

523.165

ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ *)

В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский

Настоящий доклад имеет целью осветить состояние проблемы происхождения космических лучей (или, если пользоваться более современным и точным названием, состояние астрофизики космических лучей) с учетом тех новых работ, которые появились после конференции в Индии (Джайпур, 1963). Как и в докладе, представленном на индийскую конференцию¹, мы не будем здесь стремиться охватить материал возможно шире и подробнее (см.²), а остановимся лишь на отдельных вопросах.

1. О РЕШЕННЫХ И НЕРЕШЕННЫХ ПРОБЛЕМАХ АСТРОФИЗИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Бурное развитие и несомненные успехи, достигнутые за последние 10—15 лет в области астрофизики космических лучей, не должны, разумеется, заслонять тот факт, что в этой области имеется целый ряд весьма существенных неясных моментов.

Начнем поэтому с краткого обсуждения современной ситуации в плане ответа на вопрос: что ясно и что неясно в астрофизике космических лучей?

Сейчас уже несомненно, что космические лучи наряду со звездами и межзвездным газом принадлежат к числу основных элементов, из которых состоят галактики и вселенная в целом. Это заключение связано не только и даже не столько с тем обстоятельством, что космические лучи наблюдаются в самых различных объектах (галактики, радиогалактики, квазизвезды, оболочки сверхновых звезд, Солнце), сколько с относительно большой величиной плотности энергии и давления космических лучей. Так, например, даже в Галактике, являющейся «нормальной» в радиодиапазоне, плотность энергии космических лучей $w_g \sim 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$. В то же время напряженность галактического магнитного поля $H_g \sim \sim 3 \div 10 \cdot 10^{-6} \text{ э}$ такова, что $H_g^2/8\pi \sim w_g$; такой же по порядку величины является плотность внутренней энергии $\epsilon \sim nkT$ газа с концентрацией $n \sim 1$ и температурой $T \sim 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$, и, следовательно, в большинстве районов Галактики $\epsilon \leq w_g$. В радиогалактиках встречаются значения плотности энергии космических лучей w_g , которые иногда еще на несколько порядков выше w_g . Вряд ли можно сомневаться в том, что энергия и давление космических лучей играют существенную, а в некоторых случаях, вероятно, и определяющую роль для понимания динамики галактических гало, оболочек сверхновых звезд, радиоизлучающих облаков

*) Обзорный доклад на конференции по космическим лучам в Лондоне (сентябрь 1965 г.). В дополнении отражены некоторые результаты, сообщенные на конференции. Труды конференции публикуются в качестве приложения к журналу «Proc. Phys. Soc.».

в радиогалактиках (например, в Лебеде А), излучающих в непрерывном спектре выбросов в радиогалактиках и квазизвездах (Дева А \equiv NGC 4486, ЗС 273-В и др.) и т. д.

Второй момент, который следует подчеркнуть, состоит во всеобщем характере эффективного ускорения космических лучей. Это означает, что ускорение космических лучей (т. е. генерация релятивистских частиц) является не исключительным эффектом, имеющим место в особых условиях, а наблюдается как правило: частицы эффективно ускоряются и на Солнце, и в радиационном поясе Земли, и при взрывах звезд, и в радиогалактиках. Такой результат, в общем, вполне понятен в рамках существующих представлений физики плазмы и магнитной гидродинамики. Действительно, состояния плазмы, в которых в ней имеются различные движения (пучки и струи, волны и т. д.), но нет магнитного поля и быстрых частиц, являются, вообще говоря, неустойчивыми. Поэтому если бы даже какой-либо взрыв (например, взрыв сверхновой) на ранней его стадии мог рассматриваться без учета влияния поля и космических лучей, через некоторое время и поле, и космические лучи появились бы. Вопрос о том, до какого уровня успеют нарасти энергия поля и энергия космических лучей, не может иметь универсальное решение — ответ зависит от времени развития процесса и других факторов. Однако в ряде случаев можно ожидать установления некоторого квазиравновесия, при котором плотности энергий разного типа по порядку величины одинаковы, т. е.

$$w_{\text{к. л}} \sim \frac{H^2}{8\pi} \sim \frac{Qu^2}{2}, \quad (1)$$

где Q — плотность газа, а u — его характерная скорость.

Помимо указанных заключений общего характера имеется целый ряд радиоастрономических данных, касающихся спектра электронной компоненты космических лучей в различных областях и объектах^{2, 3}, а также сведений о космических лучах у Земли^{2, 4}. Ограничимся здесь лишь несколькими краткими выводами.

Химический состав космических лучей у Земли свидетельствует о том, что входящие в их состав релятивистские ядра прошли $2 \div 10 \text{ г}/\text{см}^2$; при средней плотности межзвездного газа (в занятой космическими лучами области) $Q \sim 10^{-26} \text{ г}/\text{см}^3$ это отвечает пути $L \sim 5 \cdot 10^{26} \text{ см}$ и времени $T \sim 10^{16} \text{ сек} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$. Либо источники галактических космических лучей должны быть аномально богаты ядрами групп M и H , либо, что более вероятно, ускорение таких ядер должно быть более эффективно, чем ускорение протонов и α -частиц.

Сведения об электронно-позитронной компоненте^{2, 4} еще очень неполны. Если же говорить о грубом приближении, то они с одной стороны, находятся в согласии с радиоастрономическими данными и, с другой стороны, подтверждают заключение о том, что основная часть электронов в космических лучах у Земли имеет первичное происхождение (т. е. эти электроны не являются продуктом $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада)^{1, 2, 5} (см. дополнение).

Совокупность всех имеющихся данных, по нашему мнению, вполне совместима с галактической теорией происхождения космических лучей, наблюдавшихся у Земли; исключение составляют частицы с энергией $E \geq 10^{16} \div 10^{17} \text{ эв}$, которые скорее всего приходят в Галактику извне и генерируются, например, в радиогалактиках (ниже, однако, мы имеем в виду лишь основную часть космических лучей, которой отвечают энергии $E \leq 10^{13} \div 10^{15} \text{ эв}$). При этом основными источниками космических лучей в Галактике являются сверхновые звезды и, возможно, взрывы галактического ядра. Эти источники должны обеспечивать инъекцию кос-

мических лучей в межзвездное пространство с мощностью (подробнее см. ^{1,2)} *)

$$U_{\text{к.л}} \sim 10^{40} \div 10^{41} \text{ эрг/сек}, U_e \sim 3 \cdot 10^{38} \div 3 \cdot 10^{39} \text{ эрг/сек}. \quad (2)$$

Здесь $U_{\text{к.л}}$ относится ко всем космическим лучам и U_e — к их электронной компоненте.

Мощности (2) очень велики (например, значение $U_{\text{к.л}} \sim 3 \cdot 10^{40}$ получается, если вспышки сверхновых происходят в Галактике в среднем раз в 100 лет, причем в космические лучи переходит в среднем на вспышку энергия 10^{50} эрг), но еще допустимы в отношении указанных источников (см. раздел 4). Вместе с тем нет независимых данных, подтверждающих, что такая инжекция действительно осуществляется галактическими источниками. Поэтому и остается не окончательно решенным главный вопрос в теории происхождения космических лучей в Галактике, а именно, вопрос о возможной роли втекания в Галактику космических лучей метагалактического происхождения. Этой проблеме и вообще метагалактическим космическим лучам посвящен раздел 2 настоящего доклада. Здесь же перечислим другие неясные или недостаточно ясные моменты.

1. При наблюдениях у Земли космические лучи **) имеют в области небольших энергий максимум в энергетическом спектре, причем этот максимум наблюдается даже в период солнечного минимума ^{4, 6}. Возникает важный вопрос о том, существует ли максимум в спектре и в межзвездном пространстве, или же он полностью порожден влиянием межпланетной среды (действие неоднородностей в солнечном ветре и т. д.). В работе ⁶ делается именно последний вывод, но тогда нужно понять, почему космические лучи вдали от солнечной системы не имеют максимума в спектре в обсуждаемой области энергий $E_{\text{k}} \geq 10^8$ эв/нуклон, несмотря на возрастание ионизационных потерь при переходе к нерелятивистским энергиям. Разумеется, вопрос о положении максимума в спектре является количественным, и даже отсутствие этого максимума при $E_{\text{k}} > 10^8$ эв/нуклон, пока не проведен детальный анализ, ничему не противоречит. Но именно необходимость решить вопрос о спектре в области малых энергий мы и хотим подчеркнуть.

2. Анизотропия космических лучей, по-видимому, еще не обнаружена ни в одной области энергий. Если же в годы солнечного минимума анизотропия и наблюдается ^{2, 4}, то она для основной части космических лучей во всяком случае не превосходит долей процента. Практически полная изотропия космических лучей находится в согласии с галактической теорией, использующей диффузионное приближение ². Но, с другой стороны, сам характер диффузии (распространения) космических лучей в Галактике и вообще в магнитных полях еще недостаточно ясен. Поэтому вполне возможно, что изотропия космических лучей непосредственно отражает специфику движения космических лучей в межзвездной плазме. Мы увидим ниже, что для подобной точки зрения имеются веские основания.

3. Говоря о неясных моментах, нельзя не указать на недостаток сведений о космических лучах сверхвысокой энергии ($E > 10^{15}$ эв; речь идет об энергетическом спектре и химическом составе), спектре электронно-позитронной компоненты у Земли и о проценте позитронов в составе этой

*) По сравнению с ^{1, 2, 5} мы уменьшили в несколько раз нижний предел для $U_{\text{к.л}}$ и U_e . Значение $U_{\text{к.л}} \sim 10^{40}$ эрг/сек отвечает полной энергии космических лучей в Галактике $W_{\text{к.л}} \sim 10^{56}$ эрг и времени выхода этих лучей из системы $T_{\text{в}} \sim 3 \cdot 10^8$ лет $\cong 10^{16}$ сек. Подобная оценка представляется нам еще вполне допустимой (см. разделы 3 и 4).

**) Космические лучи солнечного происхождения в настоящей статье не рассматриваются.

компоненты, а также об отсутствии данных о космических γ -лучах (здесь известна лишь верхняя граница потока^{1, 2, 7}). В области дальнейшего изучения химического состава космических лучей актуальные задачи хорошо известны и состоят в определении изотопного состава (например, доли D и He³ в водороде и гелии), выяснении зависимости состава от энергии (в области малых энергий в первую очередь нужно знать отношение $L/(M + H)$; см.^{4, 8, 9} и ниже) и т. д. Если сведения о химическом составе и параметрах фрагментации ядер при столкновениях будут в достаточной мере уточнены, то откроются весьма интересные возможности для выбора и уточнения различных моделей, предлагаемых для описания движения космических лучей в Галактике; (см.², § 15, и раздел 4).

4. В теоретическом плане, помимо уже упомянутых вопросов, имеется также ряд других неясных моментов. Каков конкретный механизм ускорения космических лучей в различных случаях (взрывы сверхновых, процессы в галактических ядрах, ускорение на Солнце и в звездных атмосферах)? По сути дела, здесь известно очень мало, а объяснить нужно и высокую эффективность ускорения, и зависимость этой эффективности от заряда и массы частицы (в частности, речь идет и об ускорении электронов). Сюда же можно отнести вопрос об известной универсальности энергетического спектра ускорения, хотя в этом отношении кое-что и сделано (см.¹⁰ и², § 9 и 15, а также раздел 4).

Из наблюдений известно, что космические лучи довольно долго находятся в оболочках сверхновых звезд; в то же время магнитное поле в центральных частях оболочек (конкретно имеем ввиду Крабовидную туманность) либо сильно упорядочено, либо, во всяком случае, имеет большую упорядоченную компоненту. В упорядоченном поле космические лучи прошли бы через Крабовидную туманность с диаметром порядка 1 pc всего за несколько лет, в то время как возраст этой оболочки превосходит 900 лет. Аналогичная проблема возникает в отношении радиоизлучающих облаков и областей в радио- и нормальных галактиках. Проще всего объяснить удержание космических лучей в оболочках или радиоизлучающих облаках, если предположить, что на их границах имеется сильно турбулизованная область, через которую космические лучи лишь медленно диффундируют (альтернативная возможность состоит в допущении, что наряду с упорядоченной компонентой поля в оболочках и облаках имеется большая неупорядоченная компонента поля, и тем самым перемещение космических лучей очень сильно затруднено во всей оболочке). Но в этом случае нужно понять, почему же возникает такая турбулизованная оболочка.

Имеются указания и соображения (в частности, это, по всей вероятности, так, если рентгеновское излучение Крабовидной туманности является магнитотормозным; см.¹¹), свидетельствующие о продолжающемся ускорении космических лучей в Крабовидной туманности и других объектах, например, во взорвавшейся галактике M 82 (см.¹²). Но каков источник и механизм ускорения после взрыва сверхновой или галактического ядра,— на этот вопрос еще нет ответа. То же самое можно сказать о самой природе радиогалактик и сверхзвезд (квазаров), на чем мы здесь подробнее останавливаться не можем^{13-13б}.

Итак, действительно имеется значительное число нерешенных проблем. Ниже (в разделе 3) мы попытаемся показать, что часть этих проблем можно надеяться решить на основе учета плазменных явлений. Ряд вопросов (в том числе еще не упоминавшийся вопрос о нестационарных моделях происхождения галактических космических лучей) будет обсужден также в разделе 4. Сейчас же остановимся на проблеме метагалактических космических лучей и происхождении космических лучей, наблюдавшихся у Земли.

2 МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ У ЗЕМЛИ

Нам представляется очень вероятным, что плотность энергии космических лучей в Метагалактике (т. е. в среднем для межгалактического пространства) w_{MG} на несколько порядков меньше галактической плотности:

$$w_{\text{MG}} \ll w_{\Gamma} \sim 10^{12} \text{ эрг/с.м}^3. \quad (3)$$

Конкретно, наиболее вероятно, что $w_{\text{MG}} \leq 10^{-15} \text{ эрг/см}^3$. Перечислим кратко (подробнее см. ^{1, 2}) аргументы, свидетельствующие в пользу справедливости неравенства (3).

1. Плотность кинетической энергии межгалактического газа

$$K = \frac{\rho u^2}{2} \leq 10^{-14} \div 10^{-15} \text{ эрг/с.м}^3 \quad (\rho \leq 10^{-29} \text{ г/см}^3, u \sim (1 \div 5) \cdot 10^7 \text{ см/сек}),$$

а плотность энергии метагалактического магнитного поля $H_{\text{MG}}^2/8\pi \leq 10^{-15} \text{ эрг/см}^3$ ($H_{\text{MG}} \leq 10^{-7} \text{ э; см. } 1, 2, 14$), вероятнее всего, даже $H_{\text{MG}}^2/8\pi \leq 10^{-16} \div 10^{-17}$. В то же время представляется весьма трудным и неестественным предполагать, что плотность энергии космических лучей w_{MG} существенно превосходит значения $qu^2/2$ и $H_{\text{MG}}^2/8\pi$. Отсюда мы приходим к оценке $w_{\text{MG}} \leq 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \ll w_{\Gamma}$.

2. Можно оценить плотность космических лучей w_{MG} , попадающих в метагалактическое пространство из нормальных и радиогалактик. Таким образом, приходим к оценке $w_{\text{MG}} \sim 10^{-16} \div 10^{-17} \text{ эрг/см}^3$, и, во всяком случае, без очень сильных натяжек мы не видим возможности получить значения w_{MG} , сравнимые с w_{Γ} .

3. Из радиоастрономических данных (речь идет об отсутствии заметного радиоизлучения, исходящего из межгалактического пространства) можно сделать определенные заключения о межгалактическом магнитном поле H_{MG} и плотности энергии электронной компоненты метагалактических космических лучей $w_{e, \text{MG}}$. Так, при $H_{\text{MG}} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ имеем $w_{e, \text{MG}} \leq 10^{-2} w_{e, \Gamma} \leq 3 \cdot 10^{-16}$ ($w_{e, \Gamma} \leq 3 \cdot 10^{-14}$ — плотность энергии электронной компоненты в Галактике). Далее, нет оснований считать, что отношение $\frac{w_{e, \text{MG}}}{w_{\text{MG}}} < \frac{w_{e, \Gamma}}{w_{\Gamma}} \sim 10^{-2}$. Отсюда $w_{\text{MG}} \leq 10^{-14} \ll w_{\Gamma}$.

4. Установленный верхний предел потока космических γ -лучей ⁷ также позволяет оценить верхнее значение $w_{e, \text{MG}}$. Даже полагая, что плотность энергии оптического излучения в Метагалактике $w_{\phi} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$, получаем $w_{e, \text{MG}} \leq 1 \div 3 \cdot 10^{-2} w_{e, \Gamma}$. Вероятнее, что $w_{\phi} \geq 5 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$ (см. ^{15, 58} *) и, таким образом, $w_{e, \text{MG}} \leq 10^{-2} w_{e, \Gamma}$. Отсюда приходим для w_{MG} к такой же оценке, как и в предыдущем п. 3. Более существенно, однако, что уже само непосредственно вытекающее из наблюдений неравенство

$$w_{e, \text{MG}} \ll w_{e, \Gamma} \quad (3a)$$

^{*)} Не исключена возможность, что существует довольно мощное метагалактическое радиоизлучение в диапазоне сантиметровых и более коротких волн ⁴⁷. При этом на волнах 7,3 см температура излучения $T = 3,5 \text{ }^{\circ}\text{K}$, что для черного излучения отвечает плотности энергии $w_{\phi} = 0,7 \text{ эв/с.м}^3$. В этом случае метагалактические электроны с энергией, например, $E = 10^9 \text{ эв}$ в результате комитоновских потерь уменьшают свою энергию вдвое за время $T = 5 \cdot 10^8 \text{ лет}$. Рассеяние радиофотонов со средней энергией $\varepsilon = 2,7 kT = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$ на релятивистских электронах приведет к появлению рентгеновского излучения. Используя данные наблюдений о рентгеновском фоне ¹¹, можно сделать вывод, что $w_{e, \text{MG}} < 10^{-5} \text{ эв/с.м}^3 \cong 3 \cdot 10^{-4} w_{e, \Gamma}$.

противоречит метагалактической теории происхождения космических лучей, наблюдавшихся у Земли. В самом деле, электронная компонента космических лучей в Галактике является первичной^{1, 2, 5}, т. е. не создается нуклонной компонентой. Поэтому наблюдаемая электронная компонента могла бы иметь метагалактическое происхождение только при условии $w_e, \text{мг} \sim w_e, \text{г}$ (необходимое здесь дополнительное предположение об изотропности метагалактических космических лучей обсуждается ниже).

5. Из данных о фоне космического рентгеновского излучения¹¹ можно при некоторых дополнительных предположениях (см. раздел 3) заключить, что $w_{\text{МГ}} \leq 10^{-2} w_{\text{г}}$.

6. Значение $w_{\text{МГ}} \sim 10^{-17} \div 10^{-15} \text{ эрг/см}^3$ отнюдь не является малым и в том случае, если сравнивать энергию метагалактических космических лучей не только с энергией $qu^2/2$ и $H^2/8\pi$ в межгалактической среде, но и с кинетической энергией хаотического движения всех галактик.

7. В пользу нарушения неравенства (3) и допущения, что $w_{\text{МГ}} \sim w_{\text{г}}$, нет не только никаких данных, но, по сути дела, нет и каких-либо аргументов, кроме возможности в этом случае считать космические лучи в Галактике и других нормальных галактиках имеющими метагалактическое происхождение. Между тем подобная метагалактическая теория, помимо всех других затруднений, сталкивается также с известными трудностями при объяснении химического состава космических лучей (метагалактические космические лучи, образовавшиеся на догалактической стадии эволюции Метагалактики, были бы, вероятно, бедны тяжелыми элементами; галактических же космических лучей, как указано в п. 2, по всей вероятности, недостаточно для накопления космических лучей с плотностью энергии $w_{\text{МГ}} \sim w_{\text{г}}$).

Итак, допустим, что неравенство (3) имеет место (в частности, вблизи Галактики) и при этом космические лучи в метагалактическом пространстве изотропны. Тогда совершенно невероятно, чтобы наблюдавшиеся у Земли (и вообще в Галактике) космические лучи имели в заметной своей части метагалактическое происхождение. В самом деле, если процесс втекания космических лучей в Галактику приближенно стационарен, то в силу теоремы Лиувилля интенсивность космических лучей постоянна вдоль траекторий частиц. В условиях изотропности космических лучей в Метагалактике и в Галактике отсюда следует *), что плотность энергии метагалактических космических лучей в Галактике $w_{\text{МГ}, \text{г}} = w_{\text{МГ}}$. К тому же выводу легко прийти и из более детального рассмотрения движения частиц при их переходе из Метагалактики (поле $H_{\text{МГ}}$) в область с галактическим полем $H_{\text{г}} \gg H_{\text{МГ}}$. Учет нестационарности, с чем может быть связано несоблюдение теоремы Лиувилля, мог бы как-то нарушить равенство $w_{\text{МГ}, \text{г}} = w_{\text{МГ}}$. Однако в конкретных условиях Галактики (и вообще галактик) мы не видим никаких путей или мыслимых механизмов, которые «закачивали» бы космические лучи из метагалактического пространства в Галактику. Поэтому если условие (3) выполнено, то единственная возможность получить большое значение $w_{\text{МГ}, \text{г}} \cong w_{\text{г}} \sim 10^{-12}$ связана с предположением о резкой анизотропии космических лучей в метагалактическом пространстве.

В^{1, 2} мы высказывали мнение (в частности, в связи с работой¹⁶), что сколько-нибудь существенная анизотропия космических лучей в метагалактическом пространстве не может иметь места. Однако это утверждение не было подкреплено конкретными оценками, а недавно была предложена модель упорядоченного метагалактического поля¹⁷ (см. также¹⁸),

*) Это заключение вполне аналогично тому, которое мы делаем о космических лучах вдали от Земли, наблюдая их внутри земной магнитосферы.

в которой предположение об анизотропности космических лучей в Метагалактике на первый взгляд кажется вполне допустимым *).

Таким образом, вопрос об анизотропии космических лучей оказывается очень существенным и требует подробного анализа. В следующем разделе мы остановимся на этом вопросе, причем вывод, который будет обоснован, состоит в отрицании возможности анизотропии. Если согласиться с этим выводом, то единственная реальная возможность сохранить метагалактическую теорию происхождения космических лучей в Галактике состоит в отказе от неравенства (3) по крайне мере в области вблизи Галактики и, более конкретно, в предположении, что

$$w_{\text{МГ}} = w_{\Gamma} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (4)$$

Именно такое предположение (4), как известно, и делается в метагалактических теориях. Выше мы перечислили аргументы, говорящие против подобной возможности, по крайней мере когда речь идет о всем метагалактическом пространстве. В дополнение к сказанному остановимся на работе ¹⁹, в которой допускается возможность выполнения соотношения (4), но, к сожалению, без учета нашей критики ¹, ². Конкретно, в ¹⁹ предполагается, что космические лучи поступают в Метагалактику из радиогалактик, причем среднее энерговыделение при взрыве радиогалактики принимается равным 10^{62} эрг. Такое значение необосновано и представляется нам скорее всего завышенным на 2–3 порядка. Что же касается принятого в ¹⁹ механизма ускорения космических лучей при их столкновении с «выбросами» (расширяющимися намагниченными облаками, выбрасываемыми радиогалактиками), то этот механизм совершенно неэффективен ²⁰. В самом деле, даже если размеры выбросов вещества при взрывах галактик составляют $l \sim 200 \text{ кпс} = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}$ (таковы наблюдаемые размеры радиоизлучающих областей в одной из крупнейших по размерам радиогалактике Центавр А), а концентрация радиогалактик равна $N_{\text{РГ}} \leq 10^{-78} \text{ см}^{-3}$, то релятивистская частица испытает одно столкновение в среднем за $\tau \cong 1/l^2 N_{\text{РГ}} c \cong 10^{20} \text{ сек} \cong 3 \cdot 10^{12} \text{ лет}$. Поэтому не может быть и речи о значительном увеличении энергии метагалактических космических лучей (в результате обсуждаемого механизма ¹⁹) за характерное время эволюции Метагалактики $T_{\text{МГ}} \sim 10^{10} \text{ лет}$.

Чтобы не возвращаться к проблеме метагалактических космических лучей, резюмируем сказанное. Если космические лучи в межгалактическом пространстве не могут быть сильно анизотропными (в разделе 3 мы приведем представляющиеся весьма убедительными аргументы в пользу такого заключения), метагалактическую теорию происхождения основной части космических лучей в Галактике можно сохранить лишь при соблюдении соотношения $w_{\text{МГ}} \sim w_{\Gamma} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ (см. (4)). Все известные данные свидетельствуют против такой возможности и в пользу неравенства (3). Однако полной и безоговорочной уверенности в справедливости этого неравенства все же еще нет, особенно в отношении ближайших окрестностей Галактики. Дело в том, что многие из приведенных соображений фактически касаются лишь оценки $w_{\text{МГ}}$ на всемлуче зрения (например, когда мы говорили о потоке метагалактического γ -излучения, то имели

*) В такой модели, как и в ¹⁶, космические лучи, изотропные в области с полем H_{Γ} (галактика), поступают в межгалактическое пространство с полем $H_{\text{МГ}} = \ll H_{\Gamma}$ с сохранением адиабатического инварианта $\sin^2 \theta / H = \text{const}$. Поэтому в Метагалактике имеет место сильная анизотропия ($\theta_{\max} \cong \sqrt{H_{\text{МГ}} / H_{\Gamma}}$) и $w_{\text{МГ}} / w_{\Gamma} \cong H_{\text{МГ}} / 2H_{\Gamma}$. При $H_{\text{МГ}} \sim 3 \cdot 10^{-9} H_{\Gamma} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ и $w_{\Gamma} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$, отсюда $\theta_{\max} \sim 1^\circ$ и $w_{\text{МГ}} \sim 10^{-15} \text{ эрг/см}^3$.

в виду образование излучения на пути в $5 \cdot 10^{27}$ см, отвечающем фотометрическому радиусу Метагалактики; см. ^{1, 2}). Поэтому еще трудно решительно отвергнуть допущение о том, что $\omega_{\text{МГ}} \sim \omega_g$ в какой-то окрестности Галактики, в то время как в среднем для Метагалактики $\omega_{\text{МГ}} \ll \omega_g$. С другой стороны, не только нет каких-либо реальных оснований для такого предположения, но оно в свою очередь встречает серьезные возражения (см. ^{1, 2}).

В подобной ситуации и, конечно, учитывая фундаментальную важность этой проблемы, необходимо дальнейшее ее исследование. Здесь можно указать на методы радио-, гамма- и рентгеновской астрономии, определение и уточнение параметров межгалактической среды, а также на возможность ряда более точных теоретических оценок.

3. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ПЛАЗМЕННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Понимание многих недостаточно ясных проблем астрофизики космических лучей, по нашему мнению, теснейшим образом связано с учетом плазменных явлений. Разумеется, плазменный характер космической среды общеизвестен, поэтому в общей форме сделанное утверждение достаточно очевидно — оно содержится и в ², и, вероятно, в целом ряде других источников (см., в частности, анализ некоторых космических плазменных эффектов в ²¹). Однако здесь мы имеем в виду более конкретные замечания, связанные с учетом пучковой и других неустойчивостей в разреженной плазме в применении к интересующим нас вопросам ²².

Рассмотрим для определенности такую возможность: магнитное поле из галактики выходит в метагалактическое пространство плавно (расширение силовой трубы) и при отсутствии каких-либо неоднородностей поля, волновых фронтов и т. п. В подобных условиях изотропные (или квазизотропные) в Галактике космические лучи будут двигаться с сохранением адиабатического инварианта и, как уже указывалось выше, образуют в Метагалактике пучок, движущийся практически вдоль поля. Но такой случай является классическим примером, когда развивается пучковая неустойчивость. При этом существенно, что плазменные частоты «материнской» (метагалактической) плазмы и самого пучка очень высокие, если их сопоставить с $1/T_g$, где T_g — характерное время эволюции галактики или даже время взрыва радиогалактики. В самом деле, приведем без дополнительных пояснений, пользуясь общепринятыми выражениями (см., например, ²³), некоторые значения для межгалактической плазмы с электронной концентрацией $n \sim 10^{-6}$. В этом случае плазменная частота $\omega_0 = (4\pi e^2 n/m)^{1/2} = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n} \sim 10^2$, а дебаевский радиус $D = (kT/4\pi e^2 n)^{1/2} \cong 5 \sqrt{\frac{T}{n}} \sim 5 \cdot 10^5$ см (при температуре $T \sim 10^5$ °К). В тех же условиях число соударений электронов с ионами

$$v = \frac{5,5n}{T^{3/2}} \ln(220Tn^{-1/3}) \sim 10^{-11} \text{ сек.}$$

В поле $H_{\text{МГ}} < 10^{-7}$ гирочастота $\omega_H = eH/mc = 1,76 \cdot 10^7 H < 10$ сек⁻¹ и, таким образом, $\omega_0^2 \gg \omega_H^2$. Уже из этих цифр ясно, что в метагалактическом пространстве могут распространяться слабозатухающие ($kD = \frac{2\pi}{\lambda} D \ll 1$) плазменные волны. Далее, даже для потока космических лучей с концентрацией $N_{\text{к.л.}} \sim 10^{-13}$ (в Галактике $N_{\text{к.л.}} \sim 10^{-10}$, значение $N_{\text{к.л.}} \sim 10^{-13}$ при неизменности спектра отвечает плотности $w_{\text{к.л.}} \sim 10^{-15}$ эрг/см³) плазменная частота пучка

$$\omega_s = (4\pi e^2 N_{\text{к.л.}} c^2 / E)^{1/2} \sim 5 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{N_{\text{к.л.}} m}{M}} \sim 5 \cdot 10^{-4}$$

(здесь полная энергия $E \sim Mc^2 \sim 10^9$ эв, что отвечает протонам, вносящим основной вклад в $w_{\text{к.л.}}$). Исключительная малость отношения $\frac{2\pi}{\omega_s T_\Gamma} \sim \frac{10^4}{T_\Gamma}$ очевидна. Более существенно, разумеется, что малым является

также отношение $1/\gamma T_\Gamma$, где γ — инкремент для возникающих в силу пучковой неустойчивости плазменных колебаний. Значение γ для обсуждаемого случая недавно оценивалось в статье²⁴ как раз для указанных значений параметров *) и в предположении, что разброс скоростей в пучке $v_{T_s} \sim c$. При этом $1/\gamma_{\max} \sim 30$ лет. По сути дела, $\gamma_{\max} \sim \omega_s^2/\omega_0$, причем наибольший инкремент отвечает волнам, для которых $kc \sim \omega_0$ (для самых коротких слабо затухающих волн $kvt \sim \omega_0$ или $kD \sim 1$, что приводит

к значению $\gamma_{\min} \sim \frac{\omega_s^2 v_T^2}{\omega_0 c^2} \sim 10^{-4} \gamma_{\max}, \frac{1}{\gamma_{\min}} \sim 3 \cdot 10^5$ лет). При учете магнитного поля пучок будет генерировать также волны других типов,

что по крайней мере на первом этапе может только усилить скорость нарастания возмущений в плазме. Впрочем, при отсутствии поля пучковая неустойчивость также не сводится к генерации только продольных волн.

Далее, на границе галактики (и особенно радиогалактики) можно ожидать концентраций $N_{\text{к.л.}}$ даже на несколько порядков больших, чем использованное вероятное максимальное метагалактическое значение $N_{\text{к.л.}} \sim 10^{-13}$.

Таким образом, создается впечатление, что космические лучи с резко анизотропной функцией распределения в результате роста амплитуды колебаний должны быстро изотропизоваться. Мы не можем, к сожалению, сделать здесь окончательных выводов (по крайней мере, при рассмотрении лишь пучковой неустойчивости) в связи с недостаточной ясностью нелинейной фазы процесса, а также отсутствием данных для учета влияния на пучки космических лучей тех волн, которые создаются другими источниками.

Поясним эти замечания. Обычно считается (и для пучка нерелятивистских частиц это, по-видимому, справедливо), что развитие пучковой неустойчивости приводит к образованию «плато» в распределении частиц по скоростям (как известно, в одномерном случае пучок неустойчив лишь при наличии в его спектре по скоростям некоторого максимума при $v \neq 0$; поэтому с образованием плато неустойчивость исчезает). В процессе образования плато генерируются плазменные волны, причем их полная энергия сравнима с первоначальной энергией пучка. Помимо тенденции к образованию плато происходит изотропизация пучка, поскольку именно анизотропное распределение частиц по скоростям неустойчиво, а для изотропного по направлениям распределения частиц даже наличие максимума в спектре по энергиям (или скоростям) не приводит к неустойчивости. С этой точки зрения, при указанных выше относительно очень больших значениях инкремента γ для нарастания пучковой неустойчивости, действительно следует ожидать быстрой изотропизации космических лучей и тенденции к образованию плато в спектре их распределения по энергиям. Вместе с тем не следует считать подобные выводы неизбежными, даже если значения γ , полученные в линейном приближении, весьма велики. Дело в том, что при определенных условиях, особенно для релятивистских пучков, нелинейное взаимодействие волн может приводить

*) Чтобы не загромождать изложения, мы здесь, помимо уже цитированных статей^{21, 22, 24}, где имеются также ссылки на большое число работ, укажем лишь на обзор²⁵, специально посвященный турбулентности плазмы, а также на статьи^{26, 27}.

к стабилизации пучков^{26, 27}. Физически это связано с происходящим в нелинейном приближении процессом перекачки волн, генерируемых пучком, в нерезонансную часть спектра, в которой волны непосредственно с пучком не взаимодействуют (если фазовая скорость волн $v_\phi = \omega/k > c$, то такие волны поглощаются частицами пучка, очевидно, не могут). С другой стороны, изотропизация пучка происходит не только под действием волн, генерируемых самим пучком, но и под влиянием волн ($c v_\phi < c$), образованных любыми другими источниками и присутствующими в области, пронизываемой рассматриваемым пучком космических лучей*). В космических условиях имеется немало источников различных волн (пучки, испускаемые звездами, дрейф космической плазмы под влиянием сил гравитации и магнитного поля и т. д.), но оценить интенсивность таких волн мы еще не можем.

Итак, в вопросе об эффективности изотропизации космических лучей в результате пучковой неустойчивости в изотропной плазме и под влиянием плазменных и иных волн от других источников еще имеется большая неопределенность. Эта неопределенность в отношении судьбы пучков космических лучей, по-видимому, в значительной мере исчезает, если учесть существование еще не упоминавшейся апериодической анизотропной неустойчивости: анизотропное распределение частиц в магнитном поле, вообще говоря, неустойчиво даже при неучете плазменных волн; в результате такой неустойчивости силовые линии поля искривляются и, по сути дела, поле турбулизуется. Критерий анизотропной неустойчивости таков (существуют также неустойчивости других типов, возникающие и при несоблюдении условия (5)):

$$w_{\text{к. л.}, \parallel} - \frac{1}{2} w_{\text{к. л.}, \perp} > \frac{H^2}{8\pi}, \quad (5)$$

где

$$w_{\text{к. л.}, \parallel} = \frac{MN_{\text{к. л.}}}{2} \bar{v}_{\parallel}^2, \quad w_{\text{к. л.}, \perp} = \frac{MN_{\text{к. л.}}}{2} \bar{v}_{\perp}^2, \quad v_{\parallel} \text{ и } v_{\perp}$$

— соответственно параллельная и перпендикулярная к полю составляющие скорости космических лучей (пользуемся нерелятивистским выражением, что вряд ли может привести к заметной ошибке, поскольку для основной части космических лучей $E - Mc^2 \sim Mc^2$).

При переходе частиц из Галактики в Метагалактику с сохранением адиабатического инварианта, как уже указывалось, $w_{\text{к. л.}, \parallel} \cong w_{\text{МГ}} \gg w_{\text{к. л.}, \perp}$, причем $w_{\text{МГ}} \simeq \frac{H_{\text{МГ}}}{2H_{\Gamma}} w_{\Gamma} \sim \frac{H_{\text{МГ}} H_{\Gamma}}{16\pi} \gg H_{\text{МГ}}^2/8\pi$. Таким образом, критерий (5) будет выполнен с большим «запасом» (например, при $H_{\text{МГ}} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ имеем $w_{\text{МГ}} \sim 3 \cdot 10^{-15}$ и $H_{\text{МГ}}^2/8\pi \sim 3 \cdot 10^{-17}$). Инкремент нарастания обсуждаемых возмущений поля

$$\gamma_a \sim \left(\frac{w_{\text{МГ}} - H_{\text{МГ}}^2/8\pi}{MN_{\text{к. л.}}} \right)^{1/2} k \sim ck,$$

*.) Кроме того, в зависимости от спектра плазменных волн и волн иных типов, космические лучи могут ускоряться (см. ²¹ и раздел 4) или замедляться в результате процессов поглощения и испускания этих волн. Заметим, что в результате рассеяния волн на частицах космических лучей эти последние в интересующих нас условиях тормозятся — этот процесс аналогичен магнитотормозным и комптоновским потерям энергии. При этом $dE/dt = -bw_n E^2$, где b — такой же коэффициент, как и для магнитотормозных и комптоновских потерь (см. ^{1, 2}), а w_n — плотность энергии волн в плазме. Поскольку в интересующих нас случаях, видимо, всегда $H^2/8\pi \gg w_n$, магнитотормозные потери более существенны, чем потери при рассеянии на плазменных волнах.

поскольку $w_{\text{МГ}} \sim N_{\text{к.л}} Mc^2$. Далее, длина волны возмущения должна пре-
восходить гирорадиус космических лучей

$$r_H \sim \frac{Mc^2}{eH} \sim \frac{3 \cdot 10^6}{H_{\text{МГ}}} \sim 10^{14} \text{ см}$$

(при $H_{\text{МГ}} \sim 3 \cdot 10^{-8}$). Следовательно, $\gamma_a \leq 2\pi c/r_H \sim 10^{-3}$ и $1/\gamma_{\text{max}} \sim 10^3$ сек(!). Плазменные волны, возникающие в результате обсуждавшейся ранее пучковой неустойчивости, могут, видимо, лишь ускорять процесс турбулизации поля и изотропизации пучка.

Ясно, таким образом, что если бы пучок космических лучей достиг метагалактической области (области, где $H \sim H_{\text{МГ}} \leq 3 \cdot 10^{-8}$) без изотропизации и без разрушения принятой выше за основу упорядоченной структуры поля, оба эти процесса пошли бы очень быстро. Но это означает, что регулярная картина расширения силовых трубок поля в таких условиях нереальна и фактически должна образовываться переходная область, в которой поле, если оно было регулярным в галактике, станет турбулентным, а поток космических лучей изотропизуется. Тем самым, если в какой-либо галактике образуется большая новая порция космических лучей (скажем, в результате взрыва галактического ядра), эти космические лучи довольно быстро как бы «самоизолируются»— окружают занятую ими область турбулентным слоем, препятствующим быстрому вытеканию космических лучей в окружающее пространство со слабым полем *).

Именно поэтому, с обсуждаемой точки зрения, в радиогалактиках наблюдаются радиоизлучающие облака, а не просто происходит растекание космических лучей вдоль линий поля. Разумеется, упомянутые «облака», содержащие изотропные космические лучи, могут расширяться и двигаться как целое, что и наблюдается. Кроме того, какое-то диффузионное вытекание космических лучей возможно и при наличии ограничивающей систему (Галактику, «облака» в радиогалактиках, оболочки сверхновых звезд) турбулентного слоя.

К сожалению, сколько-нибудь надежная оценка коэффициента диффузии $D_{\text{к.л}}$ через упомянутый турбулентный слой невозможна без детализации картины, без учета всех существенных неустойчивостей, нелинейного взаимодействия волн и т. д. (см. ²⁵). В качестве минимального значения $D_{\text{к.л}}$ можно, видимо, рассматривать значение

$$D_{\text{к. л., min}} \sim \frac{r_H c}{3} \sim \frac{Mc^3}{3eH} \sim \frac{3 \cdot 10^{16}}{H}$$

(имеем в виду частицы с энергией $E \sim Mc^2$). Получающееся таким образом для Галактики значение $D_{\text{к.л., min}} \sim 10^{22} \text{ см}^2/\text{сек}$ (при $H_g \sim 3 \cdot 10^{-6}$) значительно меньше коэффициента $D_{\text{к.л.}} \sim 10^{28} \div 10^{29}$, использованного в ². Здесь, однако, еще нет противоречия, поскольку в турбулентной области поле меньше, чем в Галактике в целом, а коэффициент $D_{\text{к.л.}}$ может все же быть существенно больше $D_{\text{к.л., min}}$.

Так или иначе, появление турбулентного слоя в области перехода от сильного поля к слабому, несомненно, является благоприятным моментом для объяснения удержания космических лучей в оболочках сверхновых звезд, в Галактике и в радиоизлучающих областях (облаках) в радиогалактиках. В частности, в применении к Галактике мы можем считать характерное время выхода космических лучей из системы равным

*). Если речь идет о вытекании космических лучей через рукав Галактической спирали, то с обсуждаемой точки зрения речь будет идти об образовании турбулентных «пробок», препятствующих выходу космических лучей из рукава. Разумеется, турбулентный слой образуется постепенно и некоторая часть космических лучей выходит из системы без особых препятствий.

$T_b \sim 3 \cdot 10^8$ лет, поскольку такое значение еще не противоречит данным о химическом составе космических лучей (см. раздел 4).

Как мы видели, в результате совокупного действия различных механизмов неустойчивости анизотропного распределения частиц имеются основания ожидать эффективной изотропизации космических лучей; до тех пор, пока процесс изотропизации не завершен, происходит также сглаживание функции распределения по энергиям *).

В силу сказанного нужно думать, что космические лучи, попадающие в межгалактическое пространство из галактик, будут быстро изотропизоваться в переходной области вблизи галактических «границ». По этой причине, не говоря уже о возможности изотропизации в самом метагалактическом пространстве, метагалактические космические лучи должны быть практически изотропными, как это и предполагалось в конце раздела 2.

Процесс изотропизации космических лучей, образовавшихся, скажем, при взрыве галактических ядер и являющихся на каком-то этапе резко анизотропными (это всегда имеет место при регулярном «втекании» космических лучей в область с более слабым упорядоченным полем), сопровождается генерацией волн различных типов. Полная энергия, переходящая в эти волны (в частности, плазменные волны), вероятно, одного порядка с полной энергией образующихся космических лучей. В процессе распространения волн в метагалактическом пространстве они в результате соударений нагревают межгалактический газ. Нагревание газа эффективно происходит также в результате ионизационных потерь субкосмических лучей (частиц с энергией $E_k < 10^8$ эв), генерация которых весьма вероятна. Расчеты ²⁴ приводят при этом к заключению, что, грубо говоря, $nkT \sim w_{MG} + w_{SKL}$ (здесь T — температура межгалактического газа с концентрацией n , а w_{MG} и w_{SKL} — плотности энергии космических и субкосмических лучей в метагалактическом пространстве). Отсюда при $n \sim 10^{-5}$ и $w_{MG} + w_{SKL} \sim 10^{-15} \div 10^{-16}$ температура $T \sim \sim (w_{MG} + w_{SKL})/kn \sim 10^5 \div 10^6$ °К. Таким образом, в рамках эволюционной космологии (на этом предположении базировались расчеты ²⁴) температура межгалактической среды может и, вероятно, должна быть высокой, даже несмотря на охлаждение, обусловленное общим расширением Метагалактики. В плане настоящего доклада более существен другой вывод: если бы соблюдалось условие (4), т. е. плотность энергии w_{MG} была порядка $w_T \sim 10^{-12}$, причем космические лучи поставлялись бы галактиками и радиогалактиками (как это обычно и принимается в метагалактических теориях происхождения космических лучей; см. ¹⁹), то можно было бы ожидать нагревания межгалактического газа до температуры $T \sim \frac{w_T}{kn} \sim 10^9$ °К. Между тем, из данных о фоне космического рентгеновского излучения следует ^{28, 29}, что температура $T < 3 \cdot 10^6$ ° (если пользоваться оценкой $T \sim w_{MG}/kn$, то отсюда $w_{MG} < 3 \cdot 10^{-15}$ эрг/см³). Проведение измерений рентгеновского фона для длин волн, достигающих 50 Å, позволит уточнить значение T , если оно не меньше $4 \cdot 10^5$ °К (см. работу ³⁰). Использование оценки $T \sim w_{MG}/kn$ и рентгеновских данных связано, разумеется, с некоторыми дополнительными предположениями. Несомненно, однако, что на таком пути мы получаем дополнительный аргумент в пользу справедливости неравенства $w_{MG} \ll w_T \sim 10^{-12}$.

*.) Мы не касаемся здесь космических лучей солнечного происхождения, поскольку в этом случае существенны быстропротекающие процессы и изотропизация может не зайти сколько-нибудь далеко. Но учет сделанных выше замечаний необходим, конечно, и при анализе проблемы солнечных космических лучей.

Учет плазменных эффектов в астрофизике космических лучей только начинается и вместе с тем связан со значительными трудностями. Именно поэтому некоторые из приведенных выше соображений недостаточно развиты и приходится скорее говорить о догадках и программе исследования, чем о вполне определенных заключениях. Тем не менее, по нашему убеждению, уже сейчас имеются все основания считать, что рассмотрение плазменных явлений имеет фундаментальное значение для дальнейшего развития астрофизики космических лучей (то же, по-видимому, относится к квазарам; см. ⁵⁹).

4. ЗАМЕЧАНИЯ ПО НЕКОТОРЫМ ВОПРОСАМ АСТРОФИЗИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В настоящем разделе будет сделан ряд замечаний по вопросам, которым мы не можем здесь уделить больше места либо в отношении которых имеется еще мало данных.

Одним из таких вопросов, имеющих принципиальное значение не только для астрофизики космических лучей, но также для теории солнечных вспышек и радиационных поясов, является проблема ускорения частиц до больших энергий. Как известно ², статистический механизм ускорения (механизм Ферми) в применении к межзвездному пространству оказывается неэффективным, если использовать имеющиеся данные о скорости и размерах характерных неоднородностей (облаков) в межзвездной среде. Кроме того, допущение о межзвездном ускорении космических лучей связано с затруднениями энергетического характера. Поэтому в галактической теории происхождения космических лучей в качестве основных источников рассматриваются сверхновые звезды и вспышки галактического ядра. Вместе с тем вопрос о межзвездном ускорении (или дополнительном ускорении) еще нельзя считать окончательно выясненным. Так, в присутствии в межзвездной среде плазменных и других волн с достаточно высокой (но еще малой по сравнению с тепловой энергией среды) плотностью энергии межзвездное ускорение может оказаться эффективным ²¹. Это предположение заслуживает внимания, однако вопросы об источниках таких волн, передаваемой мощности, максимальной энергии и максимальной плотности энергии частиц остаются пока невыясненными. Заметим, кроме того, что в случае межзвездного ускорения во всем объеме, занятом космическими лучами, толща проходимого ими вещества будет расти с энергией. Как мы увидим ниже, опытные данные свидетельствуют не в пользу подобной возможности.

Таким образом, и при учете плазменных эффектов еще нет никаких оснований отказываться от предположения о том, что основными источниками космических лучей в Галактике являются вспышки сверхновых звезд и возможно, взрывы галактического ядра.

Механизм ускорения при таких взрывных процессах еще недостаточно ясен. В принципе здесь может оказаться эффективным регулярное или статистическое ускорение в турбулентных магнитных полях. Однако изучение солнечных вспышек, которые, быть может, по крайней мере частично, моделируют явления, происходящие при вспышках сверхновых и в радиогалактиках, показывает, что вероятным механизмом ускорения частиц является непосредственное превращение магнитной энергии в энергию быстрых частиц в условиях нарушения «вмороженности» магнитного поля. Возможный механизм такого ускорения рассмотрен в работе ³¹. Изучение генерации быстрых частиц при солнечных вспышках представляется сейчас наиболее перспективным путем для выяснения природы космических ускорительных механизмов, поскольку в этом случае можно

получить несравненно более богатую информацию, чем для удаленных источников.

В энергетическом отношении генерация космических лучей при вспышках сверхновых, на наш взгляд, не встречает серьезных трудностей. В дополнение к сказанному в разделе 1 следует заметить, что в связи с переоценкой расстояний³² мощность сверхновых I типа оказывается существенно большей, чем это предполагалось в², и становится одного порядка с мощностью сверхновых II типа. В результате энергия космических лучей, заключенных в оболочках сверхновых I и II типов, оказывается по порядку величины равной $(1 \div 3) \cdot 10^{49}$ эрг. Полная же энергия космических лучей, образующихся в результате вспышки, может и, видимо, должна быть еще значительно выше, поскольку космические лучи все время выходят из системы. Верхний предел полной энергии космических лучей порядка полной энергии взрыва, достигающей $10^{51} \div 10^{52}$ эрг. Между тем даже максимальное значение для мощности инжекции $U_{\text{к.л.}} = = 10^{41}$ эрг/сек (см. (2)) при использовании минимальной оценки для частоты вспышки в Галактике (одна вспышка за 300 лет) получается при переходе в космические лучи энергии 10^{51} эрг на вспышку. В рамках галактической теории происхождения наблюдаемых у Земли космических лучей мы имеем, кроме того, «резервный» источник — вспышки галактического ядра, вклад которых еще неизвестен (подробнее см. 1, 2, 5, 13 и 13⁶ и цитированную там литературу). Отметим, что в случае мощных и редких вспышек ядра мы имели бы дело с нестационарной галактической теорией происхождения космических лучей 1, 2, 20, 33. В пользу такой возможности мы еще не видим непосредственных аргументов; можно, однако, указать некоторые возможности для проверки нестационарной модели (см.¹ и ниже).

Большой интерес представляет вопрос об энергетическом спектре космических лучей и их радиоизлучающей электронной компоненты. В работе³ установлено, что спектральные индексы радиоизлучения внегалактических объектов с малой дисперсией группируются вблизи значения $\alpha = 0,76$. Это иногда рассматривается как указание на существование единого резервуара космических лучей (имеется в виду Метагалактика), откуда космические лучи попадают в галактики и, следовательно, всюду имеют одинаковый энергетический спектр. Помимо сказанного в разделе 2 в отношении трудностей метагалактической теории происхождения космических лучей, следует отметить, что в предположении о существовании такого общего резервуара нет необходимости. Дело в том, что в условиях «равнораспределения» энергии между космическими лучами, турбулентностью и магнитным полем (см. (1)), спектр космических лучей, выходящих из источников (сверхновые, область галактического ядра), имеет универсальное значение^{2, 10} $\gamma = 2\alpha + 1 \approx 2,5$. При этом не накладывается ограничений на спектр в самих источниках — этот спектр может быть произвольным. Последнее согласуется с измерениями³, свидетельствующими о том, что спектральные индексы галактических источников имеют существенно большую дисперсию, чем у внегалактических (характерный пример — Крабовидная туманность с радиоиндексом $\alpha \approx 0,25$).

Остановимся теперь кратко на вопросе о химическом составе космических лучей, изучение которого может дать много сведений об источниках, характере ускорения и распространения космических лучей. Как уже упоминалось, на этом пути довольно надежно оценивается средняя толщина вещества, пройденная космическими лучами при их движении в Галактике ($\sim 2 \div 10 \text{ г/см}^2$, в зависимости от принятых параметров и модели распространения), и состав источников. В дальнейшем, по мере уточне-

ния данных о составе и параметрах фрагментации, появится возможность сделать выбор модели распространения (в первую очередь между регулярной и диффузионной моделями)², определить возраст космических лучей и среднюю плотность вещества в области их распространения³⁴, характер и продолжительность ускорения^{9, 35, 36}, а также зависимость пройденной толщины и коэффициента диффузии от энергии^{9, 37}.

Имеющиеся уже сейчас данные о химическом составе трудно согласовать²⁰ с упомянутой выше гипотезой о мощных и редких взрывах в области галактического ядра, приводящих к образованию в одном таком взрыве основной массы космических лучей (нестационарная галактическая модель). В самом деле, в такой модели за время T после взрыва частицы прошли толщину $x = QvT \text{ г/см}^2$, где Q — средняя плотность вещества в области распространения космических лучей, v — скорость частиц. Отсюда следует, что нерелятивистские частицы ($v < c$) к моменту наблюдения должны пройти меньшую толщину вещества, чем релятивистские ($v \approx c$). Вместе с тем, из данных о химическом составе следует, что для нерелятивистских энергий доля L -ядер (Li, Be, B) выше^{8, 9, 37}, чем для релятивистских (см., однако, дополнение). Это, по-видимому, отвечает большей пройденной толщине вещества как раз для нерелятивистских частиц, что противоречило бы нестационарной модели. Более строгие заключения можно будет сделать лишь после учета ионизационных потерь и характера распространения частиц в зависимости от энергии (не исключено, что медленные космические лучи движутся в основном в области диска, где средняя плотность выше, тогда как релятивистские частицы значительную часть времени проводят в более разреженном гало). Нестационарная модель может быть проверена также путем изучения относительного состава L -ядер, He^3 и D в релятивистских космических лучах^{37a}.

В настоящее время в значительной мере выяснен вопрос о природе электронной компоненты космических лучей. Согласно расчетам⁵ (см. также § 17 английского издания книги²) радиоизлучающие электроны в Галактике не могут иметь вторичное происхождение, а должны непосредственно генерироваться в источниках, как и протонно-ядерная компонента. Этот вывод находится в согласии с результатами измерения доли позитронов в составе электронной компоненты космических лучей³⁸. Особенно важное значение имеет сейчас измерение спектра электронов в области энергий $E > 3 \div 10 \text{ Гэв}$, о которой, по крайней мере в настоящее время, нельзя судить по радиоастрономическим данным (см. также дополнение).

Остановимся, наконец, кратко на гамма- и рентгеновской астрономии в ее связи с астрофизикой космических лучей (подробнее см. работы¹¹). Возможность оценки концентрации релятивистских электронов в Метагалактике, исходя из интенсивности комптоновских γ -лучей, делает гамма-астрономию незаменимым средством изучения космических лучей в Метагалактике (см. раздел 2). В отношении дискретных источников γ -лучей представляется интересным реализовать указанную в³⁹ (см. также¹³) возможность регистрации γ -лучей от квазизвездного радиоисточника ЗС 273-В, образующихся за счет комптоновского рассеяния оптических фотонов на релятивистских электронах в этом источнике. В связи с новыми данными⁴⁰ об излучении объекта ЗС 273-В в инфракрасной области и соответствующем увеличении полной светимости этого объекта, ожидаемый поток гамма-лучей может быть выше полученной в работе³⁹ оценки $F_\gamma (E_\gamma \geq 3 \text{ Мэв}) \cong 5 \cdot 10^{-6} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{сек.}$

Обычные галактики не являются аномально сильными γ -излучателями¹¹ (это относится¹² и к галактике M 82, в которой наблюдается взрыв ядра).

В области рентгеновской астрономии первоначальный оптимизм, связанный с надеждой наблюдать горячие нейтронные звезды, сейчас сильно уменьшился. Это связано, во-первых, с большими размерами рентгеновского источника в Крабовидной туманности⁴¹ и, во-вторых, с выяснением того обстоятельства, что нейтронные звезды (если не учитывать аккреции⁴²) остывают, видимо, значительно быстрее^{43, 44}, чем это предполагалось ранее. Обнаружение рентгеновского излучения нейтронных звезд, конечно, не исключено, но вероятнее, что не только Крабовидная туманность, но и другие наблюдаемые космические источники рентгеновских лучей не являются нейтронными звездами. Наиболее вероятно, что рентгеновское излучение этих источников имеет магнитотормозную природу^{11, 32}. Тем не менее тормозной механизм космического рентгеновского излучения, согласно^{45, 46}, еще не исключен. В подобных условиях наиболее убедительным доказательством магнитотормозного характера рентгеновского излучения было бы обнаружение его поляризации (такие поляризационные измерения, хотя и сложны, но в принципе вполне возможны).

Настоящий доклад отделен от предыдущего¹ промежутком, меньшим двух лет. Тем не менее за это время не только был достигнут ряд частных успехов в области теории и эксперимента, но стала особенно ясна исключительно важная роль космических лучей в астрофизике.

ДОПОЛНЕНИЕ

Настоящее дополнение написано после IX Международной конференции по космическим лучам (Лондон, сентябрь 1965 г.) и имеет своей целью отразить некоторые ее результаты, а также новые данные и соображения, непосредственно относящиеся к публикуемому докладу.

Прежде всего заметим, что в плане теории происхождения космических лучей на конференции не было представлено каких-либо новых доводов в пользу метагалактического происхождения галактических космических лучей (если не говорить о самых высоких энергиях). Наоборот, в содержательном докладе Э. Паркера о влиянии космических лучей на динамику Галактики развиты представления, очень близкие к содержащимся в нашем докладе; в частности, была подчеркнута роль неустойчивости в возникновении границы галактического гало и в изотропизации космических лучей, выходящих из Галактики в Метагалактику.

На конференции был сообщен целый ряд новых экспериментальных данных, существенно уточняющих наши сведения о первичных космических лучах и их электронной компоненте. В первую очередь здесь следует указать на данные об энергетическом спектре и интенсивности первичных электронов. В обзорном докладе П. Мейера (см. также⁴⁸) для интенсивности электронной компоненты в интервале энергий $0,5 < E < 3 \text{ Гэв}$ была приведена следующая величина:

$$I_e(E) = 1,1 \cdot 10^{-3} \cdot E^{-1,6} \text{ электрон/см}^2 \text{сек} \cdot \text{стэр} \cdot \text{Гэв}.$$

При этом показатель степени в спектре установлен с точностью $\pm 0,5$. Такой спектр оказывается существенно более пологим, чем спектр протонно-ядерной компоненты космических лучей (для всех космических лучей показатель в дифференциальном энергетическом спектре равен $\gamma \approx 2,6$). Это обстоятельство, в значительной мере ясное уже из анализа спектра общего галактического радиоизлучения, с особой остротой ставит вопрос об источниках и механизме ускорения релятивистских электронов в Галактике.

Новые данные (за исключением предварительных результатов, приведенных в докладе Даниэля и Стефенса для области энергий $E > 15 \text{ Гэв}$)

подтверждают прежний вывод об избытке электронов в составе электронно-позитронной компоненты.

Намечается некоторая трудность в отношении абсолютного значения интенсивности электронов, которая оказывается в несколько раз меньше необходимой для объяснения общего радиоизлучения Галактики^{1, 5}. Если, как это следует из современных представлений о модуляции интенсивности космических лучей, ослабление интенсивности электронов у Земли по сравнению с их интенсивностью за пределами солнечной системы не существенно, то устранение этой трудности можно искать на пути учета неоднородности галактического магнитного поля и вклада областей с повышенной концентрацией частиц (радиоизмерения с высоким угловым разрешением свидетельствуют о существенной неоднородности распределения радиояркости по небу).

На конференции был доложен также целый ряд новых данных о химическом составе и энергетическом спектре космических лучей, а также о солнечной модуляции в области малых энергий. В первую очередь остановимся на зависимости от энергии отношения L/M интенсивностей ядер групп L и M . По данным Баласубрахманьяна и др. $L/M = 0,18 \pm 0,05$ при $E = 100$ Мэв/нуклон и $L/M = 0,30 \pm 0,03$ при $E > 600$ Мэв/нуклон. Эти результаты противоречат упоминаемым в тексте данным работ^{8, 9, 37}. Таким образом, вопрос о величине отношения L/M в зависимости от энергии неясен как в экспериментальном, так и в теоретическом аспекте (последнее подчеркивалось в тексте). Поэтому возможность проверки гипотезы о редких и мощных взрывах в Галактике путем анализа химического состава в области нерелятивистских энергий остается пока открытой. Вместе с тем, эта гипотеза находится в явном противоречии со сделанным в докладе Д. Лала на основе метеоритных данных утверждением о неизменности (в пределах $\pm 50\%$) интенсивности космических лучей за последний миллиард лет.

Весьма интересны результаты (Дж. Симпсон и др.), относящиеся к спектрам ядер с различными Z в области энергий $E < 300$ Мэв/нуклон. Неожиданным оказалось отсутствие максимума в спектре ядер с $Z > 2$, в то время как для протонов такой максимум (при $E \sim 300$ Мэв) имеется. В связи с этим особый интерес приобретает проблема высокоширотного обрезания в энергетическом спектре космических лучей у Земли и вопрос о спектре галактических космических лучей за пределами солнечной системы.

Сделаем еще несколько дополнительных замечаний, касающихся затронутых в докладе вопросов.

К числу очень важных и в то же время недостаточно ясных проблем радиоастрономии и астрофизики космических лучей принадлежит проблема строения и образования галактических гало и, в особенности, гало нашей Галактики. В 1963 г. появились данные^{2, 49}, свидетельствующие против существования заметного радиогало у спиральных галактик NGC 253, NGC 4945 и NGC 5236. Как по этой причине, так и из других соображений^{2, 50} возникли сомнения в существовании развитого гало и у Галактики. В недавно появившейся работе⁵¹ показано, однако, что упомянутые три спиральные галактики в действительности имеют вполне ясно выраженное гало. Теоретические соображения, как давно известные (см. ² и указанную там литературу), так и только что опубликованные⁵², также свидетельствуют в пользу неизбежности существования гало у Галактики. Это обстоятельство в плане настоящего доклада особенно важно потому, что галактическая теория происхождения космических лучей в Галактике органически связана с предположением о существовании гало.

Мы уже указывали разные пути для подтверждения или опровержения как галактической, так и метагалактической теорий происхождения космических лучей. При этом были оставлены в тени, и, видимо, совершен-но незаслужено, данные об анизотропии космических лучей. По сообра-жениям, изложенным в докладе (как, впрочем, и в рамках диффузион-ной картины²), нельзя ожидать сколько-нибудь сильной анизотропии космических лучей. Но если космические лучи вытекают или втекают в Галактику, то некоторая анизотропия, связанная с существованием потока космических лучей, должна иметь место. При этом в галактиче-ской теории имеет место вытекание, а в метагалактической теории, наобо-рот, втекание космических лучей в Галактику. Тем самым измерение зна-ка анизотропии, т. е. направления потока, было бы весьма много-значительно. Правда, магнитные поля вблизи солнечной системы могут исказить картину, но весьма мало вероятно, чтобы локальное поле изме-нило знак анизотропии. По данным⁵³ для предпоследнего минимума солнечной активности (1954—1955 гг.) была обнаружена анизотропия ($\delta = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$) порядка нескольких десятых долей про-цента, причем поток направлен от центра Галактики к ее периферии. Этот результа-т подтверждается и для последнего минимума солнечной актив-ности⁵⁴. Тем самым мы имеем еще один аргумент в пользу галактической теории⁵⁵, и, главное, эта возможность нам кажется весьма перспективной для дальнейшего исследования.

Одним из способов проверки гипотезы об образовании значитель-ной части космических лучей (точнее, их электронной компоненты) во время мощных взрывов галактического ядра является изучение спектра электронов. Если ранее мы подчеркивали¹ этот момент под углом зрения радиоастрономических наблюдений, то сейчас хотим отметить, что проще и надежнее прямое измерение спектра электронов на баллонах и спут-никах. Электроны, образовавшиеся, например, $3 \cdot 10^7$ лет назад, не могут иметь энергию, большую 10^{10} эв (см. 1). Получение на таком пути или по метеоритным данным свидетельств против существования мощных взры-вов галактического ядра^{*)} явилось бы одновременно известным аргу-ментом против локальной метагалактической теории происхождения космических лучей (в самом деле, в такой схеме космические лучи, наблю-даемые в Галактике, считаются образовавшимися вблизи нее, например, при взрыве какой-либо близлежащей радиогалактики; но в этих условиях поток космических лучей в Галактике был бы в той или иной степени не-стационарен, электроны могли бы иметь более или менее определен-ный возраст и т. д.). Подчеркнем, что хотя какие-либо основанные на наблюдениях аргументы в пользу локальной метагалактической теории нам неизвестны, ее обсуждение все же необходимо (подробнее см. раз-дел 2 настоящего доклада).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays (Jaipur, India, 1963), vol. 3, 1963, стр. 301; Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1940, 1922 (1964).
2. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963; то же — The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press, 1964.

^{*)} Мы уже упоминали, что метеоритные данные свидетельствуют о примерном постоянстве среднего потока космических лучей за последние 10^9 лет (см. также⁵⁶). По данным Рубцова⁵⁷ спектр электронов в Галактике не обрывается по крайней мере вплоть до энергии $2 \cdot 10^{10}$ эв.

3. K. I. Kellermann, *Astrophys. J.* **140**, 969 (1964).
4. W. R. Webber, *The Spectrum and Charge Composition of the Primary Cosmic Radiation*, Handb. d. Phys. Bd. 46/2, Preprint (1964).
5. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **41**, 430 (1964); то же — *Soviet Astronomy — AJ* **8**, 342 (1964).
6. И. В. Дорман и Л. И. Дорман, *Геомагнетизм и аэрономия* **5**, 666 (1965); «*Космические лучи*», № 7, 5 (1965).
7. W. Kraushaar, G. W. Cleark, G. Garmane, H. Helmken, P. Higbie, II. Agagino, *Astrophys. J.* **141**, 845 (1965); G. Garmane, W. K. Kraushaar, *Space Sci. Rev.* **4**, 123 (1965).
8. Л. В. Курносова, Ю. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Доклад на конференции по космическим лучам в Аппалитах, *Изв. АН СССР*, сер. физ. **29** (1965).
9. G. D. Badhwar, S. N. Devanathan, M. F. Kiplon, *J. Geophys. Res.* **70**, 1005 (1965).
10. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **40**, 1788 (1961); то же — *Sov. Phys. JETP* **13**, 1257 (1961).
11. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, *УФН* **84**, 201 (1964); *ДАН СССР* **158**, 808 (1964); *Space Sci. Rev.* **4**, 267 (1965).
12. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной и С. И. Сыроватский, О релятивистских электронах в галактике М 82, Доклад на конференции по космическим лучам в Аппалитах (август 1964 г.), *Изв. АН СССР*, сер. физ. **29**, 1825 (1965).
13. Quasistellar Sources and Gravitational Collaps (Ed. by J. Robinson, A. Schild and E. L. Schucking), University of Chicago Press (1965).
- 13а. В. Л. Гинзбург и Л. М. Озерной, *ЖЭТФ* **47**, 1030 (1964).
- 13б. *Progress Theor. Phys. Suppl.*, No. 31 (1964).
14. В. Л. Гинзбург, В. В. Писарева, *Изв. вузов (Радиофизика)* **6**, 877 (1963).
15. А. Г. Дорошевич и И. Д. Новиков, *ДАН СССР* **154**, 809 (1964).
16. D. Sciam, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **123**, 317 (1962).
17. С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.* **42**, 515 (1965).
18. J. H. Piddington, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **128**, 345 (1964).
19. G. R. Burbidge and F. Hoyle, *Proc. Phys. Soc.* **84**, 141 (1964).
20. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Об основных проблемах астрофизики космических лучей, Доклад на конференции по космическим лучам в Аппалитах (август 1964 г.), *Изв. АН СССР*, сер. физ. **29**, 1819 (1965).
21. В. Н. Цытович, *Астрон. ж.* **42**, 33 (1965).
22. В. Л. Гинзбург, *Астроном. ж.* **42**, 1129 (1965), Препринт ФИАН, А-48 (1965).
23. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., Физматгиз (1960); то же — Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas. Pergamon Press, 1964.
24. В. Л. Гинзбург и Л. М. Озерной, *Астрон. ж.* **42**, 943 (1965); Препринт ФИАН, А-41 (1965).
25. Б. Б. Кадомцев, в сб. «Вопросы физики плазмы», вып. 4, М., Атомиздат (1964).
26. В. Н. Цытович и В. Д. Шапиро, *Nucl. Fusion (Ядерный синтез)* **5** (3), (1965).
27. В. Н. Цытович, Препринт ФИАН, А-87 (1965).
28. R. J. Gould and G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **138**, 969 (1963).
29. G. R. Field and R. C. Hengy, *Astrophys. J.* **140**, 1002 (1964).
30. R. J. Gould and D. W. Sciam, *Astrophys. J.* **140**, 1634 (1964).
31. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **50**, № 4 (1966); *Астрон. ж.* **43**, № 2 (1966).
32. L. Wolter, *Astrophys. J.* **140**, 1309 (1964).
33. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян, *Геомагнетизм и аэрономия* **4**, 643 (1964).
34. N. Durgaprasad, Thesis, Tata Inst. of Fundam. Research, Bombay (1964).
35. K. Kristiansson, *Ark. fys.* **25**, 513 (1964).
36. G. D. Badhwar, R. R. Daniel, *Progr. Theor. Phys.* **30**, 615 (1963).
37. M. V. Arppa Rao, *Nuovo cimento* **32**, 1158 (1964).
- 37а. Е. М. Кужевский, С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **49**, 1950 (1965).
38. J. A. De Shong, R. H. Hildebrand, R. Meyer, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 3 (1964).
39. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, С. И. Сыроватский, *ДАН СССР* **154**, 557 (1964).
40. F. J. Low, H. L. Johnson, *Astrophys. J.* **141**, 336 (1965).
41. S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedmann, *Science* **146**, 912 (1964).
42. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *УФН* **84**, 377 (1964); 86, 447 (1965).
43. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржнич, *ЖЭТФ* **47**, 2006 (1964).
44. J. V. Bains and R. A. Wolff, *Phys. Rev. Letts.* **14**, 343 (1965).

45. G. R. Burbidge, R. J. Gould and W. H. Tucker, Phys. Rev. Letts. **14**, 289 (1965).
 46. P. Morrison and L. Sartori, Phys. Rev. Letts. **14**, 771 (1965).
 47. R. H. Dicke and P. J. Peebles, Report on the Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation (London, July 1965); см. также Astrophys. J. **142**, 414, 419 (1965).
 48. J. L'Heureux, P. Meurer, Phys. Rev. Letts. **15**, 93 (1965).
 49. D. S. Mathewson a. J. M. Rome Observatory **83**, 20 (1963). Austr. J. Phys. **16**, 360 (1963).
 50. Observatory. **83**, 150 (1963).
 51. B. Y. Mills a. J. R. Glandfield, Nature **208**, 10 (1965).
 52. E. N. Parker. Astrophys. J. **142**, 584 (1965).
 53. Л. И. Дорман и О. И. Иноzemцева, Сб. «Космические лучи», № 4, 209 (1964); Л. И. Дорман, Вариации космических лучей и исследование космоса, § 57, М., Изд-во АН СССР, Москва, 1963.
 54. Л. И. Дорман, С. Ф. Илгач, О. И. Иноzemцева и Е. А. Мазарюк, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Москва, ноябрь 1965.
 55. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Москва, ноябрь 1965.
 56. А. К. Лаврухина, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Москва, ноябрь 1965.
 57. В. И. Рубцов, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Москва, ноябрь 1965.
 58. J. E. Felton, Starlight Energy Density in the Metagalaxy, Preprint (1965).
 59. В. Л. Гинзбург и Л. М. Озерной, Изв. вузов (Радиофизика) **9**, № 2 (1966).
-