1972 г. Октябрь **Том 108, вып. 2**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.165

ГАММА-АСТРОНОМИЯ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ *)

В. Л. Гинзбург

Гамма-астрономия, если говорить о наблюдениях, еще только зарождается и, в отличие от рентгеновской астрономии, не находится в центре внимания. Представляется, однако, весьма вероятным, что в недалеком будущем положение изменится; быть может, это произойдет после запуска первого же γ-спутника (подобно тому, как это случилось с первым рентгеновским спутником «Uhuru»). Дело в том, что изучение космических γ-лучей не только может существенно дополнить данные рентгеновской астрономии, но и позволит получить совершенно новые сведения, имеющие принципиально важное значение для всей астрофизики высоких энергий (включая сюда астрофизику космических лучей и проблему их происхождения). Конкретно, только γ-астрономия открывает возможность изучать протонно-ядерную компоненту космических лучей вдали от Земли (ниже эта компонента именуется просто космическими лучами; об электронно-позитронной компоненте будем говорить как о релятивистских электронах).

1. В настоящее время о космических лучах вдали от Земли имеются лишь косвенные сведения, получаемые преимущественно из радиоастрономических данных. Последние, как известно, позволяют найти форму спектра релятивистских электронов (т. е. зависимость их интенсивности от энергии), но сам спектр и соответствующую плотность энергии электронов w_e можно определить только при дополнительном предположении о напряженности магнитного поля H в излучающей области. Для нахождения же плотности энергии космических лучей w_{cr} нужно дополнительно предположить, какова связь между w_{cr} и w_e. Конкретно, обычно полагают

$$W_{cr} = \varkappa_r W_e = \varkappa_H^{-1} (H^2/8\pi) V; \qquad (1)$$

здесь $W_{cr} = w_{cr}V$, $W_e = w_e V$ и $(H^2/8\pi)\,V$ — соответственно энергии космических лучей, релятивистских электронов и магнитного поля в источнике с объемом V, а $\varkappa_r = (w_{cr}/w_e)$, и $\varkappa_H = (H^2/8\pi w_{cr})$ — некоторые коэффициенты.

Если поток радиоизлучения имеет вид $S_\nu = C\nu^{-\alpha}$ для частот в интервале $\nu_1 \leqslant \nu \leqslant \nu_2$, то (подробнее см. [1, 2])

$$W_{cr} = \varkappa_r W_e = \varkappa_H^{-1} (H^2/8\pi) V = 0{,}19\varkappa_H^{-3/7} [\varkappa_r A(\gamma, \nu) S_\nu R^2]^{4/7} (R\varphi)^{9/7}, \qquad (2)$$

$$H = [48\varkappa_H \varkappa_r A(\gamma, \nu) S_\nu R^{-1} \varphi^{-3}]^{2/7}, \qquad \gamma = 2\alpha + 1,$$

*) Доклад на объединенной научной сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР 25 мая 1972 г.

где R — расстояние до источника с угловым размером $\varphi = L/R$, $V = (\pi/6)\, L^3$ и $A(\gamma, \nu)$ — функция γ, ν, ν_1 и ν_2:

$$A(\gamma, \nu) = \begin{cases} \dfrac{2{,}96\cdot 10^{12}}{(\gamma-2)\, a(\gamma)}\, \nu^{1/2} \left[\dfrac{y_1(\gamma)\,\nu}{\nu_1}\right]^{(\gamma-2)/2} \left\{1 - \left[\dfrac{y_2(\gamma)\,\nu_1}{y_1(\gamma)\,\nu_2}\right]^{(\gamma-2)/2}\right\} & \text{при } \gamma > 2, \\ 1{,}44\cdot 10^{13} \nu^{1/2} \ln \dfrac{y_1(\gamma)\,\nu_2}{y_2(\gamma)\,\nu_1} & \text{при } \gamma = 2, \\ \dfrac{2{,}96\cdot 10^{12}}{(2-\gamma)\, a(\gamma)}\, \nu^{1/2} \left[\dfrac{y_2(\gamma)\,\nu}{\nu_2}\right]^{(\gamma-2)/2} \left\{1 - \left[\dfrac{y_2(\gamma)\,\nu_1}{y_1(\gamma)\,\nu_2}\right]^{(2-\gamma)/2}\right\} & \text{при } {}^1/_3 < \gamma < 2. \end{cases}$$

Значения коэффициентов $a(\gamma)$, $y_1(\gamma)$ и $y_2(\gamma)$ приведены в таблице:

γ	1	1,5	2	2,5	3	4	5
$a(\gamma)$	0,283	0,147	0,103	0,0852	0,0742	0,0725	0,0922
$y_1(\gamma)$	0,80	1,3	1,8	2,2	2,7	3,4	4,0
$y_2(\gamma)$	0,00045	0,011	0,032	0,10	0,18	0,38	0,65

Таким образом, из радиоастрономических данных (зная также расстояние до источника R) можно определить величины w_{cr}, w_e и H, только задаваясь значениями $\varkappa_r$ и $\varkappa_H$. У Земли $\varkappa_r \sim 100$, а в квазиравновесных условиях, вероятно, $\varkappa_H \sim 1$. Такие значения обычно и принимаются, но тем самым делаются два далеко идущих предположения. В нестационарных источниках космических лучей вполне возможно, что $\varkappa_H < 1$ или даже $\varkappa_H \ll 1$. Вблизи мощных источников инфракрасного и оптического излучения вполне может оказаться, что $\varkappa_r \gg 100$ в связи с большими потерями энергии, испытываемыми электронами. В некоторых случаях, когда ускоряются в основном электроны, возможно, что $\varkappa_r \ll 100$.

Определение наряду с w_e также поля H (или величины $\varkappa_r \varkappa_H$) возможно в принципе при одновременном использовании радио- и рентгеновских данных, если радиоизлучение является синхротронным, а рентгеновское излучение обусловлено обратным комптоновским рассеянием тех же релятивистских электронов на известном поле излучения. Однако и в этом случае (насколько нам известно, такая возможность фактически не была использована еще ни для одного источника) найти энергию космических лучей W_{cr} все равно нельзя, не задавшись также значением $\varkappa_r$ или $\varkappa_H$. Именно с этим обстоятельством и связана существенная неопределенность, касающаяся интенсивности космических лучей во Вселенной. В частности, до сих пор не выяснено, какова плотность энергии космических лучей $w_{cr,\,Mg} \equiv w_{Mg}$ в Метагалактике или ее части, прилегающей к Галактике. Поэтому продолжают обсуждаться [3-5], а иногда даже считаются предпочтительными, метагалактические модели происхождения космических лучей, в которых $w_{Mg} \approx w_G$, где $w_G \equiv w_{cr,\,G} \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3} — плотность энергии космических лучей у Земли и, как можно полагать, в значительной части Галактики.

Автор уже неоднократно излагал свое мнение по этому вопросу [2, 6-9]. Согласно этому мнению, метагалактические модели значительно менее вероятны, чем галактические модели происхождения космических лучей. Основные аргументы носят энергетический характер и связаны с данными

γ-астрономии. Мы не будем их здесь повторять *). Важно то, что все эти и другие аргументы не являются еще доказательством, особенно в отношении локальных метагалактических моделей, в которых $w_{Mg} \approx w_G$ лишь в некоторой ограниченной области вблизи Галактики.

Поскольку релятивистских электронов в Метагалактике заведомо меньше, чем у Земли (см. [8]), в метагалактических моделях вдали от Галактики $\varkappa_r \gg 100$. Трудно сомневаться и в том, что в этих моделях в межгалактическом пространстве $\varkappa_H \ll 1$, так как при $\varkappa_H \sim 1$ (т. е. при $w_{Mg} \sim H_{Mg}^2/8\pi \sim w_G \sim 10^{-12}$) поле $H_{Mg} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ *э*.

Итак, для убедительного решения судьбы метагалактических моделей и, главное, нахождения интенсивности космических лучей в удаленных областях Галактики, в радиогалактиках и т. д. радио- и рентгеновскими данными воспользоваться нельзя, и нужен новый, независимый метод. Как уже упоминалось (и в целом давно известно), таким методом и является изучение космических γ-лучей [2, 6, 10–15].

2. Протоны и ядра, входящие в состав космических лучей, претерпевают соударения с протонами и ядрами межгалактического или межзвездного газа. В результате ядерных соударений рождаются, в частности, π^0-мезоны и Σ^0-гипероны, быстро распадающиеся с образованием γ-лучей. Распад π^0-мезона с вероятностью 98,8% (т. е. практически всегда) происходит по каналу $\pi^0 \to 2\gamma$, в силу чего энергия γ-лучей от распада покоящегося π^0-мезона равна $E_\gamma = m_\pi c^2/2 = 67{,}5$ *Мэв*; среднее время жизни π^0-мезона составляет $0{,}84 \cdot 10^{-16}$ *сек*. Σ^0-гиперон распадается (фактически с вероятностью 100%) по каналу $\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$, энергия $E_\gamma \approx 77$ *Мэв*, среднее время жизни Σ^0-гиперона меньше 10^{-14} *сек*. Помимо непосредственного рождения π^0-мезонов при ядерных соударениях, они образуются также в результате распада различных мезонов и гиперонов ($K^\pm \to \pi^\pm + \pi^0$, $\Lambda \to n + \pi^0$ и т. д.), в силу чего опять же образуются γ-лучи. Вероятность и кинематика всех существенных реакций достаточно хорошо известны [13, 14] и дают возможность вычислить спектр γ-лучей с точностью, вполне достаточной с точки зрения обсуждаемых астрофизических приложений. При этом существенно, что поток космических γ-лучей генерируется, конечно, не моноэнергетическими частицами, а изотропными по направлениям космическими лучами с некоторой интенсивностью $I_{cr}(E)$. Поэтому происходит усреднение по спектру, и, конкретно, интенсивность γ-лучей с энергией E_γ равна

$$I_\gamma(E_\gamma) = N(L) \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma(E_\gamma, E)\, I_{cr}(E)\, dE, \tag{3}$$

где σ — соответствующее эффективное сечение, усредненное с учетом химического состава космических лучей и газа (учитывается, конечно, и тот факт, что при распаде π^0-мезона образуются два фотона),

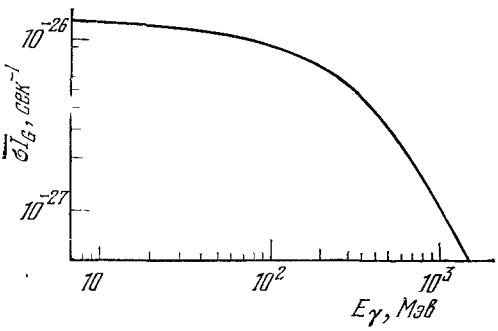
*) Заметим лишь, что по уточненным данным [10] интенсивность метагалактических γ-лучей I_γ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) $< 3 \cdot 10^{-5}$ *фотонов/см²сек·стер*, т. е. по крайней мере в три раза меньше, чем использованное в статье [8] значение. Это обстоятельство усиливает аргументы против некоторых метагалактических моделей, приведенные в [8]. В связи с заметкой [4] отметим также, что, как подчеркивалось в статье [7] (см. также [2]), стационарная космология и локальная теория квазаров «не подтверждены и встречают возражения. Поэтому метагалактическая теория происхождения космических лучей, которая нас здесь интересует, не находит дополнительного подтверждения со стороны упомянутых гипотез». Это и другие замечания, имеющиеся в статьях [2, 7], как легко видеть, не имеют по своему характеру и тону ничего общего с изложением аргументации автора, содержащимся в статье [4] (п. 5).

а $N(L) = \int\limits_0^L n(\mathbf{r})\,dr$ — количество частиц в газе вдоль луча зрения (в (3) и ниже для простоты интенсивность I_{cr} считается не зависящей от координат). Интегральная интенсивность $I_\gamma(>E_\gamma) = \int\limits_{E_\gamma}^{\infty} I_\gamma(E_\gamma)\,dE_\gamma$. Поток γ-лучей от дискретного источника

$$F_\gamma(>E_\gamma) = \int\limits_\Omega I_\gamma(>E_\gamma)\,d\Omega \approx \frac{(\overline{\sigma I_{cr}})\,N(V)}{R^2} =$$

$$= \frac{5\cdot 10^{23}\,(\overline{\sigma I_{cr}})}{R^2}\,M \text{ фотонов/см}^2\cdot\text{сек}, \qquad (4)$$

где Ω — телесный угол, R — расстояние до источника (в *см*), $N(V) = nV$ — число частиц (ядер) в источнике (объем V, средняя концентрация газа n) и $M = 2\cdot 10^{-24} N(V)$ — масса газа в источнике в граммах (химический состав источника считается отвечающим средней распространенности элементов, и поэтому, особенно для учета ядер He, масса «среднего» ядра в газе считается равной $2\cdot 10^{-24}$ *г*). Для спектра космических лучей у Земли (интенсивность $I_G(E)$) значение $(\overline{\sigma I_{cr}}) = (\overline{\sigma I_G}) = \int\limits_{E_\gamma}^{\infty}\int\limits_{E=E_\gamma}^{\infty} \sigma(E_\gamma, E) \times$



$\times\, I_G(E)\,dE\,dE_\gamma$ приведено на рисунке, взятом из работы [13]. Ниже мы будем пользоваться значением $(\overline{\sigma I_G})_{E_\gamma = 100\ Мэв} = 10^{-26}$ *сек*$^{-1}$, и, следовательно,

$$F_\gamma(E_\gamma > 100\ Мэв) =$$

$$= \frac{10^{-26} nV\,(w_{cr}/w_G)}{R^2} = \frac{5\cdot 10^{-3} M\,(w_{cr}/w_G)}{R^2} \text{ фотонов/см}^2\cdot\text{сек}, \qquad (5)$$

где w_{cr} — плотность энергии космических лучей в источнике в предположении, что форма их спектра там такая же, как у Земли (поэтому $w_{cr}/w_G = I_{cr}/I_G$). В пределах сделанного приближения, для источников типа Галактики, где доминирует неионизированный атомарный водород, $M \approx 1{,}2 M_{HI}$, где M_{HI} — масса нейтрального водорода; точность расчетов при этом может быть повышена, так как из данных о линии водорода ($\lambda = 21$ *см*) получается сразу отношение M_{HI}/R^2. В дальнейшем мы не будем стремиться к подобным уточнениям, которые сейчас еще не актуальны.

Заметим, наконец, что спектр γ-лучей «ядерного» происхождения, о которых идет речь, по понятным причинам сосредоточен в основном в области энергий $E_\gamma \gtrsim 50$—100 *Мэв* (красное смещение здесь, разумеется, не учитывается, и мы поэтому имеем в виду не слишком удаленные источники). Сказанное видно из рисунка и более конкретно из следующего примера [15]: для γ-лучей от распада π^0-мезонов отношение $\xi = \frac{F_\gamma(E_\gamma > 50\ Мэв) - F_\gamma(E_\gamma > 100\ Мэв)}{F_\gamma(E_\gamma > 100\ Мэв)} = 0{,}12$. В то же время для релятивистских электронов со спектром $I_e(E) = KE^{-2,6}$ в случае тормозных γ-лучей $\xi = 2{,}03$, а для γ-лучей от синхротронного излучения

или обратного комптоновского рассеяния $\xi = 0{,}74$. Таким образом, спектральные измерения потока γ-лучей позволяют сравнительно легко, в принципе, установить их «ядерную» природу. Если это сделано, то из измерений потока F_γ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) или соответствующей интенсивности I_γ мы сразу же получаем отношение w_{cr}/w_G в источнике, т. е. основной недостающий сейчас параметр. При этом, конечно, делается предположение о подобии спектров космических лучей в источнике и у Земли. Но для такого предположения, во-первых, имеются известные основания, и, во-вторых, в реальных условиях оно, по-видимому, может сказаться лишь на численном коэффициенте порядка единицы. Во всяком случае, определение плотности энергии w_{cr} или полной энергии $W_{cr} = w_{cr}V$ космических лучей в источниках даже указанным образом явилось бы принципиальным шагом вперед и, по моему убеждению, вообще важнейшим достижением астрофизики высоких энергий.

3. Выше мы не касались конкретных астрономических объектов. Между тем это нужно сделать, так как иначе возможности γ-астрономии останутся недостаточно ясными. Поэтому ниже остановимся на двух примерах — Магеллановых Облаках и центральной области Галактики.

Рассмотрение Магеллановых Облаков интересно, конечно, и само по себе. Однако в плане настоящей статьи этот пример особенно важен в связи с попытками ответить на вопрос: как наиболее убедительно выяснить судьбу метагалактических моделей происхождения космических лучей? Для этого достаточно определить плотность энергии космических лучей w_{Mg} в окружающей Галактику области. Если окажется, что $w_{Mg} \ll w_G \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, то метагалактические модели отпадут. Самым лучшим известным нам путем для решения этой проблемы как раз и представляется измерение потока γ-лучей от Магеллановых Облаков [16]. Для этих Облаков (Большого Облака LMC и Малого Облака SMC) расстояния до Солнца и масса нейтрального водорода соответственно равны [17]

$$R\,(\mathrm{LMC}) = 55\ \textit{кпс}, \quad R\,(\mathrm{SMC}) = 63\ \textit{кпс},$$
$$M_{\mathrm{HI}}\,(\mathrm{LMC}) = 1{,}1\cdot 10^{42}\ \textit{г}, \quad M_{\mathrm{HI}}\,(\mathrm{SMC}) = 0{,}8\cdot 10^{42}\ \textit{г}.$$

Поэтому, согласно (5), при $w_{cr} = w_G$

$$F_{\gamma,\,\mathrm{LMC}}\,(E_\gamma > 100\ \textit{Мэв}) \approx 2\cdot 10^{-7}, \quad F_{\gamma,\,\mathrm{SMC}}\,(E_\gamma > 100\ \textit{Мэв}) \approx \approx 1\cdot 10^{-7}\ \textit{фотонов/см}^2\cdot\textit{сек}. \qquad (6)$$

Как уже упоминалось, эти потоки можно вычислить и точнее. Здесь важно другое — потоки (6) непосредственно получаются в любых известных метагалактических моделях, ибо в этих моделях в Магеллановых Облаках, как и в Галактике, роль собственных источников космических лучей невелика, и поэтому $w_{Mg} \approx w_G \approx w_{\mathrm{SMC}} \approx w_{\mathrm{LMC}}$. В галактических моделях, напротив, нет никаких оснований ожидать соблюдения такого равенства. Даже при одинаковой активности источников космических лучей весьма вероятно, что $w_G > w_{\mathrm{LMC}} > w_{\mathrm{SMC}}$ в силу меньших размеров Облаков и соответственно более быстрого выхода из них космических лучей. Кроме того, в Галактике имеется, по-видимому, мощный центральный источник космических лучей (см. ниже), а в Облаках такого источника, вероятно, нет.

Итак, для убедительного опровержения метагалактических моделей происхождения космических лучей *) достаточно было бы установить,

*) Существенно, что речь идет о всех известных моделях, в то время как измерения изотропного фона γ-лучей могут послужить опровержением лишь тех моделей, в которых космические лучи заполняют очень большую область, в частности все метагалактическое пространство (к тому же плотность метагалактического газа еще не установлена).

например, что от обоих Облаков вместе взятых $F_{\gamma,\,\text{МС}}$ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) $\ll$ $\ll 3\cdot10^{-7}$ или что $F_{\gamma,\,\text{SMC}} \ll F_{\gamma,\,\text{LMC}}/2$. При уточнении расчетов указанные неравенства $\ll$ можно в принципе заменить неравенствами $<$. Существенно при этом, что любой вклад в поток γ-лучей, связанный с релятивистскими электронами, приведет только к увеличению потоков F_γ и тем самым никак не может повлиять на указанную интерпретацию, скажем, результата $F_{\gamma,\,\text{МС}}$ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) $\ll 3\cdot10^{-7}$. Назовем такой результат «отрицательным» и заметим, что имеется, как это часто бывает, известная асимметрия при интерпретации положительных и отрицательных результатов эксперимента. Так, если бы измерения потока γ-лучей от Магеллановых Облаков свидетельствовали о наличии заметного потока $F_{\gamma,\,\text{МС}} \gg$ $\gg 3\cdot10^{-7}$ (такой результат мы условно называем положительным), то это еще не доказывало бы справедливости метагалактических моделей, ибо такой поток мог бы в принципе генерироваться и космическими лучами (а также релятивистскими электронами), ускоренными в самих Облаках. Так или иначе, в крайней желательности измерений потока γ-лучей от Магеллановых Облаков сомневаться не приходится. Сделать это нелегко, поскольку в настоящее время измеряются лишь потоки F_γ ($E_\gamma >$ > 100 *Мэв*) $\sim 10^{-5}$ *фотонов/см*^{2} *сек* [18, 19]. Имеются, однако, реальные перспективы, особенно при длительных наблюдениях со спутников, измерять и значительно меньшие потоки [18–20], видимо, до 10^{-7}. В случае известного объекта возможность длительного слежения существенно облегчает задачу, и, таким образом, обсуждаемая возможность исследования γ-излучения от Магеллановых Облаков кажется вполне реальной задачей.

4. Поскольку эта задача все же сложна и в неменьшей степени из независимых соображений, представляет особый интерес вопрос о γ-излучении из центральной области Галактики. Такое излучение (с $E_\gamma > 100$ *Мэв*) уже наблюдали, причем интенсивность соответствующего («эквивалентного») линейного источника составляет [10] $(1{,}2 \pm 0{,}3)\cdot10^{-4}$ или, согласно [15], $(2{,}0 \pm 0{,}6)\cdot10^{-4}$ *фотонов/см*^{2} *сек·рад*. Если умножить это значение на угловое разрешение около $\pi/6$ (см. [10]), то для потока от центрального галактического источника получаем (здесь учтено также значение потока $(4{,}9 \pm 1{,}8)\cdot10^{-5}$ *фотонов/см*^{2} *сек*, приведенное в работе [21] на основании данных [10])

$$F_\gamma\,(E_\gamma > 100\ \text{Мэв}) = (3\text{—}10)\cdot10^{-5}\ \text{фотонов/см}^2\ \text{сек}. \qquad (7)$$

В отношении реальности этого результата и его интерпретации как свидетельства существования протяженного источника γ-лучей в центре Галактики высказывались, правда, сомнения [19], но скорее всего они не обоснованы, хотя, конечно, вопрос можно решить лишь путем новых наблюдений. В частности, необходимо выяснить также вопрос о существовании в плоскости Галактики и вблизи этой плоскости дискретных (локальных) источников γ-лучей, на что были указания в литературе [19]. Важно при этом подчеркнуть, что речь идет о потоках порядка 10^{-5}—10^{-4}, заведомо измеримых уже известными методами; поэтому в возможности получения вполне определенных результатов трудно сомневаться. Ниже будем считать значение (7) реальным. Тогда как на основании спектральных измерений [15] *), так и из ряда косвенных соображений представляет-

*) В [15] измерялось как раз упомянутое выше отношение $\xi = \dfrac{[F_\gamma\,(E_\gamma > 50\ \text{Мэв}) - F_\gamma\,(E_\gamma > 100\ \text{Мэв})]}{F_\gamma\,(E_\gamma > 100\ \text{Мэв})}$, которое оказалось меньше 0,5. Отсюда в [15] сделан вывод, что вероятность комптоновского или синхротронного происхождения наблюдаемых γ-лучей составляет лишь 6%.

ся наиболее вероятным, что речь идет о γ-лучах, генерируемых космическими лучами (т. е. в основном о продуктах распада π^0-мезонов). Принимая такую интерпретацию, сделаем несколько выводов [22].

Подставляя значение (7) в формулу (5), приходим к заключению, что в центральном галактическом источнике (индекс c) сосредоточены космические лучи с полной энергией

$$W_c = w_c V_c \approx (3-10)\cdot 10^{66}\,(w_G/n_c) \sim (3-10)\,10^{54}/n_c \text{ эрг}, \qquad (8)$$

поскольку $w_G \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, а расстояние от Солнца до центрального источника $R = 10$ *кпс*. Если центральный источник не считать малым (т. е. не считать его характерный размер L_c меньше или порядка 300 *пс*), то концентрацию газа n_c нельзя положить большей примерно единицы (при $L_c \sim 10^{21}$ *см* объем $V_c \sim 10^{63}$ и масса газа $M_c \sim 2\cdot 10^{-24} n_c V_c \sim \sim 2\cdot 10^{39} n_c \approx 10^6 n_c M_\odot$; при $n_c \sim 10$ уже $M_c \sim 10^7 M_\odot$, что, вероятно, является пределом для области с выбранным объемом). При $n_c \sim 1$ из (8) следует оценка $W_c \sim (3-10)\cdot 10^{54}$ *эрг*, что лишь на порядок меньше полной энергии космических лучей в Галактике [2, 7, 23]. С другой стороны, именно значение порядка 10^{55} *эрг* получается из анализа астрономических данных, свидетельствующих о взрыве галактического ядра, имевшем место примерно 10^7 лет назад [24, 25] (близкие значения для кинетической энергии и энергии космических лучей, выделяющихся при взрывах ядра Галактики, использовались еще в [6], стр. 209—210).

Если бы размер центрального γ-источника оказался меньше 200—300 *пс*, то не исключено значение $n_c \gtrsim 10$. При этом энергия W_c, конечно, уменьшается (см. (8)), но интенсивность космических лучей $I_{cr,\,c} \equiv I_c$, вообще говоря, не уменьшается. Например, при $n_c \sim 10$ и $V_c \sim 10^{63}$ из (8) получаем $W_c \sim (3-10)\cdot 10^{53}$, $I_c/I_G = w_c/w_G \sim 3\cdot 10^2 - 10^3$. Удержать космические лучи в течение 10^7 лет в меньшей области представляется весьма трудным (например, при $T_c \sim 3\cdot 10^{14}$ *сек* диффузионный путь $L \sim (2DT_c)^{1/2} \sim 10^{21}$ при $D \sim 10^{27}$ *см*^{2} *сек*$^{-1}$, что отвечает весьма малому значению $l \sim 0{,}03$ *пс* для эффективной длины свободного пробега $l \sim D/v$, $v \sim 10^{10}$ *см/сек*). Поэтому значение $W_c \sim 3\cdot 10^{53}$ представляется нам минимально возможным и скорее всего $W_c \gtrsim 3\cdot 10^{54}$ *эрг*. В этом случае центральный источник космических лучей был бы существен с точки зрения всего энергетического баланса космических лучей в Галактике (средняя мощность инжекции $U_c \sim W_c/T_c \gtrsim 10^{40}$ *эрг/сек*, что по порядку величины совпадает с полной мощностью инжекции в галактических моделях [2, 6, 23]).

Если значение (7) справедливо, то центральный источник испускает $\Phi_\gamma\,(E_\gamma > 100$ *Мэв*$) = 4\pi R^2 F_\gamma \sim (3-10)\cdot 10^{41}$ *фотонов/сек*, чему отвечает светимость $L_\gamma \sim \Phi_\gamma \overline{E}_\gamma \sim 10^{38}$ *эрг/сек*. Вместе с тем вся Галактика, если бы она была равномерно заполнена космическими лучами, излучала бы $\Phi_{\gamma,\,G}\,(E_\gamma > 100$ *Мэв*$) = 5\cdot 10^{-3}\cdot 4\pi M_g \sim 3\cdot 10^{41}$ *фотонов/сек*, поскольку полная масса газа в Галактике $M_g \approx 5\cdot 10^{42}$ *г* (см. [44]).

Если последующие измерения окончательно докажут существование центрального источника γ-лучей «ядерной» (точнее, π^0-мезонной) природы, а этого можно ожидать в ближайшее время, то тем самым будет также получен еще один веский аргумент против метагалактических моделей происхождения космических лучей, ибо в этих моделях основным, доминирующим источником космических лучей в Галактике являются другие галактики и квазары. Более того, если энергия космических лучей, которые образовались при взрывах галактического ядра и еще остались в центральной области, достигает 10^{55} *эрг*, то даже без учета генерации космических лучей в сверхновых (включая вклад от пульсаров) станет излишним привлечение метагалактических источников (фактически же, как можно думать, роль сверхновых существенна).

Сказанным дело не ограничивается, поскольку можно (и нужно) сопоставлять данные γ-астрономии с радиоастрономическими результатами. К сожалению, в случае протяженного источника нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики мы располагаем лишь старыми данными, приведенными в работе [26] (см. также [27]). Согласно этим данным поток от протяженного источника с размерами $1^\circ \times 3^\circ$ (вероятный объем $V \sim 10^{63}$ *см*^{3}) составляет $S_\nu = 3 \cdot 10^{-20}$ *эрг/см*^{2} *сек·гц* на частоте $\nu = 85{,}5$ *Мгц*, причем спектральный индекс $\alpha = 0{,}7$ ($\gamma = 2\alpha + 1 = 2{,}4$). Подставляя такие параметры в формулы (2), приходим для центрального радиоисточника к значениям (индекс r после c указывает на использование радиоданных)

$$W_{c,\,r} = \varkappa_r W_{e,\,r} \sim 3 \cdot 10^{51} \varkappa_H^{-3/7} \varkappa_r^{4/7} \text{ эрг}, \qquad H \sim 10^{-5} (\varkappa_H \varkappa_r)^{2/7} \text{ э}, \tag{9}$$

где радиоизлучение считается имеющим спектральный индекс $\alpha = 0{,}7$ в интервале 10^7—10^9 *гц*; к выбору этого интервала, а в известных пределах и других параметров оценки не особенно чувствительны. Если теперь, как и у Земли, положить $\varkappa_r \sim 100$ и $\varkappa_H \sim 1$, то (при $V_c \sim 10^{63}$)

$$W_{c,\,r} \sim 3 \cdot 10^{52} \text{ эрг}, \quad W_{e,\,r} \sim 3 \cdot 10^{50} \text{ эрг}, \quad H \sim 3 \cdot 10^{-5} \sim 10 H_G,$$
$$w_{c,\,r} = W_{c,\,r}/V_c \sim 3 \cdot 10^{-11} \sim 30 w_G, \quad w_{e,\,r} = W_{e,\,r}/V_c \sim 3 \cdot 10^{-13} \sim 30 w_{e,\,G}. \tag{10}$$

При всей грубости исходных данных (а потому в известной мере и оценок) приведенное значение $W_{c,r}$ представляется существенно меньшим определенного выше из γ-данных значения $W_c \sim 3 \cdot 10^{53}$—10^{55} *эрг*. Нет сомнений в необходимости уточнить данные, но если расхождение реально (автор склонен так считать), то оно вместе с тем вполне естественно и может быть обусловлено наличием в центральной области мощного инфракрасного источника [28]. В самом деле, в сильном поле излучения электроны претерпевают большие комптоновские потери, в силу чего значение $\varkappa_r = w_{cr}/w_e$ может существенно превосходить использованное выше значение у Земли. При $\varkappa_r \sim 10^4$ уже $W_{c,\,r} \sim 5 \cdot 10^{53}$ *эрг*. Кроме того, вполне возможно, что в центральной области $\varkappa_H < 1$ или даже $\varkappa_H \ll 1$, ибо нет никаких особых оснований для равенства энергии космических лучей и энергии магнитного поля в нестационарной области.

Вывод о том, что в центральной области $\varkappa_r \gtrsim 10^2$, прямо противоположен сделанному в работе [5], где считается вероятным значение $\varkappa_r \sim 5$. К такому заключению можно было прийти, однако, только ценой трех предположений: во-первых, полностью игнорируя данные γ-астрономии и их вероятную связь с распадом π^0-мезонов; во-вторых, полагая $\varkappa_H \sim 1$ и, в-третьих, считая рентгеновские лучи от центрального источника GCX (см. [29]) продуктом обратного комптоновского рассеяния. Ни для одного из этих предположений мы не видим в настоящее время никаких оснований. В частности, согласно [30], из рентгеновских данных $\alpha = 1{,}37 \pm 0{,}05$, а не $\alpha = 0{,}7$, как принимается в радиодиапазоне. Вполне возможно, что в рентгеновском источнике GCX действует не комптоновский механизм, и вообще этот источник может оказаться совокупностью дискретных источников (см., например, [31]). Вместе с тем, если бы даже дальнейшие измерения изменили ситуацию и привели к совпадающим значениям индекса α и угловых размеров протяженного источника в радио- и рентгеновском диапазонах, то все равно никаких убедительных заключений об интенсивности космических лучей (а значит, и о значении $\varkappa_r$) в центральной области сделать было бы нельзя. Как уже отмечалось, это связано с незнанием коэффициента $\varkappa_H$.

5. Подводя итоги, можно сказать, что только измерения потока γ-лучей и их спектра в области энергий $E_\gamma \gtrsim 50$ *Мэв* (помимо потока F_γ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) достаточно знания хотя бы упомянутого отношения ξ, характеризующего этот спектр) позволяют определить интенсивность и энергию протонно-ядерной компоненты космических лучей вдали от Земли. Использование этого пути заведомо возможно в случае существования мощного центрального источника в Галактике. По имеющимся данным такой источник существует, причем в нем полная энергия космических лучей $W_c \sim 3 \cdot 10^{53}$—10^{55} *эрг*, а средняя плотность энергии $w_c = W_c/V_c \gg w_G \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}. Возможно, что в этом источнике $\varkappa_r \gg 100$ и $\varkappa_H < 1$. Другим объектом, особенно привлекательным для решения важных вопросов (в первую очередь речь идет о судьбе метагалактических моделей происхождения космических лучей) являются Магеллановы Облака. В этом случае, однако, для измерения потока γ-лучей нужна аппаратура с большой чувствительностью, возможность создания которой в ближайшее время вероятна, но не доказана.

Выше мы сосредоточили внимание на γ-лучах «ядерного» происхождения, т. е. образующихся при ядерных соударениях космических лучей в газе. Более того, и в этом случае речь шла лишь об энергиях $E_\gamma \gtrsim 50$—100 *Мэв* *). Между тем известен целый ряд других возможностей и областей γ-астрономии [11-13, 18, 19, 22, 45]. Так, представляет интерес область энергий $E_\gamma = 1$—50 *Мэв*, в которую попадают γ-лучи от распада π^0-мезонов от объектов с большим параметром красного смещения z (конкретно речь идет о γ-излучении в модели Леметра [33], о наблюдении аннигиляции материи и антиматерии [34] при $z \gg 1$ и т. д.). Разумеется, при $E_\gamma < 50$ *Мэв* конкуренция процессов, отличных от π^0-распада, гораздо существеннее, чем при $E_\gamma > 50$ *Мэв*. Тем не менее известные возможности проводить измерения в области энергий $E_\gamma \sim 1$—50 *Мэв* тоже, несомненно, имеются (см. [18, 19, 34]). То же можно сказать о наблюдениях γ-лучей с энергией $E_\gamma > 10^{11}$ *эв*, которые проводятся путем обнаружения черенковского свечения в атмосфере [18, 19, 35]. Особого упоминания заслуживают γ-лучи, испускаемые возбужденными ядрами, возникающими при ядерных реакциях (см. в особенности [32]), и γ-излучение от аннигиляции позитронов и электронов (если не учитывать красное смещение, то эти γ-лучи должны концентрироваться вблизи энергии $E_\gamma = 0{,}511$ *Мэв*). Наконец, нет сомнений и в важности изучения γ-лучей, генерируемых, как и рентгеновские лучи, электронами с достаточно высокой энергией (имеются в виду тормозное и синхротронное излучение, а также обратное комптоновское рассеяние релятивистских электронов на инфракрасных, оптических и рентгеновских фотонах) **).

---

*) В области энергий $E_\gamma \gtrsim 50$ — 100 *Мэв*, помимо указанных измерений, большой интерес представляет также изучение изотропного фона. Здесь было бы существенно любое снижение установленного в настоящее время верхнего предела для интенсивности I_γ ($E_\gamma > 100$ *Мэв*) $< 3 \cdot 10^{-5}$ *фотонов/см*^{2}*сек·стер* (см. [10]). Знание верхнего предела I_γ, а тем более соответствующего значения I_γ, позволяет сделать определенные заключения о метагалактических космических лучах (см. [8, 13] и указанную там литературу), а также в значительной мере определяет минимальный доступный наблюдению поток F_γ от дискретных источников.

**) Рентгеновские лучи (энергия меньше сотен *кэв*; иногда рентгеновскими фотонами называют только фотоны с энергией меньше 100 *кэв*) излучаются в основном электронами, причем в результате перечисленных процессов тормозного и синхротронного излучения, а также обратного комптоновского рассеяния. В области мягких рентгеновских лучей интерес представляют также линии характеристических рентгеновских лучей, в первую очередь железа. Теоретические вопросы, связанные с рентгеновской астрономией, изложены в статьях [11, 36-39]. Состояние рентгеновской астрономии, а также γ-астрономии, к середине 1969 г. освещено в сборнике [36] (в УФН вопросы рентгеновской астрономии освещались или затрагивались в статьях [11, 18, 40-43]). Рентге-

Быть может, то или иное из перечисленных только что направлений и объектов исследований в области γ-астрономии приведет к очень существенным результатам. Тем не менее, как нам представляется, в настоящее время основным в γ-астрономии и решающим для ее развития в целом является изучение фотонов, генерируемых протонно-ядерной компонентой космических лучей. Получение соответствующих надежных данных для Галактики (в первую очередь для ее центральной области) и для Магеллановых Облаков, не говоря уже о более удаленных источниках, явится важнейшим достижением астрофизики высоких энергий (в частности, оно будет очень ценным для достижения прогресса в области проблемы происхождения космических лучей). В настоящее время вряд ли нужно доказывать, что астрофизика высоких энергий в свою очередь уже превратилась в неотъемлемую и существенную часть всей астрофизики.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН **87**, 65 (1965).
2. V. L. Ginzburg, The Origin of Cosmic Rays, N. Y., Gordon and Breach, 1969.
3. G. Setti, L. Woltjer, Nature Phys. Sci. **231**, 57 (1971).
4. G. Burbidge, K. Brecher, Comm. Astrophys. and Space Phys. **3**, 140 (1971).
5. И. С. Шкловский, Астрон. циркуляр СССР, № 661, 1 (1971).
6. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Rays, N.Y., Pergamon Press, 1964.
7. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, сборник Radio Astronomy and the Galactic System (IAU Symposium 31), ed. by H. van Woerden, N.Y., Academic Press, 1967, p. 411.
8. V. L. Ginzburg, Comm. Astrophys. and Space Phys. **2**, 1 (1970).
9. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, P. N. Lebedev Physical Institute of the Acad. Sci. USSR Preprint No. 77, Moscow, 1971; Proc. of the 12th Intern. Conference on Cosmic Rays (в печати).
10. G. W. Clark, G. P. Gardmire, W. L. Kraushaar, Astrophys. J. (Letters) **153**, 1203 (1968); Bull. Am. Phys. Soc. **15**, 564 (1970).
11. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН **84**, 201 (1964); Space Sci. Rev. **4**, 267 (1965).
12. G. G. Fazio, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **5**, 481 (1968).
13. F. W. Stecker, Cosmic Gamma Rays, Washington, NASA, 1971.
14. G. Cavallo, R. J. Gould, Nuovo Cimento **B2**, 77 (1971); Lett. Nuovo Cimento **2**, 734, 1199 (1971).
15. C. Fichtel, R. Hartman, D. Kniffen, M. Sommer, Astrophys. J. **171**. 31 (1972).
16. V. L. Ginzburg, Nature (1972).
17. B. J. Bok, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **4**, 95 (1966).
18. А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, О. Ф. Прилуцкий, УФН **105**, 209 (1971).
19. G. M. Frye, Gamma-ray Astronomy (12th Intern. Conference on Cosmic Rays, 1971) (в печати).
20. G. H. Rieke, T. C. Weekes, Astrophys. J. **155**, 429 (1969).
21. L. Maraschi, A. Treves, Astrophys. Lett. (1972).
22. V. L. Ginzburg, Ya. M. Khazan, ibid. (1972).
23. V. L. Ginzburg, Comm. Astrophys. and Space Phys. **2**, 43 (1970).
24. J. H. Oort, сборник Les Noyaux des Galaxies, Pontifical Academia Scientiarum, 1971, p. 321.
25. P. C. van der Kruit, Astron. and Astrophys. **13**, 405 (1971).
26. J. Lequeux, сборник [7], p. 393.
27. A. Maxwell, J. H. Taylor, Astrophys. Lett. **2**, 191 (1968).

новские данные, полученные за последние три года, содержатся в большом числе статей, помещенных в первую очередь в «Astrophysical Journal» (основное издание «Ap. J Letters») и в «Nature»; к числу этих статей относятся цитированные выше статьи [29–31].