

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(25—26 сентября 1974 г.)**

25 и 26 сентября 1974 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Л. П. Питаевский. Сверхтекучесть жидкого He^3 .
2. Н. В. Заварицкий. Термоэлектрические явления в сверхпроводниках.
3. Д. А. Киржиц, А. Д. Линде. Фазовый переход в вакууме и космология.
4. Я. Эйнасто. «Скрытая» масса в галактиках.
5. Л. М. Озерной. Закономерности в системах галактик и их связь с проблемой «скрытой» массы.

Ниже публикуется краткое содержание четырех докладов.

533.16(048)

Л. П. Питаевский. Сверхтекучесть жидкого He^3 . Излагаются современные теоретические представления о структуре сверхтекучих фаз жидкого He^3 . Исходным пунктом является экспериментальный факт существования двух сверхтекучих фаз — А-фазы и В-фазы. Магнитная восприимчивость А-фазы такая же, как и в нормальном состоянии, а В-фазы уменьшена. Рабочей гипотезой является предположение о том, что эти фазы соответствуют спариванию фермионов в состоянии с орбитальным моментом $l = 1$, т. е. в p -состоянии. При этом параметр упорядочения является тензором второго ранга и задача состоит в выяснении вида этого тензора. Наиболее вероятной моделью В-фазы является модель Бальяна — Вертхаймера с изотропной щелью. Экспериментальные данные по А-фазе указывают, что эта фаза является фазой с анизотропной щелью. Фаза такого типа была предложена Андерсоном и Морелом. Эта фаза, однако, в приближении, в котором температура перехода считается малым параметром, является энергетически невыгодной. Для устранения этого противоречия Андерсон и Бринкман предположили, что существенный вклад во взаимодействие вносит обмен парамагнонами, что приводит к существенной зависимости взаимодействия от щели. Подбором параметров можно тогда сделать анизотропную фазу более выгодной. Всего возможно шесть различных типов анизотропных фаз. Выбор типа производится с учетом данных по парамагнитному резонансу. В А-фазе имеется сдвиг частоты поперечного резонанса и продольный резонанс с частотой, слабо зависящей от величины магнитного поля. В В-фазе сдвиг частоты поперечного резонанса отсутствует, но продольный резонанс существует. Обе фазы сверхтекучего He^3 являются жидкими кристаллами.

537[.312.62 + .32](048)

Н. В. Заварицкий. Термоэлектрические явления в сверхпроводниках. В металле наличие градиента температуры приведет к появлению термоэлектрического напряжения. Возникновение этого напряжения связано с тем, что поток тепла сопровождается термоэлектрическим током. В результате происходит перераспределение зарядов по образцу и возникает электрическое напряжение, величина которого такова, чтобы ток в образце прекратился.

При переходе металла в сверхпроводящее состояние термоэлектрическое напряжение исчезает. Как обратил внимание Гинзбург¹, в сверхпроводнике термоэлектрический ток, за счет нормальных возбуждений, остается неизменным, по крайней мере вблизи температуры перехода, однако перенос заряда компенсирует сверхпроводящий ток куперовских пар. В результате в сверхпроводнике с градиентом температуры имеет место циркуляция термоэлектрического тока нормальных возбуждений $j_n = -\alpha\sigma\nabla T$ (α — коэффициент дифференциальной термо-э. д. с., σ — проводимость металла) и сверхпроводящего тока $j_s \equiv -j_n$.

Сверхпроводник — это система, квантовые свойства которой проявляются в макроскопическом масштабе. Состояние сверхпроводящих куперовских пар описывается заданием волновой функции $\Psi = \Psi(r) e^{i\Phi}$. Плотность сверхпроводящих пар n_s определяется как $|\Psi|^2$, сверхпроводящий ток пропорционален градиенту фазы $j_s = (e\hbar n_s/2m) \nabla \Phi$. Наличие в сверхпроводнике разности температур $\Delta T = T_2 - T_1$ и сверхпроводящего тока, очевидно, должно сопровождаться изменением фазы вдоль образца $\Delta\Phi = (2m/e\hbar) (\alpha\sigma/n_s) \Delta T$. Ясно, что обнаружить термоэлектрические явления можно лишь в замкнутом контуре, составленном из сверхпроводников с различными характеристиками.

Одно из явлений, связанных с наличием градиента температуры в цепи из сверхпроводников, заключается в возникновении магнитного потока в термоэлектрическом контуре. Как известно, магнитный поток в сверхпроводящем контуре $\Phi = n\Phi_0$, где $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ э/см² — квант магнитного потока в сверхпроводнике, n — целое число. Наличие градиентов температуры приведет к появлению дополнительного неквантуемого термоэлектрического магнитного потока³⁻⁶

$$\Delta\Phi = \frac{2m}{eh} \Phi_0 \oint_L \frac{\alpha\sigma}{n_s} \nabla T \quad (1)$$

или, если изменение температуры происходит на участке контура, то

$$\Delta\Phi = \frac{2m}{eh} \Phi_0 \left[\left(\frac{\alpha\sigma}{n_s} \right)_1 - \left(\frac{\alpha\sigma}{n_s} \right)_2 \right] \Delta T; \quad (2)$$

индексами обозначены участки контура, вдоль которых происходит изменение температуры.

Этот термоэлектрический магнитный поток невелик и составляет в оптимальных условиях доли Φ_0 , однако, используя для измерений высокочувствительный сверхпроводящий квантовый измеритель магнитного потока⁶, его удалось обнаружить в опыте.

В опыте³ в контуре из олова и свинца измерялся магнитный поток $\Delta\Phi = \Phi(T_2) - \Phi(T_1)$, возникающий при включении нагревателя, который создавал градиент температуры. Было обнаружено, что $\Delta\Phi$ прямо пропорционально ΔT при малых градиентах температуры (рис. 1). Отношение $\Delta\Phi/\Delta T$ изменяется с температурой, уменьшаясь по мере удаления от T_c . Это изменение ($\Delta\Phi/\Delta T$) (T_1) (рис. 2, а), хорошо согласуется с выводами теории и связано в основном с зависимостью от температуры n_s , $n_s = (N_0/2) \times (T_c - T)/T_c$ вблизи T_c . Величина термоэлектрического магнитного потока зависит от

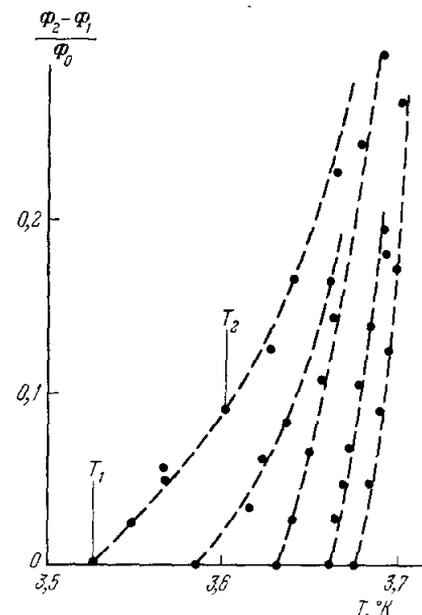


Рис. 1. Изменение магнитного момента в термоэлектрическом сверхпроводящем контуре при различном распределении температуры.

T_1 — температура холодных спаев контура, T_2 — температура нагреваемого спаев. Вдоль каждой кривой изменяется T_2 .

характеристик олова в нормальном состоянии, исчезая, как видно из рис. 2, б при переходе к образцам с малым значением $\alpha\sigma$. Это связано с тем, что в данном случае вклад свинца в суммарный термоэлектрический магнитный поток невелик, из-за его высокой критической температуры $T_{c\text{Pb}} = 7,2$ °К.

Дополнительные опыты показали, что термоэлектрический магнитный поток можно возбудить и в контуре, составленном из одного олова, используя образцы с различным значением $\alpha\sigma$. При помощи таких контуров было показано, что знак потока определяется разностью $(\alpha\sigma)_1 - (\alpha\sigma)_2$ и не зависит от значения $(\alpha_1 - \alpha_2)$. При последовательном соединении нескольких термопар термоэлектрический поток в сверхпроводниках аддитивен.

Термомагнитный поток может возникнуть и в массивном образце сверхпроводника¹. Как видно из соотношения (1), для этого необходимо наличие отличной от нуля циркуляции термоэлектрического тока нормальных возбуждений. Первые экспериментальные попытки обнаружить термоэлектрические явления в сверхпроводниках

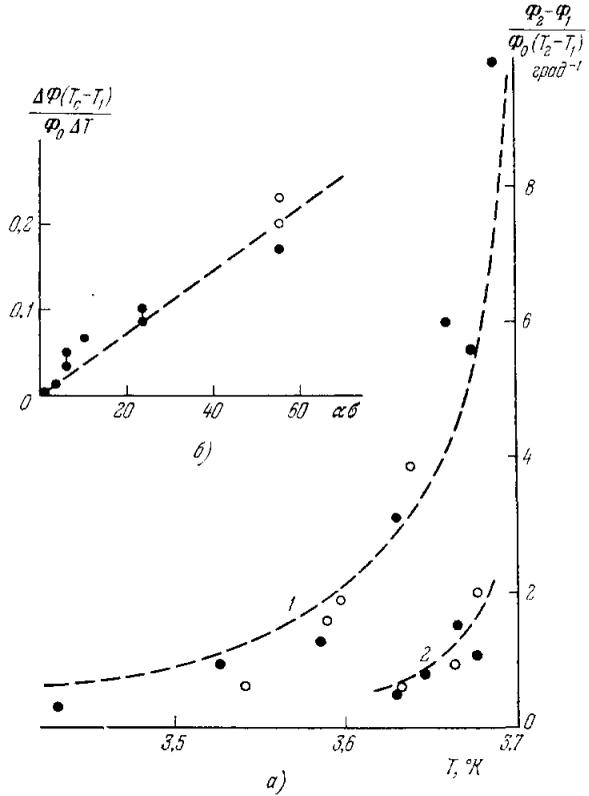


Рис. 2. а) Изменение начального наклона кривых $\Delta\Phi/\Phi_0\Delta T$ для двух образцов (1 и 2) ($\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$, $\Delta T = T_2 - T_1$; кружки и точки — различные серии измерений, штриховые кривые — теория); б) термоэлектрический магнитный момент $\Delta\Phi(T_c - T_1)/\Delta T$ в зависимости от характеристик олова в нормальном состоянии (точки — термопара олово — свинец, соединенные точки — парные опыты; кружки — термопара олово ($\alpha\sigma = 56$) — олово ($\alpha\sigma = 2$)).

были предприняты именно на массивных образцах⁷. В экспериментах^{7,8} было обнаружено возникновение магнитного поля при наличии потока тепла, однако пока эти опыты допускают неоднозначную трактовку.

Наличие термоэлектрических явлений в сверхпроводнике является еще одним проявлением квантовой сущности сверхпроводимости. Изучение этих явлений, вероятно, позволит получить дополнительную информацию о релаксационных процессах, в которых участвуют нормальные возбуждения сверхпроводника. Не исключено, что эти явления окажутся полезными в различных интерференционных устройствах на сверхпроводниках.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 14, 177 (1944).
2. Ю. М. Гальперин, В. Л. Гуревич, В. И. Козуб, Письма ЖЭТФ 17, 687 (1973).
3. Н. В. Заварицкий, *ibid.* 19, 205 (1974).
4. Ю. М. Гальперин, В. Л. Гуревич, В. И. Козуб, ЖЭТФ 66, 1387 (1974).
5. J. C. Jarland, D. Y. Van Harlangton, Phys. Lett. A47, 423 (1974).
6. Н. В. Заварицкий, А. Н. Ветчинкин, ПТЭ, № 1, 247 (1974).
7. Н. В. Заварицкий, Письма ЖЭТФ 16, 99 (1972); ЖЭТФ 72, 1969 (1974).
8. P. M. Selzer, W. M. Fairbank, Phys. Lett. A48, 279 (1974).

Д. А. Киржниц, А. Д. Линде. Фазовый переход в вакууме и космология*). В последние годы в теории элементарных частиц наметился существенный прогресс, который, как можно надеяться, увенчается построением единой (объединяющей все частицы и все их взаимодействия), свободной от расходимостей теории (см., например, ³). Этот прогресс обязан привлечению идеи спонтанного нарушения симметрий, на которой основано описание упорядоченных состояний в макрофизике (сверхпроводимость, ферромагнетизм и многое другое). В новой теории частиц их массы первоначально считаются равными нулю, что позволяет объединить частицы в мультиплеты и избежать появления расходимостей, не поддающихся перенормировке. Однако благодаря спонтанному нарушению симметрии — бозе-конденсации специально вводимого в теорию скалярного поля — частицы в конце концов приобретают нужную массу.

Существует глубокая и далеко идущая аналогия новой теории частиц и теории сверхпроводимости. В частности, массы бозонов возникают благодаря тому же механизму, который лежит в основе объяснения эффекта Мейсснера, а массы фермионов появляются по тем же причинам, что и энергетическая щель в сверхпроводнике. Указанная аналогия подсказывает (и это подтверждается точным расчетом), что при достаточно высокой температуре — порядка 1—100 Гэв в разных моделях — система частиц должна претерпеть фазовый переход с восстановлением первоначально нарушенной симметрии и с потерей частицами их массы; в достаточно сильном внешнем поле этот переход может происходить и при нулевой температуре. Сказанное относится и к вакууму — состоянию с нулевыми значениями полных зарядов (электрического, барионного, лептонного). Тип фазового перехода зависит от выбранной модели — он может быть как второго, так и первого рода.

Применительно к «горячей» модели Вселенной описанная выше картина ведет к ряду космологических следствий:

а) Плотность конденсата зависит от температуры, а, следовательно, и от времени. То же относится к таким фундаментальным величинам, как массы частиц (они падают при движении назад по времени, исчезая, начиная с некоторого момента) или постоянная Ферми слабого взаимодействия (она, напротив, растет при движении назад по времени, обращаясь в бесконечность в начальную эпоху, что отвечает действию слабого взаимодействия).

б) Бозе-конденсат, подобно обычному вакууму в теории поля, проявляется как космологический член в уравнениях Эйнштейна. Однако эта величина зависит от времени, благодаря чему возникает кажущееся нарушение баланса энергии из-за ее «перекачки» в ненаблюдаемый бозе-конденсат (или обратно).

в) В эпоху, отвечающую фазовому переходу, во Вселенной должны происходить нарастание флуктуаций, возникновение зародышей и т. п. Не исключено, что это обстоятельство может оказаться существенным для не решенной еще проблемы образования галактик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Киржниц, Письма ЖЭТФ 15, 745 (1972); D. A. Kirzhnits, A. D. Linde, Phys. Lett. B42, 471 (1972); ЖЭТФ 67, 1263 (1974); Preprint of P. N. Lebedev Physics Institute No. 101, Moscow, 1974; А. Д. Линде, Письма ЖЭТФ 19, 320 (1974).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. D9, 3357 (1974); L. Dolan, R. Jackiw, *ibid.*, p. 3320; B. J. Harrington, A. Vildiz, Phys. Rev. Lett. 33, 324 (1974); Я. Б. Зельдович, И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 67, 3 (1974).
3. E. S. Abers, B. W. Lee, Phys. Repts 9, 1 (1973); S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 46, 255 (1974); E. S. Fradkin, I. V. Tyutin, Riv. Nuovo Cimento 4, 1 (1974).

Л. М. Озерной. Закономерности в системах галактик и их связь с проблемой «скрытой» массы. Уже в течение нескольких десятилетий внегалактическая астрономия стоит перед проблемой, решение которой оказалось столь же трудным, сколь проста ее формулировка: стационарны ли системы галактик?

Проблема динамики систем представляет огромный интерес не только для астрофизики (где ее важность очевидна уже из того, что свыше 80% всех галактик наблю-

*) Доклад основан на работах авторов ¹ (см. также ²).

даются в пространстве не изолированными, а входящими в агломераты всевозможной численности, от пар до сверхскоплений), но и для естествознания в целом. Действительно, доказательство нестационарности систем галактик (конкретно, расширения их со скоростями порядка наблюдаемой там дисперсии скоростей) означало бы взрывное происхождение систем, сопровождаемое выделением чудовищно больших энергий (до 10^{64} эрг) за время, в ряде случаев меньшее 10^8 лет! Существование источников подобной мощности ($> 3 \cdot 10^{48}$ эрг/сек) оказалось бы не только в противоречии с общепринятыми космологическими концепциями, но и вообще едва ли объяснимым в рамках современной физики. Напротив, установление факта стационарности систем галактик хоть и не привело бы к столь же драматическим следствиям для физики и космологии, но тоже имело бы важное значение: оно пролило бы свет на космогонические процессы, в ходе которых расширяющаяся, но бесструктурная в прошлом Вселенная приобрела свой современный облик, распавшись на галактики и их системы.

Нетривиальность динамической проблемы наглядно оттеняется следующим обстоятельством: системы галактик по линейным масштабам (или по охватываемой ими массе) занимают промежуточное положение между самими галактиками (радиус которых $R_1 \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ Mpc) и радиусом $R_2 \sim 10^3$ Mpc такой области Метагалактики, где распределение материи можно считать уже с хорошей точностью однородным. В то время как внутренняя граница этой шкалы R_1 от времени никак не зависит (галактики не расширяются и не сжимаются — они стационарны), внешняя граница R_2 заведомо принимает участие в общем расширении Вселенной. Ясно, что никакая интерполяция, никакие априорные основания еще не дают возможности судить, какова динамика систем, принадлежащих промежуточной области масштабов $R_1 < R < R_2$. Решение данной проблемы требует конкретного анализа самих систем галактик.

Уже давно известно, что в системах галактик, от пар до богатых скоплений, видимая масса входящих в них галактик во многих случаях значительно меньше массы, необходимой для стационарности систем (так называемой «вириальной» массы). Именно это расхождение и породило альтернативу: либо системы нестационарны, либо они содержат невидимую («скрытую») массу, обеспечивающую необходимую стационарность. Отсутствие бесспорных указаний как на нестационарность, так и на наличие в нужном количестве «скрытых» масс побуждает искать в системах галактик закономерности, интерпретация которых могла бы решить дилемму. В этом направлении были предприняты многочисленные эмпирические исследования, особенно в отношении несоответствия вириальных и наблюдаемых масс ¹⁻⁴. Хотя при этом был обнаружен ряд интересных корреляций, они пока еще не нашли однозначного истолкования.

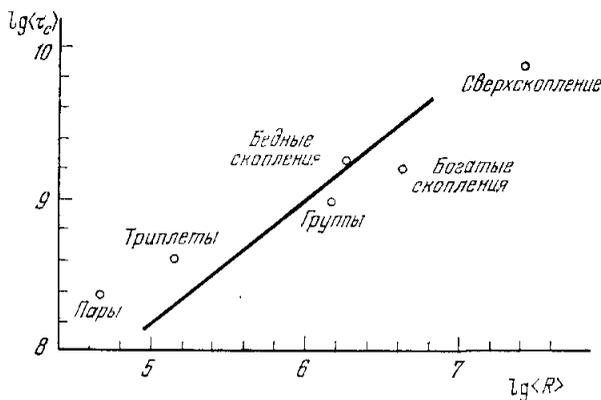
Между тем, не обращаясь к вычислению вириальных характеристик систем (эта процедура вносит ряд дополнительных неопределенностей), а оперируя лишь основными наблюдаемыми величинами, можно указать на закономерность, являющуюся ключевой для выбора между альтернативами стационарности и нестационарности. Речь идет о корреляции между дисперсией скоростей галактик в системе V и ее радиусом R , которую удобно представить ⁵ в виде взаимосвязи между характерным временем прохождения галактикой радиуса системы («временем пересечения») и радиусом $\tau_c \equiv R/V$. Корреляция между τ_c и R , построенная по средним характеристикам 143 систем галактик, от пар до богатых скоплений и сверхскоплений, которые взяты из работы ⁶, показана на рисунке. Аналогичные корреляции обнаруживаются, конечно, и для индивидуальных систем галактик одного и того же типа (компактных групп, богатых скоплений и т. п.), где они могут быть изучены в деталях. Например, в группах ⁷ величины τ_c , помимо зависимости от R , обнаруживают (хотя и более слабую) корреляцию с морфологическим типом системы. Так, в группах, состоящих преимущественно из эллиптических галактик, значения τ_c систематически ниже, чем в группах, где преобладают спиральные галактики ^{3,5}.

Взаимосвязь радиуса системы и дисперсии ее внутренних скоростей содержит ключ к решению проблемы динамики систем галактик.

Оказывается, что наблюдаемая взаимосвязь τ_c и R объясняется в количественной форме как следствие предложенной ранее теории образования систем галактик ⁸. Согласно этим представлениям, галактики и их системы возникают в ходе эволюции космологической турбулентности. К моменту рекомбинации горячей плазмы (что имеет место при красном смещении $z \sim 10^3$) в масштабах, которые содержат массу, намного превышающую массу типичной галактики, генерируются малые неоднородности. Под действием гравитационной неустойчивости они растут. Этот рост возмущений в «пыли», состоящей из протогалактик, приводит в конце концов к их обособлению от космологического фона (там, где возмущения успеют дорасти до единицы и обособиться). Конечным продуктом этого процесса будут гравитационно связанные системы галактик. При этом τ_c с точностью до численного множителя порядка единицы совпадает с возрастом Вселенной в момент обособления соответствующей системы галактик, а между τ_c и R устанавливается соотношение

$$\tau_c \approx 10^9 \Omega^{-3/4} (R/1 \text{ Mpc})^{6/7} \text{ лет}, \quad (1)$$

которое и представлено на рисунке при $\Omega = 1$ (Ω — отношение средней плотности Метагалактики к критической плотности фридмановских моделей). Отсутствие в (1) единственного неизвестного параметра теории (скорости вихревых движений в максимальном масштабе турбулентности) обусловлено тем, что этот параметр входит в выражение для максимальной массы галактики, которая была принята равной $10^{12} M_{\odot}$. Формула (1) приближена вследствие, в основном, двух упрощений: 1) в качестве момента обособления системы условно принимался конец линейной стадии роста возмущений плотности в форме стандартного критерия $\delta\rho/\rho = 1$; 2) игнорировалось изменение средней плотности системы на промежутке от момента ее обособления



до прихода в стационарное состояние. Несмотря на эти упрощения, согласие между наблюдениями и теорией оказывается тем не менее вполне удовлетворительным. При этом находит объяснение⁵ и накладывающееся на рост τ_c с ростом R определенное «расслоение» величин τ_c в зависимости от среднего морфологического состава системы галактик.

Если достаточно хорошее соответствие между наблюдениями и теорией⁸, в основе которой лежит представление о стационарности систем галактик, не случайно, то едва ли можно истолковать это иначе, как сильное свидетельство в пользу стационарности большинства наблюдаемых систем галактик. Однако, чтобы оно было обоснованным, необходимо удостовериться, что найденные закономерности находятся в противоречии с представлением о нестационарности наблюдаемых систем.

До настоящего времени нестационарность систем галактик обычно отождествлялась лишь с одной возможностью: взрывным формированием самих галактик. При этом τ_c , будучи характерным временем экспансии системы, должно совпадать, по сути дела, с возрастом входящих в нее галактик. Однако это представление, как уже не раз отмечалось, находится в остром конфликте с данными наблюдений из-за несоответствия между динамическим и эволюционным временами: для многих систем предполагаемое время экспансии оказывается на 2—3 порядка ниже фактического возраста галактик, входящих в системы.

Гораздо меньше внимание уделено до сих пор другой, более тонкой возможности: системы галактик нестационарны вследствие непрерывной (или квазинепрерывной) потери ими своей массы. В этой ситуации τ_c уже не совпадает с динамическим возрастом системы (поскольку темп расширения теперь диктуется скоростью потери массы). Поэтому противоречие между динамической шкалой времени скопления как целого и эволюционной шкалой составляющих его галактик в данном варианте нестационарности исчезает.

Наиболее вероятными источниками потерь массы из систем галактик могли бы оказаться эжекция газа вследствие однократной или повторяющейся взрывной активности ядер галактик, а также гравитационное излучение. Не вдаваясь в детали этих механизмов, можно получить довольно общие следствия самого факта потери массы системами⁹. Сопоставление этих следствий с наблюдательными данными показывает, что интерпретация систем галактик как находящихся в состоянии распада из-за потери массы требует аномально большой потери. К тому же у групп галактик, для которых многочисленность имеющихся данных позволяет сопоставить ожидаемые следствия гипотезы дезинтеграции отдельно для групп с преобладанием эллиптических или спиральных галактик, обнаруживается качественное несоответствие с наблюдениями. Все это заставляет считать потерю массы системами несущественной, а гипотезу дезинтеграции, связанную с нею, лишенную оснований.

Огромные трудности, с которыми сталкивается идея о нестационарности систем галактик (как в варианте взрывной экспансии, так и при медленной дезинтеграции),

заставляет теперь отнестись к представлению о стационарности систем как единственно возможному. Тем самым поиск в системах «скрытых» масс, обеспечивающих необходимую стационарность, получает надежное обоснование.

Парадоксально, однако, что все попытки обнаружения в системах галактик «скрытой» массы до сих пор оказались безуспешными. Наиболее реальные кандидаты — слабо светящиеся звезды и горячий газ — согласно детальным (хотя и не исчерпывающим) расчетам (см., например, ¹⁰) могут вносить лишь малый по сравнению с требуемым вклад в «скрытую» массу. Нерешенным является даже более общий вопрос: где локализована скрытая масса? *)

Открытие в последние годы обширных слабосветящихся корон вокруг многих галактик ¹¹⁻¹³ оживило давнишние надежды, что «скрытая» масса сосредоточена в самих галактиках. Динамические аргументы ¹⁴⁻¹⁷ склоняют в пользу такого представления, однако ряд фактов не позволяет считать его окончательно установленным. Так, отношение вириальной массы к наблюдаемой продолжает расти с увеличением радиуса систем даже в тех системах, размеры которых значительно больше средней протяженности корон галактик, что указывает на возможность локализации большей части «скрытой» массы вне галактик, в межгалактическом пространстве ^{18,19}. Далее, динамические аргументы приводят к изотермическому ($\rho \sim r^{-2}$) закону распределения «скрытой» массы в галактиках ^{20,21}, тогда как фотометрические данные о распределении массы в протяженных слабосветящихся коронах ¹¹ указывают на экспоненциальное распределение. Это означает скорее всего, что «скрытая» масса в галактиках не может быть отождествлена с протяженными слабосветящимися коронами галактик, а имеет иную природу.

Представляется, что дальнейшее продвижение в решении проблемы «скрытой» массы может быть достигнуто путем сравнительного исследования вириальных характеристик систем галактик, где преобладают галактики одного и того же морфологического типа. Предварительный анализ ²² обнаружил различие вириальных свойств групп, составленных преимущественно из эллиптических или из спиральных галактик. Можно не сомневаться, что дальнейшие усилия по обнаружению «скрытой» массы вознаграждаются ценными результатами, не только относящимися к физике и космологии систем галактик, но имеющими и общекосмологическое значение.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцев, *Астрофизика* 2, 81 (1966).
2. H. J. Rood, V. C. A. Rothman, B. E. Turnrose, *Astrophys. J.* 162, 411 (1970).
3. G. B. Field, W. C. Saslaw, *ibid.* 170, 199 (1971).
4. H. J. Rood, *ibid.* 188, 451 (1974).
5. Л. М. Озерной, Препринт ФИАН СССР № 124, Москва, 1974.
6. И. Д. Караченцев, *Сообщ. Бюракан. обсерв.* 39, 76 (1968).
7. И. Д. Караченцев, *Проблемы косм. физ.* 5, 201 (1970).
8. Л. М. Озерной, *Астрон. ж.* 48, 1160 (1971).
9. Л. М. Озерной, *Письма Астрон. ж.* 1 (2) (1975).
10. J. Tarter, J. Silk, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 15, 122, (1974).
11. G. de Vaucouleurs, *Astrophys. Lett.* 4, 17 (1969).
12. H. Arp, F. Bertola, *ibid.*, p. 23.
13. J. Kormendy, J. N. Bahcall, *Astron. J.* 79, 671 (1974).
14. M. S. Roberts, in: *Stars and Stellar System*, v. 9, Ed. A. Sandage, M. Sandage and J. Kristian, Chicago, Chicago Univ. Press, 1975.
15. J. Einasto, in: *Proc. of 1st European Astronomical Conference*, B., Springer-Verlag, 1974.
16. J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.* 186, 467 (1973).
17. J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar, *Nature* 250, 309 (1974).
18. Л. М. Озерной, *Астрон. ж.* 51, 1108 (1974).
19. Л. М. Озерной, *Астрон. цирк. (АН СССР)*, № 844, 4 (1974).
20. J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, A. Yahil, *Preprint*, 1974.
21. J. Einasto, E. Saar, A. Kaasik, A. D. Chernin, *Preprint No. 2*, Tartu, 1974.
22. Л. М. Озерной, *Астрон. цирк. (АН СССР)*, № 847, 1 (1974).

*) Уместно подчеркнуть, что объяснение обсуждавшихся выше закономерностей в системах галактик не нуждалось в конкретизации ни природы «скрытой» массы, ни ее локализации.