

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523+537.531

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ГАММА- И РЕНТГЕНОВСКОЙ АСТРОНОМИИ

*В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский*

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение	201
§ 1. Механизмы излучения	203
1.1. Процессы, приводящие к образованию гамма- и рентгеновских лучей	203
1.2. Общие выражения для интенсивности излучения	204
§ 2. Космические лучи, вещество и тепловое излучение во Вселенной	205
2.1. Интенсивность космических лучей	205
2.2. Электронная компонента космических лучей	206
2.3. Вещество и тепловое излучение в Галактике и Метагалактике	208
§ 3. Космическое $\gamma$ -излучение (вычисление интенсивности)	210
3.1. Образование $\pi^0$ -мезонов и «пионные» $\gamma$ -лучи	210
3.2. Тормозное излучение	212
3.3. Комптоновские $\gamma$ -лучи	213
3.4. Аннигиляция позитронов	215
3.5. Ядерные $\gamma$ -лучи	218
3.6. Поглощение гамма- и рентгеновских лучей	219
§ 4. Космическое $\gamma$ -излучение (обсуждение)	221
4.1. Интенсивность общего космического $\gamma$ -излучения	221
4.2. Гамма-излучение дискретных источников	225
4.3. Экспериментальные данные, их обсуждение и некоторые выводы	226
§ 5. Рентгеновское излучение, связанное с космическими лучами	230
5.1. Магнитотормозное рентгеновское излучение	230
5.2. Рентгеновское излучение, обусловленное другими процессами	235
5.3. Сопоставление расчетов с наблюдениями	237
Заключение	239
Цитированная литература	240

### ВВЕДЕНИЕ

Зарождающаяся в настоящее время гамма-астрономия несомненно окажется важным методом исследования космоса. Такое заключение можно сделать, во-первых, из общих соображений: расширение спектра электромагнитных волн, используемых в астрономии, всегда оказывалось существенным. Во-вторых, имеются вполне конкретные соображения, свидетельствующие о большой ценности той информации, которую можно в принципе получить в результате приема космических  $\gamma$ -лучей. Сказанное относится и к области рентгеновских лучей (рентгеновская астрономия). В последнем случае для Солнца получено уже довольно много данных<sup>1,2</sup>. Наблюдалась также вспышка солнечных  $\gamma$ -лучей<sup>3</sup>. Что же касается космических гамма- и рентгеновских лучей несолнечного происхождения, то здесь экспериментальный материал еще совсем беден:

1 УФН, т. LXXXIV, вып. 2

проведено лишь несколько измерений интенсивности рентгеновских лучей<sup>4,69</sup>, и указана верхняя граница для интенсивности  $\gamma$ -лучей<sup>5,6</sup> (подробнее см. пп. 4.3 и 5.3).

В настоящей статье мы обсудим различные механизмы образования  $\gamma$ -лучей и оценим эффективность этих механизмов в Галактике, отдельных галактических и внегалактических туманностях и метagalактическом пространстве. При этом мы будем в первую очередь иметь в виду  $\gamma$ -лучи, создаваемые космическими лучами<sup>7-17</sup>. С одной стороны, именно такое  $\gamma$ -излучение играет главную роль, и, с другой стороны, в ряде случаев мы обладаем определенными сведениями о космических лучах из независимых источников (радиоастрономия, изучение космических лучей у Земли). В условиях, когда имеются сведения о частицах, генерирующих  $\gamma$ -лучи, анализ данных гамма-астрономии оказывается существенно более простым. В самом деле, интенсивность  $\gamma$ -лучей определяется произведением интенсивности космических лучей на массу вещества или энергию оптического излучения, приходящихся на единицу площади вдоль луча зрения. Что же касается энергетического спектра  $\gamma$ -лучей, то он практически зависит лишь от спектра космических лучей. Отсюда ясно, что использование данных о космических лучах может иметь решающее значение для понимания происхождения и характеристик космических  $\gamma$ -лучей.

Очевидна и другая сторона дела—измерение интенсивности и спектра  $\gamma$ -лучей может оказаться источником информации о самих космических лучах. Особенно ценной является возможность изучения таким путем космических лучей в метagalактическом пространстве. Магнитные поля в этом случае так слабы, что релятивистские электроны и позитроны, составляющие электронную компоненту космических лучей, не дают заметного магнитотормозного радиоизлучения. Но те же релятивистские электроны, рассеиваясь на оптических фотонах, имеющихся в Метagalактике (речь идет преимущественно об излучении звезд), должны давать  $\gamma$ -лучи. Тем самым открывается уникальная возможность с помощью гамма-астрономии получить сведения о космических лучах в Метagalактике.

При переходе к рентгеновскому диапазону ситуация в известном отношении становится более сложной, поскольку частицы, генерирующие рентгеновские лучи, могут в основном обладать небольшой энергией, скажем, меньшей  $10^8$  эв (такие частицы мы будем называть субкосмическими \*). О субкосмических частицах вдали от Земли мы практически не имеем никаких сведений, если не говорить, например, о позитронах субкосмических энергий, образовавшихся под действием космических лучей. Интерес к галактической рентгеновской астрономии в этой связи, конечно, отнюдь не уменьшается. Но вместе с тем подход к проблеме в целом должен быть несколько иным, чем в случае гамма-астрономии. Исключение составляет магнитотормозная компонента космического рентгеновского излучения, за которую целиком ответственны космические лучи.

В настоящей статье рентгеновская астрономия обсуждается в основном только в связи с космическими лучами, т. е. рассматривается вопрос об обусловленном этими лучами вкладе в интенсивность рентгеновского излучения, приходящего из космоса.

Таким образом, статья посвящена только гамма- и рентгеновскому излучению, которое генерируется космическими лучами.

---

\*) Субкосмические частицы будут давать также мягкие  $\gamma$ -лучи. Однако эту компоненту  $\gamma$ -излучения мы ниже рассматривать не будем, если не оговорено противное.

## § 1. МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

## 1.1. Процессы, приводящие к образованию гамма- и рентгеновских лучей

Космические лучи генерируют электромагнитное излучение высокой энергии в результате следующих процессов.

1. Распад нейтральных  $\pi$ -мезонов ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ), образуемых космическими лучами в межзвездной среде. Поскольку и космические лучи и межзвездный газ состоят в основном (примерно на 90% по числу ядер) из водорода, то в первом приближении достаточно рассмотреть генерацию  $\pi^0$ -мезонов при  $p-p$ -взаимодействиях. Для космических лучей очень больших энергий становится возможным также образование  $\pi^0$ -мезонов в результате столкновений с фотонами видимого света (фоторождение  $\pi$ -мезонов). Энергетический порог фоторождения  $\pi$ -мезонов на покоящихся нуклонах составляет около 150 Мэв; поэтому (см. ниже) энергия космических лучей должна превышать  $10^{17}$  эв/нуклон, если речь идет о фоторождении  $\pi$ -мезонов на тепловых фотонах со средней энергией  $\sim 1$  эв.

2. Тормозное излучение релятивистских электронов (и позитронов), составляющих электронную компоненту космических лучей. Для релятивистских протонов этот эффект в  $(M/m)^2$  раз меньше, чем для электронов с той же энергией. Поэтому, хотя в космических лучах протонов примерно в  $10^2$  раз больше, чем электронов, тормозным излучением протонов можно пренебречь. Тормозным можно считать и излучение, сопровождающее появление электронов и позитронов в результате  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ -распада, а также излучение, возникающее при образовании  $\delta$ -электронов космическими лучами в межзвездном газе.

3. Комптоновское рассеяние релятивистских электронов на тепловых фотонах излучения звезд (иногда такой процесс называют обратным комптон-эффектом). Как и в случае тормозного излучения, вклад релятивистских протонов здесь пренебрежимо мал.

4. Аннигиляция позитронов ( $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ) в межзвездном газе. Здесь следует различать аннигиляцию релятивистских позитронов на лету, которая приводит к  $\gamma$ -излучению с непрерывным спектром, и аннигиляцию остановившихся позитронов. В последнем случае излучение монохроматично ( $E_\gamma = mc^2 \simeq 0,51$  Мэв) и по этому признаку может быть выделено на фоне непрерывного спектра \*).

5. Ядерные  $\gamma$ -лучи, возникающие при взаимодействиях космических лучей в межзвездном газе в результате возбуждения ядер и их осколков.

Перечисленные процессы, вызываемые космическими лучами, приводят к образованию  $\gamma$ -излучения в межзвездной среде. Кроме того, в звездных атмосферах могут генерироваться  $\gamma$ -лучи как в результате ядерных реакций, так и под действием быстрых частиц, образующихся в этих же атмосферах. В первом случае (ядерные реакции с участием сравнительно медленных частиц) спектр  $\gamma$ -лучей будет в основном дискретным,

\*) Заметим, что присутствие в межзвездном пространстве значительного количества антивещества и, в частности, позитронов в принципе можно было бы обнаружить по оптическим линиям позитрония в видимой части спектра<sup>18</sup>. Очевидно, однако, что соответствующий поток энергии в оптическом диапазоне будет несравненно меньше потока энергии аннигиляционных  $\gamma$ -квантов. Если же речь идет о числе фотонов, то их количество в обоих случаях одинаково по порядку величины.

а во втором — непрерывным. Разумеется,  $\gamma$ -излучение звездных атмосфер нужно в первую очередь изучать на примере Солнца, преимущественно во время солнечных вспышек (см. в этой связи <sup>2,3,19,19a</sup>).

Особое место занимают нейтронные звезды и сверхзвезды. Горячие нейтронные звезды могут быть мощными источниками теплового рентгеновского излучения <sup>20-22</sup>. Сверхзвезды должны давать мощное  $\gamma$ -излучение <sup>23</sup>, если только их оптическое излучение имеет магнитотормозную природу. Кроме того, заметное магнитотормозное рентгеновское излучение может возникать вблизи коллапсировавших магнитных звезд <sup>24</sup> (такое излучение может, конечно, возникнуть и в основной части оболочек сверхновых, если только там имеются электроны с достаточно высокими энергиями).

Некоторые из упомянутых выше процессов (процессы 2 и 3) существенны и для рентгеновской области спектра. Однако наибольший вклад в эту область могут вносить не космические, а субкосмические лучи (кинетическая энергия  $E_K \leq 10^8$  эв). Конечно, это будет иметь место только в том случае, если интенсивность субкосмических лучей достаточно велика <sup>25,26</sup>. Поскольку, как уже упоминалось во введении, о субкосмических лучах в настоящее время практически никаких данных нет, мы укажем лишь нижнюю границу интенсивности рентгеновского излучения, учитывая процессы 1, 2 и 3, обусловленные космическими лучами. Вместе с тем нужно иметь в виду еще один механизм рентгеновского излучения, непосредственно связанный с космическими лучами высоких энергий. Речь идет о магнитотормозном рентгеновском излучении электронов высокой энергии в межзвездных магнитных полях.

## 1.2. Общие выражения для интенсивности излучения

Ниже нас будет интересовать интенсивность  $\gamma$ -излучения  $I_\gamma(E_\gamma)$ , равная отнесенному к единичному телесному углу и единичному интервалу энергий числу  $\gamma$ -квантов, падающих по нормали на единичную площадку за единицу времени. Для  $\gamma$ -излучения, возникающего под действием космических лучей с изотропной интенсивностью  $I(E)$ , интенсивность  $I_\gamma(E_\gamma)$  определяется следующим образом. Полное число  $\gamma$ -лучей с энергией в интервале  $E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma$ , образующихся в единице объема за единицу времени, равно

$$\tilde{q}(E_\gamma) dE_\gamma = 4\pi q(E_\gamma) dE_\gamma = 4\pi n(r) dE_\gamma \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma(E_\gamma, E) I(E) dE, \quad (1,1)$$

где  $q(E_\gamma) = \tilde{q}(E_\gamma)/4\pi$  — число появляющихся  $\gamma$ -квантов, отнесенное к единичному телесному углу,  $n(r)$  — концентрация атомов в точке  $r$ , а  $\sigma(E_\gamma, E) dE_\gamma = dE_\gamma \int \sigma(E_\gamma, E, \Omega) d\Omega$  — проинтегрированное по углам вылета сечение образования  $\gamma$ -кванта с энергией в интервале  $E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma$  частицей с энергией  $E$ .

Отсюда поток излучения, приходящий в телесном угле  $d\Omega$ , равен

$$dF_\gamma(E_\gamma) = I_\gamma(E_\gamma) d\Omega = d\Omega \int_0^L \frac{\tilde{q}(E_\gamma)}{4\pi r^2} r^2 dr = d\Omega \int_0^L q(E_\gamma) dr$$

или

$$I_\gamma(E_\gamma) = \int_0^L q(E_\gamma) dr = N(L) \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma(E_\gamma, E) I(E) dE, \quad (1,2)$$

где

$$N(L) = \int_0^L n(r) dr$$

— число атомов газа на луче зрения (в случае комптон-эффекта вместо  $N(L)$  следует использовать число фотонов  $N_\phi(L)$ ). При этом в (1,2) интенсивность космических лучей считается одинаковой на всем пути  $L$ .

Интенсивность (1,2) обычно называют дифференциальным спектром  $\gamma$ -лучей. При этом под интегральным спектром понимается выражение

$$I_\gamma(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} I_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (1,3)$$

В случае дискретных источников, размеры которых малы по сравнению с расстоянием от точки наблюдения до источника  $R$ , удобнее пользоваться не интенсивностью, а потоком

$$F_\gamma(E_\gamma) = \int_{\Omega} I_\gamma(E_\gamma) d\Omega \simeq \frac{N_V}{R^2} \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma(E_\gamma, E) I(E) dE, \quad (1,4)$$

где интегрирование в первом интеграле ведется по телесному углу, занятому источником, а

$$N_V = R^2 \int_{\Omega} N(L) d\Omega \approx \int n(r) dV$$

есть полное число атомов газа в источнике.

Иногда используется не интенсивность  $\gamma$ -квантов, а поток их энергии  $d\Phi_\gamma = J_\gamma(E_\gamma) d\Omega$ . Соответствующие дифференциальная и интегральная «энергетические» интенсивности определяются как

$$J_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma I_\gamma(E_\gamma) \quad (1,5)$$

и

$$J_\gamma(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} E_\gamma I_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (1,6)$$

Прежде чем перейти к оценке эффективности каждого из рассмотренных механизмов для межзвездного и межгалактического пространства, приведем данные о космических лучах, количестве вещества и плотности энергии теплового излучения в Галактике и Метагалактике.

## § 2. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ, ВЕЩЕСТВО И ТЕПЛОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВО ВСЕЛЕННОЙ

### 2.1. Интенсивность космических лучей

В интервале энергий  $10 \text{ Бэв} < E < 10^6 \text{ Бэв}$  интенсивность космических лучей характеризуется степенной зависимостью от энергии, причем показатель степени дифференциального энергетического спектра имеет значение<sup>27-30</sup>  $\gamma = 2,6-2,7$ . Ниже будет положено  $\gamma = 2,6$ , что вместе с недавно измеренным<sup>31</sup> абсолютным значением интенсивности протонов вблизи геомагнитного экватора  $I_p(E > 16,8 \text{ Бэв}) = 88 \pm 12 \text{ м}^{-2} \text{ сек} \cdot \text{стер}^{-1}$  отвечает энергетическому спектру протонов

$$I_p(E) = 1,3 E^{-2,6} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}, \quad (2,1)$$

где  $E = \sqrt{M^2 c^4 + c^2 p^2}$  — полная энергия.

\* По имеющимся данным в указанном интервале энергий ядерный состав космических лучей остается неизменным, таким же, как и при энергии  $E = 2-3 \text{ Бэв (нуклон)}$  (см., например,<sup>32</sup>). При этом число нуклонов с заданной энергией, входящих в состав  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер, составляет около 40% от числа протонов с той же энергией. Таким образом, полная интенсивность нуклонов, обладающих энергиями в интервале  $E, E + dE$ , равна

$$I_N(E) dE = 1,8 E^{-2,6} dE \frac{\text{нуклонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}. \quad (2,2)$$

С уменьшением энергии, при  $E < 10 \text{ Бэв/нуклон}$ , интенсивность растет медленнее, чем по закону  $E^{-2,6}$ , и проходит через максимум при жесткости<sup>33</sup>  $R = \frac{cp}{eZ} \approx 1,6 \text{ Бэв}$ , т. е. при энергии  $E \simeq 2 \text{ Бэв}$  для протонов и  $E \simeq 1,3 \text{ Бэв/нуклон}$  для ядер с  $A = 2Z$ . Полная интенсивность протонов у Земли в период минимума солнечной активности составляет

$$I_p \simeq 0,20 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}; \quad (2,3)$$

количество нуклонов, входящих в состав всех остальных ядер, примерно такое же.

В области сверхвысоких энергий  $E > 10^6 \text{ Бэв} = 10^{15} \text{ эв}$  характер спектра изменяется, и по крайней мере до энергии  $E \sim 10^{18}$  интенсивность спадает более быстро<sup>34</sup>, с показателем  $\gamma \simeq 2,4 \pm 0,1$ . Химический состав космических лучей при этих энергиях пока еще почти не изучен.

Приведенные значения относятся к интенсивности, измеренной у Земли. В согласии с современными представлениями<sup>32</sup> будем считать, что космические лучи достаточно равномерно заполняют всю Галактику, включая гало, т. е. квазисферический объем с радиусом  $R \simeq 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$  (объем  $V \simeq 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ ).

Какие-либо непосредственные сведения об интенсивности космических лучей в метagalacticком пространстве в настоящее время отсутствуют. В этой связи ниже будет принято, что интенсивность космических лучей в Метагалактике лишь множителем  $\xi_{\text{кл}}$  отличается от галактической интенсивности, т. е.

$$I_{\text{МГ}}(E) = \xi_{\text{кл}} I_{\text{Г}}(E), \quad (2,4)$$

где в качестве  $I_{\text{Г}}(E)$  рассматривается интенсивность нуклонов (2,2) в Галактике. Что же касается самого множителя  $\xi_{\text{кл}}$ , то наиболее убедительная его оценка основана как раз на данных  $\gamma$ -астрономии (см. § 4).

## 2.2. Электронная компонента космических лучей

Имеющиеся сведения об электронной компоненте космических лучей в Галактике основываются на данных радиоастрономии и результатах измерения интенсивности электронов у Земли. Согласно магнитотормозной теории галактического радиоизлучения<sup>32</sup> спектральный индекс радиоизлучения  $\alpha$  связан с показателем энергетического спектра электронов  $\gamma_e$  соотношением

$$\gamma_e = 2\alpha + 1, \quad (2,5)$$

причем в первом приближении можно считать, что основной вклад

в излучение на частоте  $\nu$  дают электроны с энергией \*)

$$E = 4,7 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{\nu}{H_{\perp}}} \text{ эв}, \quad (2,6)$$

где частота  $\nu$  выражена в  $\mu\text{ц}$ , а перпендикулярная лучу зрения составляющая напряженности магнитного поля  $H_{\perp}$  в э.

В интервале  $10^7 \div 3 \cdot 10^8 \mu\text{ц}$  спектральный индекс общего радиоизлучения Галактики равен<sup>35,36</sup>  $\alpha \simeq 0,5$ . Следовательно, показатель спектра электронов имеет значение  $\gamma_e \simeq 2$  в интервале энергий  $0,8-5 \text{ Бэв}$ , если, как это наиболее вероятно, в среднем для межзвездного пространства  $H_{\perp} \simeq 3 \cdot 10^{-6} \text{ э}$ .

Экспериментальное значение интенсивности электронов на границе земной атмосферы согласно<sup>37</sup> равно

$$I_e(E > 1 \text{ Бэв}) \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Измерения<sup>37</sup> были выполнены в период высокой солнечной активности, когда интенсивность протонов с той же магнитной жесткостью была в 2—3 раза ниже ее значения в период солнечного минимума. По-видимому, аналогичное понижение имело место и для электронов. Поэтому для интенсивности электронов за пределами солнечной системы, в прилегающей области Галактики, для ориентировки можно принять значение

$$I_e(E) = 5 \cdot 10^{-3} E^{-2} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}. \quad (2,7)$$

Интенсивность (2,7) согласуется также с наблюдаемой интенсивностью общего галактического радиоизлучения<sup>38</sup>, если электроны более или менее равномерно заполняют весь объем Галактики (в<sup>38</sup> использовалось в основном значение  $I_e(E)$ , в четыре раза большее интенсивности (2,7); однако при допустимом изменении параметров можно получить также спектр (2,7), как это и подчеркивалось в<sup>38,16</sup>). Спектр (2,7) относится к интервалу энергий  $0,5 < E < 10 \text{ Бэв}$ . При более высоких энергиях спектр электронов (как и спектр радиоизлучения), по-видимому, становится более крутым, но данных здесь еще совершенно недостаточно. Можно лишь утверждать, что при энергиях  $10^{12}-10^{15} \text{ эв}$  интенсивность электронов, по-видимому, не превышает сотых долей процента от интенсивности первичных нуклонов с той же энергией. Такие электроны высокой энергии регистрировались бы наравне с первичными  $\gamma$ -лучами и, в частности, в области энергий  $E \gtrsim 10^{15} \text{ эв}$  давали бы аномально бедные  $\mu$ -мезонами широкие атмосферные ливни<sup>16</sup>.

Экспериментально установлено<sup>39-41</sup>, что количество таких ливней составляет не более  $10^{-3}-10^{-4}$  от количества всех ливней с той же энергией первичной частицы.

Заметим, что в последнее время в значительной мере выяснился вопрос о происхождении радиоизлучающих релятивистских электронов в Галактике. Большая часть этих электронов имеет первичное происхождение, т. е. поступает вместе с космическими лучами из источников (вероятнее всего, из оболочек сверхновых звезд). Что касается вторичных электронов, образующихся при ядерных взаимодействиях космических лучей в межзвездной среде и последующем распаде заряженных мезонов, то их вклад незначителен и убывает с ростом энергии. Этот вывод следует как из расчетов, основывающихся на данных о спектре галактического

\*) Формула (2,6) связывает частоту  $\nu$ , отвечающую максимуму в спектре излучения отдельного электрона, с его энергией  $E$ . Для степенного энергетического спектра электронов формула (2,6) несколько завышает энергию  $E$  (подробнее см.<sup>32</sup>).

радиоизлучения<sup>38,42</sup>, так и из непосредственного измерения доли позитронов в составе электронной компоненты космических лучей<sup>43</sup> (в случае вторичного происхождения позитроны составляли бы более половины всей электронной компоненты, тогда как согласно<sup>43</sup> в интервале 0,3—1 Бэв их менее 20%).

### 2.3. Вещество и тепловое излучение в Галактике и Метагалактике

Основная масса вещества в Галактике (~98%) сосредоточена в звездах, однако это вещество заэкранировано тонким поверхностным слоем звезды, поглощающим космические лучи. Поэтому с точки зрения интересующих нас взаимодействий космических лучей с веществом определяющую роль играет разреженный межзвездный газ, полная масса которого в галактическом диске оценивается как  $M_g \simeq 3 \cdot 10^{42}$  г. Межзвездный газ состоит в основном из водорода (~90% по числу атомов) и гелия (~10%) и распределен в Галактике весьма неоднородно — в форме облаков нейтрального и ионизованного водорода, находящихся в галактическом диске с радиусом ~15 кпс  $\simeq 5 \cdot 10^{22}$  см и толщиной ~300 пс  $\simeq 10^{21}$  см. Масса ионизованного газа в диске составляет примерно 5% от всей массы газа в этой области. Масса газа в галактическом гало — квазисферической области с радиусом 15 кпс, окружающей звездную Галактику и заполненной космическими лучами, — фактически неизвестна; можно лишь утверждать, что масса гало не превышает массы газа в диске, а концентрация газа в гало  $n \lesssim 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>. Поэтому в качестве верхней оценки примем, что масса гало равна массе газа в диске:  $M_g = 3 \cdot 10^{42}$  г, и будем считать, что газ в диске и в гало распределен по нормальному (гауссову) закону с соответствующими пространственными размерами. Тогда нетрудно вычислить<sup>10</sup> число атомов газа

$$N(L) = \int_0^L n(r) dr$$

и его массу

$$M(L) = \int_0^L \rho(r) dr \simeq 2 \cdot 10^{-24} N(L)$$

на луче зрения от находящегося на Земле наблюдателя до границы Галактики ( $L$  — расстояние до границы Галактики в данном направлении,  $n(r)$  и  $\rho(r)$  — концентрация и плотность газа как функции координат). Значения  $N(L)$  и  $M(L)$  для трех характерных галактических направлений: на центр, антицентр и галактический полюс, а также значения  $\overline{N(L)}$  и  $\overline{M(L)}$ , усредненные по всем направлениям, приведены в табл. I. Для аппаратуры с конечным угловым разрешением существенны средние значения  $\overline{N(L)}$  и  $\overline{M(L)}$  по телесному углу приемника, ориентированного в данном направлении. Для указанных направлений и различных телесных углов приема эти средние (точнее, интегралы по телесному углу

$$\overline{N(L)} \Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_0^L n(r, \Omega) dr$$

) подсчитаны в работе<sup>44</sup>.

Для метагалактического пространства наиболее вероятными представляются значения (подробнее см.<sup>32</sup>)

$$n = 10^{-5} \text{ см}^{-3}, \quad \rho = 2 \cdot 10^{-29} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}, \quad N(L) = 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}, \quad M(L) = 0,1 \frac{\text{г}}{\text{см}^2},$$

(2,8)



Таблица I

Значения  $L$ ,  $N(L)$ ,  $M(L)$  и  $w_\Phi$  в Галактике и Метагалактике,  $L$ —эффективная длина пути,  $N(L)$  и  $M(L)$ —число атомов и масса газа на пути  $L$  в столбике с сечением  $1 \text{ см}^2$ ,  $w_\Phi$ —плотность энергии теплового излучения

	$L, \text{ см}$	$N(L), \text{ см}^{-2}$	$M(L), \text{ г/см}^2$	$w_\Phi, \text{ эв/см}^3$
Галактика:				
в направлении на центр . . .	$7 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{22}$	$6 \cdot 10^{-2}$	0,2
в направлении на антицентр	$1,5 \cdot 10^{22}$	$6 \cdot 10^{21}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	
в направлении на полюс (включая вклад от гало) . . . . .	—	$3 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{-4}$	
в среднем по направлениям (включая вклад от гало) . . . . .	—	$8 \cdot 10^{20}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,4
Гало (в направлении на полюс) . .	$3,5 \cdot 10^{22}$	$1,5 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{-4}$	
Метагалактика . .	$R_\Phi = 5 \cdot 10^{27}$	$5 \cdot 10^{22}$	0,1	$2 \cdot 10^{-3}$

где в качестве расстояния  $L$  выбран фотометрический радиус Метагалактики  $R_\Phi = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}$  ( $R_\Phi$  есть расстояние, на котором в результате красного смещения частота уменьшается вдвое).

Не исключено, что для Метагалактики  $n \ll 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ ; обратное неравенство представляется значительно менее вероятным по соображениям, основанным на релятивистской космологии. Поэтому значения (2,8) имеют, скорее, характер верхней границы концентрации и плотности газа в межгалактическом пространстве.

При некоторых дальнейших оценках (учет комптон-эффекта и фоторождения мезонов) существенную роль играет величина плотности энергии излучения  $w_\Phi$  в Галактике и Метагалактике. Для Галактики подсчеты плотности энергии теплового излучения звезд <sup>45</sup> дают значения

$$w_\Phi, \text{ диск} = 0,2 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}, \quad w_\Phi, \text{ гало} = 0,4 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}. \quad (2,9)$$

Плотность излучения в галактическом диске несколько меньше, чем в гало над диском, в связи с межзвездным поглощением света.

Значительно менее надежно значение  $w_\Phi$  для межгалактического пространства. Оценки, основанные на данных о средней яркости галактик, приводят к значению <sup>32</sup>

$$w_\Phi, \text{ Мг} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}. \quad (2,10)$$

Плотность (2,10) является нижней границей, так как не учитывается возможное излучение в невидимой области спектра. Вместе с тем пока нет реальных оснований допускать присутствие такого излучения с плотностью, существенно превышающей значение (2,10).

§ 3. КОСМИЧЕСКОЕ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ (ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ)3.1. Образование  $\pi^0$ -мезонов и «пионные»  $\gamma$ -лучи

Интенсивность  $\pi$ -мезонов всех знаков, образуемых на единице пути космическими лучами с интенсивностью  $I(E)$ , равна

$$q_{\pi}(E_{\pi}) dE_{\pi} = dE_{\pi} n \sigma \int_{E_{\pi}}^{\infty} \nu(E, E_{\pi}) I(E) dE. \quad (3,1)$$

Здесь  $n$  — концентрация атомов в среде,  $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup> — сечение взаимодействия космических лучей (практически протонов; см. § 1.1) с ядрами (протонами) межзвездной среды,  $\nu(E, E_{\pi}) dE_{\pi}$  — среднее число  $\pi$ -мезонов в интервале энергии  $dE_{\pi}$ , образующихся при каждом соударении с начальной энергией  $E$ . В силу изотропности космических лучей полное число  $\pi$ -мезонов с энергией в интервале  $dE_{\pi}$ , образующихся в единице объема за единицу времени, равно  $4\pi q_{\pi}(E_{\pi}) dE_{\pi}$ .

Теоретически вид функции  $\nu(E, E_{\pi})$  в настоящее время неизвестен. Однако для дальнейшего можно ограничиться приближенным выражением, которое находится в согласии с предположением о том, что средняя доля энергии первичного нуклона  $k$ , передаваемая всем  $\pi$ -мезонам, равна  $k \approx 1/3$ , а средняя множественность генерации  $\pi$ -мезонов как функция энергии имеет вид <sup>46</sup>

$$\nu(E) = \int \nu(E, E_{\pi}) dE_{\pi} \approx 3E^{1/4},$$

где  $E$  выражено в Бэв. Именно, используем выражение

$$\nu(E, E_{\pi}) = \nu(E) \delta\left(E_{\pi} - \frac{kE}{\nu(E)}\right) \simeq 3E^{1/4} \delta(E_{\pi} - 0,1E^{3/4}). \quad (3,2)$$

С помощью выражений (3,1), (3,2) для спектра (2,2) получаем

$$q_{\pi}(E_{\pi}) = 0,12 \sigma n E_{\pi}^{-2,8} \frac{\pi\text{-мезонов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}, \quad (3,3)$$

где энергия  $E_{\pi}$  измеряется в Бэв. Поскольку  $\pi^0$ -мезоны составляют  $1/3$  от полного числа мезонов, то

$$q_{\pi^0}(E_{\pi}) = 0,04 \sigma n E_{\pi}^{-2,8} \frac{\pi^0\text{-мезонов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}. \quad (3,4)$$

Выражения (3,3), (3,4) содержат некоторую погрешность, связанную с принятыми предположениями о характере генерации  $\pi$ -мезонов. Чтобы оценить величину погрешности, рассмотрим противоположный предельный случай, когда в процессе генерации основную роль играет энергичный  $\pi$ -мезон, уносящий долю  $\alpha \approx 20\%$  энергии нуклона <sup>47,48</sup>. Полагая в (3,1)

$$\nu(E, E_{\pi}) = \delta(E_{\pi} - \alpha E), \quad \alpha = 0,2, \quad (3,5)$$

получим

$$q_{\pi}(E_{\pi}) = 0,14 \sigma n E_{\pi}^{-2,8} \frac{\pi\text{-мезонов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}, \quad (3,6)$$

$$q_{\pi^0}(E_{\pi}) = 0,05 \sigma n E_{\pi}^{-2,8} \frac{\pi^0\text{-мезонов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}. \quad (3,7)$$

Основное различие между формулами (3,7) и (3,4) заключается в показателях степени и может привести к расхождению на порядок при  $E \simeq 10^5$  Бэв  $= 10^{14}$  эв. Это обстоятельство нужно иметь в виду; ниже при оценках мы будем использовать выражение (3,4).

Поскольку спектр космических лучей (2,2) относится к энергиям  $E \gtrsim 10$  Бэв, то выражения (3,3), (3,4) пригодны для энергий  $E_\pi \gtrsim 1 \div 3$  Бэв.

Для полного числа рождающихся на единице пути  $\pi^0$ -мезонов численные расчеты дают (см. <sup>32</sup>, стр. 37, а также <sup>44</sup>)

$$q_{\pi^0}(E_\pi > m_\pi c^2) = \int_{m_\pi c^2}^{\infty} q_{\pi^0}(E_\pi) dE_\pi = 4,8 \cdot 10^{-27} n \frac{\pi^0\text{-мезонов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (3,8)$$

Интенсивность  $\gamma$ -лучей, возникающих при распаде  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , теперь легко определить, учитывая, что в соответствии с кинематикой этого распада (см., например, <sup>10</sup>)

$$q_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2}{\gamma_\pi} q_{\pi^0}(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3,9)$$

где  $\gamma_\pi$  — показатель энергетического спектра  $\pi$ -мезонов. Тогда в силу (3,4)

$$q_\gamma(E_\gamma) = 0,03 \sigma n E_\gamma^{-2,8} \frac{\text{квантов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}, \quad (3,10)$$

$$q_\gamma(> E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} q_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma \simeq 0,02 \sigma n E_\gamma^{-1,8} \frac{\text{квантов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (3,11)$$

Интенсивность  $\gamma$ -лучей, образующихся на пути  $L$  в некотором направлении, равна (см. (1,2))

$$I_{\gamma, \pi^0}(> E_\gamma) = \int_0^L q_\gamma(> E_\gamma) dL = 6 \cdot 10^{-28} N(L) E_\gamma^{-1,8} = 3 \cdot 10^{-4} M(L) E_\gamma^{-1,8}, \quad (3,12)$$

где

$$N(L) = \int_0^L n dr$$

— число атомов и  $M(L) = 2 \cdot 10^{-24} N(L)$  — масса газа на луче зрения (см. табл. I), а в качестве  $\sigma$  взято приведенное выше сечение для неупругого взаимодействия  $\sigma \simeq 3 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>.

Согласно (2,2) и (3,12) отношение интенсивностей  $\gamma$ -лучей и всех космических лучей с энергией, большей  $E$ , составляет

$$\zeta = \frac{I_{\gamma, \pi^0}(> E)}{I(> E)} \simeq 5 \cdot 10^{-28} N(L) E^{-0,2}. \quad (3,13)$$

Как уже указывалось, энергетическая зависимость  $E^{-0,2}$  в этой формуле установлена ненадежно и не исключено, что отношение  $\zeta$  практически не зависит от энергии. Важно, однако, что в любом случае энергетическая зависимость слаба и приводит к изменению величины  $\zeta$  на порядок лишь при изменении энергии по крайней мере на четыре-пять порядков.

Помимо рассмотренного процесса генерации мезонов при ядерных соударениях космических лучей с межзвездным газом представляет также интерес фоторождение  $\pi^0$ -мезонов при столкновениях частиц сверхвысоких энергий с тепловыми фотонами. Этот механизм, приводящий в результате распада  $\pi^0$ -мезонов к образованию  $\gamma$ -квантов очень высокой энергии, был рассмотрен в <sup>12</sup> с целью интерпретировать данные о широких атмосферных ливнях с аномально малым содержанием  $\mu$ -мезонов<sup>39,40</sup>.

В системе покоя нуклона энергетический порог фоторождения отвечает энергии фотона  $\epsilon' \approx 150$  Мэв. Поэтому в лабораторной (связанной

с Метагалактикой) системе, в которой средняя энергия фотонов  $\varepsilon \simeq 1 \text{ эв}$ , протоны должны иметь энергию  $E > \varepsilon' M c^2 / 2\varepsilon$ , т. е. полную энергию  $E > 7 \cdot 10^{16} \text{ эв}$  (здесь учитывается преобразование Лоренца

$$\varepsilon' = \varepsilon \frac{E}{M c^2} \left( 1 - \frac{v_p}{c} \cos \theta \right),$$

где  $\theta$  — угол между направлениями движения фотона и прогона, имеющего скорость  $v_p$ ). В этой области энергии показатель спектра космических лучей  $\gamma \simeq 3$ .

Для оценки интенсивности  $\gamma$ -лучей, образующихся при распаде нейтральных фотомезонов, можно воспользоваться формулами (3,1), (3,5) и (3,9), подставив вместо  $n$  концентрацию фотонов  $n_\Phi$  и полагая сечение фоторождения<sup>49</sup>  $\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ , а долю энергии, уносимой фотомезоном,  $\alpha \sim 0,1$  (скорость образующегося мезона примерно равна скорости протона). Тогда для степенного спектра космических лучей из (3,1) и (3,5) находим

$$q_{\pi^0}(> E_\pi) = n_\Phi \sigma \alpha \gamma^{-1} I(> E_\pi). \quad (3.14)$$

Далее, согласно (3.9)

$$I_\gamma(> E) = \frac{2}{\gamma} I_{\pi^0}(> E) = \frac{2}{\gamma} \int_0^L q_{\pi^0}(> E) dL = N_\Phi(L) \frac{2}{\gamma} \sigma \alpha \gamma^{-1} I(> E). \quad (3.15)$$

Отсюда

$$\frac{I_\gamma(> E)}{I(> E)} = N_\Phi(L) \frac{2}{\gamma} \sigma \alpha \gamma^{-1} \simeq 10^{-30} N_\Phi(L), \quad (3.16)$$

где

$$N_\Phi(L) = \int_0^L n_\Phi dL$$

— число фотонов на луче зрения и при переходе к численной оценке положено  $\alpha = 0,1$ ,  $\gamma = 3$  и  $\sigma = 2 \cdot 10^{-28}$ .

### 3.2. Тормозное излучение

Для оценки интенсивности тормозного излучения релятивистских электронов (и позитронов), входящих в состав космических лучей, можно воспользоваться приближенным выражением для дифференциального эффективного сечения<sup>50</sup>

$$\sigma_r(E, E_\gamma) dE_\gamma = \frac{M}{t_r} E_\gamma^{-1} dE_\gamma, \quad (3.17)$$

где  $t_r$  — радиационная единица длины в газе из атомов с массой  $M$ . Для межзвездной среды примем  $M = 2 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ,  $t_r \simeq 66 \text{ г/см}^2$  (см. <sup>51</sup>). При этом интенсивность тормозных  $\gamma$ -квантов равна

$$I_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) = \int_0^L dr \int_{E_\gamma}^\infty n(r) \sigma_r(E, E_\gamma) I_e(E, r) dE \quad (3.18)$$

или, считая, что интенсивность электронов на луче  $L$  постоянна,

$$I_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) = \frac{M N(L)}{t_r} \frac{I_e(> E_\gamma)}{E_\gamma} = 1,5 \cdot 10^{-2} M(L) \frac{I_e(> E_\gamma)}{E_\gamma}. \quad (3.19)$$

Для спектра (2,3) отсюда получаем

$$\begin{aligned} I_{\gamma, \text{торм}}(E_{\gamma}) &= 8 \cdot 10^{-5} M(L) E_{\gamma}^{-2}, \\ I_{\gamma, \text{торм}}(> E_{\gamma}) &= 8 \cdot 10^{-5} M(L) E_{\gamma}^{-1}. \end{aligned} \quad (3,20)$$

Здесь  $E_{\gamma}$  измеряется в *Бэв*. Сравнивая эту интенсивность с интенсивностью  $\gamma$ -лучей от распада  $\pi^0$ -мезонов (3,12), имеем

$$\frac{I_{\gamma, \text{торм}}(> E_{\gamma})}{I_{\gamma, \pi^0}(> E)} \simeq 0,3 E_{\gamma}^{0,6 \div 0,8}. \quad (3,21)$$

Из (3,21) видно, что в области энергий  $\gamma$ -квантов, не превышающих нескольких *Бэв*, тормозное излучение слабее излучения, образующегося при распаде  $\pi^0$ -мезонов. Вместе с тем при более высоких энергиях тормозное излучение могло бы иметь преобладающее значение, если бы спектр электронов (2,3) был справедлив и в области энергий  $E > 10$  *Бэв*. Фактически же при высоких энергиях спектр электронов, по-видимому, становится более крутым (в противном случае при  $E \approx 10^{11}$  *эв* электроны в составе космических лучей составляли бы уже около 10% от числа протонов), и поэтому можно считать, что тормозное излучение во всей области энергий  $E \gtrsim 10^8$  *эв* не превышает  $\gamma$ -излучения от распада  $\pi^0$ -мезонов.

Остановимся теперь на излучении, возникающем в процессе генерации электронов и позитронов при  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ -распаде. Оценки показывают (см. <sup>16</sup>), что это излучение по интенсивности примерно на два порядка меньше, чем излучение от распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Не повторяя расчетов, укажем лишь, что этот результат ясен сразу, если учесть, что при ядерных соударениях и распаде образовавшихся мезонов непосредственно (при  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ -распаде) возникает  $\gamma$ -квантов примерно столько же, сколько и электронов обоих знаков (от распадов  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ ). Поскольку вероятность излучения кванта при рождении электрона содержит дополнительно множитель  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ , то интенсивность таких квантов будет соответственно меньше интенсивности квантов от  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ -распада, и ее в дальнейших оценках можно не учитывать.

Быстрые электроны образуются также в форме  $\delta$ -электронов. Оценивая число  $\delta$ -электронов с большой энергией, создаваемых космическими лучами, легко убедиться в том, что вклад  $\delta$ -электронов в достаточно жесткое  $\gamma$ -излучение еще меньше, чем вклад от продуктов  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$ -распада. Достаточно сказать, что полное число вторичных электронов с энергией  $E$ , большей  $5 \cdot 10^7$  *эв*, рождающихся на луче зрения,  $Q(E > 5 \times 10^7 \text{ эв}) \sim 3 \cdot 10^{-2} M(L)$  (см. <sup>16,38</sup>), а число  $\delta$ -электронов  $Q(E > 5 \cdot 10^7 \text{ эв}) \approx 10^{-5} M(L)$ .

### 3.3. Комптоновские $\gamma$ -лучи

При столкновениях релятивистских электронов со световыми квантами в межзвездном и межгалактическом пространстве образуются  $\gamma$ -лучи с интенсивностью

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = \int_0^L dr \int_{E_{\gamma}}^{\infty} I_e(E, \mathbf{r}) dE \int_0^{\infty} d\varepsilon n_{\phi}(\varepsilon, \mathbf{r}) \sigma(E_{\gamma}, \varepsilon, E), \quad (3,22)$$

где  $n_{\phi}(\varepsilon, \mathbf{r}) d\varepsilon$  — плотность тепловых фотонов с энергиями в интервале  $d\varepsilon$  в точке  $\mathbf{r}$  пространства, а  $\sigma(E_{\gamma}, \varepsilon, E) dE_{\gamma}$  — эффективное сечение для образования  $\gamma$ -кванта с энергией в интервале  $dE_{\gamma}$  при рассеянии фотона с энергией  $\varepsilon$  на электроны, полная энергия которого равна  $E$ . Распреде-

ления по направлениям тепловых фотонов и электронов считаются изотропными, и поэтому  $\sigma(E_\gamma, \varepsilon, E)$  определено в (3,22) как среднее по углу между направлениями движения электрона и фотона.

Вычисление этого сечения проведено в <sup>16</sup>. Поскольку вычисление интенсивности (3,22), основанное на точном значении сечения  $\sigma(E_\gamma, \varepsilon, E)$ , приводит лишь к появлению множителя, близкого к единице по сравнению с приближенным выводом, мы ограничимся здесь последним (см. также работу <sup>52</sup>, в которой было обращено внимание на важность учета комптоновских  $\gamma$ -лучей).

Для интересующей нас области энергий электронов  $E$  выполнено условие  $E < (mc^2)^2/4\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{10}$  эв (средняя энергия тепловых фотонов  $\varepsilon \sim 1$  эв), при котором полное сечение комптон-эффекта равно томсоновскому сечению  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3 = 6,65 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>. В изотропном случае в среднем при каждом рассеянии образуется  $\gamma$ -квант с энергией (см. <sup>53</sup>, а также <sup>16</sup>)

$$E_\gamma = \frac{4}{3} \bar{\varepsilon} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (3,23)$$

где  $\bar{\varepsilon}$  — средняя энергия тепловых фотонов \*).

Поэтому в качестве усредненного по спектру тепловых фотонов сечения  $\sigma(E_\gamma, \varepsilon, E)$  можно приближенно использовать выражение

$$\sigma(E_\gamma, \bar{\varepsilon}, E) = \frac{1}{n_\Phi} \int_0^\infty n_\Phi(\varepsilon) \sigma(E_\gamma, \varepsilon, E) d\varepsilon = \sigma_T \delta \left( E_\gamma - \frac{4}{3} \bar{\varepsilon} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right), \quad (3,24)$$

где

$$n_\Phi = \int_0^\infty n_\Phi(\varepsilon) d\varepsilon$$

— концентрация фотонов. Подставляя это выражение в (3,22) и считая, что концентрация фотонов  $n_\Phi$  и интенсивность электронов  $I_e(E)$  не зависят от расстояния вдоль луча зрения, получаем

$$\begin{aligned} I_\gamma(E_\gamma) &= \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{N_\Phi(L) \sigma_T mc^2}{\sqrt{\varepsilon E_\gamma}} I_e \left( mc^2 \sqrt{\frac{3E_\gamma}{4\varepsilon}} \right) = \\ &= \frac{N_\Phi(L) \sigma_T}{2} (mc^2)^{1-\gamma} \left( \frac{4}{3} \bar{\varepsilon} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} K_e E_\gamma^{-\frac{\gamma+1}{2}}, \end{aligned} \quad (3,25)$$

где в последнем выражении спектр электронов считается степенным, имеющим вид  $I_e(E) = K_e E^{-\gamma}$ . При точном расчете для степенного спектра

\*) В справедливости выражения (3,23) легко убедиться также, используя выражение для комптоновских потерь энергии электрона —  $(dE/dt)_K = cn_\Phi \sigma_T \frac{4}{3} \bar{\varepsilon} (E/mc^2)^2 = \frac{32\pi}{9} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 c \omega_\Phi \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2$  и учитывая, что  $cn_\Phi \sigma_T$  есть средняя частота столкновений электрона с фотонами. Заметим также следующее. Условие  $E \ll (mc^2)^2/\varepsilon$  означает, что в системе отсчета, в которой электрон покоится, фотон имеет энергию  $\varepsilon' \sim \varepsilon E/mc^2 \ll mc^2$ . Именно поэтому рассеяние света можно рассматривать классически и использовать томсоновское сечение. В этом приближении действие на электрон поля электромагнитной волны и статического магнитного поля в значительной мере одинаково. В частности, указанные выше комптоновские потери —  $(dE/dt)_K$  отличаются от магнитотормозных потерь —  $(dE/dt)_M = \frac{2}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 c H_\perp^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2$  заменой плотности энергии изотропного излучения  $\omega_\Phi$  на плотность энергии в среднем изотропного магнитного поля  $\frac{H^2}{8\pi} = \frac{3}{2} \frac{H_\perp^2}{8\pi}$ .

указанного вида в выражении (3,25) появляется дополнительный множитель <sup>16</sup>:

$$f(\gamma) = 4,74 (1,05)^\gamma \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{(\gamma + 1)(\gamma + 3)^2(\gamma + 5)} \Gamma\left(\frac{\gamma + 5}{2}\right) \zeta\left(\frac{\gamma + 5}{2}\right), \quad (3,26)$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера и  $\zeta(x)$  — функция Римана ( $\zeta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-x}$ ). Коэффициент  $f(\gamma)$  равен 0,84; 0,86; 0,99 и 1,4 соответственно при  $\gamma = 1, 2, 3$  и 4.

Принимая в качестве средней температуры излучения звезд  $T = 5000^\circ \text{K}$  и, следовательно,  $\bar{\epsilon} = 2,7 kT \simeq 1,2 \text{ эв}$  и измеряя  $E_\gamma$  в Бэв,  $w_\Phi = n_\Phi \bar{\epsilon}$  в эв/см<sup>3</sup>, а  $K_e$  в (Бэв) <sup>$\gamma-1$</sup> /см<sup>2</sup>сек·стер (см. (2,7)), из (3,25) получаем

$$I_\gamma(E_\gamma) = 2,8 \cdot 10^{-25} (7,9 \cdot 10^{-2})^{\gamma-1} f(\gamma) L w_\Phi K_e E_\gamma^{-\frac{\gamma+1}{2}} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}}. \quad (3,27)$$

Здесь концентрация фотонов на всем пути  $L$  считается постоянной, и поэтому  $N_\Phi(L) \bar{\epsilon} = L n_\Phi \bar{\epsilon} = L w_\Phi$ .

Для спектра (2,7) из (3,27) находим

$$I_\gamma(> E_\gamma) = 2 \cdot 10^{-28} L w_\Phi E_\gamma^{-1/2} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \quad (3,28)$$

где энергия  $E_\gamma$  измеряется в Бэв.

Спектр (2,7) относится лишь к интервалу энергий  $0,5 < E < 10 \text{ Бэв}$ . Поскольку средняя энергия  $\gamma$ -квантов, образующихся от электронов с энергией  $E$  в силу (3,23) при  $\bar{\epsilon} = 1,2 \text{ эв}$ , равна  $E_\gamma = 1,6 (E/mc^2)^2 \text{ эв}$ , то спектр (3,28), строго говоря, применим для области

$$10^6 \lesssim E_\gamma \lesssim 6 \cdot 10^8 \text{ эв}. \quad (3,29)$$

Однако вплоть до  $E_\gamma \simeq 2 \div 3 \text{ Бэв}$  неточность  $I_\gamma(> E_\gamma)$ , обусловленная неточностью спектра (2,7) для больших энергий, еще невелика.

При более высоких энергиях ( $E_\gamma > 3 \text{ Бэв}$ ) спектр (3,28) становится непригодным не только из-за изменения электронного спектра, но главным образом в результате появляющейся зависимости комптоновского сечения от энергии, приводящей (при  $E > (mc^2)^2/4\epsilon \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ ) к быстрому уменьшению полного сечения. Приближенное выражение для  $I_\gamma(E_\gamma)$  в области энергий  $E_\gamma \sim E \gg 5 \cdot 10^{10} \text{ эв}$  приведено в <sup>16</sup>.

### 3.4. А н н и г и л я ц и я п о з и т р о н о в

Аннигиляция быстрых позитронов ( $E \gg mc^2$ ) определяется сечением \*)

$$\sigma_{\text{ан}}(E_\gamma, E) \approx \pi r_0^2 \frac{mc^2}{E} \left( \ln \frac{2E}{mc^2} - 1 \right) \delta(E_\gamma - E), \quad (3,30)$$

где учтено, что один из аннигиляционных фотонов приобретает энергию  $E_\gamma \simeq E$ . Поэтому согласно (1,2) и (3,30)

$$I_{\gamma, \text{ан}}(E_\gamma) = N(L) \sigma_{\text{ан}} I_{e^+}(E_\gamma) \approx 0,1 M(L) \frac{mc^2}{E_\gamma} \left\{ \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - 1 \right\} I_{e^+}(E_\gamma). \quad (3,31)$$

Здесь под  $N(L)$  следует понимать число электронов в межзвездном пространстве; однако для межзвездной среды, состоящей в основном из водорода, оно приближенно равно числу атомов, и поэтому  $N(L) =$

\*) Мы рассматриваем здесь только двухфотонную аннигиляцию, поскольку ее вероятность существенно больше, чем для одно- и трехфотонной аннигиляции <sup>54</sup>.

$= M(L)/2 \cdot 10^{-24}$ . Максимальную оценку интенсивности  $I_{\gamma, \text{ан}}$  можно получить, считая, что вся электронная компонента является вторичной, т. е. (см. (2,7))

$$I_{e^+}(E) \simeq \frac{1}{2} I_e(E) \simeq 3 \cdot 10^{-3} E^{-2}.$$

В этом случае интенсивность аннигиляционных  $\gamma$ -квантов высокой энергии равна

$$I_{\gamma, \text{ан}}(E) \simeq 1,5 \cdot 10^{-7} M(L) \left( \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - 1 \right) E_\gamma^{-3}, \quad (3,32)$$

где  $E_\gamma$  измеряется в Бэв. Интенсивность (3,32) меньше интенсивности тормозного излучения (3,20) в

$$\frac{5 \cdot 10^2 E_\gamma}{\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - 1} \quad (3,33)$$

раз, т. е. даже при  $E_\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$  Бэв не превышает 20% от интенсивности тормозного излучения.

Большой интерес представляет аннигиляционное  $\gamma$ -излучение оставшихся позитронов, экспериментальное обнаружение которого позволило бы судить об интенсивности космических лучей и концентрации межзвездного газа в далеком прошлом <sup>44</sup>, а также о скорости выхода космических лучей из Галактики.

Число медленных позитронов, аннигилирующих за единицу времени в единице объема, равно <sup>54</sup>

$$\nu n_{e^+} = n(\sigma v)_{v \rightarrow 0} n_{e^+} = \pi \pi r_0^2 c n_{e^+}, \quad (3,34)$$

где  $n$  — концентрация электронов, для межзвездной среды практически равная концентрации атомов газа,  $\pi r_0^2 = \frac{3}{8} \sigma_T = 2,5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  и  $n_{e^+}$  — концентрация медленных позитронов, которую мы считаем одинаковой во всех точках объема  $V$  Галактики.

В целом для галактического объема

$$\bar{\nu} n_{e^+} = \pi r_0^2 c (n_{\text{диск}} V_{\text{диск}} + n_{\text{гало}} V_{\text{гало}}) n_{e^+} = \pi r_0^2 c V \bar{n} n_{e^+}, \quad (3,35)$$

где  $\bar{n} = (n_{\text{диск}} V_{\text{диск}} + n_{\text{гало}} V_{\text{гало}}) / V$  — средняя концентрация газа в Галактике,  $n_{\text{диск}}$  и  $n_{\text{гало}}$  — концентрации газа в диске и в гало,  $V_{\text{диск}}$  и  $V_{\text{гало}}$  — соответственно их объемы.

В силу (3,35) среднее время жизни медленных позитронов в Галактике

$$t_{\text{ан}} = \frac{1}{\nu} = \frac{1}{\pi r_0^2 c \bar{n}} \simeq \frac{4 \cdot 10^8}{\bar{n}} \text{ лет}. \quad (3,36)$$

Средняя концентрация электронов в Галактике  $\bar{n} \sim 10^{-2}$  и, следовательно,  $t_{\text{ан}} \sim 4 \cdot 10^8 \text{ лет}$ .

Вместе с тем из (3,35) ясно, что позитроны в значительной своей части аннигилируют в диске, поскольку масса газа в диске (а значит, и полное количество электронов в нем  $n_{\text{диск}} V_{\text{диск}}$ ) составляет не менее половины, а скорее основную часть всего газа в Галактике. Последнее обстоятельство должно вести к довольно резкой анизотропии аннигиляционного излучения с максимумом в направлении галактического центра.

Время замедления позитронов, образовавшихся при ядерных соударениях, определяется в первую очередь ионизационными потерями <sup>32</sup>

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} \left\{ 3 \ln \frac{E}{mc^2} + 18,8 \right\} n \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}. \quad (3,37)$$



Для основной части вторичных позитронов <sup>38</sup> с энергиями порядка 30—100 Мэв время ионизационного торможения, при средней концентрации газа  $n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ , равно  $T_i \simeq 4 \cdot 10^8 \div 1,2 \cdot 10^9 \text{ лет}$ . Таким образом, с момента образования позитронов до их аннигиляции в Галактике проходит время  $T \sim 8 \cdot 10^8 \div 1,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ .

Если бы диффузионный выход релятивистских частиц из Галактики был мал («закрытая» модель с временем диффузионного выхода  $T_v \gg T$ ), то в стационарных условиях интенсивность аннигиляционного излучения определялась бы просто количеством позитронов, рождающихся в единицу времени при ядерных столкновениях и распаде образовавшихся мезонов. Именно в этом случае мы имели бы

$$I_{\gamma, \text{ан}}(E = 0,51 \text{ Мэв}) = 2Q_e(L), \quad (3,38)$$

где  $Q_e(L) = \int_0^L \frac{q_e}{4\pi} dr$  — отнесенное к единице телесного угла число позитронов, образующихся за единицу времени на луче зрения. Поскольку в области малых энергий, дающих основной вклад в выражение (3,38), вторичная электронно-позитронная компонента состоит практически целиком из позитронов\*), то в качестве  $Q_e(L)$  можно использовать значение <sup>38,16</sup>  $Q_e(L) = 0,44 \frac{M(L)}{\lambda}$ , относящееся к полному числу вторичных электронов и позитронов (здесь  $\lambda \simeq 180 \text{ г/см}^2$  — пробег поглощения космических лучей в межзвездном газе).

В выражении (3,38) учтено, что в каждом акте аннигиляции рождается два  $\gamma$ -кванта и, кроме того, генерация вторичных позитронов и электронов и аннигиляция позитронов происходят в одних и тех же областях пространства, так как оба эти процесса пропорциональны концентрации газа.

Подставляя в (3,38) численные значения, находим для закрытой модели

$$I_{\gamma, \text{ан}}(0,51 \text{ Мэв}) = 5 \cdot 10^{-3} M(L) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер}}. \quad (3,39)$$

Фактически, однако, время диффузионного выхода быстрых частиц из Галактики  $T_v$  составляет, по-видимому, около  $1 \div 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$  <sup>32</sup>, т. е. приблизительно на порядок меньше оцененного выше времени замедления и аннигиляции позитронов  $T$ . Поэтому, с учетом выхода, выражение (3,39) будет содержать малый множитель  $\exp(-T/T_v)$ , учитывающий долю позитронов, сохранившихся в Галактике за время торможения. Этот множитель сильно зависит от времен  $T_v$  и  $T$ , достигая значения  $10^{-5}$  при  $T_v = 10^8 \text{ лет}$  и  $T = 1,2 \cdot 10^9 \text{ лет}$ . Таким образом, при быстром выходе частиц из Галактики ионизационные потери не могут обеспечить появление сколько-нибудь существенного количества медленных позитронов. В связи с этим рассмотрим другие возможности.

В интересующей нас области энергий позитронов  $E \sim 30\text{--}100 \text{ Мэв}$  средние радиационные и комптоновские потери энергии малы по сравнению с потерями на столкновения (ионизационными потерями). Вместе с тем в силу «катастрофического» характера радиационных потерь существует конечная вероятность передачи фотону почти всей начальной энергии электрона (позитрона) в одном столкновении. Однако эта вероятность невелика. Например, для позитронов с энергией  $E \sim 50 \text{ Мэв}$  отнесенная к радиационной длине (равной для водорода  $66 \text{ г/см}^2$ ) вероятность испускания фотона, уносящего более 90% начальной энергии, составляет

\*) Это связано с законом сохранения заряда: генерирующая компонента заряжена положительно.

всего лишь  $3 \cdot 10^{-2} *$ ). Сохранившуюся при этом энергию  $E \leq 5 \text{ Мэв}$  позитрон успеет растратить на столкновения (ионизацию) за время  $T_v \simeq \simeq 10^8 \text{ лет}$ . Поскольку за время  $T_v \simeq 10^8 \text{ лет}$  релятивистская частица проходит толщину вещества  $x = \rho c T_v \simeq 2 \text{ г/см}^2$ , составляющую примерно  $1/30$  радиационной длины в водороде, то доля позитронов, замедлившихся в результате катастрофических радиационных потерь, равна  $3 \cdot 10^{-2}/30 \simeq \simeq 10^{-3}$ . Таким образом, при малых  $T_v$  этот процесс оказывается более эффективным, чем чисто ионизационное торможение.

Вместе с тем еще более существенно то обстоятельство, что среди всех образующихся вторичных позитронов примерно 0,5% имеют энергию  $\leq 5 \text{ Мэв}$  (см. расчеты, выполненные в <sup>38</sup>). За время  $T_v \simeq 10^8 \text{ лет}$  эти позитроны успевают замедлиться, и поэтому даже при утечке всех более энергичных позитронов нижняя граница интенсивности аннигиляционных  $\gamma$ -квантов составляет

$$I_{\gamma, \text{ан}}(0,51 \text{ Мэв}) \simeq 2 \cdot 10^{-5} M(L) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (3,40)$$

Как ясно из изложенного, экспериментальное установление значения или верхней границы  $I_{\gamma, \text{ан}}(0,51 \text{ Мэв})$  может служить весьма чувствительным методом оценки значения  $T_v$ , а также интенсивности космических лучей и массы газа в Галактике в далеком прошлом.

Нужно иметь в виду, что  $\gamma$ -лучи с энергией  $E_\gamma \sim 0,5 \text{ Мэв}$  возникают и в результате других процессов. Поэтому важно выделить узкую линию  $E_\gamma \simeq 0,51 \text{ Мэв}$ , ширина которой определяется практически только тепловыми скоростями позитронов, поскольку большая часть позитронов сначала замедляется, а уже затем аннигилирует <sup>54</sup>.

### 3.5. Ядерные $\gamma$ -лучи

Гамма-излучение, обусловленное высвечиванием возбужденных ядер, может быть связано как с ядрами, входящими в состав космических лучей, так и с «покоящимися» ядрами межзвездного газа. В первом случае излучение имеет непрерывный спектр, отражающий энергетический спектр космических лучей, причем основную роль играют взаимодействия средних и тяжелых ядер космических лучей с межзвездным водородом. Во втором случае спектр дискретен (состоит из довольно узких линий), а интенсивность определяется главным образом числом столкновений достаточно быстрых протонов со сложными ядрами, входящими в состав межзвездного газа. При этом существенную роль могут играть и субкосмические лучи, энергия которых достаточна для возбуждения ядерных уровней. Речь идет, очевидно, о ядерных уровнях и соответствующем  $\gamma$ -излучении с энергией порядка сотен *кэв* или нескольких *Мэв*. Интенсивность дискретного  $\gamma$ -излучения в этом участке спектра можно грубо оценить, полагая, что при каждом соударении быстрого протона с ядром межзвездного газа происходит возбуждение этого ядра или его осколков и излучается один  $\gamma$ -квант с энергией в указанном интервале. При этом следует учитывать лишь ядра, имеющие интересующие нас уровни и представленные в то же время в заметном количестве в составе межзвездного газа. Отнесем к таким ядрам ядра с атомным номером  $Z \geq 6$ , доля которых в составе межзвездного газа составляет около 0,1%. Полагая поэтому, что их количество на луче зрения  $N_{\text{яд}}(L) = 10^{-3} N(L)$ , получим интенсивность

$$I_{\gamma, \text{яд}} \simeq 10^{-3} N(L) \sigma I_{\text{кл}}, \quad (3,41)$$

\*) Для оценки следует воспользоваться выражением для вероятности радиационного торможения в отсутствие экранирования <sup>49, 50</sup>, что соответствует интересующему нас случаю относительно малой начальной энергии и большой доли энергии, переданной фотону.

где  $\sigma \simeq 3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  — сечение взаимодействий ядер группы C, N, O (роль более тяжелых элементов, вообще говоря, невелика) с космическими протонами и  $I_{\text{кл}} \simeq 0,20 \text{ протон/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер}$  — полная интенсивность протонов в составе космических лучей (ввиду приближенного характера оценки вкладом более тяжелых ядер пренебрегаем). Подставляя эти значения в (3,41), получаем

$$I_{\gamma, \text{яд}} \simeq 6 \cdot 10^{-29} N(L) \simeq 3 \cdot 10^{-5} M(L) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стер}}. \quad (3,42)$$

Как видно, эта интенсивность сравнима с минимальной интенсивностью аннигиляционных  $\gamma$ -квантов (3,40). Вместе с тем существенно, как это уже подчеркивалось, что аннигиляционное излучение сосредоточено в довольно узком участке спектра вблизи  $E_{\gamma} = 0,51 \text{ Мэв}$ , тогда как интенсивность (3,42) относится к  $\gamma$ -лучам сразу во всех ядерных линиях элементов, входящих в состав межзвездного газа.

Аналогичным образом можно оценить спектральную интенсивность  $\gamma$ -лучей, образующихся при возбуждении ядер, входящих в состав космических лучей, в результате соударений с межзвездным водородом. В этом случае доля интересующих нас ядер составляет  $\sim 1\%$  от полной интенсивности космических лучей с данной энергией на нуклон  $E_n$ , т. е.  $I_{\text{яд}}(E_n) \sim \sim 10^{-2} I(E_n)$ . Что же касается энергии  $\gamma$ -кванта, то она связана с полной энергией  $E = A E_n$  возбужденного ядра релятивистским преобразованием

$$E_{\gamma} \simeq E_{\gamma}^0 \frac{E}{M c^2} = E_{\gamma}^0 \frac{E_n}{M_p c^2}, \quad (3,43)$$

где  $E_{\gamma}^0$  — энергия  $\gamma$ -кванта в системе покоя возбужденного ядра с массой  $M$ . В результате

$$\begin{aligned} I_{\gamma, \text{яд}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} &= \sigma_{\text{яд}} N(L) 10^{-2} I(E) dE = \\ &= 10^{-2} \sigma_{\text{яд}} N(L) I \left( M c^2 \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}^0} \right) \frac{M c^2}{E_{\gamma}^0} dE_{\gamma} \end{aligned} \quad (3,44)$$

или для спектра (2,1)

$$I_{\gamma, \text{яд}}(E_{\gamma}) \simeq 4 \cdot 10^{-27} N(L) \left( \frac{M c^2}{E_{\gamma}^0} \right)^{-1,6} E_{\gamma}^{-2,6}. \quad (3,45)$$

Полагая  $E_{\gamma}^0 \sim 1 \text{ Мэв}$ , имеем

$$\begin{aligned} I_{\gamma, \text{яд}}(E_{\gamma}) &\sim 6 \cdot 10^{-32} N(L) E_{\gamma}^{-2,6} \simeq 3 \cdot 10^{-8} M(L) E_{\gamma}^{-2,6}, \\ I_{\gamma, \text{яд}}(> E_{\gamma}) &\sim 2 \cdot 10^{-8} M(L) E_{\gamma}^{-1,6}, \end{aligned} \quad (3,46)$$

где  $E_{\gamma}$  измеряется в  $\text{Бэв}$ .

Интенсивность ядерных  $\gamma$ -лучей (3,46) в области высоких энергий  $E_{\gamma} > 5 \cdot 10^7 \text{ эв}$  пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью  $\gamma$ -излучения от распада  $\pi^0$ -мезонов.

### 3.6. Поглощение гамма- и рентгеновских лучей

При вычислениях интенсивности излучения мы считали, что оно распространяется в межзвездном или метagalacticком пространстве без всякого поглощения. К счастью, это предположение в подавляющем большинстве случаев, о которых может сейчас идти речь, отвечает действительности. Тем не менее на поглощении излучения необходимо хотя бы кратко остановиться.

Поглощение  $\gamma$ -лучей происходит в основном за счет трех процессов: рождения электронно-позитронных пар, комптоновского рассеяния \*) и фотоэффекта <sup>50, 54</sup>.

При энергиях  $\gamma$ -лучей  $E_\gamma > 10^8$  эв поглощение обусловлено образованием пар. Заметим, что пары образуются и на ядрах, и на электронах. Кроме того, как это довольно естественно, поглощение в нейтральном и ионизованном газе несколько различно. В нейтральном газе в области высоких энергий ( $E > 10^8$  эв) рождение пар можно в первом приближении считать происходящим в условиях полного экранирования, причем коэффициент поглощения в атомарном водороде равен

$$\mu = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г} = 2 \cdot 10^{-26} n \text{ см}^{-1}. \quad (3,47)$$

Здесь учтено, что «лавинная единица длины» в водороде равна  $66 \text{ г}/\text{см}^2$ , а пути, равному  $1 \text{ г}/\text{см}^2$ , водорода соответствует расстояние, равное  $6 \cdot 10^{23}/n \text{ см}$  ( $n$  — концентрация атомов водорода).

В ионизованном газе в условиях межзвездной среды экранировкой всегда можно пренебречь и для водородной плазмы

$$\mu = 3,6 \cdot 10^{-27} \left( \ln \frac{E_\gamma}{mc^2} - 1,9 \right) n \text{ см}^{-1} = 2,1 \cdot 10^{-3} \left( \ln \frac{E_\gamma}{mc^2} - 1,9 \right) \text{ см}^2/\text{г}. \quad (3,48)$$

Если учесть, что в межзвездной среде имеется порядка 10% гелия и менее 1% более тяжелых элементов, коэффициент поглощения  $\mu$  увеличивается примерно на 20%. В космических условиях плотность газа все равно известна с меньшей точностью и подобная поправка мало существенна, в силу чего вполне можно пользоваться выражениями (3,47) и (3,48). Заметим, что эти выражения совпадают примерно при  $E_\gamma \simeq 10^9$  эв, и поэтому в большинстве случаев можно ограничиться использованием формулы (3,47).

В соответствии с определением коэффициента поглощения интенсивность  $\gamma$ -лучей на пути  $L$  убывает по закону

$$I = I_0 e^{-\mu L} = I_0 e^{-\tau}.$$

Если коэффициент  $\mu$  выражен в  $\text{см}^2/\text{г}$ , то  $L$  нужно выражать в  $\text{г}/\text{см}^2$ , т. е. использовать величину  $M(L)$ , введенную в § 2. Как указано в табл. I, в Галактике даже в направлении на центр  $M(L) = 6 \cdot 10^{-2} \text{ г}/\text{см}^2$ , и поэтому согласно (3,47) интенсивность  $\gamma$ -лучей вследствие поглощения меняется на величину, характеризуемую множителем  $e^{-\tau} \simeq (1 - \tau)$ , где  $\tau = \mu M(L) \simeq 7,2 \cdot 10^{-4}$ . Для Метагалактики  $M(L) \simeq 0,1 \text{ г}/\text{см}^2$  и  $\mu M(L) \simeq 1,2 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, поглощением  $\gamma$ -лучей высокой энергии в Галактике и Метагалактике можно пренебречь. Правда, отдельно нужно еще рассмотреть поглощение, связанное с образованием электронно-позитронных пар  $\gamma$ -лучами на тепловых фотонах <sup>55</sup>. Этот механизм действует при  $E_\gamma \gtrsim 10^{11}$  эв и в космических условиях (энергия тепловых фотонов  $E \sim 1$  эв) наиболее эффективен при  $E_\gamma \simeq 10^{12}$  эв.

Как можно показать <sup>32</sup>, в Галактике для этого процесса  $\mu_{\max} L < 10^{-2}$ . В Метагалактике на фотометрическом расстоянии  $R_\phi \simeq 5 \cdot 10^{27} \text{ см}$  максимальное поглощение  $\mu_{\max} R_\phi \sim 1$ , но на пути от большинства радиогалактик поглощение уже мало. Заметим, что для  $\gamma$ -лучей с энергией  $E_\gamma \gtrsim 10^{18}$  эв нужно было бы учитывать <sup>56</sup> поглощение, связанное с рождением пар на фотонах радиодиапазона.

\*) При комптоновском рассеянии  $\gamma$ -фотон, конечно, не исчезает, а превращается в другой фотон. Под поглощением здесь, однако, понимается именно полное ослабление потока рассматриваемых  $\gamma$ -лучей, независимо от того, имело ли место истинное поглощение или рассеяние.

Для  $\gamma$ -лучей с энергией  $E_\gamma < 10^8$  эв существен учет комптоновского рассеяния, а при  $E_\gamma < 50$  кэв может играть роль также и фотоэффект. Сечение для рассеяния меньше или равно томпсоновскому сечению  $\sigma_T$ . За счет комптоновского рассеяния коэффициент  $\mu$  не превосходит значения

$$\mu_K = \sigma_T n = 6,65 \cdot 10^{-25} n \text{ см}^{-1} = 0,4 \text{ см}^2/\text{г}. \quad (3,49)$$

Поэтому для Галактики и Метагалактики  $\tau = \mu_K M(L) \leq 0,04$  и поглощение по-прежнему мало.

Область малых энергий ( $E_\gamma < 50$  кэв) мы будем называть областью рентгеновских лучей. Здесь уже существенны химический состав газа и степень его ионизации. Мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе. Согласно <sup>57</sup> при  $E_\gamma = 4$  кэв ( $\lambda = 3 \text{ \AA}$ ) в межзвездной среде  $\tau = \mu L \simeq 7 \cdot 10^{-24} N(L)$ , т. е. даже при  $N(L) = 3 \cdot 10^{22}$  (направление на центр Галактики)  $\tau \simeq 0,2$ . При  $E_\gamma = 1,5$  кэв ( $\lambda = 8 \text{ \AA}$ ) поглощение уже примерно в пять раз больше и, таким образом, может быть существенным для Метагалактики и для источников, находящихся вдали от солнечной системы в направлении на галактический центр. Но даже в направлении на антицентр (не говоря уже о полюсе)  $\tau (\lambda = 8 \text{ \AA}) \simeq 3,3 \cdot 10^{-23} N(L) \simeq 0,2$ .

#### § 4. КОСМИЧЕСКОЕ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ (ОБСУЖДЕНИЕ)

##### 4.1. Интенсивность общего космического гамма-излучения

Если речь идет о  $\gamma$ -лучах высокой энергии ( $E_\gamma \gtrsim 50$  Мэв), то определяющую роль играет их образование за счет распада  $\pi^0$ -мезонов, тормозного излучения и комптоновского рассеяния. Соответствующие интенсивности для Галактики, как мы видели в § 3, равны

$$I_{\gamma, \pi^0}(> E_\gamma) = 3 \cdot 10^{-4} M(L) E_\gamma^{-1,8} (1 \leq E_\gamma \leq 10^6 \text{ Бэв}), \quad (4,1)$$

$$I_{\gamma, \text{торм}}(> E_\gamma) = 8 \cdot 10^{-5} M(L) E_\gamma^{-1} (1 \leq E_\gamma \leq 10 \text{ Бэв}), \quad (4,2)$$

$$I_{\gamma, \text{компт}}(> E_\gamma) = 2 \cdot 10^{-28} L w_\phi E_\gamma^{-1/2} (10^{-3} \leq E_\gamma \leq 3 \text{ Бэв}), \quad (4,3)$$

где  $I_\gamma(> E_\gamma)$  измеряется в единицах фотон/см<sup>2</sup> сек·стер, энергия  $E_\gamma$  в Бэв, а плотность энергии теплового излучения  $w_\phi$  в эв/см<sup>3</sup>.

В табл. II приведены значения интенсивности  $I_\gamma(> E_\gamma)$ , вычисленные по формулам (4,1) — (4,3) для  $E_\gamma = 1$  Бэв. Здесь же приведены значения

Таблица II

Интенсивность  $\gamma$ -излучения  $I_\gamma(> E_\gamma)$ , в см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>стер<sup>-1</sup>

Процесс	$E_\gamma$	Галактическое излучение				Метагалактика
		направление			в среднем по направлениям	
		центр	антицентр	полюс		
1. $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . . . 2. Тормозное излучение . . . 3. Комpton-эффект . . . . .	$1B_{\text{эв}}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{КЛ}}$
		$5 \cdot 10^{-6}$	$10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-6} \xi_e$
		$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-3} \xi_e$
1. $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . . . 2. Тормозное излучение . . . 3. Комpton-эффект . . . . .	$50 M_{\text{эв}}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{КЛ}}$
		$10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-4} \xi_e$
		$1,3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-3} \xi_e$

интенсивности для  $E_\gamma = 50 \text{ Мэв}$ . В этом случае при вычислении  $I_{\gamma, \pi^0}(E_\gamma > 50 \text{ Мэв})$  использовано значение (3,8) для полного числа рождающихся  $\pi^0$ -мезонов, откуда

$$I_\gamma(> 50 \text{ Мэв}) = 4,8 \cdot 10^{-3} M(L), \quad (4,4)$$

а  $I_{\gamma, \text{торм}}(> 50 \text{ Мэв})$  оценено по формуле (4,2) в предположении, что спектр электронов (2,7) остается справедливым вплоть до энергий электронов  $E \sim 50 \text{ Мэв}$  (это дает верхнюю оценку интенсивности тормозного излучения, поскольку в области малых энергий спектр электронов, вероятно, становится более пологим или проходит через максимум; однако сколько-нибудь надежные данные о спектре электронов в области  $E < 0,5 \text{ Бэв}$  отсутствуют). Что касается комptonовских  $\gamma$ -лучей, то формула (4,3) может быть использована без оговорок, поскольку она относится к интервалу энергий  $1 \lesssim E_\gamma \lesssim 3 \text{ Бэв}$ . При расчетах  $I_\gamma(> E_\gamma)$  использованы значения  $L$ ,  $M(L)$  и  $w_\phi$  из табл. I.

Как видно из табл. II, пи-мезонные и тормозные  $\gamma$ -лучи, возникающие в Галактике, характеризуются довольно резкой анизотропией с максимумом в направлении галактического центра. Комptonовские  $\gamma$ -лучи, напротив, распределены практически изотропно, причем они дают основной вклад в усредненную по направлениям интенсивность галактического  $\gamma$ -излучения \*).

В табл. II приведены также ожидаемые значения интенсивности  $\gamma$ -лучей от Метагалактики. Принятые значения  $L$ ,  $M(L)$  и  $w_\phi$  обсуждались в § 2 (см. табл. I), а множители  $\xi_{\text{кл}}$  и  $\xi_e$  учитывают отличие интенсивности космических лучей и релятивистских электронов в Метагалактике от их галактических значений (см. формулу (2,4) и аналогично для  $I_e(E)$ ).

Как ясно из табл. II, интенсивность метагалактических  $\gamma$ -лучей превышает среднюю по направлениям интенсивность  $\gamma$ -лучей, образующихся в Галактике уже при  $\xi_{\text{кл}} > 2 \cdot 10^{-2}$  или  $\xi_e > 1,5 \cdot 10^{-3}$ , т. е. в том случае, если интенсивность космических лучей и интенсивность электронов в Метагалактике превышают соответственно 2 и 0,15% от их галактических значений. При этом в случае  $\xi_{\text{кл}} \gtrsim 1$  или  $\xi_e \gtrsim 3 \cdot 10^{-2}$  метагалактическое  $\gamma$ -излучение больше галактического даже в направлении на центр, а связанная с Галактикой анизотропия  $\gamma$ -лучей будет сильно уменьшена. Таким образом, измерение интенсивности  $\gamma$ -лучей и ее зависимости от направления позволяют в принципе выделить или установить верхнюю границу интенсивности  $\gamma$ -лучей от Метагалактики и тем самым получить весьма ценную информацию о космических лучах и их электронной компоненте в Метагалактике.

Как мы уже видели, вклад аннигиляционных (3,33) и ядерных (3,46)  $\gamma$ -лучей в рассматриваемую область энергий пренебрежимо мал по сравнению с интенсивностями (4,1) — (4,3).

Остановимся теперь на  $\gamma$ -лучах с очень высокой энергией  $E_\gamma > 10^{11} \text{ эв}$ . В этой области интенсивность комptonовских  $\gamma$ -лучей мала, что объясняется как уменьшением сечения (формула (4,3) при этом уже неприменима), так и увеличением показателя  $\gamma$  в спектре электронов  $I_e(E) = K_e E^{-\gamma}$  (по-видимому,  $\gamma \gtrsim 2,6$  при  $E > 10 \text{ Бэв}$ ). По последней причине уменьшается также роль тормозных  $\gamma$ -лучей. Напротив, формула (4,1) для  $\gamma$ -лучей от распада  $\pi^0$ -мезонов применима вплоть до энергий  $E_\gamma \sim 10^8 \text{ Бэв} \simeq$

\*) Заметим, что в нашей работе <sup>1а</sup> в табл. II, аналогичной табл. II настоящей статьи, приведены несколько иные значения для интенсивности тормозного и комptonовского  $\gamma$ -излучений. Это объясняется тем, что в настоящей статье принята в четыре раза меньшая интенсивность электронной компоненты и в два раза уменьшена плотность  $w_\phi$  для гало.

$\simeq 10^{15}$  эв (см. § 3,1). Так как при энергии  $E \sim 10^{16}$  эв в спектре космических лучей наблюдается излом, соответствующий увеличению наклона спектра (показатель степени возрастает до значения  $\gamma \simeq 3,1 \pm 0,1$ ), то при  $E_\gamma \gtrsim 10^6$  Бэв формула (4,1) уже непригодна (в первую очередь это относится к зависимости от энергии, хотя не исключено также, что при таких высоких энергиях изменяется характер самого процесса образования  $\pi^0$ -мезонов).

Вместе с тем в области энергий  $E_\gamma > 10^6$  эв существенным становится образование  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, рождающихся при соударениях с тепловыми фотонами<sup>12</sup>. Для Метагалактики  $N_\Phi(L) = n_\Phi L \approx \approx 10^{25}$  (см. табл. I); поэтому в области  $E_\gamma > 10^{16}$  эв интенсивность таких фотонов составляет (см. (3,16)) примерно  $10^{-5}$  от интенсивности космических лучей с той же энергией. При меньших энергиях интенсивность таких  $\gamma$ -квантов быстро уменьшается в связи с наличием энергетического порога рассматриваемого процесса.

Заметим, что в работе<sup>12</sup> для плотности фотонов в Метагалактике было принято значение  $n_\Phi \simeq 0,2$  и получено значение интенсивности  $\gamma$ -лучей на два порядка больше указанной нами интенсивности ( $I_\gamma \sim 10^{-5}I$ ). Но для такого выбора значения  $n_\Phi$  в Метагалактике в настоящее время нет никаких оснований; непосредственная оценка дает  $n_\Phi \simeq 2 \cdot 10^{-3}$  (см. <sup>32</sup>).

Отметим, что даже при выборе значения  $n_\Phi \simeq 0,2$  и интенсивности космических лучей  $I(E)$ , такой же как в Галактике\*), оцененная в<sup>12</sup> частота бедных  $\mu$ -мезонами широких атмосферных ливней, вызванных первичными фотонами (с учетом характера развития фотонных ливней в атмосфере), примерно на порядок меньше вытекающей из наблюдений<sup>39, 40</sup>. Вопрос о природе ливней, содержащих мало  $\mu$ -мезонов и их связи с первичными  $\gamma$ -лучами высокой энергии, пока еще далеко не ясен (см. в этой связи, в частности, <sup>16</sup>), однако в силу сказанного крайне маловероятно, что они вызываются  $\gamma$ -лучами от рассмотренного процесса рождения  $\pi^0$ -мезонов на тепловых фотонах.

Этот вывод, конечно, не находится в противоречии с тем фактом, ясным из сравнения (3,13) и (3,16), что для Метагалактики при  $n \sim 10^{-5}$  и  $n_\Phi \sim 2 \cdot 10^{-3}$  интенсивность  $\gamma$ -лучей высоких энергий от фотомезонов становится равной или даже превышает интенсивность  $\gamma$ -лучей от  $\pi^0$ -мезонов, возникающих при ядерных столкновениях. В Галактике полное число тепловых фотонов на луче зрения  $N_\Phi(L) \sim (w_{\text{ср}}/\bar{\epsilon}_\Phi)L \lesssim 3 \cdot 10^{22}$ , т. е. значительно меньше, чем  $N_\Phi(L)$  для Метагалактики. Поэтому согласно (3,16) интенсивность  $\gamma$ -лучей, образующихся от распада  $\pi^0$ -мезонов, родившихся от столкновения космических лучей с тепловыми фотонами,  $I_\gamma \sim 3 \cdot 10^{-8}I$ . В то же время по формуле (3,13) для  $E \sim 10^7$  Бэв в направлении на полюс ( $N(L) \simeq 3 \cdot 10^{20}$ ) интенсивность  $\gamma$ -лучей от распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных в газе,  $I_{\gamma, \pi^0} = 6 \cdot 10^{-9}I$ . Однако в направлении на центр уже  $I_{\gamma, \pi^0} = 6 \cdot 10^{-7}I$ .

Большой интерес представляет область малых энергий  $E_\gamma \gtrsim 0,5$  Мэв. Не касаясь здесь возможного существенного вклада в эту область  $\gamma$ -лучей, возникающих от субкосмических протонов и электронов, приведем лишь оценки интенсивности  $I_\gamma (> 0,5 \text{ Мэв})$  для аннигиляционных (см. (3,39) и (3,40)), комптоновских (см. (4,3)) и ядерных (см. (3,42))  $\gamma$ -лучей. Соответствующие значения сведены в табл. III.

В первой строке табл. III меньшие значения интенсивности ( $1,2 \cdot 10^{-6}$ ,  $2,4 \cdot 10^{-7}$ ,  $1,2 \cdot 10^{-8}$ ,  $3,2 \cdot 10^{-8}$ ) аннигиляционных  $\gamma$ -лучей получены по формуле (3,40), дающей нижнюю границу интенсивности, соответствующую

\*) По-видимому, вплоть до энергий  $E \sim 10^{17}$  эв интенсивность космических лучей в Метагалактике меньше, чем в Галактике.

Таблица III

Интенсивность  $I_\gamma(E_\gamma \geq 0,5 \text{ Мэв})$  (в  $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стер}^{-1}$ )

Процесс	Галактическое излучение				Метагалактика
	направление			в среднем по направле- ниям	
	центр	антицентр	полюс		
1. Аннигиля- ция пози- тронов . . .	$(1,2-300) \times 10^{-6}$	$(2,4-600) \times 10^{-7}$	$(1,2-300) \times 10^{-8}$	$(3,2-800) \times 10^{-8}$	$\ll 5 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{кл}}$ (без учета ре- ликтовых позитронов)
2. Комптон- эффект . . .	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$10^{-1} \xi_2$
3. Ядерные γ-лучи . . .	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6} \xi_{\text{кл}}$

быстрому выходу позитронов из Галактики (именно такое предположение представляется нам наиболее вероятным<sup>32</sup>). Наибольшие значения, указанные там же, отвечают случаю медленного выхода космических лучей, и в том числе позитронов, из Галактики (см. формулу (3,39)). Значение  $I_\gamma (>0,5 \text{ Мэв}) = 5 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{кл}}$  (см. последний столбец табл. III) отвечало бы случаю, когда все позитроны, рождающиеся в Метагалактике, успевают быстро аннигилировать. Фактически это не так, поскольку время замедления и аннигиляции позитронов в метагалактическом пространстве при современной концентрации газа  $n \lesssim 10^{-5} \text{ см}^{-3}$  достигает  $10^{12}$  лет. Поэтому значение  $I_\gamma (>0,5 \text{ Мэв}) = 5 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{кл}}$  сильно завышено, если речь идет о позитронах, образовавшихся в нашу эпоху. Истинное значение  $I_\gamma$  определяется концентрацией  $n_{e^+}$  медленных позитронов в метагалактическом пространстве (см. (3,34)):

$$I_\gamma(0,51 \text{ Мэв}) = v \frac{n_{e^+} L}{4\pi} = 3 \cdot 10^7 n_{e^+}$$

при  $L = R_\Phi = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}$  и  $n = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ . Если считать, что  $n_{e^+} \lesssim 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3}$  (это отвечает концентрации метагалактической электронной компоненты космических лучей; см. § 4.3), то  $I_\gamma(0,51 \text{ Мэв}) \lesssim 10^{-6}$ . Современное значение  $n_{e^+}$  определяется процессами, происходящими на той фазе эволюции Метагалактики, о которой мы почти ничего не знаем \*).

Таким образом, оценка  $I_\gamma(0,51 \text{ Мэв}) \ll 5 \cdot 10^{-4} \xi_{\text{кл}}$  для аннигиляционного  $\gamma$ -излучения справедлива лишь в том случае, если концентрация  $n_{e^+}$  медленных реликтовых позитронов, т. е. позитронов, образовавшихся на ранних стадиях, достаточно мала. Тем самым ясно, что экспериментальная оценка интенсивности  $I_\gamma(0,51 \text{ Мэв})$  или ее верхнего предела позволяет оценить или указать верхнюю границу концентрации медленных позитронов в метагалактическом пространстве.

Как видно из табл. III, основной вклад в рассматриваемую область энергий  $\gamma$ -лучей дает комптоновское рассеяние электронов на тепловых фотонах. Однако в случае медленного выхода частиц из Галактики существенны также аннигиляционные  $\gamma$ -лучи, особенно если учесть, что это излучение сосредоточено в довольно узкой линии. Что касается ядерных  $\gamma$ -лучей, то, учитывая их малую интенсивность, к тому же относящуюся к широкому интервалу спектра, обнаружение этого излучения представляется весьма сложной задачей.

\*) Если воспользоваться эволюционной моделью Эйнштейна — де Ситтера, в которой концентрация газа меняется по закону  $n(t) = n(T_{\text{МГ}})(T_{\text{МГ}}/t)^2$ , то к настоящему моменту ( $t = T_{\text{МГ}} \simeq 10^{10} \text{ лет}$ ) замедляются лишь те позитроны, которые образовались в момент  $t = 2 \cdot 10^8 \text{ лет}$  или раньше.



## 4.2. Гамма-излучение дискретных источников

В качестве возможных дискретных источников  $\gamma$ -лучей мы рассмотрим следующие характерные объекты\*): оболочку сверхновой — Крабовидную туманность, нормальную галактику М31 (большая туманность в созвездии Андромеды), радиогалактики Дева-А и Лебедь-А, а также сверхзвезду ЗС-273. Будем учитывать только три основных механизма  $\gamma$ -излучения: распад  $\pi^0$ -мезонов, тормозное и комптоновское излучения. Для оценки ожидаемого потока  $\gamma$ -лучей  $F_\gamma (> E_\gamma)$  в формулах типа (4,1) и (4,2) следует заменить  $M(L)$  на интеграл  $\int \rho(r) dr d\Omega \approx \frac{1}{R^2} \int \rho(r) dV = \frac{M_V}{R^2}$ , где  $\rho(r)$  — плотность и  $M_V$  — полная масса газа в источнике,  $R$  — расстояние до источника и интегралы берутся по объему  $V$  источника (см. (1,4)). В формуле (4,3) произведение  $w_\phi L$  следует соответственно заменить на  $w_\phi V/R^2$ . Кроме того, должно быть учтено отличие интенсивности и спектра космических лучей и их электронной компоненты в рассматриваемых источниках от их галактических значений. К сожалению, интенсивность релятивистских частиц для этих удаленных источников может быть оценена лишь весьма приближенно, основываясь на данных об их радиоизлучении<sup>32</sup>. Мы примем, что спектр космических лучей для всех этих источников характеризуется тем же показателем степени  $\gamma$ , что и в Галактике, а интенсивность пропорциональна плотности энергии космических лучей  $W_{кл}/V$ . При этом под  $W_{кл}$  понимается полная энергия космических лучей в источнике, которая считается в 100 раз большей полной энергии  $W_e$  электронов, дающих наблюдаемое магнитотормозное излучение. В этих предположениях в формуле (4,1) появится дополнительный множитель  $W_{кл}/Vw_{кл,\Gamma}$ , а в формулах (4,2) и (4,3) — множитель  $W_e/Vw_{e,\Gamma}$ , где  $w_{кл,\Gamma} \approx 1 \text{ эв/см}^3$  — плотность энергии космических лучей в Галактике, а  $w_{e,\Gamma} \approx 10^{-2}w_{кл,\Gamma}$  — плотность энергии их электронной компоненты. Таким образом,

$$F_{\gamma, \pi^0}(> E_\gamma) = 3 \cdot 10^{-4} \frac{M_V W_{кл}}{R^2 V w_{кл, \Gamma}} E_\gamma^{-1,8} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}, \quad (4,5)$$

$$F_{\gamma, \text{торм}}(> E_\gamma) = 8 \cdot 10^{-5} \frac{M_V}{R^2} \frac{W_e}{V w_{e, \Gamma}} E_\gamma^{-1} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}, \quad (4,6)$$

$$F_{\gamma, \text{компт}}(> E_\gamma) = 2 \cdot 10^{-28} \frac{V w_\phi}{R^2} \frac{W_e}{V w_{e, \Gamma}} E_\gamma^{-0,5} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}. \quad (4,7)$$

Исходные данные и результаты оценки потока  $\gamma$ -лучей для указанных процессов и источников приведены в табл. IV. Возможная погрешность связана с известным произволом в выборе значения  $W_{кл}$ , а также с предположением о том, что космические лучи, газ и излучение равномерно заполняют весь объем  $V$  источника. В действительности в объеме, занятом космическими лучами, может содержаться мало газа, как, например, в случае радиогалактики Лебедь-А и для выбросов в радиогалактике Дева-А. К этому эффекту неоднородности наименее чувствителен комптон-эффект, обеспечивающий наибольшую интенсивность  $\gamma$ -излучения. Особенно большую роль комптон-эффект должен играть в случае сверхзвезд (объектов типа ЗС-273-В, ЗС-48 и т. п.), если оптическое излучение этих источников имеет магнитотормозную природу (речь идет, разумеется, только об оптическом излучении с непрерывным спектром). В самом

\*) Взрывающаяся галактика М82 рассмотрена с этой точки зрения в<sup>75</sup> (при этой аномально больших значениях для потока  $\gamma$ - и рентгеновских лучей не получено).

Таблица IV

Поток  $F_\gamma$  ( $E_\gamma > 1 \text{ Бэв}$ ) (в  $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ )

Источник	R, см	V, см <sup>3</sup>	$M_V$ , e	$w_\phi$ , эв/см <sup>3</sup>	$W_{\text{кл}}$ , эрг	Процесс		
						распад л <sup>0</sup> -мезонов	тормозное излучение	комптон-эффект
Крабовидная туманность . . .	3,4 · 10 <sup>21</sup>	6,6 · 10 <sup>55</sup>	2 · 10 <sup>32</sup>	4	5 · 10 <sup>48</sup>	2 · 10 <sup>-10</sup>	5 · 10 <sup>-11</sup>	2 · 10 <sup>-10</sup>
Галактика М31 (Андромеда) . .	2,2 · 10 <sup>24</sup>	1,2 · 10 <sup>69</sup>	6 · 10 <sup>42</sup>	1	4 · 10 <sup>56</sup>	8 · 10 <sup>-11</sup>	2 · 10 <sup>-11</sup>	10 <sup>-8</sup>
Радиогалактика М87 (Дева-А) . . .	3,4 · 10 <sup>25</sup>	5 · 10 <sup>68</sup>	3 · 10 <sup>42</sup>	1	10 <sup>58</sup>	10 <sup>-11</sup>	3 · 10 <sup>-12</sup>	10 <sup>-9</sup>
Радиогалактика Лебедь-А . . . .	6,8 · 10 <sup>26</sup>	2 · 10 <sup>69</sup>	3 · 10 <sup>42</sup>	1	3 · 10 <sup>60</sup>	2 · 10 <sup>-12</sup>	5 · 10 <sup>-13</sup>	10 <sup>-9</sup>

Примечание. Поток  $F_\gamma$  ( $E_\gamma > 50 \text{ Мэв}$ ) примерно на порядок больше приведенных значений  $F_\gamma$  ( $E_\gamma > 1 \text{ Бэв}$ ) (ср. табл. II). Данные для сверхзвезды ЗС-273-В приведены в тексте.

деле <sup>23</sup>, размеры сверхзвезды относительно невелики, а светимость огромна. Поэтому вблизи излучающей поверхности плотность излучения очень велика. Здесь же, согласно предположению о магнитотормозной природе излучения, велика концентрация релятивистских электронов. Для сверхзвезды ЗС-273-В в <sup>23</sup> получен поток

$$F_\gamma (2,7 \cdot 10^6 < E_\gamma < 10^8 \text{ эв}) = 5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Радиус сверхзвезды считался равным  $r = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}$ , что приводит к значению  $w_\phi = L/4\pi r^2 c = 5,4 \cdot 10^{13} \text{ эв/см}^3$  ( $L = 1,3 \cdot 10^{46} \text{ эрг/сек}$  — оптическая светимость сверхзвезды ЗС 273-В).

Фактически радиус сверхзвезды быть может на один—три порядка больше приведенного выше значения  $r = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}$  (вопрос о значении  $r$  является еще совершенно неясным). Можно показать, что поток  $\gamma$ -лучей, вычисляемый по схеме <sup>23</sup>, обратно пропорционален радиусу  $r$  излучающей оболочки и поэтому может в действительности быть на один—три порядка меньше приведенного выше значения  $F_\gamma = 5 \cdot 10^{-6} \text{ фотонов/см}^2 \text{сек}$ .

Таким образом, поток  $\gamma$ -лучей от сверхзвезды не обязательно должен быть очень большим по сравнению с другими случаями (см. табл. IV). Однако если оптическое излучение сверхзвезд действительно является магнитотормозным, то поток  $\gamma$ -лучей от этих объектов вполне может оказаться достаточно высоким для возможности его наблюдений.

#### 4.3. Экспериментальные данные, их обсуждение и некоторые выводы

В соответствии с оценками ожидаемой интенсивности и экспериментальными возможностями регистрации диапазон энергий первичного  $\gamma$ -излучения можно разбить на следующие участки:

Область малых энергий  $E_\gamma \simeq 0,1\text{—}10 \text{ Мэв}$ . В этой области, в связи с космическими лучами, наибольший интерес представляет аннигиляционное излучение позитронов и ядерное излучение в линиях. Однако, как ясно из табл. III, ожидаемые интенсивности  $\gamma$ -лучей для этих процессов весьма малы, и линии могут быть замаскированы непрерывным спектром комптоновских  $\gamma$ -лучей. Кроме того, нужно иметь в виду

возможность существования большого количества субкосмических электронов, тормозное излучение которых в рассматриваемом интервале энергий могло бы играть основную роль.

Измерения интенсивности  $\gamma$ -лучей в указанном интервале энергий, выполненные на ракетах за пределами атмосферы<sup>6,59,60</sup>, дают среднее по направлениям значение  $I_\gamma (> 0,3 \text{ Мэв}) \simeq 3 \cdot 10^{-2} \text{ фотонов/см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}$ . Это значение более чем на два порядка превышает максимальную оценку для Галактики из табл. III и, если не говорить о возможном вкладе солнечных  $\gamma$ -лучей (см.<sup>61</sup>), может быть связано либо с Метагалактикой, либо с субкосмическими частицами (мы здесь, конечно, не касаемся еще неопровергнутого предположения о том, что в измерениях<sup>5,59,60</sup> играли роль  $\gamma$ -лучи атмосферного происхождения).

Хотя ожидаемая интенсивность аннигиляционного излучения оставшихся позитронов и мала, однако это излучение сосредоточено в узкой линии  $E_\gamma = 0,51 \text{ Мэв}$ , ширина которой определяется практически только скоростью атомарных электронов и доплер-эффектом. Это обстоятельство дает выигрыш примерно в  $10^2$  раз по сравнению с непрерывным спектром той же интенсивности  $I_\gamma (> 0,5 \text{ Мэв})$  (см. табл. III), если использовать приемное устройство с высоким энергетическим разрешением.

Область средних энергий  $50 \text{ Мэв} \lesssim E_\gamma \lesssim 10 \text{ Бэв}$ . Начиная с энергии  $E_\gamma \sim 50 \text{ Мэв}$ , помимо тормозных и комптоновских  $\gamma$ -лучей от релятивистских электронов, должны наблюдаться  $\gamma$ -лучи от распада  $\pi^0$ -мезонов, возникающих при ядерных взаимодействиях космических лучей. Для этой области энергии измерения<sup>5</sup>, выполненные за пределами атмосферы на спутнике «Эксплорер-XI», дали значение интенсивности

$$I_\gamma (> 40 \text{ Мэв}) = (3,3 \pm 1,3) 10^{-4} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}.$$

Это значение является, скорее, верхней границей, так как возможен значительный неучтенный вклад  $\gamma$ -лучей, идущих из земной атмосферы. Поэтому на основании данных работы<sup>5</sup> можно принять

$$I_\gamma (> 50 \text{ Мэв}) \leq 3,3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (4,8)$$

Интенсивность (4,8) является средней по направлениям прихода  $\gamma$ -лучей; имеющиеся данные о распределении по направлениям еще не позволяют судить о наличии реальной анизотропии.

Как видно из табл. I, интенсивность (4,8) более чем на порядок превышает ожидаемую для Галактики суммарную интенсивность от трех рассмотренных основных процессов. Поэтому если рассматривать значение (4,8) как реальное (а не как верхнюю границу, которая может быть существенно снижена), то наиболее вероятно, что наблюдавшееся излучение связано с Метагалактикой. В этом случае следует считать, что либо интенсивность космических лучей в Метагалактике сравнима с галактической (т. е.  $\xi_{\text{кл}} \simeq 1$  и одновременно  $\xi_e < 4 \cdot 10^{-2}$ ), либо для релятивистских электронов в Метагалактике  $\xi_e \simeq 4 \cdot 10^{-2}$  при  $\xi_{\text{кл}} \ll 1$ .

Первая возможность встречается с большими трудностями и маловероятна, особенно если учесть, что принятое значение концентрации газа в Метагалактике  $n \simeq 10^{-5}$  может оказаться завышенным. В этом отношении более вероятно, что интенсивность (4,8) обусловлена комптоновским рассеянием релятивистских электронов на тепловых фотонах в Метагалактике, а интенсивность таких электронов в  $\xi_e^{-1} \simeq 30$  раз меньше галактической. В любом случае результат работы<sup>5</sup> приводит к весьма важному выводу: интенсивность электронной компоненты космических лучей в

Метагалактике по крайней мере на полтора порядка меньше ее галактического значения. Этот результат служит дополнительным аргументом в пользу сделанного в <sup>32,62</sup> заключения об относительно малой интенсивности метагалактических космических лучей.

Заметим, что в то время как интенсивность пи-мезонных  $\gamma$ -лучей существенно зависит от значения довольно неопределенной величины — концентрации межгалактического газа, нижняя граница интенсивности комптоновских  $\gamma$ -лучей, ожидаемой от Метагалактики, определяется достаточно надежно. В самом деле, средняя плотность энергии теплового излучения в Метагалактике или во всяком случае ее нижняя граница оценивается непосредственно из данных о светимости галактик. При этом возможное присутствие значительного излучения в невидимых участках спектра означает только, что сделанная выше оценка верхней границы интенсивности электронов в Метагалактике должна быть еще снижена.

Отметим здесь, что вклад  $\gamma$ -излучения от всех галактик в интенсивность метагалактического излучения невелик <sup>32</sup>. Так, считая даже, что в пределах фотометрического расстояния  $R_\phi = 5 \cdot 10^{27}$  см все галактики с концентрацией  $N_\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-75}$  см<sup>-3</sup> излучают так же, как галактика М31 (в действительности эта галактика — одна из самых больших), получим

$$I_\gamma(> 1 \text{ Бэв}) = N_\Gamma R_\phi R^2 F_{\gamma, \Gamma}(> 1 \text{ Бэв}) \simeq 10^{-6} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (4,9)$$

Здесь  $R \simeq 2,2 \cdot 10^{24}$  см — расстояние до галактики М31 и  $F_{\gamma, \Gamma}(> 1 \text{ Бэв}) \simeq 10^{-8} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{сек}}$  — поток  $\gamma$ -лучей от этой галактики, в который, согласно приведенным в табл. IV оценкам, наибольший вклад должны давать комптоновские  $\gamma$ -лучи.

Дальнейшее уточнение экспериментального значения интенсивности  $I_\gamma(> 50 \text{ Мэв})$  и в особенности выделение анизотропной составляющей представляет большой интерес. Даже в том случае, если основная часть излучения будет связана с Метагалактикой, анизотропная компонента, несомненно, должна иметь галактическое происхождение, и ее выделение позволит получить ценную информацию о космических лучах и, в частности, их электронной компоненте в Галактике (не следует забывать, что при расчетах мы экстраполировали данные о космических лучах вблизи Земли на всю Галактику, что нуждается в дополнительной проверке).

В области более высоких энергий  $E_\gamma \sim 10^{11} \div 10^{12}$  эв предпринимались попытки оценить верхнюю границу интенсивности первичной электронно-фотонной компоненты \*) из данных о высотном ходе космических лучей в атмосфере <sup>63,64</sup>. При этом, согласно результатам работы <sup>63</sup>, эта интенсивность составляет менее 10% от интенсивности первичных космических лучей с той же энергией. В работе <sup>64</sup> делается значительно более сильное утверждение, а именно, что интенсивность первичной электронно-фотонной компоненты не превышает 0,1% от интенсивности космических лучей той же энергии (в <sup>64</sup> приводится значение  $I_{e, \gamma}(E > 470 \text{ Бэв}) < 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ ).

Хотя эта верхняя граница еще немного превышает приведенные выше оценки ожидаемой интенсивности первичных  $\gamma$ -лучей (согласно (3,13) для  $E = 470 \text{ Бэв}$  даже в направлении на галактический центр  $I_{\gamma, \pi^0}(> E) \sim \sim 4 \cdot 10^{-6} I(> E)$ ), тем не менее результат работы <sup>64</sup>, если он подтвердится, будет иметь большое значение для выяснения характера спектра первичных электронов при больших энергиях. Напомним, что в области

\*) При измерениях в атмосфере нельзя установить, была ли первичная частица электроном или  $\gamma$ -фотоном.

$E < 10$  Бэв электроны составляют во всяком случае несколько процентов среди всех космических лучей с заданной энергией.

К области энергий  $E_\gamma \gtrsim 5 \cdot 10^{12}$  эв относятся измерения<sup>65,66</sup> верхней границы потока  $\gamma$ -лучей от ряда дискретных источников: Лебедь-А, Крабовидная туманность, Кассиопея-А, Дева-А, а также некоторых из сверхзвезд. Согласно<sup>65,66</sup> для указанных источников

$$F_\gamma(E_\gamma > 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}) < 3 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

В рассматриваемой области энергий интенсивность комптоновских  $\gamma$ -лучей уже незначительна из-за быстрого уменьшения сечения при  $E_\gamma \sim E \gg 5 \cdot 10^{10}$  эв. Остальные же из рассмотренных процессов, как видно из табл. IV, даже для  $I_\gamma$  ( $E_\gamma > 10^9$  эв) приводят к значениям, меньшим полученной верхней границы. Значительную интенсивность  $\gamma$ -лучей с энергиями  $E_\gamma \sim 10^{12} \div 10^{13}$  эв можно было бы ожидать<sup>67</sup> в том случае, если бы все радиоизлучающие электроны, например в радиогалактике Лебедь-А или в Крабовидной туманности, появлялись в результате ядерных взаимодействий, образования и распада  $\pi^0$ -мезонов. Однако необходимые для этого интенсивность космических лучей и масса газа в источнике должны были бы существенно превышать допустимые с точки зрения астрофизических и радиоастрономических данных значения. В этом смысле результаты работ<sup>65,66</sup>, хотя их и можно было предвидеть, непосредственно исключают указанную в<sup>67</sup> возможность.

В области высоких энергий  $E_\gamma \gtrsim 10^{13}$  эв непосредственные измерения интенсивности первичных  $\gamma$ -лучей практически невозможны из-за их крайне малой интенсивности. Здесь, однако, появляется возможность оценки этой интенсивности или ее верхней границы, исходя из данных о широких атмосферных ливнях. Фотон с энергией в указанном интервале вызовет в атмосфере достаточно мощный электронно-фотонный ливень, который будет регистрироваться наравне с широкими атмосферными ливнями, обусловленными первичными нуклонами и ядрами. Однако в отличие от последних фотонные широкие ливни будут содержать примерно на два порядка меньше  $\mu$ -мезонов в соответствии с отношением сечения фоторождения  $\mu$ -мезонов и сечения образования  $\pi$ -мезонов при  $p \rightarrow p$ -соударениях (распад образующихся в этих процессах  $\pi^\pm$ -мезонов и дает  $\mu$ -мезонную компоненту широких атмосферных ливней).

Анализ широких атмосферных ливней по числу  $\mu$ -мезонов и оценки верхней границы интенсивности первичных  $\gamma$ -квантов проводились в работах<sup>39-41</sup>. При этом в<sup>39,40</sup> получено значение интенсивности  $I_\gamma$  ( $E_\gamma > 10^{15}$  эв) в  $10^3$  раз меньшее интенсивности космических лучей с той же энергией. В работе<sup>41</sup> получена верхняя граница  $I_\gamma$  ( $E_\gamma > 10^{16}$  эв)  $< 2 \cdot 10^{-4} I$  ( $E > 10^{16}$  эв). Как ясно из формулы (3,13), даже для направления на галактический центр и для Метагалактики эта верхняя граница существенно выше ожидаемой интенсивности  $\gamma$ -лучей от распада  $\pi^0$ -мезонов<sup>10</sup>. Что касается механизмов генерации  $\gamma$ -лучей, связанных с электронной компонентой космических лучей сверхвысоких энергий, то прежде всего следует иметь в виду, что сами эти электроны были бы источниками бедных  $\mu$ -мезонами широких атмосферных ливней. В этой связи данные работ<sup>39-41</sup> устанавливают также верхнюю границу интенсивности электронной компоненты космических лучей у Земли для указанной области энергий.

Эта граница еще достаточно высока и присутствие первичных электронов с такой интенсивностью позволило бы не только объяснить результаты работ<sup>39,40</sup>, но и привело бы к сильному магнитотормозному рентгеновскому излучению<sup>13,14,16</sup> этих электронов в межзвездных магнитных

полях (см. § 5). Поэтому вопрос об интенсивности первичных электронов в области  $E \sim 10^{14} \div 10^{16}$  эв представляется особенно интересным<sup>16</sup>.

Интенсивность вторичных (образующихся при ядерных столкновениях и распаде  $\pi^\pm$ -мезонов) электронов в рассматриваемой области энергий весьма мала<sup>10,38</sup> (см. также п. 5.1), поэтому фактически всю электронную компоненту нужно было бы считать первичной, возникающей вместе с космическими лучами в их источниках. При этом не требуется сколько-нибудь существенного увеличения мощности источников космических лучей<sup>16</sup>. Вместе с тем из-за сильных магнитотормозных потерь электроны рассматриваемых энергий, если только они не движутся в основном под малыми углами к полю, не могут далеко уйти от источников. Так, характерное время уменьшения энергии вдвое для электрона с начальной энергией  $E \sim 10^{15}$  эв в магнитном поле  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  э составляет

$$t \simeq \frac{4 \cdot 10^{14}}{H^2 E} \text{ сек} \simeq \frac{1,3 \cdot 10^7}{H^2 E} \text{ лет} \sim 10^3 \text{ лет.} \quad (4,10)$$

За это время, даже двигаясь прямолинейно, электрон сможет удалиться от источника не более чем на 300 пс. Таким образом, только при наличии сравнительно близких к солнечной системе и «молодых» источников космических лучей можно было бы надеяться наблюдать на Земле первичные электроны с указанными энергиями и изотропным распределением по направлениям. Имеющиеся в настоящее время радиоастрономические, данные, по-видимому, свидетельствуют против существования таких близких источников (если рассматривать в качестве источников вспышки сверхновых, то ближайшая из них к Земле — Сверхновая Тихо Браге, вспыхнувшая в 1572 г., является довольно слабым источником и расположена на расстоянии  $\sim 360$  пс).

Формула (4,10) и, следовательно, основанная на ней оценка относится к случаю, когда на пути электрона в среднем  $H_\perp^2 = (2/3)H^2$  ( $H_\perp$  — проекция поля  $H$ , перпендикулярная скорости электрона). Если же электроны движутся под малыми углами к полю, так что  $H_\perp^2 \ll H^2$ , то характерное время для потери энергии существенно возрастает. Поэтому электроны высокой энергии со скоростью, направленной вдоль рукава спирали, в которой находится Солнце (здесь предполагается, что существует квазирегулярное поле, направленное вдоль рукава), могли бы приходить к нам с больших расстояний. При этом, очевидно, интенсивность электронов будет существенно анизотропной. Заметим, кроме того, что сама возможность генерации электронов с энергиями  $E \sim 10^{14} \div 10^{16}$  эв в источниках космических лучей, вообще говоря, маловероятна, в первую очередь из-за сильных магнитотормозных потерь (напряженность магнитного поля в источниках существенно выше, чем в межзвездном пространстве). Если все же допустить такую возможность, то обусловленное этими электронами тормозное  $\gamma$ -излучение и магнитотормозное рентгеновское излучение (см. § 5) должны быть нестационарными и локализованными в отдельных областях вблизи сверхновых, поскольку частота вспышек сверхновых в Галактике составляет всего лишь одну вспышку за 100—300 лет.

## § 5. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СВЯЗАННОЕ С КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

### 5.1. Магнитотормозное рентгеновское излучение

Как известно, нетепловое космическое радиоизлучение, а для некоторых объектов и оптическое излучение имеют магнитотормозную природу. Не исключено, что во Вселенной реализуются условия, при которых магнитотормозной механизм может быть ответственным также и за

излучение в рентгеновском диапазоне длин волн. Рассмотрим эти условия.

В спектре магнитотормозного излучения ультрарелятивистского электрона имеется довольно резко выраженный максимум. Полная энергия электрона  $E$  выражается через частоту  $\nu$  (в гц), на которую приходится максимум интенсивности, соотношением (см. формулу (2,6))

$$E \simeq 7,5 \cdot 10^{-10} \left( \frac{\nu}{H_{\perp}} \right)^{1/2} \text{ эрг} \simeq 4,7 \cdot 10^2 \left( \frac{\nu}{H_{\perp}} \right)^{1/2} \text{ эв}, \quad (5,1)$$

где  $H_{\perp}$  (в э) — составляющая магнитного поля, перпендикулярная скорости электрона. В первом приближении можно считать, что вся излучаемая электроном мощность

$$P \equiv \int_0^{\infty} P(\nu) d\nu \equiv -\frac{dE}{dt} = 1,6 \cdot 10^{-15} H_{\perp}^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{сек}} \simeq 10^{-3} H_{\perp}^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{\text{эв}}{\text{сек}} \quad (5,2)$$

приходится на частоту  $\nu$ , соответствующую максимуму в спектре. Тогда (5,1) дает однозначную связь между частотой и энергией излучающих электронов (подробнее см.<sup>32</sup>).

Для степенного спектра электронов

$$N_e(E) dE = \frac{4\pi}{c} I_e(E) dE = \tilde{K}_e E^{-\gamma} dE \quad (5,3)$$

интенсивность магнитотормозного излучения в изотропном случае определяется выражением<sup>32</sup>

$$J(\nu) = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) L \tilde{K}_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}, \quad (5,4)$$

где  $a(\gamma)$  — численный коэффициент, равный  $a(2,5) = 0,085$ ;  $a(3) = 0,074$ ;  $a(4) = 0,072$ ,  $L$  — протяженность излучающей области по лучу зрения и  $\tilde{K}_e$  — коэффициент из (5,3) с размерностью  $(\text{эрг})^{\gamma-1} \text{см}^{-3}$ . В (5,4) предполагается, что на луче зрения  $L$  электроны распределены однородно и изотропно, а магнитное поле  $H$  постоянно по величине и хаотически распределено по направлениям.

Формулу (5,4) с точностью до численного коэффициента порядка единицы легко получить (см. аналогичный расчет в § 3.3) из выражений (5,1) — (5,3), полагая  $p(\nu) = P\delta(\nu - \nu(E))$ , где  $\nu(E)$  определяется из (5,1).

Нас будет интересовать рентгеновское излучение с частотами порядка  $\nu = 10^{18}$  гц ( $\lambda = 3 \text{ \AA}$ ,  $E = h\nu = 4 \text{ кэв}$ ).

Рассмотрим сначала условия, при которых магнитотормозное рентгеновское излучение электронов возникает в межзвездном пространстве.

В качестве среднего значения  $H_{\perp}$  в межзвездном пространстве (речь идет в основном об области галактического диска; см. ниже) можно принять  $H_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-6}$  э. Тогда в силу (5,1) частоты  $\nu \sim 10^{18}$  гц будут излучаться лишь электронами с энергией  $\nu \sim 2 \cdot 10^{14}$  эв. В области таких энергий достаточно надежно можно судить лишь о количестве вторичных электронов — продуктов  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распада. Оценим это количество и обусловленную ими интенсивность рентгеновского излучения.

Для этой цели воспользуемся выражением (3,3) для интенсивности  $\pi$ -мезонов, образуемых космическими лучами на единице пути, и будем

считать, что  $2/3$  этих  $\pi$ -мезонов являются заряженными. С учетом кинематики распадов  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$  и  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$  интенсивности образующихся на единице пути электронов и  $\pi$ -мезонов связаны соотношением<sup>10</sup>

$$q_e(E) dE = \kappa(\gamma_\pi) q_{\pi^\pm}(E) dE, \quad (5,5)$$

где зависящий от показателя  $\gamma_\pi$  в степенном спектре  $\pi$ -мезонов коэффициент  $\kappa(\gamma_\pi)$  равен

$$\kappa(\gamma) = \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^{\gamma-1} \frac{2(\gamma+5)}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+3)}, \quad \kappa(2,8) \simeq 0,12 \quad (5,6)$$

(здесь  $m_\mu$  и  $m_\pi$  — массы покоя  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов).

Для спектра (3,3), полагая  $\sigma = 3 \cdot 10^{-28}$ , получаем

$$q_e(E) \simeq 3 \cdot 10^{-28} n(r) E^{-2,8} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Бэв}} (E \text{ в Бэв}) \quad (5,7)$$

или

$$q_e(E) \simeq 2,8 \cdot 10^{-33} n(r) E^{-2,8} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^3 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эрг}} (E \text{ в эрг}),$$

где  $n(r)$  — концентрация межзвездного газа как функция координат.

Спектр (5,7) представляет собой спектр генерации и, будучи умноженным на  $4\pi$ , равен числу электронов и позитронов с энергией  $E$ , образующихся за единицу времени в единице объема. Для того чтобы определить концентрацию электронов  $N_e(E)$  (или их интенсивность  $I_e(E)$ , см. (5,3)) в условиях стационарной генерации, следует учесть энергетические потери электронов. Для рассматриваемых энергий  $E \sim 10^{14}$  эв радиационные и комптоновские потери энергии в межзвездном пространстве существенно меньше магнитотормозных (5,2). Что же касается диффузионного выхода частиц из Галактики, то для электронов с  $E \sim 10^{14}$  эв он практически не играет никакой роли, поскольку за характерное время магнитотормозных потерь (4,10) электроны не успевают сколько-нибудь значительно удалиться от места их генерации (в связи с этим вторичные электроны рассматриваемых энергий и обусловленное ими рентгеновское магнитотормозное излучение сосредоточены главным образом в галактическом диске, где находится большая часть межзвездного газа).

В стационарных условиях, с учетом магнитотормозных потерь, спектр электронов в межзвездном пространстве определяется уравнением

$$-\frac{\partial}{\partial E} \{\beta E^2 N_e(E)\} = 4\pi q_e(E), \quad (5,8)$$

где  $\beta = 2,4 \cdot 10^{-3} H_\perp^2 (\text{эрг} \cdot \text{сек})^{-1}$  — коэффициент в выражении  $-dE/dt = \beta E^2$  для магнитотормозных потерь (см. (5,2)). Согласно (5,7) и (5,8)

$$N_e(E) = \frac{4\pi}{\beta E^2} \int_E^\infty q_e(E') dE', \quad (5,9)$$

$$N_e(E) \simeq 3 \cdot 10^{-19} n(r) E_{\text{эрг}}^{-3,8} \frac{1}{\text{см}^3 \text{эрг}} \simeq 2 \cdot 10^{-11} n(r) E_{\text{Бэв}}^{-3,8} \frac{1}{\text{см}^3 \text{Бэв}}, \quad (5,10)$$

где положено  $H_\perp = 5 \cdot 10^{-6}$  э.

Подставляя полученное значение  $\tilde{K}_e = 3 \cdot 10^{-19} n(r)$  (см. (5,3) и (5,10)) в выражение для интенсивности (5,4) и полагая  $H = \left(\frac{3}{2} H_\perp^2\right)^{1/2} \simeq 6 \cdot 10^{-6}$ ,



получаем

$$\left. \begin{aligned} J(\nu) &\simeq 2 \cdot 10^{-23} N(L) \nu^{-1,4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эц}}, \\ I(\nu) = \frac{J(\nu)}{h\nu} &= 3 \cdot 10^{-2} N(L) \nu^{-2,4} \frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эц}}, \end{aligned} \right\} \quad (5,11)$$

$$\left. \begin{aligned} J(>\nu) &\simeq 5 \cdot 10^{-23} N(L) \nu^{-0,4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \\ I(>\nu) &= 2 \cdot 10^{-2} N(L) \nu^{-1,4} \frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \end{aligned} \right\} \quad (5,12)$$

В частности, для рентгеновских квантов с частотами  $\nu > 3 \cdot 10^{17} \text{ эц}$  ( $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ,  $E > 1,25 \text{ кэв}$ )

$$\left. \begin{aligned} J(\nu > 3 \cdot 10^{17}) &= 5 \cdot 10^{-35} N(L) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \\ I(\nu > 3 \cdot 10^{17}) &= 7 \cdot 10^{-27} N(L) \frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \end{aligned} \right\} \quad (5,13)$$

т. е. даже в направлении на галактический центр интенсивность таких квантов весьма мала:

$$\left. \begin{aligned} I(\nu > 3 \cdot 10^{17}) &\simeq 2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \\ J(\nu > 3 \cdot 10^{17}) &\simeq 1,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \end{aligned} \right\} \quad (5,14)$$

Как видно из (5,10) и (2,1), отношение интенсивности вторичных электронов к интенсивности протонов с энергиями выше заданной равно

$$\frac{I_e(>E)}{I_p(>E)} \simeq 2 \cdot 10^{-2} n(r) E^{-1,2}, \quad (5,15)$$

где энергия  $E$  выражена в  $\text{Бэв}$ . При  $E = 2 \cdot 10^{14} \text{ эв} = 2 \cdot 10^5 \text{ Бэв}$  это отношение равно  $\sim 10^{-8} n(r)$ , т. е. даже в центральных частях галактического диска, где концентрация достигает значения  $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$ , интенсивность вторичных электронов в рассматриваемой области энергий составляет  $\sim 10^{-8}$  от интенсивности космических лучей.

Сказанное еще не означает, что магнитотормозное рентгеновское излучение от межзвездного пространства не играет никакой роли. Дело в том, что генерирующие это излучение электроны в принципе могут быть не вторичными, а первичными (т. е. образовываться в источниках космических лучей). Эта возможность уже упоминалась в § 4.3. Если допустить в качестве примера, не противоречащего данным о бедных  $\mu$ -мезонами широких атмосферных ливнях, что интенсивность первичных электронов составляет  $\sim 10^{-4}$  от интенсивности всех космических лучей с той же энергией, то интенсивность магнитотормозного излучения этих электронов будет примерно в  $10^4$  раз выше интенсивности (5,13) и в направлении галактического центра будет достигать нескольких  $\text{квантов/см}^2 \text{сек} \times \text{стер}$ . Но, как это уже отмечалось в § 4.3, присутствие в межзвездном пространстве электронов с энергией  $\sim 10^{14} \text{ эв}$  и указанной интенсивностью весьма маловероятно.

В этой связи в качестве возможных источников магнитотормозного рентгеновского излучения большой интерес представляют такие объекты, как сверхновые звезды, радиогалактики и взрывающиеся ядра галактик. Если допустить, что в таких объектах существуют области, в которых напряженность магнитного поля достигает значений  $H \simeq 10^2 \text{ э}$  и выше (это весьма вероятно при гравитационном сжатии и коллапсе исходной

массивной звезды <sup>68</sup>), то, как видно из (5,1), рентгеновское излучение с частотой  $\nu \simeq 10^{18}$  дадут уже электроны с энергией  $E \sim 5 \cdot 10^{10}$  эв. Электроны таких энергий имеются в оболочках сверхновых звезд, как это известно на примере Крабовидной туманности. Рассмотрим этот пример более подробно <sup>24</sup>.

Поток магнитотормозного излучения от источника, находящегося на расстоянии  $R$ , равен

$$\Phi(\nu) = 1,35 \cdot 10^{-22} a (\gamma) \frac{\tilde{K}_e V H^{\frac{\gamma+1}{2}}}{R^2} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{гц}}, \quad (5,16)$$

где  $V$  — объем источника и  $\tilde{K}_e$  — коэффициент в спектре электронов (5,3), отнесенном к единице объема. Будем считать, что электроны равномерно заполняют объем  $V$  источника, но в небольшой части объема  $V_1 \ll V$  напряженность магнитного поля  $H_1 \gg H$ , где  $H$  — средняя напряженность поля в объеме  $V$ . Тогда отношение потоков излучения из объема  $V_1$  на частоте  $\nu_1$  и из полного объема  $V$  на частоте  $\nu$  равно

$$\frac{\Phi(\nu_1)}{\Phi(\nu)} = \frac{V_1}{V} \left( \frac{H_1}{H} \right)^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (5,17)$$

Для Крабовидной туманности (см., например, <sup>32</sup>) поток радиоизлучения на частоте  $\nu = 10^8$  гц равен  $1,7 \cdot 10^{-20}$  эрг/см<sup>2</sup>сек·гц, объем  $V = 6,6 \cdot 10^{55}$  см<sup>3</sup>, напряженность магнитного поля  $H = 1,4 \cdot 10^{-3}$  э и показатель  $\gamma = 2\alpha + 1 = 1,7$  (спектральный индекс  $\alpha = 0,35$ ). Полагая  $\nu_1 = 10^{18}$  гц и  $H_1 = 10^2$  э, получим!

$$\Phi(10^{18} \text{ гц}) = 1,9 \cdot 10^{-17} \frac{V_1}{V} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{гц}}. \quad (5,18)$$

Полученный поток рентгеновского излучения по порядку величины равен наблюдавшемуся в <sup>69</sup> потоку  $\Phi(10^{18} \text{ гц}) \simeq 2 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup>сек·Å  $\simeq 6 \cdot 10^{-27}$  эрг/см<sup>2</sup>сек·гц, если объем  $V_1$  составляет  $V_1 \simeq 3 \cdot 10^{-10} V \simeq 2 \cdot 10^{46}$  см<sup>3</sup>. Например, если объем  $V_1$  является сферической областью с сильным магнитным полем вблизи коллапсировавшей звезды, то эффективный радиус этой области должен быть равен

$$R_1 \simeq \left( \frac{V_1}{V} \right)^{1/3} R \simeq 10^{15} \text{ см},$$

где  $R \simeq 2,5 \cdot 10^{18}$  см — радиус радиоизлучающей туманности.

Характерное время  $t$  по отношению к магнитотормозным потерям для электронов с энергией  $E \sim 5 \cdot 10^{10}$  эв в поле  $H \sim 10^2$  э согласно (4,10) равно примерно 1 сек. Это значит, что если электроны с рассматриваемыми энергиями поступают в объем  $V_1$  из «резервуара» с объемом  $V$ , время, в течение которого будут исчерпаны все электроны, составляет примерно  $\frac{V}{V_1} t \sim 10^3$  лет (если, конечно, пренебречь возможностью подкачки электронов в течение этого времени). Приведенные оценки, конечно, имеют сугубо ориентировочный характер. Так, например, выбирая поле  $H$  равным 10 э, что вполне допустимо (именно такое значение для поля использовано в <sup>24</sup>), мы приходим к времени жизни электронов  $t \sim 10^2$  сек. Энергия поля  $\frac{H_1^2}{8\pi} V_1$  в рассмотренном выше случае равна  $10^{49}$  эрг, в то время как для всей туманности  $\frac{H^2}{8\pi} V \simeq 5 \cdot 10^{48}$  эрг. Если же положить  $H_1 = 10$  э, то  $V_1 \simeq 5 \cdot 10^{47}$  см<sup>3</sup> и  $\frac{H_1^2}{8\pi} V_1 \simeq 2 \cdot 10^{48}$  эрг. Таким образом, обсуждаемая модель, видимо, не встречается с затруднениями энергетическими.

ческого характера. Однако предположение о существовании довольно сильного поля  $H_1 \sim 10 \div 100$  э в области с размерами  $10^{15} - 10^{16}$  см для звезд с не слишком большой массой непосредственно не следует из известных оценок (см. <sup>24,68</sup> и указанную в <sup>24</sup> литературу). С другой стороны, поле в центральной части оболочки можно значительно уменьшить, если допустить, что в этой области имеются электроны с достаточно высокой энергией. Резюмируя, можно лишь сказать, что магнитотормозная модель рентгеновского дискретного источника и вышеприведенные оценки не противоречат известным данным, относящимся к Крабовидной туманности. Поэтому следует считаться с возможностью, что дискретные источники радиоизлучения могут быть одновременно и источниками сильного рентгеновского излучения даже без привлечения гипотезы о наличии в этих источниках горячих нейтронных звезд (см. § 5.3 и примечание при корректуре в конце статьи).

## 5.2. Рентгеновское излучение, обусловленное другими процессами

Космические лучи в результате процессов, рассмотренных в § 3, также, разумеется, дают некоторый вклад в рентгеновское излучение. Как будет показано ниже, этот вклад мал.

В случае распада  $\pi^0$ -мезонов в этом легко убедиться, если учесть, что в системе покоя  $\pi^0$ -мезона энергия образующихся  $\gamma$ -фотонов равна  $E_{\gamma,0} \simeq \simeq 70$  Мэв. Поэтому в лабораторной системе в рентгеновскую область энергий попадут лишь фотоны, образующиеся при распаде достаточно быстрых  $\pi^0$ -мезонов и в то же время вылетающие в направлении, противоположном направлению движения этих  $\pi^0$ -мезонов. Энергия фотона в л. с.

$$E_{\gamma} \geq E_{\gamma,0} (z - \sqrt{z^2 - 1}) \simeq \frac{E_{\gamma,0}^2}{E_{\pi}}, \quad (5,19)$$

где  $z = E_{\pi}/mc^2 = E_{\pi}/2E_{\gamma,0}$ ; при переходе к последнему выражению принято  $z \gg 1$ , что отвечает интересующему нас случаю  $E_{\gamma} \ll E_{\gamma,0}$ ; знак равенства в левой части (5,19) имеет место при вылете фотона строго назад по отношению к скорости  $\pi^0$ -мезона. Согласно (5,19) фотоны с энергией  $E_{\gamma} \leq 13$  кэв ( $\lambda \geq 1$  А) образуются лишь от  $\pi^0$ -мезонов с энергиями  $E_{\pi} \geq \geq 400$  Бэв. Число таких  $\pi^0$ -мезонов мало по сравнению с их полным числом (см. (3,7) и (3,8)). Поэтому интенсивность образующихся в этом процессе рентгеновских квантов значительно меньше полной интенсивности  $\gamma$ -квантов (4,4) и мала даже по сравнению с интенсивностью магнитотормозного рентгеновского излучения вторичных электронов (см. (5,13)).

Нижнюю границу интенсивности рентгеновского излучения, обусловленного тормозным излучением релятивистских электронов, можно получить, учитывая только электронную компоненту космических лучей в области энергий  $E > 0,5$  Бэв. Полная интенсивность электронов с такими энергиями согласно (2.7) равна

$$I_e (> 0,5 \text{ Бэв}) \simeq 10^{-2} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (5,20)$$

Заметим здесь, что полная (с энергиями  $E > mc^2$ ) интенсивность вторичных электронов, образующихся в Галактике в количестве  $38 \tilde{q}_e V \sim 9 \cdot 10^{40}$  электронов/сек, равна

$$I_{e, \pi^{\pm}} (E > mc^2) = \frac{c}{4\pi} N_{e, \pi^{\pm}} (> mc^2) = \frac{c}{4\pi} \tilde{q}_e T_v \simeq 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}$$

(здесь предполагается, что электрон движется в пределах Галактики, объем которой  $V \simeq 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup> в течение времени  $T_v \simeq 3 \cdot 10^8$  лет). Таким обра-

зом, учет вторичных электронов с любыми энергиями не изменит существенно дальнейших оценок. Что касается первичных электронов с энергиями  $E < 0,5 \text{ Бэв}$ , то о таких (субкосмических) частицах в настоящее время никаких данных нет. Поэтому приведенная оценка дает лишь нижнюю границу интенсивности тормозного рентгеновского излучения.

Для интересующего нас случая  $E_\gamma \ll mc^2 \ll E$  имеет место полное экранирование и можно пользоваться выражениями (3,17) и (3,18). Вместе с (5,20) это дает

$$\left. \begin{aligned} I_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) &= 1,5 \cdot 10^{-4} M(L) E_\gamma^{-1}, \\ J_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) &= E_\gamma I_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) = 1,5 \cdot 10^{-4} M(L), \\ J_{\gamma, \text{торм}}(< E_\gamma) &= \int_0^{E_\gamma} J_{\gamma, \text{торм}}(E_\gamma) dE_\gamma = 1,5 \cdot 10^{-4} M(L) E_\gamma. \end{aligned} \right\} \quad (5,24)$$

В частности, для  $E_\gamma < 12,5 \text{ кэв} \simeq 2 \cdot 10^{-8} \text{ эрг}$  ( $\lambda > 1 \text{ \AA}$ ,  $\nu < 3 \cdot 10^{18} \text{ гц}$ ) получаем

$$J_{\gamma, \text{торм}}(\nu < 3 \cdot 10^{18}) = 3 \cdot 10^{-12} M(L) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (5,22)$$

Как видно из сравнения (5,22) и (5,13), в интервале  $\lambda = 1 \div 10 \text{ \AA}$  интенсивность тормозного излучения примерно на порядок ниже интенсивности магнитотормозного рентгеновского излучения вторичных электронов. Однако из-за различного характера спектров излучения (в случае тормозного излучения интенсивность  $J(E_\gamma)$  не зависит от энергии кванта  $E_\gamma$ , в случае магнитотормозного излучения — убывает с ростом  $E_\gamma$ ) с увеличением энергии фотонов тормозное излучение становится сильнее магнитотормозного.

Оценим, наконец, интенсивность рентгеновского излучения, возникающего при комптоновском рассеянии тепловых фотонов в межзвездном пространстве на релятивистских электронах. Рентгеновские кванты с энергиями  $E_\gamma > 1,25 \text{ кэв}$  ( $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ) согласно (3,23) при  $\bar{\epsilon} \sim 1 \text{ эв}$  возникают от электронов с энергиями  $E \gtrsim 15 \text{ Мэв}$ . Согласно (3,25)

$$I_\gamma(> E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} I_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = N_\Phi(L) \sigma_T I_e \left( E > mc^2 \sqrt{\frac{3}{4} \frac{E_\gamma}{\epsilon}} \right). \quad (5,23)$$

Для вторичных электронов, спектр генерации которых имеет максимум при  $E \sim 30 \text{ Мэв}$  и спадает с уменьшением энергии<sup>38</sup>, в качестве  $I_e(> E)$  при  $E \lesssim 30 \text{ Мэв}$  можно использовать полученное выше значение  $I_{e, \pi^\pm}(> mc^2) = 4 \cdot 10^{-3} \text{ электронов/см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}$ . В результате для комптоновских рентгеновских лучей от вторичных электронов

$$\left. \begin{aligned} I_\gamma(\nu > 3 \cdot 10^{17} \text{ гц}) &= 2,7 \cdot 10^{-27} N_\Phi(L) \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}} \simeq \\ &\simeq 4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}, \end{aligned} \right\} \quad (5,24)$$

где в последнем выражении положено  $N_\Phi(L) = 1,4 \cdot 10^{22}$ , что отвечает направлениям на центр и на полюс Галактики.

Первичные электроны с высокой энергией (см. (5,20)) формально также вносят вклад в  $I_\gamma(\nu > 3 \cdot 10^{17} \text{ гц})$ , но фактически приводят к появлению в основном  $\gamma$ -лучей с энергией  $E_\gamma \sim \epsilon (E/mc^2)^2 \gtrsim 10^6 \text{ эв}$ . Поэтому для рентгеновской области нужно воспользоваться именно оценкой (5,24), если, конечно, не говорить о субкосмических первичных электронах. В отличие от магнитотормозного рентгеновского излучения вторичных

электронов (см. (5,14)), интенсивность комптоновских фотонов (5,24) примерно изотропна и в среднем по направлениям приблизительно в семь раз больше, хотя в направлении галактического центра магнитотормозное рентгеновское излучение по-прежнему играет основную роль.

### 5.3. Сопоставление расчетов с наблюдениями

В 1962—1963 гг. в результате измерений, выполненных на ракетах за пределами атмосферы <sup>4,69,70</sup>, было обнаружено космическое рентгеновское излучение в диапазоне длин волн  $\lambda = 2 \div 8 \text{ \AA}$  (эффективная длина волны, соответствующая максимуму чувствительности использованных детекторов,  $\lambda_{\text{эф}} \simeq 3 \text{ \AA}$ ). В работе <sup>70</sup> диапазон расширен до  $\lambda \approx 0,12 \text{ \AA}$ . Обнаруженное рентгеновское излучение можно разделить на две основные составляющие: изотропное излучение (фон) и излучение, приходящее из некоторых фиксированных направлений на небесной сфере.

Изотропное рентгеновское излучение имеет, по-видимому, космическое происхождение и характеризуется интенсивностью <sup>69,70</sup>

$$I(2 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}) \simeq 6 \frac{\text{квантов}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}}. \quad (5,25)$$

Излучение от фиксированных областей на небесной сфере естественно связывать с дискретными источниками, возможную природу которых мы обсудим кратко в конце этого параграфа. Наиболее мощный из таких источников расположен в созвездии Скорпиона. Экспериментальная точность определения углового положения и размеров источника невелика (порядка  $5''$ ), однако в этой области неба нет ни ярких туманностей, ни мощных радиоисточников. Поток рентгеновских лучей от источника в созвездии Скорпиона равен

$$F(2 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}) \simeq 20 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}},$$

$$\Phi(2 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}) \simeq 1,3 \cdot 10^{-7} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}},$$

где в качестве эффективной длины волны принято  $\lambda_{\text{эф}} = 3 \text{ \AA}$  ( $\nu = 10^{18} \text{ гц}$ ,  $E = 6,62 \cdot 10^{-9} \text{ эрг} = 4,14 \text{ кэв}$ ). В области более коротких длин волн согласно <sup>70</sup>

$$F(\lambda < 1,8 \text{ \AA}) \leq 0,30 \pm 0,08 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Кроме этого источника обнаружены два менее мощных источника: в направлении на волокнистую туманность в созвездии Лебедя и в направлении Крабовидной туманности. Согласно <sup>69</sup> поток от источника в Крабовидной туманности равен  $\Phi(\lambda) = 2 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/см}^2 \text{сек} \cdot \text{\AA}$  для интервала длин волн  $1,5 \text{ \AA} < \lambda < 8 \text{ \AA}$ .

Как следует из оценок, проведенных в § 5.1 и 5.2 (см. (5,14) и (5,24)), интенсивность рентгеновского излучения, связанного с космическими лучами или их электронной компонентой, на четыре-пять порядков меньше интенсивности (5,25), наблюдавшейся в работах <sup>4,69,70</sup>. Даже если допустить, что в области энергий  $E \gtrsim 10^{14} \text{ эв}$  существенную роль играют первичные электроны, интенсивность которых в галактическом диске на четыре порядка превышает интенсивность вторичных электронов (5,10) (см. § 5.1), то обусловленное ими магнитотормозное излучение будет иметь интенсивность, соответствующую (5,25) лишь в направлении галактического центра. В направлениях же на антицентр и тем более на полюс Галактики интенсивность должна быть существенно ниже, если считать

(это, по-видимому, неизбежно) источники первичных электронов связанными с звездным населением Галактики.

В работе <sup>14</sup> было принято, что первичные электроны заполняют сферический или квазисферический (с отношением полюсов, равным 0,6) объем, т. е. заполняют как диск, так и галактическое гало. Это предположение эквивалентно, если учесть скорость потери энергии для электронов с  $E \gtrsim 10^{14}$  эв (см. (4,10)), предположению о существовании в гало источников таких электронов. Однако если с некоторой натяжкой можно допустить возможность ускорения электронов до энергий  $E \sim 10^{14}$  эв вблизи звезд (в первую очередь сверхновых), то в условиях гало для такого предположения нет никаких оснований вообще.

Таким образом, наблюдаемую интенсивность и изотропию фонового рентгеновского излучения (5,25) нельзя объяснить, связывая это излучение с галактическими космическими лучами.

Высокая степень изотропии наблюдаемого рентгеновского фона (если она действительно имеет место), по-видимому, вообще исключает его галактическое происхождение, даже если связывать это излучение с субкосмическими частицами <sup>25,26,52</sup>.

Поэтому изотропное рентгеновское излучение с интенсивностью (5,25), если его внезвездное происхождение считать доказанным, скорее всего имеет метагалактическую природу и связано либо с субкосмическими частицами <sup>52,26,74</sup>, либо является суммарным излучением большого количества дискретных источников типа, наблюдавшегося в <sup>4,69,70</sup>, равномерно распределенных в Метагалактике <sup>26</sup>. В случае метагалактического происхождения изотропного рентгеновского фона изучение его спектра с учетом влияния поглощения может дать ценную информацию о концентрации нейтрального водорода в межгалактическом пространстве <sup>26,71</sup>.

Что касается дискретных источников рентгеновского излучения, обнаруженных в <sup>4,69,70</sup>, то о природе таких источников высказывались различные предположения. Так, в статье <sup>58</sup> допускается, что сверхновые звезды, ненаблюдаемые в радиодиапазоне из-за крутого энергетического спектра электронов, могут давать достаточно мощное тормозное или комптоновское рентгеновское излучение. В <sup>72</sup> рассматриваются двойные звезды раннего типа, для которых столкновение расширяющихся атмосфер может привести к сильному тормозному рентгеновскому излучению. Однако наибольшее внимание в литературе уделяется горячим нейтронным звездам как вероятным источникам мощного теплового рентгеновского излучения <sup>21,22,73</sup>.

Излучение нейтронной звезды, рассматриваемой как черное тело, будет иметь максимальную интенсивность на длине волны  $\lambda_m \simeq 3 \text{ \AA} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , если температура ее поверхности (фотосферы)

$$T = \frac{0,29}{\lambda_m} \simeq 10^7 \text{ }^\circ\text{K}. \quad (5,26)$$

По закону Стефана — Больцмана мощность излучения звезды с радиусом  $r$  и температурой  $T$  равна  $4\pi r^2 \sigma T^4$ , где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{сек} \cdot \text{град}^4$ . Отсюда поток излучения на расстоянии  $R$  от звезды будет равен

$$\Phi = \left( \frac{r}{R} \right)^2 \sigma T^4. \quad (5,27)$$

Таким образом, наблюдавшийся в <sup>69,70</sup> поток рентгеновского излучения  $\Phi \simeq 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^2 \text{сек}$  может быть связан с нейтронной звездой, с поверхностной температурой  $T = 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$  и радиусом  $r = 10 \text{ км}$ , если она находится на расстоянии  $R = 2,1 \cdot 10^{21} \text{ см} \simeq 700 \text{ пс}$ .

Время остывания нейтронной звезды, образовавшейся в результате гравитационного коллапса, например при вспышке сверхновой или новой звезды, составляет согласно <sup>21,73</sup> приблизительно  $10^3$  лет. Если три наблюдаемых источника <sup>69,70</sup> являются нейтронными звездами с  $T \lesssim 2 \cdot 10^7$  °К, то эти звезды должны находиться в области с радиусом  $\sim 1$  кпс и объемом 4 кпс<sup>3</sup> вблизи Солнца. Тогда полное число горячих нейтронных звезд в галактическом диске (объем диска  $\sim 300$  кпс<sup>3</sup>) должно быть порядка 100, а частота их появления (для времени жизни  $10^3$  лет) составит около  $1/10$  год<sup>-1</sup>. Частота вспышек сверхновых в Галактике примерно порядка  $10^{-2}$  в год. Поэтому, учитывая ориентировочный характер приведенной оценки, еще нельзя утверждать, что количество нейтронных звезд противоречит данным о сверхновых звездах. Кроме того, нужно иметь в виду, что нейтронные звезды, быть может, образуются в результате некоторых вспышек новых звезд. Последние же появляются в Галактике в количестве порядка 100 в год.

В конце § 5.1 обсуждалась еще одна гипотеза о природе дискретных источников рентгеновских лучей, а именно, рассматривалась магнитотормозная модель <sup>24</sup> такого источника. В этой модели угловые размеры источника хотя и превосходят размеры нейтронной звезды на много порядков, но по абсолютной величине также будут очень малы (для источника в Крабе угловой размер магнитотормозного рентгеновского источника составил бы около 2"). С точки зрения возможности экспериментальной проверки существенное различие между источниками обоих типов состоит в том, что их спектры различны, а также возможна поляризация рентгеновского излучения магнитотормозного происхождения (см. примечание при корректуре на стр. 240).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гамма- и рентгеновская астрономия, как это следует из изложенного, обладает довольно значительными потенциальными возможностями. Перечислим здесь важнейшие направления исследований.

1. Измерения интенсивности  $I_\gamma(E_\gamma)$  в области энергий  $E_\gamma \gtrsim 1$  Мэв позволяют получить сведения о концентрации и спектре релятивистских электронов в метагалактическом пространстве, что пока еще недостижимо другими методами. При  $E_\gamma > 50$  Мэв интенсивность  $I_\gamma(E_\gamma)$  зависит уже и от интенсивности протонно-ядерной компоненты космических лучей, что также открывает известные перспективы в отношении изучения метагалактического пространства.

Выделяя галактическую составляющую интенсивности  $\gamma$ -лучей, что в принципе возможно в силу ее анизотропии, мы сможем существенно уточнить и проверить имеющиеся данные и представления о космических лучах в Галактике и, в частности, об их электронной компоненте в галактическом гало.

2. Определяя интенсивность рентгеновских лучей, а также мягких  $\gamma$ -лучей, можно получить совершенно еще отсутствующие сведения о субкосмических частицах ( $E < 3 \cdot 10^8$  эв) в Галактике и Метагалактике.

3. Наблюдения аннигиляционной линии  $E_\gamma = 0,51$  Мэв позволили бы получить ценную информацию об интенсивности космических лучей в Галактике  $10^9$  лет назад, а также о скорости выхода космических лучей за галактические пределы.

4. Особое внимание привлекают к себе дискретные источники рентгеновских лучей. В частности, если сколько-нибудь далекие нейтронные звезды в настоящее время вообще можно детектировать, то, видимо, только в рентгеновской области.

5. Если оптическое излучение сверхзвезд является магнитотормозным, то эти объекты могут оказаться довольно мощными источниками  $\gamma$ -лучей.

В области гамма- и рентгеновской астрономии имеются и другие интересные проблемы (излучение Солнца, суммарное излучение звезд,  $\gamma$ -излучение высоких энергий в областях с  $E_\gamma > 10^{11}$  эв и  $E_\gamma > 10^{14}$  эв, а также некоторые другие).

Все это позволяет думать, что изучение космического гамма- и рентгеновского излучения составит важное направление в современной астрономии.

*Примечание при корректуре.* По полученным в последнее время сведениям, в США проведены измерения интенсивности рентгеновского излучения Крабовидной туманности во время покрытия ее Луной (о том, что такие измерения планируются, было упомянуто в статье <sup>76</sup>). Эти наблюдения, по предварительным данным, свидетельствуют о том, что дискретный рентгеновский источник в Крабовидной туманности не является точечным — его диаметр достигает  $1/5$  диаметра оптического источника. Тем самым гипотеза о том, что рентгеновский источник в Крабе является нейтронной звездой, отпадает. Как мы видели в пп. 5.1 и 5.3 (см. также <sup>24, 55, 72, 76, 77</sup>), и до этих измерений предположение о нейтронной природе рентгеновского источника в Крабе отнюдь не считалось единственно возможным; оно вызывает, кроме того, известные возражения <sup>78, 79</sup>, относящиеся к расчету температуры нейтронной звезды. Так, в <sup>79</sup> показано, что нейтронная звезда, вероятно, находится в сверхтекучем состоянии. В этом случае имеющиеся в литературе расчеты температуры не верны.

В пп. 5.1 и 5.3 обсуждалась модель, в которой рентгеновский источник в Крабе является магнитотормозным. При этом за рентгеновское излучение считались ответственными те же релятивистские электроны, которые дают оптическое магнитотормозное излучение. Тем самым магнитотормозное рентгеновское излучение Краба можно было бы объяснить и без допущения о присутствии в этом источнике электронов с энергиями  $E \gg 10^{11}$  эв. Однако истинная ситуация, по-видимому, состоит просто в том, что в Крабе имеются электроны с достаточно высокими энергиями, чтобы давать магнитотормозное рентгеновское излучение в полях  $10^{-2} \div 10^{-3}$  эрстеда.

Поскольку объем рентгеновского источника все же примерно в 100 раз меньше объема всей туманности, естественно считать, что, как и в модели <sup>24</sup>, в центральной части оболочки поле сильнее среднего поля  $10^{-3} \div 10^{-4}$  эрстеда, отвечающего всей оболочке. Как показал Л. М. Озерной, если воспользоваться формулой (5, 17) и положить спектральный индекс оптического и рентгеновского магнитотормозного излучения Краба равным  $\alpha = 1,5$  (отсюда  $\gamma = 2\alpha + 1 = 4$ ), то наблюдаемая интенсивность рентгеновских лучей получается для поля  $H_\perp = 3 \cdot 10^{-2}$  эрстеда. Это поле должно существовать во всем объеме рентгеновского источника. Магнитотормозная модель рентгеновского источника в Крабе рассматривается также в <sup>77</sup>.

Конечно, магнитотормозная природа источника рентгеновских лучей в Крабе еще не доказана, но представляется сейчас наиболее вероятной. Вместе с тем в этом случае нужно считать, что в Крабе имеются релятивистские электроны с энергией, достигающей  $10^{13}$  эв. Время жизни таких электронов не превосходит нескольких лет, и таким образом, в источнике непрерывно должно осуществляться ускорение частиц. Роль такого ускорителя, возможно, играет коллапсировавшая магнитная звезда <sup>24, 68</sup>.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Никольский, Геомагнетизм и аэрономия **2**, 3 (1962); ДАН СССР **151**, 536 (1963).
2. M. R. Kundu, Space Sci. Rev. **2**, 438 (1963).
3. L. E. Peterson, J. R. Winckler, J. Geophys. Res. **64**, 697 (1959) (см. перев. в сб. «Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961, стр. 114).
4. R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, B. Rossi, Phys. Rev. Letts. **9**, 439 (1962); **11**, 530 (1963).
5. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, Phys. Rev. Letts. **8**, 106 (1962); Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, India, 1963.
6. J. R. Arnold, A. E. Metzger, E. C. Anderson, M. A. Van Dilla, J. Geophys. Res. **67**, 4878 (1962).
7. S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. **8**, 517 (1952).
8. P. Morrison, Nuovo cimento **7**, 858 (1958).
9. K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10**, 63 (1960).
10. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, ЖЭТФ **45**, 353 (1963).



11. J. E. Felten, P. Morrison, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 453 (1963).
12. S. Hayakawa, *Phys. Letts.* **1**, 234 (1962); S. Hayakawa, Y. Yamamoto, *Progr. Theor. Phys.* **30**, 71 (1963).
13. G. W. Clark, *Nuovo cimento* **30**, 727 (1963).
14. M. W. Friedlander, *Nuovo cimento* (будет опубликовано); preprint 1963.
15. E. Schatzman, *Space Sci. Rev.* **1**, 774 (1963).
16. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **46**, 1865 (1964).
17. J. V. Jelleu, N. A. Porter, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* **4** (3), 275 (1963).
18. Н. А. Власов, Оптический метод разведки антивещества во Вселенной, препринт, Ин-т атомной энергии, 1963.
19. И. М. Гордон, *Астрон. ж.* **37**, 934 (1960).
- 19a. В. В. Железняков, О механизме гамма-излучения солнечных вспышек, препринт *Астрон. ж.* (1964) (в печати).
20. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Вопросы космогонии* **9**, 91 (1963).
21. H. Y. Chiu, *Ann. Phys.* **26**, 364 (1964); H. Y. Chiu, E. E. Salpeter, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 413 (1964).
22. A. Finzi, *Astrophys. J.* (1964) (в печати).
23. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, С. И. Сыроватский, *ДАН СССР* **154**, 557 (1964).
24. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, О природе дискретных источников рентгеновских лучей, *ДАН СССР* **158**, № 4 (1964).
25. S. Hayakawa, M. Matsuoka, *Proc. of the 4th Int. Space Science Symp. of COSPAR*, 1963.
26. R. J. Gould, G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **138**, 969 (1963).
27. С. И. Никольский, *УФН* **78**, 365 (1962); Г. Т. Зацепин, С. И. Никольский и Г. Б. Христиансен, Доклад на Международной конференции по космическим лучам. Джайпур, Индия, 1963.
28. G. Brook, P. J. Nauman, Y. Kamiya, and A. W. Wolfendale, *Nature* **198**, 1293 (1963).
29. Л. Г. Деденко и Г. Т. Зацепин, *ЖЭТФ* **40**, 630 (1961).
30. Л. Т. Барадзей, В. И. Рубцов, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев и Б. В. Толкачев, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **26**, 575 (1962).
31. S. N. Ganguli, N. Kameswara Rao and M. S. Swami, *Nuovo cimento* **30**, 33 (1963).
32. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963. В английское издание этой книги (Pergamon Press, 1964) внесен ряд дополнений и уточнений.
33. F. B. McDonald and W. R. Webber, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. AII, 428 (1962).
34. G. Clark, H. Bradt, M. LaPointe, V. Domingo, I. Escobar, K. Murakami, K. Suga, Y. Toyoda and J. Hersil, Доклад на Международной конференции по космическим лучам, Джайпур, Индия, 1963.
35. M. M. Komesaroff, *Austr. J. Phys.* **14**, 515 (1961).
36. D. Walsh, F. T. Haddock, H. F. Schult, *Proc. of the 6th Plenary Meeting of COSPAR, Warsaw*, 1963.
37. J. A. Earl, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 125 (1961).
38. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **41** (3), 430 (1964).
39. R. Firkowski, J. Gavin, A. Zawadski and R. Maze, *Nuovo cimento* **29**, 19 (1963).
40. K. Suga, I. Escobar, G. Clark, W. Hazen, A. Hendal, K. Murakami, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. AIII, 128 (1961); *Proc. Fifth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia*, **2**, 43 (1962).
41. С. Н. Вернов, В. И. Соловьева, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Москва, 1963.
42. S. Hayakawa, *Electrons and Photons in Primary Cosmic Rays*, Preprint 1964.
43. J. A. DeShong, R. H. Hildebrand and P. Meyer, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 3 (1964).
44. J. B. Pollack and G. G. Fazio, *Phys. Rev.* **131** (6), 2684 (1963).
45. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, М., Физматгиз, 1963.
46. P. H. Fowler, D. H. Perkins, *Proc. Roy. Soc.* **278**, 401 (1964).
47. Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, *ЖЭТФ* **43**, 1411 (1962).
48. Л. Т. Барадзей, В. И. Рубцов, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев, Б. В. Толкачев, *Труды Физического ин-та АН СССР*, т. 26, стр. 224, М., Изд-во «Наука», 1964; *Труды Международной конференции по космическим лучам (Jaipur, India, 1963)*.
49. В. Rossi, *High Energy Particles*, New York, 1952; В. Р о с с и, *Частицы больших энергий*, М., Гостехиздат, 1955.

50. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, М., Гостехиздат, 1948.
  51. О. И. Довженко и А. А. Поманский, ЖЭТФ 45, 268 (1963).
  52. J. E. Felten and P. Morrison, Phys. Rev. Letts. 10, 453 (1963).
  53. E. Feenberg and H. Primakoff, Phys. Rev. 73, 449 (1948).
  54. W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Clarendon Press, Oxford, 1954 (см. перевод: В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956).
  55. А. И. Никитин, ЖЭТФ 41, 549 (1961).
  56. П. Голдрайх и Ф. Моррисон, ЖЭТФ 45, 344 (1963).
  57. S. E. Strom and K. M. Strom, Publ. Astron. Soc. Pacific 73, 43 (1961).
  58. G. W. Clark, M. Oda, X-Ray Production in Super Nova Remnants, Preprint 1963.
  59. J. A. Northrop, R. L. Hostettler, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 52 (1961).
  60. G. J. Perlow, C. W. Kissinger, Phys. Rev. 81, 522; 84, 572 (1951).
  61. J. F. Dolan, G. G. Fazio, The Gamma-Ray Spectrum of the Sun, Preprint 1964.
  62. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Астр. ж. 40, 466 (1963).
  63. J. M. Kidd, Nuovo cimento 27, 57 (1963).
  64. J. Duthie, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkeau, Nuovo cimento 24, 122 (1962).
  65. А. Е. Чудаков, В. Л. Дадькин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестеров, Труды Физического ин-та АН СССР, т. 26, М., Изд-во «Наука», 1964, стр. 118.
  66. J. H. Fruin, J. V. Jelley, C. D. Long, N. A. Porter, T. C. Weekes, Phys. Letts. 10, 176 (1964).
  67. Г. Сосони, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. II, М., Изд-во АН СССР, 1960; Proc. Moscow Conf. on Cosmic Rays II, 309 (1960).
  68. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 156, 43 (1964).
  69. S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Nature 201, 1307 (1964).
  70. R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, B. B. Rossi, Measurements on Celestial X-Ray Sources, Communication Presented at the Fifth Intern. Space Sci. Symp., Florence, Italy, May 1964.
  71. D. W. Sciama, Cosmic X-Rays as a Tool for Exploring the Large-Scale Properties of Universe, Preprint 1964.
  72. S. Hayakawa, M. Matsuo, Possible Local Sources of Galactic X-Rays, Communication to the 8th Intern. Conf. of Cosmic Rays, Jaipur, India, 1963.
  73. D. C. Morton, Nature 201, 1308 (1964).
  74. F. Hoyle, Ap. J. 137, 993 (1963).
  75. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной и С. И. Сыроватский, О релятивистских электронах в галактике М 82, Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей (август 1964) (доклад будет опубликован в Изв. АН СССР, сер. физ.).
  76. H. Friedman, Sci. American 210 (6), 36 (1964) (см. перевод: УФН 84 (3), (1964)).
  77. L. Woltjer, X-Rays and Type I Supernova Remnants, Preprint (1964).
  78. A. Finzi, The Cooling of a Neutron Star by the «Urca Process», Preprint (1964).
  79. В. Л. Гинзбург и Д. А. Киржниц, О сверхтекучести нейтронных звезд, ЖЭТФ 47 (1964).
-