

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(24—26 декабря 1969 г.)

24, 25 и 26 декабря 1969 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. В. А. Б е л и н с к и й, Е. М. Л и ф ш и ц, И. М. Х а л а т н и к о в, Релятивистская космология с колебательной особой точкой во времени.
2. Л. М. О з е р н о й, Современное состояние проблемы происхождения галактик.
3. А. И. Л а р к и н, Флуктуации в сверхпроводниках.
4. В. В. Ш м и д т, Критические токи в сверхпроводниках.
5. В. Л. Т а л ь р о з е, Химические лазеры.
6. В. В. Ф а д е е в, Ультрафиолетовые лазеры на органических спинтилляторах.
7. А. П. С у х о р о у к о в, Тепловые самовоздействия интенсивных световых волн.

Ниже публикуется краткое содержание некоторых докладов.

Л. М. Озерной. Современное состояние проблемы происхождения галактик.

1. *Суть проблемы.* Наблюдаемая Вселенная статистически однородна и изотропна только с масштабов $\gtrsim 100$ Мпс ($3 \cdot 10^{26}$ см). В меньших масштабах наличие неоднородностей существенно отличает ее от идеализированной фридмановской модели. Степень неоднородности $\delta\rho/\bar{\rho} = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ растет с уменьшением масштаба. У галактик средняя плотность отличается от «размазанной» по пространству плотности их материи ($\sim 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³) в 10^6 — $3 \cdot 10^7$ раз. Это означает, что когда характерные размеры расширяющейся Вселенной были в ~ 100 раз меньше современных, галактики не имели своей индивидуальности, будучи «растворены» (кроме, быть может, их ядер) в однородном фоне. В более далеком прошлом степень неоднородности должна окказаться еще меньшей. Однако она не может стать исчезающе малой. Какие-то исходные «зародышевые» неоднородности необходимы, чтобы, возвращаясь к нашим дням, получить наблюдаемую картину галактик и их скоплений.

Следовательно, теория образования галактик должна выяснить:

- 1) физическую природу исходных возмущений;
- 2) механизм их перехода в галактики с указанием: а) основных параметров галактик (массы, углового момента, дисперсии хаотических скоростей, крупномасштабного магнитного поля) и б) основных параметров скоплений галактик;
- 3) происхождение исходных возмущений.

Вопрос о возникновении галактик перерос в важную физическую проблему особенно в связи с п. 3). Вслед за Лифшицем¹ во многих работах было доказано, что упомянутые «зародышевые» неоднородности должны сопровождаться конечными (не исчезающими при $t \rightarrow 0$) возмущениями метрики. Маловероятно, чтобы эти возмущения возникли из элементарного «теплого шума» (термодинамических флуктуаций). Если же возмущения представляли собой определенную начальную структурность с нетепловым спектром, ее природа и происхождение неотделимы от физических свойств ранней Вселенной, о которых, по существу, почти ничего не известно. Тем самым решение, хотя бы в общих чертах, вопроса о происхождении галактик будет содержать и принципиальную космологическую информацию.

В связи с последним представляет интерес исследование максимально широкого класса пространственных возмущений, способных привести к современной структуре Вселенной. По-видимому, все они сводятся к следующим основным типам возмущений: 1) полной плотности (или давления) и соответствующих потенциальных скоростей; 2) состава, в том числе: а) энтропии, б) барionного заряда, в) электрического заряда, токов и соответствующих магнитных полей; 3) вихревой скорости.

Хотя эти возмущения могли длительно сосуществовать (как «изначально», так и за счет порождения одних другими), вряд ли они играли равноправную роль в формировании наблюдаемой структуры. Различия в имеющихся представлениях об образовании галактик основаны на априорном предпочтении того или иного типа исходных возмущений. Такое положение, конечно, возможно лишь постольку, поскольку игнорируются те или иные требования к теории, вытекающие из обширного фактического материала. Поэтому цель настоящего доклада состоит в том, чтобы, схематически очертив различные подходы к теории образования галактик, указать на трудности, с которыми они сталкиваются при попытке интерпретации наблюдаемых явлений.

2. Развитие адиабатических и энтропийных возмущений. Эволюция адиабатических возмущений (флуктуируют одновременно плотность квантов ρ_r и вещества ρ_m при постоянной удельной энтропии) и энтропийных, или изотермических, возмущений (флуктуирует только ρ_m при $\delta T_r = 0$, т. е. удельная энтропия) рассмотрена во многих работах и суммирована в ряде обзоров²⁻⁴. Она определяется конкуренцией между ростом под действием гравитационной неустойчивости и затуханием за счет диссипативных процессов. Темп того и другого зависит от масштаба возмущений и, кроме того, различен на интервалах, разделенных двумя переломными моментами, предшествующими обособлению неоднородностей от расширяющегося фона. Первый перелом приходится на момент $t_{eq} \approx 3 \cdot 10^9 \Omega^{-2}$ лет (красное смещение $z_{eq} \approx 2 \cdot 10^4 \Omega$), когда имело место равенство $\rho_m = \rho_r \approx 10^{-16} \Omega^4 \text{ г/см}^3$ (при этом температура была $T_{eq} \approx 6 \cdot 10^4 \Omega \text{ }^\circ\text{K}$, где Ω — фактор отлйчия полной плотности вещества от критической плотности в модели Фридмана; по наблюдениям галактик $1/30 < \Omega < 2$). Второй перелом связан с началом рекомбинации водородной плазмы ($t_{rec} \approx 2 \cdot 10^5 \Omega^{-1/2}$ лет, $z_{rec} \approx 1,5 \cdot 10^3$, $\rho_{rec} \approx 3 \cdot 10^{-20} \Omega \text{ г/см}^3$, $T_{rec} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$).

Характер роста возмущения в зависимости от его масштаба определяется соотношением между массой возмущения и так называемой джинсовской массой M_J , в которой градиент давления уравновешен гравитационной силой. При $\rho_r \gg \rho_m$ давление определяется радиацией и $M_J \approx 3 \cdot 10^{15} \Omega^{-2} (t/t_{eq})^{3/2} M_\odot$, по порядку величины совпадая с массой, содержащейся внутри космологического горизонта. При $t_{eq} < t < t_{rec}$ имеем $M_J = \text{const} \approx 3 \cdot 10^{15} \Omega^{-2} M_\odot$. Начиная с $t = t_{rec}$, среда становится прозрачной для излучения и $M_J(t_{rec} + 0)$ резко падает до $10^5 \Omega^{-1/2} M_\odot$, будучи теперь определяемой давлением газа, которое много меньше радиационного.

При $t < t_{eq}$ возмущения всех масс $M \gg M_J$ монотонно растут ($\delta\rho/\rho \propto t$) за счет гравитационной неустойчивости. Это относится и к типичной галактической массе ($M \sim 10^{10} M_\odot$), пока ее размеры больше горизонта. Но при $t > 0,6 \Omega^{-2/3}$ лет эта масса, «ныряя» под горизонт, оказывается меньше джинсовской и адиабатические возмущения $\delta\rho/\rho$ могут лишь осциллировать как звуковые волны. В адиабатическом приближении их амплитуда постоянна при $t < t_{eq}$ и уменьшается $\sim t^{-1/6}$ при $t > t_{eq}$. Лишь после рекомбинации, когда M_J резко падает, рост таких возмущений снова оказывается возможным. Теперь $\delta\rho/\rho$ растет как $t^{2/3}$, и чтобы оно успело вырасти до единицы, скажем, к $z \sim 10$, необходимо «рукой» задать на момент t_{rec} амплитуду $\delta\rho/\rho \sim 1\%$. Существенно большие неоднородности плотности (или, соответственно, потенциальные скорости, большие $\sim 10 \text{ км/сек}$) приведут к обособлению объектов со средней плотностью, превышающей наблюдаемую у нормальных галактик.

Эту картину количественно существенно меняет диссипативное затухание возмущений, рассмотренное в⁶⁻⁹ и более подробно в¹⁰. Для адиабатических возмущений основной вклад в затухание вносит диффузия квантов из областей повышенного давления. К моменту t_{rec} экспоненциально затухают возмущения вплоть до $M \approx 10^{12} \Omega^{-5/4} M_\odot$. При учете затяжного хода рекомбинации, когда возмущения постепенно становятся прозрачными, затухание распространяется на еще большие массы — до $M \approx 10^{14} \Omega^{-1/2} M_\odot$, согласно предварительным оценкам¹⁰, которые будут проверены, для разных условий, численным расчетом.

В результате диссипативных процессов амплитуда адиабатических возмущений в масштабах галактических масс станет меньше, чем в масштабах скоплений галактик, если только первоначальный (неискаженный) спектр возмущений не был слишком крутым. Это накладывает важные ограничения на отсутствующую в настоящее время теорию превращения адиабатических возмущений в галактики. В принципе ранее всего могли бы гравитационно обособиться от фона неоднородности самых больших

масс с $M > M_J (t_{\text{гес}} - 0)$, рост которых никогда не подавлялся затуханием и не сменялся осцилляциями. В этом случае теории предстоит объяснить, почему средняя плотность скопления галактик, напротив, резко падает с размером скопления. Существование сверхскоплений (скоплений 2-го порядка) и отсутствие скучиваний более высокого порядка создают для гипотезы о более раннем обособлении наибольших масс дополнительную трудность.

Независимо от хода спектра возмущений в области наибольших масс, образование галактик приходится рассматривать ввиду диссипативного затухания возмущений галактических масштабов как результат дробления гораздо больших масс, чем у галактик. Это представление трудно увязать с наблюдаемым большим различием (на фактор $\sim 10^3$) в средних плотностях скоплений, которому сопутствует намного меньшее (~ 30 раз) различие в средних плотностях самих галактик.

Наконец, крайне большая трудность теории адиабатических возмущений состоит в объяснении вращения галактик и их скоплений. Предполагается^{11,12}, что угловой момент галактик приобретен на догалактической стадии за счет приливного гравитационного взаимодействия с окружающими протогалактиками. Однако близость оценки¹² углового момента Галактики к наблюдаемому иллюзорна, так как квадрупольный момент не вычислялся самосогласованным путем (как результат несферичности, обусловленной приливными силами), а был навязан, причем сильно завышенным. При этом не учитывались диссипативное затухание возмущений галактических масс и необходимость их последующего воспроизводства, что должно изменить результат вычислений. Данные наблюдений также не поддерживают приливного происхождения момента вращения у галактик. Так, плотные скопления галактик, где действие приливных сил, казалось бы, должно быть особенно эффективным для порождения вращения, состоят преимущественно из эллиптических (E) галактик, т. е. объектов с намного меньшим, чем у спиральных (S) галактик, удельным моментом вращения. Напротив, в более разреженных скоплениях, состоящих преимущественно из спиральных галактик, обнаруживаются признаки общего вращения. Против приливных сил как механизма сообщения галактикам вращательного момента свидетельствуют и физические пары галактик, образующие изолированные системы (вклад в потенциальную энергию от соседних галактик не превышает 30%). Список 87 таких пар приведен, например, в¹³. Среди них 30 EE (34,5%), 23 ES (26,4%) и 34 SS (39,1%), т. е. количество ES мало отличается от EE. Это указывает, что угловой момент S-галактик был скорее врожденным, чем приобретенным. В подтверждение этому среди SS число пар галактик с противоположно направленным не превышает числа пар с одинаково направленным вращением¹⁴.

Та же трудность с объяснением вращения галактик присуща и теории энтропийных возмущений. В отличие от адиабатических, эти возмущения не сглаживаются радиацией столь катастрофически, как адиабатические. К моменту рекомбинации затухают лишь возмущения с $M < M_J \sim 10^6 M_{\odot}$ ³. Однако лучистое трение очень быстро гасит любые движения энтропийных возмущений относительно фона излучения, так что к моменту рекомбинации они оказываются практически статическими неоднородностями. Их судьба окончательно не выяснена. В работе¹⁵ эти возмущения положены в основу многоступенчатой схемы образования галактик. Предполагается, что первые конденсации с $M \sim 10^6 M_{\odot}$ образуют неустойчивые «празвезды», взрывы которых нагревают окружающий нейтральный газ и увеличивают M_J до $10^9 M_{\odot}$. Неоднородности этих масс авторы работы¹⁵ отождествляют с квазарами. Их взрывы прогревают газ еще сильнее и в свою очередь создают неоднородности типа протоскоплений. Галактики предполагаются последним поколением, образующимся в результате фрагментации этих протоскоплений, т. е. аналогично (хотя и в силу разных причин) очерченной выше схеме с адиабатическими возмущениями.

В другом варианте¹⁶ теории энтропийных возмущений также предполагается, что «уцелевшие» от диссипации неоднородности имели падающий спектр, так что первыми выделяются массы $\sim 10^6 M_{\odot}$. Однако, в отличие от¹⁵, здесь считается, что они образуют не сверхмассивные звезды, а из-за охлаждения на молекулярном водороде фрагментируют на множество звезд, давая шаровые скопления. Дальнейшая эволюция мыслится, в главных чертах, как объединение шаровых скоплений в галактики, а тех в свою очередь — в скопления. Однако эта часть теории неудовлетворительна даже на уровне качественных рассуждений.

В обоих вариантах теории энтропийных возмущений не удалось получить характерный параметр типа массы галактики и тем более развить сколько-нибудь подробную количественную схему.

Мы не останавливаемся на эволюции других типов возмущений состава^{17, 18}, перечисленных в разделе 1, для которых еще не показана возможность их трансформации в галактики.

3. *Эволюция взрывных возмущений.* Вейцеккер¹⁹ высказал предположение, что первичная структура, из которой сформировались галактики, носила характер турбулентности. Но представление²⁰ о высокой в прошлом плотности излучения ($\rho_r \gg \rho_m$) несовместимо, как показано в²¹, с турбулентностью плазмы на невозму-

шенном фоне излучения: движения должны затухнуть за время много меньше космологического. Чтобы сохранить идею о первичной турбулентности, следует рассмотреть совершенно иной тип совместных движений излучения и связанной с ним плазмы, носящих вихревой характер («фотонные вихри»). Основные фазы эволюции таких вихрей, наложенных на изотропно расширяющийся космологический фон, рассмотрены в работах ^{22, 23}.

В линейном гидродинамическом приближении вихревые (s) движения не сопровождаются неоднородностями плотности и соответствующими потенциальными (p) движениями. Однако во втором порядке $v_p/v_s \sim (v_s/u)^2$, $\delta\rho/\rho \sim (v_s/u)^2$. На стадии $\rho_r \gg \rho_m$ скорость звука $u = c/\sqrt{3}$, а $v_s = \text{const}$, и если $v_s < u$, то дозвуковые вихревые движения генерируют лишь квадратично малые неоднородности.

Для дозвуковой космологической турбулентности можно однозначно указать ее спектр. Причина в том, что из-за большого в прошлом числа Рейнольдса ($Re = ul/v$, ωz) первоначальные движения с произвольным спектром приобретают характер турбулентных пульсаций. В результате в масштабах l , ограниченных снизу диссипативным загуханием (главным образом, из-за лучистой вязкости), а сверху равенством характерных гидродинамического и космологического времен, должен установиться колмогоровский спектр скоростей: $v \propto l^{1/3}$.

Дозвуковой характер турбулентности возможен лишь до момента рекомбинации t_{rec} , когда ситуация качественно меняется. После завершения рекомбинации скорость звука будет определяться упругостью газа, а не излучения, в силу чего упадет в число раз, равное (плотность квантов/плотность нуклонов)^{1/2} $\approx 10^4 \Omega^{-1/2}$. Поэтому в масштабах, где $v_s > u$, вихри генерируют потенциальные движения и соответствующие им неоднородности в распределении вещества.

Амплитуда неоднородностей, образующихся в некотором масштабе l , зависит от соотношения между характерным гидродинамическим временем $t_h = l/v$ и характерным временем космологического расширения $t_{\text{exp}} = (d \ln \rho/dt)^{-1}$. Обратимся сначала к масштабам, где $t_h < t_{\text{exp}}$ на момент t_{rec} . Для них в результате нелинейных эффектов в установившейся турбулентности можно ожидать $v_p \sim v_s$ и соответственно относительно больших неоднородностей $\delta\rho/\rho \sim 1$. Такое равномерное распределение между вихрями и потенциальными движениями не позволяет плоским ударным волнам складываться с образованием больших скачков плотности. Диссипирующие движения воспроизводятся за счет подкачки энергии из наибольших масштабов, где $t_h > t_{\text{exp}}$. Избыточная кинетическая энергия на момент t_{rec} препятствует также немедленному обособлению этих неоднородностей. Отделение от расширяющегося фона станет возможным, когда кинетическая энергия упадет до величины, допускаемой теоремой вириала. В работе ²⁴ в приближении адиабатического уменьшения энергии вихревых и потенциальных движений с расширением Вселенной (без учета их частичного загухания) рассчитаны основные космогонические параметры образующихся галактик: момент гравитационного обособления, соотношение радиус — масса, удельный момент вращения и дисперсия скоростей. Появление спиральных галактик ожидается в участках среды с преимущественно вихревыми движениями, тогда как эллиптических галактик — в участках с преобладанием потенциальных скоростей. Доля массы, содержащейся в областях нулевых линий поля вихревых скоростей, позволяет оценить относительную численность S- и E-галактик и долю массы, вошедшую в шаровые скопления. Численные оценки, в которых использовано естественное предположение, что характерный масштаб и скорость в нем на момент t_{eq} были близки соответственно к ct_{eq} и $u_{\text{eq}} \approx c/\sqrt{3}$, приводят к величинам, близким к наблюдаемым. Интересно, что теория объясняет существование верхней границы масс у галактик (как массы в масштабе, где $t_h = t_{\text{exp}}$ в момент t_{rec}); ее численное значение, близкое к наблюдаемому, зависит лишь от фундаментальных физических постоянных (c , G) и от удельной энтропии вещества во Вселенной.

Обратимся теперь к судьбе масштабов, где $t_h > t_{\text{exp}}$ в момент t_{rec} . Потенциальные движения и соответствующие неоднородности плотности здесь относительно малы, и, в отличие от меньших масштабов, их эволюция определяется не гидродинамической, а гравитационной неустойчивостью. Если в данном масштабе потенциальная скорость успела за время t_{exp} вырасти до величины, достаточной для гашения скорости дифференциального космологического расширения, соответствующая неоднородность «отключится» от фона с образованием гравитационно связанной системы. Очевидно, что возмущения этих масштабов соответствуют агломератам (скоплениям) галактик различной численности. Пространственная корреляция скоростей в метагалактической турбулентности приводит к тому, что неоднородности с преобладанием потенциальных скоростей над вихревыми (эллиптические галактики) окажутся преимущественно сгруппированными в сферические и притом более плотные скопления, чем скопления неправильной формы (отражающей наличие общего момента вращения), которые будут содержать преимущественно спиральные галактики и обособятся позднее (при меньшей плотности фона) из-за относительно меньшей потенциальной компоненты скорости ²⁵. Принципиально, что галактики обособляются от фона независимо от за-

вершения формирования их скоплений, которое продолжается вплоть до $z \sim \Omega^{-1}$ и в достаточно больших масштабах вообще не завершено. Максимально возможная масса из «газа» галактик, в пределах которой $\delta\rho/\rho$ успевает нарасти до единицы к $z = 0$, составляет, как можно показать, около $10^{14} M_{\odot} - 10^{15} M_{\odot}$. Эта теоретическая оценка близка к массе наибольших наблюдаемых сейчас скоплений галактик.

В отличие от скоплений, формирование основной части галактик завершилось в относительно давнюю космологическую эпоху ($z \sim 100$). Непосредственное наблюдение таких галактик очень трудно. Обнаружение же молодой галактики на малых z (что само по себе было бы весьма интересно) не будет иметь прямое отношение к проверке «вихревой» теории, так как такие галактики скорее должны быть объектами второго или даже более высокого поколения. Механизм их образования может быть радикально иным, чем у объектов основного поколения (например, тепловая неустойчивость^{4, 7}). Для проверки теории более обнадеживающими представляются поиски молодых скоплений, т. е. уменьшающегося сгущивания галактик в наиболее массивные скопления с ростом красного смещения.

Перед вихревой теорией формирования галактик, находящейся сейчас в стадии интенсивного дальнейшего развития, стоит ряд важных задач. Необходим выход за рамки адиабатического приближения в работе²⁴, т. е. детальный анализ поведения турбулентности на послерекомбинационной стадии. Отметим, что ее диссипация может проявиться в искажении виновой части чернотельного спектра реликтового излучения²⁶. К сожалению, важные детали диссипации могут быть получены лишь на основе отсутствующей сейчас физической теории сверхзвуковой турбулентности. Предстоит анализ физических процессов на стадии превращения протогалактики в стационарную систему. Интересные перспективы возникают при рассмотрении образования ядер галактик и их возможной космогонической роли в формировании галактик²⁷. Вращающиеся ядра считаются также ответственными за возникновение крупномасштабного магнитного поля у галактик, возможность объяснения которого в рамках вихревой модели показана в²⁸.

Проблемы вихревой теории неизбежно перерастают в космологические при попытке объяснить происхождение вихрей и, в частности, указанные выше их довольно естественные параметры на момент $\rho_r = \rho_m$ (ограничения на эти параметры, связанные с мелкомасштабными угловыми неоднородностями от вихревых движений в реликтовом фоне излучения, рассчитаны в²⁹). Конечно, эти вихри можно считать столь же неотъемлемым свойством Вселенной, как и ее расширение, но это «разъяснение» проливает мало света на космологическую проблему. Эстраполяция в прошлое анизотропных свойств вихрей привела к выводу²², что ранние стадии космологического расширения были нефридмановскими. Дальнейшие исследования возможного характера космологического расширения вблизи сингулярности^{30, 31} и особенно вращательных флуктуаций в этом «кипящем котле», возможно, принесут решение интригующей проблемы происхождения вихрей.

4. *Заключение.* На сегодняшний день имеются три конкурентоспособные гипотезы о природе первичных возмущений как потенциальных, вихревых и энтропийных. Возможно, они образуют «линейно-независимый базис», к которому можно свести любую новую гипотезу об образовании галактик. Однако сейчас уже ясно, что не все перечисленные типы возмущений равновероятно ответственны за принципиальные черты будущей теории. Богатейший материал астрофизических наблюдений существенно сужает мыслимые возможности. Так, статические (энтропийные) возмущения, хотя они и возникают неизбежно при затухании других типов возмущений, по-видимому, играют подчиненную роль в образовании галактик и их групп; тем не менее не исключена и нуждается в дальнейшем анализе возможная генетическая связь энтропийных возмущений с субгалактической структурой типа шаровых скоплений. Формирование же самих галактик и особенно их скоплений можно обоснованно связать с возмущениями динамического типа, т. е. потенциальными или турбулентными движениями. Окончательный выбор между последними станет возможен, когда теории будут более детализированы и надежно разойдутся в своих принципиальных следствиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Л и ф ш и ц, ЖЭТФ 16, 587 (1946); Е. М. Л и ф ш и ц, И. М. Х а л а т н и к о в, УФН 80, 391 (1963).
2. Я. Б. З е л ь д о в и ч, И. Д. Н о в и к о в, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967.
3. Е. R. H a r r i s o n, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 141, 397 (1968).
4. G. B. F i e l d, Stars and Stellar Systems, vol. 9: Galaxies and Cosmology (ed. by A. and M. Sandage), 1969.
5. P. J. E. P e e b l e s, J. Roy. Astron. Soc. Canada 63, 4 (1969).
6. P. J. E. P e e b l e s, Astrophys. J. 142, 1317 (1965).

7. Л. М. Озерной, в сб. «Проблемы звездной эволюции и переменные звезды» (Труды Симпозиума, Москва 24—27 ноября 1964 г.), М., «Наука», 1968.
8. А. Г. Дорошкевич, Кандидатская диссертация (М., 1968).
9. J. Silk, *Astrophys. J.* 151, 459 (1968).
10. Г. В. Чибисов, Дипломная работа (МФТИ — ФИАН, 1969).
11. F. Hoyle, *Problems of Cosmical Aerodynamics*, Dayton, Ohio, 1951, стр. 195.
12. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.* 155, 393 (1969).
13. И. Д. Караченцев, *Астрофизика* 2, 81 (1966).
14. Б. А. Воронцов — Вельяминов, *Астрон. циркуляр АН СССР* № 457, 1 (1968).
15. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.* 44, 295 (1967).
16. P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, *Astrophys. J.* 154, 891 (1968).
17. E. R. Harrison, *Phys. Rev. Lett.* 18, 1011 (1967).
18. Я. Б. Зельдович, *Астрон. ж.* 46, 775 (1969).
19. C. F. von Weizsäcker, *Astrophys. J.* 114, 165 (1951).
20. G. Gamow, *Phys. Rev.* 86, 251 (1952).
21. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, *Астрон. ж.* 44, 1131 (1967).
22. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, *Письма ЖЭТФ* 7, 436 (1968); *Астрон. ж.* 45, 1137 (1968).
23. Л. М. Озерной, *Письма ЖЭТФ* 10, 394 (1969).
24. Л. М. Озерной, Г. В. Чибисов, *Астрон. ж.* 47 (1970).
25. Л. М. Озерной, *Астрон. циркуляр АН СССР* № 536, 1 (1969).
26. R. Weustman, *Astrophys. J.* 145, 560 (1966).
27. Л. М. Озерной, *Астрон. ж.* 47 (1970).
28. E. R. Harrison, *Galaxy Formation in the Early Universe Preprint* (1969).
29. G. V. Chibisov, L. M. Ozernou, *Astrophys. Lett.* 3, 189 (1969).
30. В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, Доклад на настоящей Сессии.
31. C. Misner, *Phys. Rev. Lett.* 22, 1071 (1969).