , согласно [6] равна 8^m1) и пользуясь известным соотношением

$$\left(\frac{I_{H_\alpha}}{I_r}\right)_{\text{набл.}} = \left(\frac{I_{H_\alpha}}{I_r}\right)_{\text{теор.}} e^{-\tau_{H_\alpha}} \quad (1)$$

(где τ_{H_α} — оптическая толщина межзвездной пыли в H_α) можно определить поглощение до NGC 6523 в H_α , обусловленное межзвездной пылью [13, 14, 15]. Величина этого поглощения оказалась равной 2^m.

При определении поглощения до NGC 6523 мы пренебрегли поглощением в самой туманности.

ИСТОЧНИК $\alpha_{1950}=17^h 58^m 15^s$

Положение этого источника по прямому восхождению смещено на 81° к западу относительно положения туманности NGC 6514, приведенного в [6].

Таблица 3

Наблюдатель	λ (см)	α_{1950}	$\Delta\alpha$	δ_{1950}	$\Delta\delta$	Размер	$S \cdot 10^{-6}$ $\frac{вт}{л^2 \cdot гц}$
Хеддок и др. [16]	9.4	$17^h 59^m 00^s$	$\pm 30^s$	$-23^\circ 06'$	—	—	85
Кузьмин [7]	9.6	17 58 18	8	23 22	$\pm 3'$	—	—
Вестерхаут [8]	22	17 58 12	21	23 22	4.2	0.68×0.94	310
Цин Жун-Хао [19]	22.8	17 58 12	—	23 22	—	—	170
Вилсон и Болтон [9]	31	17 57 48	16	23 30	10	0.25×0.8	240
Малумян	32.5	17 58 15	10	—	—	0.5	380
МакГин и др. [17]	75	17 59	60	21 30	—	—	280
Газе и Шайн	оп- тика	—	—	—	—	—	—
NGC 6514 [6]	—	17 59 36	—	23 02	—	0.3	—

Источник, расположенный вблизи NGC 6514, наблюдался также на волнах 9.4 [16], 9.6 [7], 22 [8], 31 [9] и 75 см [17]. Координаты, спектральные плотности потоков и угловые размеры по точкам половинной интенсивности этого источника приведены в табл. 3.

Для сравнения в табл. 3 приведены также координаты NGC 6514. Из таблицы видно, что как на $\lambda = 32.5$ см, так и на других волнах, источник смещен к западу относительно NGC 6514. Исходя из этого факта допустимо предположение, что имеет место один из двух случаев:

1. Либо мы наблюдаем в самом деле NGC 6514, тогда несовпадение положений этой туманности, определенной из радионаблюдений и наблюдений в оптическом диапазоне, объясняется сильным поглощением оптического излучения в западной части туманности.

2. Либо из-за недостаточной разрешающей силы радиотелескопа, в его диаграмму попадают одновременно туманность NGC 6514 и какой-то другой, не связанный с ней, источник, который расположен западнее NGC 6514.

Чтобы решить, который из этих случаев соответствует действительности, необходимы наблюдения с более высокой разрешающей силой, чем проведенные до сих пор наблюдения этого интересного объекта.

В табл. 4 приведен ряд физических параметров NGC 6514, определенных из наших наблюдений, при предположении, что имеет место первый случай. Расстояние до туманности принималось 1400 пс [18]. К сожалению, из-за скудности данных об этой туманности в оптическом диапазоне, не было возможности сопоставить значения параметров, приведенных в табл. 4, с этими данными.

Таблица 4

ME	$5.8 \times 10^4 \text{ см}^{-6} \text{ пс}$
n_e	68 см^{-3}
$\frac{M}{M_\odot}$	2×10^3

Если западная половина туманности не проявляет себя в диапазоне световых волн из-за сильного поглощения, то мера эмиссии видимого излучения этой половины меньше или равна $400 \text{ см}^{-6} \text{ пс}$, ибо в противном случае, с помощью современных телескопов можно было бы обнаружить это излучение [14]. Считая что столь сильное поглощение, главным образом, обязано межзвездной пыли, для нижнего предела величины поглощения на основании соотношения (1) получим $\Delta m(H_\alpha) > 5^m.5$. Для видимой половины туманности $\Delta m(H_\alpha) \approx 2^m.1$. Конечно, не исключено, что поглощение на западной стороне NGC 6514, в основном, связано с пылью, присутствующей в самой туманности.

Перейдем к обсуждению второго случая. Если он имеет место, то из-за недостаточной разрешающей силы радиотелескопа одновременно наблюдаются два (по крайней мере) источника: NGC 6514 и какой-то другой источник. Сказать что-либо определенное о природе этого источника, пока трудно. Согласно Вестерхауту [8], он нетепловой. К этому выводу Вестерхаут приходит из сравнения потоков и координат сложного источника (NGC 6514 + второй источник) на

разных волнах. Этот вывод не очень убедителен потому, что из данных табл. 3 (правда весьма неоднородных) вовсе не следует, что имеет место соответствующее изменение координат в зависимости от длины волны, или что сложный источник имеет спектр средний между тепловым и нетепловым.

Предполагая, что полуширина NGC 6514 примерно $10'$, (на основании оптических данных) для полуширины источника получим $28'$ (при гауссовом распределении яркостей NGC 6514 и источника). Для грубой оценки допустим, что потоки пропорциональны угловым размерам, тогда получим 100×10^{-26} и $280 \times 10^{-26} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \text{ зц}}$ для потоков NGC 6514 и источника соответственно.

В табл. 5 приведены мера эмиссии, электронная плотность, масса ионизованного водорода в NGC 6514, а также величина поглощения до NGC 6514 в H_α для второго случая.

Таблица 5

Размер	$S \cdot 10^{16} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \text{ зц}}$	$ME \text{ (см}^{-6} \text{ пс)}$	$n_e \text{ (см}^{-3})$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\Delta m(H_\alpha)$
$10'$	100	1.3×10^5	180	200	$3^m 7$

Из-за недостатка данных об этой туманности, полученные нами параметры не сравнивались с таковыми в оптическом диапазоне, что не позволило сделать определенных выводов об источнике $\alpha_{1950} = 17^h 58^m 15^s$.

Автор благодарит Н. Ф. Корнееву за помощь в наблюдениях.

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Վ. Հ. ՄԱԼՈՒՄՅԱՆ

ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՅԻ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ $\delta = -24^{\circ} 23'$
 ՄՈՏԱԿԱՅՔՈՒՄ 32.5 սմ ԱԼԻՔՈՒՄ՝ ՄԵՄ ԼՈՒՄԻՉ ՈՒՃՈՎ

Ա մ փ ո փ ո Վ

Դիտումները կատարվել են Պուլկովոյի աստղադիտարանի մեծ ուսյիտհեռադիտակի օգնությամբ, ըստ ուղղակի ժազման $13'$ կիսալայնություն ունեցող դիագրամով: Հեռադիտակը դիտումների ժամանակ զոնվում էր անշարժ վիճակում միջօրեականի հարթությունում:

Դալանիկայի հարթության $\delta = -24^{\circ} 23'$ տիրույթը հարուստ է լիոշով և էմիսիոն միզամածություններով, որոնցից ամենապայծառներն են NGC 6523 և NGC 6514: Տիրույթի անցման կորի վրա պարզ երևում են երկու մաքսիմումներ: Այդ մաքսիմումներից մեկը նույնացվում է NGC 6523 միզամածության հետ: Մյուս մաքսիմումի համար $\sigma_{1930} = 17^h 58^m 15^s \pm 10^s$: NGC 6523-ի համար որոշված են էլեկտրոնային խտությունը, զանգվածը և միջաստղային լիոշով պայմանավորված կլանումը H_{α} գծում: Երկրորդ մաքսիմումի դիրքը ըստ ուղղակի ժազման շեղված է 81° դեպի արևմուտք NGC 6514-ի նկատմամբ: Այդ շեղումը կարելի է բացատրել հետևյալ երկու պատճառներից որևէ մեկով:

1. NGC 6514 միզամածության արևմտյան մասում գոյություն ունի լույսի ուժեղ կլանում, որի հետևանքով այդ մասը իրեն չի դրսևորում օպտիկական դիտումներում:

2. NGC 6514-ի արևմտյան կողմում նրան շատ մոտ գոյություն ունի մեկ ուրիշ ռադիոաղբյուր, որը ռադիոհեռադիտակի անբավարար լուծիչ ընդունակության հետևանքով չի լուծվում և դիտվում է NGC 6514-ի հետ միաժամանակ:

Որոշելու համար թե այս երկու դեպքերից որն է համապատասխանում իրականությանը անհրաժեշտ են դիտումներ մեծ ռադիոհեռադիտակների օգնությամբ:

Վերահիշյալ երկու դեպքերի համար էլ որոշված են NGC 6514 միզամածության ֆիզիկական պարամետրերը:

V. H. MALUMIAN

OBSERVATIONS OF GALACTIC PLANE NEAR $\delta = -24^{\circ} 23'$
AT WAVE LENGTH 32.5 cm WITH HIGH
RESOLVING POWER

S u m m a r y

The Pulkovo large radio telescope has been used for observations of galactic plane near $\delta = -24^{\circ} 23'$. The telescope was fixed in meridian plane and the intensities were registered with a recorder. The beam-width of the radio telescope is equal to $13'$ in R. A. The investigated region is rich with dust and emission nebulae. NGC 6523 and NGC 6514 are brightest among them. There are two maxima on the registration curves. The position of one of these maxima coincides with NGC 6523. The R. A. of other maximum is $17^h 58^m 15^s \pm 10^s$.

The electron density, mass and absorption in H_2 due to the interstellar dust are calculated for NGC 6523. The R. A. of the second maximum is shifted by 81^s to the west relative to the position of NGC 6514. This shift may be explained by one of the following ways:

1. There is a strong absorption of light in the western part of NGC 6514 and consequently this part is not seen by optical observations.
2. To the west of NGC 6514 there is at least one radio source which is observed together with NGC 6514 because of insufficient resolving power of radio telescope.

The observations with larger radio telescopes are necessary to decide which of these two possibilities is real. For both cases the physical parameters of NGC 6514 are calculated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Н. А. Есепкина, О. Н. Шиврис, Известия ГАО, **21**, № 164, 3, 1960.
2. С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Приборы и техника эксперимента № 2, 19, 1959
3. В. Я. Гольнев, Н. Л. Кайдановский, В. Г. Малумян, Известия вузов. Радиофизика **5**, 805, 1962.
4. В. Г. Малумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **31**, 3, 1962.
5. R. Bracewell, Aust. Journal of Physics, **8**, 200, 1955.
6. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Известия КрАО, **15**, 11, 1950.
7. А. Д. Кузьмин, Труды ФИАН, **17**, 84, 1962.
8. G. Westerhout, В. А. N., **14**, 215, 1958.
9. R. Wilson, J. Bolton, P. A. S. P., **72**, 331, 1961.
10. В. И. Проник. Известия КрАО **23**, 3, 1960.
11. H. Johnson, Ap. J., **126**, 121, 1957.
12. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
13. И. С. Шкловский, Космическое радионизлучение. Москва 1956, стр. 205.
14. Ю. Н. Парийский. Известия ГАО, **21**, № 164, 54, 1960.
15. В. Г. Малумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **31**, 11, 1962.
16. F. Haddock, C. Mayer, R. Sloanaker. Ap. J., **119**, 456, 1954.
17. R. McGee, O. Slee, G. Stanley, Austr. Journal of Physics, **8**, 347, 1955.
18. W. Morgan, A. Whitford, A. Code, Ap. J., **118**, 318, 1953.
19. Цин Жун-Хао, Астрономический журнал, **38**, 1069, 1961.

Ր Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ ՈՒԹ Յ ՈՒՆ

Վ. Յ. Համբարձումյան, Ս. Գ. Իսկուդարյան, Ռ. Կ. Շահբազյան, Կ. Ա. Սահակյան—Գերաստղասոսիյուններ հեռավոր գալակտիկաներում	3
Ա. Տ. Գալլոցիյան—Սպիրալաձև գալակտիկաների ձողերի մակերևութային պլաշմառության մասին	19
Ռ. Խ. Մարգարյան—Գալակտիկաների շղթաների բնույթի մասին	29
Լ. Վ. Միրզոյան—Օ-աստղասոսիյունների միջուկների շուրջը Օ—ՅI-աստղերի բաշխման օրենքի մասին	41
Գ. Ս. Սահակյան, Յու. Լ. Վարդանյան—Գերբխտ նյութի հնարավոր ֆազային վիճակների մասին	55
Հ. Մ. Թումասյան—Աստղակույտների առաջացման հարցի մասին	87
Վ. Հ. Մալումյան—Գալակտիկայի հարթության դիտումները $\delta = -24^{\circ} 23'$ մոտակայքում 32.5 սմ ալիքուժով մեծ լուծիչ ուժով	95

CONTENT

	Page
V. A. Ambartsumian, S. G. Iskudarian, R. K. Shahbajian, K. A. Sahakian—Superassociations in Distant Galaxies	3
A. T. Kalloghlyan—On the Surface Brightness of the Bars of Spiral Galaxies	19
B. E. Markarian—On the Nature of Chains of Galaxies	29
L. V. Mirzoyan—On the O—B-I-Stars Distribution Law Around the Nuclei of the O-associations	41
G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian—On the State of Matter at Extremely High Densities	55
H. M. Tumassian—On the Question of the Origin of Stellar Clusters	87
V. H. Malumian—Observations of Galactic Plane Near $\delta = -24^{\circ} 23'$ at Wave Length 32.5 cm with High Resolving Power	95



Техн. редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН
Корректор З. К. СТЕПАНЯН

ВФ 06175 Заказ 370 Изд. № 2376 Тираж 750

Слано в производство 17/IX 1963 г. Подписано к печати 7/XII 1963 г.
Бумага 70×108¹/₁₆, печ. 6,5 л. Цена 35 к.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамуян, 24