

УДК 539.1

## КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В ГАЛАКТИКЕ

(Обзор)

В. А. Догель

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
2. Распространение космических лучей в Галактике
3. Область распространения космических лучей
  - 3.1. Радиогало
  - 3.2. Гамма-гало
4. Протонно-ядерная компонента космических лучей
  - 4.1. Распределение космических лучей в галактическом диске
  - 4.2. Плотность космических лучей в ближайших галактиках
  - 4.3. Протонно-ядерная компонента космических лучей в диффузионной модели
5. Происхождение легких вторичных частиц ( $e^+$ ,  $\bar{p}$ ,  $D$ ,  $He^3$ )
  - 5.1. Характеристики межзвездной среды
  - 5.2. Происхождение антипротонов
  - 5.3. Происхождение позитронов
6. Заключение

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о происхождении космических лучей является одним из главных в астрофизике. Он включает в себя целый комплекс проблем: где и как ускоряются космические лучи, какие процессы формируют их спектр, каков характер распространения этих частиц в Галактике и т. д. Указанным проблемам посвящено огромное количество исследований (см., например, монографии [1-5] и ссылки в них). Мы в данном обзоре попытаемся осветить лишь некоторые из этих вопросов.

К космическим лучам относят только заряженные частицы, имеющие внеземное происхождение, с кинетической энергией  $E_k \gtrsim 100$  МэВ. Наблюдаемый у Земли поток космических лучей состоит в основном из протонов ( $\sim 90\%$ ), ядер гелия ( $\sim 10\%$ ), а также небольшого количества других ядер. Помимо этого в состав космических лучей входят электроны ( $\sim 1\%$ ), позитроны ( $\sim 0,1\%$ ) и антипротоны ( $\sim 10^{-2}\%$ ). Подавляющая часть космических лучей ускоряется в источниках. Таковыми из энергетических соображений могут быть сверхновые звезды, пульсары, а также ряд других объектов. Космические лучи, инжектируемые источниками, именуются первичными (это протоны, ядра гелия и некоторые другие более тяжелые ядра, а также электроны). В составе космических лучей имеются вторичные частицы (позитроны, антипротоны и ядра Li, Be, B, F, P, Cl и других элементов). Исходя из некоторых соображений (см., например, [5]), считается, что основная их часть образуется при взаимодействии ядер первичных космических лучей с ядрами межзвездного газа в процессе распространения в межзвездном пространстве (возможно, что некоторая часть вторичных частиц образуется в источниках).

Наличие вторичных частиц оказывается весьма важным при анализе проблемы происхождения космических лучей. Так, из сопоставления наблюдаемых у Земли интенсивностей первичных и вторичных частиц можно определить, какую толщину вещества  $x$  должны пройти космические лучи в Галактике для образования вторичных ядер. Было

найден его значение  $x \approx 5 \div 7 \text{ г/см}^2$  [5]. Величина  $x$  связана с рядом параметров Галактики:

$$x \approx \bar{\rho} v \tau, \quad (1)$$

где  $\bar{\rho}$  — плотность межзвездного газа, усредненного по всему объему Галактики ( $\bar{\rho} = M_g/V_G$ ,  $M_g$  — масса газа в Галактике,  $M_g \approx 2 \cdot 10^{10} M_\odot$  [6], где  $M_\odot$  — масса Солнца,  $V_G$  — полный объем Галактики, в котором распространяются космические лучи),  $v$  — скорость ядер (в релятивистском случае  $v=c$ ),  $\tau$  — время жизни космических лучей в Галактике. Таким образом, из анализа состава космических лучей мы можем определить, какую область в Галактике они заполняют и с какой скоростью покидают Галактику — параметры весьма важные при анализе происхождения космических лучей. Отметим здесь, что согласно наблюдениям значение толщи  $x$  зависит от энергии частиц как

$$x \propto E^{-0,6} \text{ при } E > 1 \text{ ГэВ}. \quad (2)$$

Тогда из (1) следует, что  $\tau \propto E^{-0,6}$ , т. е. космические лучи с большими энергиями быстрее покидают Галактику.

Рассмотрим в этой связи, каков характер распространения космических лучей в Галактике.

## 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИКЕ

Распространение космических лучей в Галактике определяется в основном их взаимодействием с галактическим магнитным полем. Рассеяние частиц на неоднородностях поля приводит к тому, что средняя скорость движения частицы становится существенно меньше ее собственной скорости. Если частота рассеяния на неоднородностях  $\nu_\mu$  достаточно велика, то процесс распространения космических лучей в галактических магнитных полях можно описывать в рамках диффузионно-конвективного приближения [5]. Уравнение для функции распределения частиц, имеющих импульс  $p$  в точке  $r$  в момент времени  $t$  имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial r_i} D_{ij} \frac{\partial}{\partial r_j} f + (u \nabla) f - \frac{\nabla u}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial f}{\partial p} = 0. \quad (3)$$

Наличие в галактических магнитных полях заметной случайной компоненты приводит к тому, что распространение частиц как вдоль, так и поперек магнитного поля можно рассматривать как диффузию с изотропным коэффициентом диффузии [7, 8].

Для фурье-образа спектра плотности энергии магнитных неоднородностей  $W(k)$

$$W(k) = \int e^{-ikr} \langle H^2(r) \rangle dr,$$

где  $k$  — волновое число,  $H$  — напряженность галактического магнитного поля, коэффициент пространственной диффузии определяется выражением

$$D(E) \approx v^2 \left[ \frac{9}{2} \int_0^1 d\mu (1 - \mu^2) \nu_\mu(E) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь  $v$  — скорость частиц,  $\mu$  — косинус ихpitch-угла, а величина  $\nu_\mu$  имеет вид

$$\nu_\mu = 2\pi |\omega_H| \frac{k_{res} W(k_{res})}{H^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_H = ZeHc/E$  — гирочастота частицы с зарядом  $Ze$  и полной энергией  $E$ . Для частицы с импульсом  $p$  введено следующее обозначение резонансного волнового числа:

$$k_{\text{res}} = |ZeH/\rho c\mu|. \quad (6)$$

Если число магнитных неоднородностей (в данном случае МГД-волн), распространяющихся по (+) и против (—) поля, неодинаково, то в системе может возникнуть конвективный перенос частиц со скоростью  $u$

$$u = V_A \int_0^1 d\mu \frac{3(1-\mu^2)}{2} \frac{v_\mu^+ - v_\mu^-}{v_\mu^+ + v_\mu^-}, \quad (7)$$

где  $V_A$  — альфвеновская скорость.

При наличии пространственного градиента скорости  $u$  в системе должен происходить адиабатический разогрев (или охлаждение) частиц. Соответствующие члены, связанные с конвекцией, включены в уравнение (3).

Взаимодействие частиц с МГД-волнами может привести также к диффузии по модулю импульсов, с коэффициентом диффузии, задаваемым соотношением

$$D_{pp} = p^2 \left( \frac{V_A}{v} \right)^2 \int_0^1 d\mu 2(1-\mu^2) \frac{v_\mu^+ v_\mu^-}{v_\mu^+ + v_\mu^-}. \quad (8)$$

Однако, как показывает анализ распространения космических лучей (см. [5]), эффекты, связанные с конвективным переносом частиц и диффузией в пространстве импульсов, в целом по Галактике не существенны, и определяющим механизмом для функции распределения частиц  $f$  является пространственная диффузия. Отметим, что в каких-то выделенных областях галактического пространства (например в оболочках сверхновых, областях звездных ветров, молекулярных облаках и т. д.) процессы, связанные с конвекцией и диффузией по импульсам, могут играть заметную и, возможно, определяющую роль (см., например, [9–11]).

Вычисление средней величины коэффициента диффузии требует определения спектра флуктуаций магнитного поля в Галактике. Анализ этой проблемы в различных постановках задачи был осуществлен в серии работ (см. [5, 12–16]). В некоторых из них была предпринята попытка определить зависимость коэффициента диффузии от энергии частиц. Было получено, что

$$D(E) \propto E^{0,3-0,8} \quad (9)$$

и, в общем, согласуется с наблюдаемой зависимостью  $x(E)$  (см. (1), (2)), поскольку в рамках диффузионного приближения время жизни космических лучей  $\tau$  определяется соотношением

$$\tau(E) \sim h_h^2/D(E). \quad (10)$$

Здесь  $h_h$  — размер области распространения космических лучей в Галактике.

В некоторых из указанных работ оценивалась величина галактического коэффициента диффузии, исходя из полученных спектров флуктуаций магнитного поля. Она оказалась равной

$$D \sim 10^{28} \div 10^{29} \text{ см}^2/\text{с} \quad (11)$$

при энергиях частиц  $E \sim 1$  ГэВ.

### 3. ОБЛАСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

**3.1. Радиогало.** Основная часть звезд и галактического газа Галактики сосредоточены в ее диске. Радиус этого диска равен примерно  $a \sim 12 \div 16$  кпс, а его толщина  $2h_g$  для различных компонент звезд и газа колеблется в пределах  $100 \div 300$  пс (см. рис. 1). Возникает во-

прос, ограничена ли область распространения космических лучей этим диском или она занимает больший объем, т. е. галактический диск окружен гало с характерным размером  $h_h$  (см. рис. 1), где плотность

магнитной энергии и коэффициент диффузии имеют примерно среднегалактические значения во всем объеме. Существенного изменения характера движения частиц в этом случае можно ожидать на границах гало и за его пределами. Определение размеров галактического гало можно осуществить, используя компоненту космических лучей, плотность которой известна не только в окосолнечном пространстве, но и в удаленных от Солнца областях Галактики. Таковой является электронная компонента, пространственное

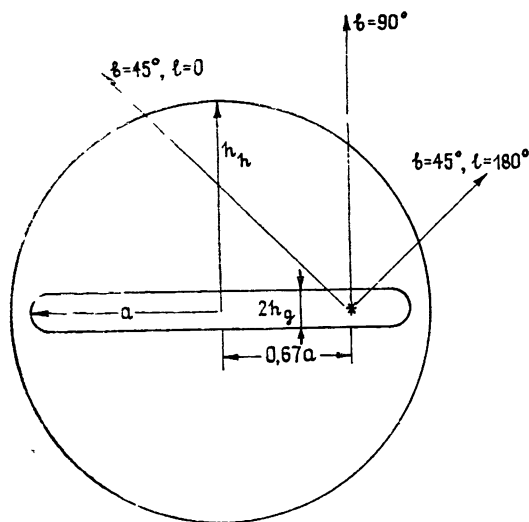


Рис. 1.

распределение которой можно найти, зная интенсивность наблюдаемого диффузного радиоизлучения.

Дело в том, что релятивистские электроны эффективно теряют свою энергию в галактических магнитных полях [3]

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{32\pi c}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{c}{(mc)^2} \frac{H^2}{8\pi} E_e^2. \quad (12)$$

Для характерных значений галактического магнитного поля  $H \sim 3 \div 5 \cdot 10^6$  Э возникающее в результате этих потерь синхротронное излучение попадает в радиодиапазон (см. ниже формулу (16)). Интенсивность этого излучения в направлении  $l$  на частоте  $\nu$  определяется из выражения [3, 17]

$$J(\nu) = \int dl \int dE_e P_\nu(E_e, r) f(E_e, r). \quad (13)$$

Здесь  $f(E_e, r)$  — плотность релятивистских электронов с энергией  $E_e$  в точке  $r$ ,  $P_\nu(E_e)$  — интенсивность излучения электрона с энергией  $E_e$  на частоте  $\nu$ ,

$$P_\nu(E) = \sqrt{3} \frac{e^3 H_\perp}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (14)$$

где

$$\nu_c = \frac{3eH_\perp}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad (15)$$

$K_{5/3}(\eta)$  — функция Макдональда. В пределе  $E \gg mc^2$  функция  $P_\nu(E)$  имеет максимум на частоте

$$\nu = 1,2 \cdot 10^6 H_\perp \left(\frac{F}{mc^2}\right)^2, \text{ Гц.} \quad (16)$$

Используя (13) для расчета интенсивности фонового радиоизлучения и сравнивая ее с наблюдаемой, мы можем оценить размер области Галактики, заполненной релятивистскими электронами.

Первые измерения интенсивности диффузного радиоизлучения обнаружили две его важные особенности. Во-первых, величина интенсивности этого излучения зависела от направления, с которого оно принималось, что свидетельствовало о галактической природе излучения (в случае метагалактической природы радифон должен быть изотропен). Во-вторых, наблюдаемый поток радиоизлучения в направлениях, перпендикулярных галактическому диску, оказался сравнимым с потоком, излучаемым галактическим диском, протяженность области излучения которого для наблюдателя, находящегося у Земли, составляет величину порядка нескольких килопарсек. Указанная выше особенность позволила предположить, что и в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, область, заполненная релятивистскими электронами, имеет примерно такой же масштаб.

Исходя из этих данных, в [18] (см. также [19]) было введено понятие гало космических лучей, радиоизлучение которого определяется синхротронным излучением релятивистских электронов. В этой работе отмечалось, что размер области гало, заполненной электронами, должен зависеть от их энергии и равен пробегу электронов в галактическом пространстве (см. (12), а также ниже (20)).

Позднее была обнаружена поляризация фонового радиоизлучения, что подтвердило предположение о его синхротронной природе.

Значительный поток высокоширотного излучения являлся веским, однако неокончательным доказательством существования галактического гало в силу того, что подобное же распределение интенсивности должно иметь место, если основная часть наблюдаемого излучения образуется в локальной области (местном галактическом рукаве), размеры которой вдоль и поперек галактического диска одинаковы. Кроме того, одной из трудностей анализа являлась неопределенность вкладов теплового излучения областей ионизованного водорода, а также различного рода галактических дискретных источников радиоизлучения. По этой причине дискуссии по вопросу о наличии гало у Галактики велись в течение нескольких десятков лет. Высказывались предположения как о полном отсутствии гало (или во всяком случае наличии слабого гало с размером не более 300 пс), так и наличии у Галактики огромного гало с размером порядка 100 кпс. В этой связи возникла необходимость в более глубоком анализе проблемы. Подобные исследования осложнялись тем, что, находясь внутри Галактики, мы не могли непосредственно из наблюдений определить размеры гало. Поэтому для надежной оценки его размеров были необходимы детальные расчеты распределения электронов в Галактике и его диффузного радиоизлучения.

Имелся также другой путь исследования проблемы гало: обнаружение радиогало у других галактик. В этом случае появлялась возможность его непосредственного наблюдения. Наличие такого гало у других галактик, конечно, не позволяло безоговорочно считать, что подобным же гало обладает наша Галактика, однако это являлось, несомненно, веским аргументом в пользу подобного предположения.

Прежде чем обсуждать проблему гало, отметим, что источники наблюдаемых у Земли релятивистских электронов заведомо расположены в Галактике [3]. Дело в том, что из-за сильных комптоновских потерь

$$\frac{dE_e}{dt} = - \frac{32\pi}{9} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{c\omega_{ph}}{(mc^2)^2} E_e^2 \quad (17)$$

в межгалактическом пространстве, обусловленных рассеянием на реликтовых фотонах теплового излучения с температурой  $3^\circ\text{K}$  ( $\omega_{ph} \simeq 0,25 \text{ эВ/см}^3$ ), электроны с энергиями 1 ГэВ и выше не могут выйти до солнечной системы даже от ближайшей радиогалактики. В результате уравнение для функции распределения электронов  $f_e$  в Галактике имеет вид

$$D\nabla^2 f_e + \frac{\partial}{\partial E} (b(E) f_e) = Q_e(r, E), \quad (18)$$

где  $b(E)$  описывает энергетические потери электронов ( $b(E) = dE_e/dt$ , см. (12) и (17)), а функция  $Q_e$  описывает распределение источников электронов, расположенных в галактическом диске.

Используя также выражение (13) для интенсивности радиоизлучения, из анализа задачи можно определить два свободных параметра: размер гало  $h_h$  и величину коэффициента диффузии  $D$ .

Аналитические и численные расчеты [20-28] позволили прийти к заключению, что размер радиогало Галактики должен быть достаточно велик,  $h_h \gtrsim 5 \div 12$  кпс, а спектр инжекции электронов источниками имеет степенной вид  $Q \propto E_e^{-\gamma_0}$ , где

$$\gamma_0 \simeq 2. \quad (19)$$

В пользу последнего результата свидетельствуют также наблюдения радиоизлучения от оболочек сверхновых как наиболее вероятных источников электронов [24]. Наблюдения показали, что в оболочках формируются степенные спектры электронов с показателем спектра, равным двум.

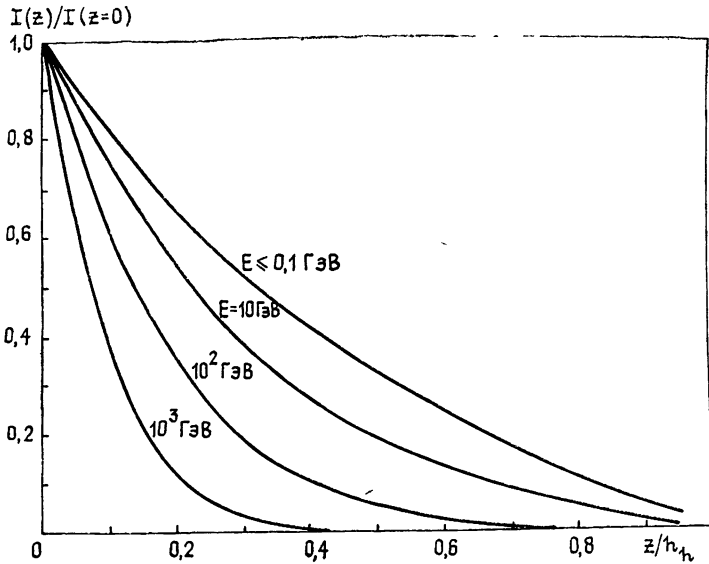


Рис. 2.

Заполнение гало электронами различных энергий показано на рис. 2, где  $I(z)$  — плотность электронов на расстоянии  $z$  от галактической плоскости [23]. Размер области заполнения гало  $Z_r(E)$  электронами с энергией  $E$  определяется их пробегом  $\lambda(E)$  [25]

$$\lambda^2(E) = \int \frac{dEb(E)}{D(E)}. \quad (20)$$

Тогда из выражений (2), (12) и (17) следует, что величина  $Z(E)$  меняется в зависимости от энергии, как [26]

$$Z_r(E) \propto E^{-0,3} \quad (21)$$

(см. рис. 2), или, используя (16), получаем, что размер радиогало  $Z_r(\nu)$  зависит от частоты  $\nu$ , как

$$Z_r(\nu) \propto \nu^{-0,15}. \quad (22)$$

Только электроны достаточно малых энергий,  $E < 1$  ГэВ, заполняют весь объем гало.

Оцениваемый поток радиоизлучения от Галактики оказался равным  $3 \cdot 10^{38}$  эрг/с, причем примерно 90% этого излучения приходится на гало и лишь около 10% излучается галактическим диском (ср. с [27]).

Исследования радиоизлучения других галактик в течение долгого времени вообще не обнаруживали у них заметного гало. Лишь в 1977 году появилось сообщение об обнаружении обширного радиогало у галактики NGC 4631 [28]. Примерно в это же время и несколько позднее появились сообщения об обнаружении радиогало у галактики NGC 891 и некоторых других галактик [29–32]. Таким образом, были получены прямые указания на существование радиогало. Размер радиогало этих галактик оказался порядка нескольких килопарсек, и его величина уменьшалась с увеличением частоты наблюдений, т. е. в полном соответствии с изложенным выше.

Отметим, что иногда в литературе для характеристики радиоизлучения Галактики используются термины: тонкий и толстый радиодиск, радиокорона (см., например, [27]). По сути дела первый термин обозначает упомянутый галактический диск, а оба вторых — не что иное, как радиогало.

Удивительным оказался тот факт, что далеко не все из исследованных галактик обладают заметным радиогало [33]. Даже сходная по своим параметрам с нашей галактика M 31, по-видимому, если и обладает, то очень слабым радиогало [34–36]. Здесь, правда, следует отметить, что выделение собственного радиоизлучения галактики M 31 сопряжено со значительными трудностями, поскольку она занимает довольно большую область на небе и расположена в той его части, где вариации наблюдаемого радиоизлучения могут быть связаны как с собственным излучением Галактики, так и с излучением гало галактики M 31.

Связано ли отсутствие (или наличие слабого) радиогало у галактик с неустойчивостью гало космических лучей [37, 38] или с особенностями генерации магнитного поля в гало (о галактическом динамо-см. [39]), эти вопросы остаются открытыми и требуют дальнейшего рассмотрения.

**3.2. Гамма-гало.** Наличие у нашей Галактики гало космических лучей должно приводить к его излучению не только в радио-, но и в гамма-диапазоне. Механизм гамма-излучения гало связан с комптоновским рассеянием электронов на фотонах. Средняя энергия гамма-квантов  $E_\gamma$ , генерируемых при рассеянии электрона с энергией  $E_e$  на фотоне с энергией  $\epsilon$ , определяется выражением

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

а интенсивность гамма-излучения в направлении  $l$  равна [3]

$$I_\gamma(E_\gamma) = \int dl \int_{E_\gamma}^{\infty} dE_e I(E_e, \mathbf{r}) \int_0^{\infty} d\epsilon \sigma(E_\gamma, E_e, \epsilon) n_{ph}(\epsilon, \mathbf{r}), \quad (24)$$

где  $n_{ph}(\epsilon)$  — плотность фотонов с энергией  $\epsilon$ ,  $I(E_e, \mathbf{r})$  — интенсивность электронов с энергией  $E_e$  в точке  $\mathbf{r}$ , а  $\sigma(E_\gamma, E_e, \epsilon)$  — сечение образования гамма-кванта с энергией  $E_\gamma$  при рассеянии электрона с энергией  $E_e$  на фотоне с энергией  $\epsilon$ . Сечение  $\sigma$  имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma(E_\gamma, E_e, \epsilon) = & \frac{1}{4} \pi \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{(mc^2)^2}{\epsilon^2 E^3} \left[ 2 \frac{E_\gamma}{E} - \frac{(mc^2)^2 E_\gamma^2}{\epsilon E^3} + \right. \\ & \left. + 4 \frac{E_\gamma}{E} \ln \frac{(mc^2)^2 E_\gamma}{4\epsilon E^2} + 8 \frac{\epsilon E}{(mc^2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Численные расчеты [23] с использованием уравнений (18) и (24) показали одно весьма существенное отличие в характеристиках радио- и гамма-излучения гало. Оно заключается в следующем. Как уже отмечалось выше, радиоизлучение гало составляет 90% всего излучения Галактики (и это позволяет легко его выделить), в то время как гамма-излучение гало составляет всего 30% излучения Галактики (общее излучение Галактики в гамма-диапазоне,  $E_\gamma > 100$  МэВ оценивается величиной  $10^{39}$  эрг/с).

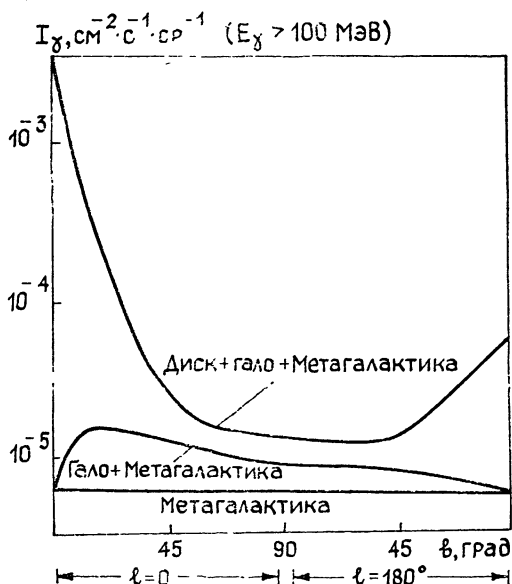


Рис. 3.

Значительная доля регистрируемого высокоширотного гамма-излучения ( $\sim 50\%$ ), по-видимому, определяется также Метагалактикой. Таким образом, в отличие от радиодиапазона пространственные вариации наблюдаемого гамма-излучения, обусловленные гало, невелики, и их выделение сопряжено с некоторыми трудностями.

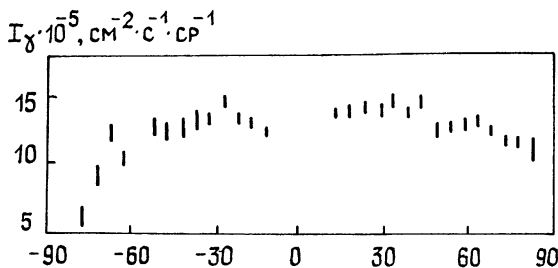


Рис. 4

На рис. 3 показаны расчеты ожидаемых вариаций интенсивности гамма-излучения, обусловленные как излучением всей Галактики, так и только ее гало, при  $E_\gamma > 100$  МэВ в зависимости от галактической широты  $b$  (т. е. на рис. 3 показаны вариации суммарной интенсивности диск+гало+Метагалактика и гало+Метагалактика). На рис. 4 показаны вариации наблюдаемой интенсивности гамма-излучения ( $E_\gamma = 70$  МэВ  $\div$  5000 МэВ) в зависимости от галактической широты  $b$ , град (здесь вычтен вклад галактического диска) [40], соответствующие вариации направлений наблюдений показаны на рис. 1 стрелками. Сравнивая рис. 3 и 4, мы видим, что в наблюдаемом высокоширотном гамма-излучении имеются широтные вариации, которые по своей природе обусловлены излучением гало (в случае отсутствия гало раз-



ность общий поток — поток диска должна быть изотропной). Величина наблюдаемого высокоширотного потока, не связанного с галактическим диском, такова, что размер гало не может быть меньше нескольких килопарсек, что подтверждает вывод, полученный из радиоданных.

Здесь следует, правда, отметить, что гамма-данные требуют дальнейшей проверки и уточнений.

Перейдем теперь к анализу протонно-ядерной компоненты космических лучей.

#### 4. ПРОТОННО-ЯДЕРНАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

##### 4.1. Распределение космических лучей в галактическом диске.

Происхождение наблюдаемой у Земли протонно-ядерной компоненты космических лучей до сих пор вызывает оживленные дискуссии. Обсуждаются две альтернативные возможности: 1) наблюдаемые частицы

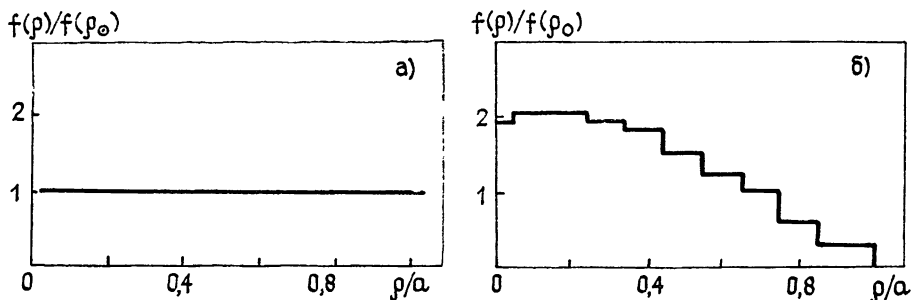


Рис. 5

инжектированы источниками, расположенными внутри Галактики — галактическая модель происхождения, 2) источники этих частиц расположены вне Галактики (в Местном скоплении галактик или в Местном сверхскоплении) — метagalacticкая модель происхождения.

Одной из характеристик, которая должна быть существенно различной в этих двух моделях, является распределение плотности протонно-ядерной компоненты в масштабах Галактики.

Если космические лучи имеют метagalacticкое происхождение, то их плотность в масштабах Галактики (а в принципе, и в существенно больших масштабах) постоянна. На рис. 5а показано распределение плотности космических лучей в галактическом диске, величина которой принята равной единице (в рамках метagalacticкой модели). Здесь  $\rho$  — расстояние от галактического центра,  $a$  — радиус галактического диска.

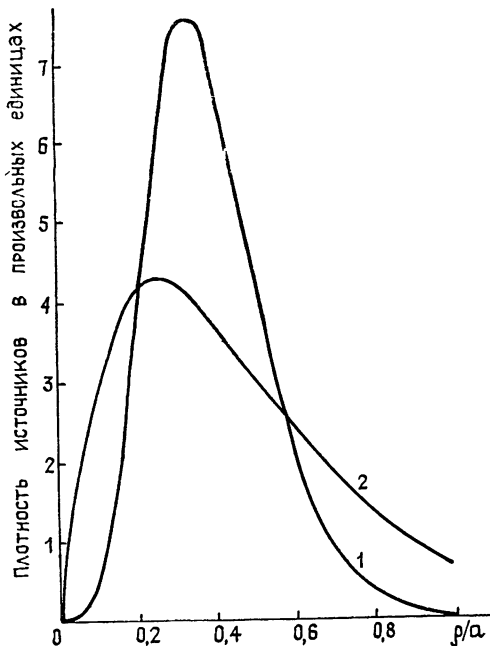


Рис. 6.

Иной характер распределения космических лучей в диске будет в случае их галактического происхождения. Поскольку плотность источников космических лучей спадает к границам диска, то соответственно должна спадать и плотность инжектируемых ими частиц. На

рис. 6 изображено распределение плотности вероятных галактических источников космических лучей: пульсаров (1) и сверхновых (2). На рис. 5б показаны выполненные в рамках диффузионной модели расчеты распределения плотности протонно-ядерной компоненты космических лучей в галактическом диске [23]. Здесь за единицу плотности принято ее значение у Земли (координата  $\rho_{\odot}/a = 0,67$ , см. рис. 1).

Из рис. 5а, б видно, что наличие или отсутствие градиента космических лучей в диске свидетельствует в пользу той или иной модели, и вопрос состоит в том, как определить распределение протонов и ядер в Галактике. В разд. 3.1 мы показали, что для электронной компоненты в этих целях используется галактическое радиоизлучение. Аналогичную роль для протонно-ядерной компоненты играет галактическое гамма-излучение. Дело в том, что гамма-излучение галактического диска при энергиях  $E_{\gamma} > 100 \div 300$  МэВ обусловлено взаимодействием протонно-ядерной компоненты с межзвездным газом. Интенсивность гамма-излучения галактического диска в направлении  $l$  определяется выражением [3]

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = \int dl n_{\text{H}}(r) \int dE \sigma(E_{\gamma}, E) I(E, r), \quad (26)$$

где  $n_{\text{H}}(r)$  — плотность газа в точке  $r$ ,  $I(E, r)$  — интенсивность протонно-ядерной компоненты с энергией  $E$  в точке  $r$ ,  $\sigma(E_{\gamma}, E)$  — сечение образования гамма-кванта энергии  $E_{\gamma}$  протоном с энергией  $E$ . Используя выражение (26), известное распределение газа в Галактике и наблюдаемую интенсивность гамма-излучения, можно вычислить значение плотности протонов  $n_{\text{cr}}(\rho)$  в различных областях галактического диска. Подобные расчеты были проведены в ряде работ, однако, к сожалению, получить убедительное указание в пользу той или иной модели происхождения не удалось. Так, анализ гамма-данных, проведенный в работах [41–43], со всей определенностью свидетельствует о наличии градиента протонов в галактическом диске, т. е.  $n_{\text{cr}} \neq \text{const}$ , что указывает на галактическое происхождение этих частиц. На рис. 7а представлено распределение плотности протонов в диске, полученное в работе [42]. С другой стороны, анализ гамма-данных, проведенный в [44], не обнаруживает заметных вариаций плотности протонов в галактическом диске, что может соответствовать их метагалактическому происхождению (см. рис. 7б).

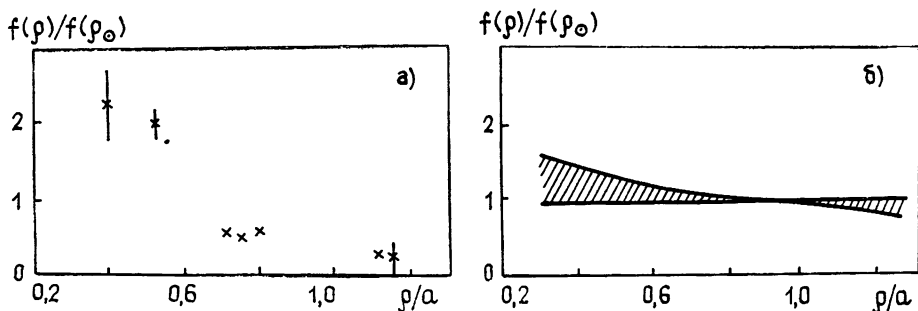


Рис 7.

Таким образом, в настоящее время представляется затруднительным решить вопрос о происхождении космических лучей из данных по диффузному гамма-излучению.

#### 4.2. Плотность космических лучей в ближайших галактиках.

Существует другая возможность решения проблемы происхождения протонно-ядерной компоненты космических лучей. Она основана на анализе гамма-излучения внегалактических источников. Если, как следует из метагалактической модели, плотность космических лучей в масштабах, много больших галактического, та же, что и у Земли, то

из выражения (26) мы можем легко оценить ожидаемый поток гамма-излучения от ближайших галактик, зная массу межзвездного водорода в них из радиоданных (линия 21 см). Наиболее подходящими для этой цели являются галактики Большое и Малое Магеллановы Облака [10, 45, 46]. Можно оценить, какой поток гамма-излучения должен наблюдаться на Земле от этих галактик, если плотность космических лучей там такая же, как и в околосолнечном пространстве. Потоки имеют следующие значения:

$$F_{\gamma, \text{БМО}} (E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}) \simeq 2 \cdot 10^{-7} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{с},$$

$$F_{\gamma, \text{ММО}} (E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}) \simeq 10^{-7} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{с}.$$
(27)

Указанные в (27) значения потоков не противоречат как галактической, так и метagalacticкой моделям происхождения космических лучей. Однако любое сильное отклонение от этих значений в ту или иную сторону (что и ожидается) немедленно будет свидетельствовать против метagalacticкой модели.

Как было указано в [10], для решения обсуждаемой проблемы более удобно определять не сами потоки от этих галактик, а их отношение  $F_{\gamma, \text{БМО}} / F_{\gamma, \text{ММО}}$ , что позволяет исключить ряд неопределенностей, содержащихся в оценках (27).

К сожалению, чувствительность существующих гамма-телескопов недостаточно высока, чтобы измерить указанные в (27) потоки, однако в будущем предложенный выше метод решения проблемы происхождения протонно-ядерной компоненты сулит, по-видимому, наибольшие перспективы.

**4.3. Протонно-ядерная компонента космических лучей в диффузионной модели.** Хотя решающих аргументов в пользу галактической модели происхождения космических лучей пока не получено, тем не менее, исходя из энергетических соображений, она представляется предпочтительной (см. [47]), поэтому рассмотрим, каковы должны быть параметры этой модели в соответствии с наблюдаемыми данными.

Функция распределения ядер сорта  $i$ ,  $f_i$  описывается, как мы уже обсуждали выше, уравнением [1, 5]

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} - \nabla (D \nabla f_i) + n_{\text{H}} v \sigma_i f_i = Q_i + \sum_{j>i} n_{\text{H}} v \sigma_{ij} f_j,$$
(28)

где  $\sigma_i$  — сечение неупругого взаимодействия ядер сорта  $i$  с ядрами межзвездного газа,  $n_{\text{H}}(r)$  — концентрация межзвездного газа,  $\sigma_{ij}$  — сечение рождения ядер сорта  $i$  из более тяжелых ядер сорта  $j$  (в процессе фрагментации последних),  $v$  — скорость ядер,  $Q_i$  — распределение источников ядер сорта  $i$  в Галактике. Источники космических лучей и межзвездный газ в основном содержатся в галактическом диске (см. рис. 1). Усредненная по диску плотность межзвездного газа равна  $n_{\text{H}} \simeq 1 \text{ см}^{-3}$ . Тогда величины  $\bar{\rho}$  и  $\bar{\tau}$  в выражении для толщи  $X$  (см. (1)) имеют значение  $\bar{\rho} \simeq m_{\text{p}} n_{\text{H}} (h_{\text{g}}/h_{\text{h}})$ ,  $\bar{\tau} \simeq h_{\text{h}}^2/D$ . Обычно полагается, что вторичные ядра не ускоряются в Галактике (см., однако, замечание в конце раздела), и их рождение обусловлено только взаимодействием первичных космических лучей с межзвездным газом, т. е. в уравнении (28) для них полагается  $Q_i = 0$ .

Используя наблюдаемый у Земли химсостав космических лучей, мы из цепочки уравнений (28) можем для заданного размера гало  $h_{\text{h}}$  оценить необходимую величину коэффициента диффузии  $D$ . Полученная таким образом в [48] зависимость  $D(h_{\text{h}})$  представлена на рис. 8 (кривая 1).

Аналогичную зависимость  $D(h_{\text{h}})$  можно получить также из обсуждавшегося в разд. 3.1 анализа радиоданных. Результаты такого анализа представлены на рис. 8 (кривая 2). Из рисунка видно, что обе

кривые пересекаются в точке  $h_h \simeq 10$  кпс,  $D \simeq 10^{28} \div 10^{29}$  см<sup>2</sup>/с (ср. с (11)).

Таким образом, в рамках обсуждавшейся галактической диффузионной модели удастся описать совокупность данных по химсоставу космических лучей, фоновому радио- и гамма-излучению в том случае, если Галактика обладает обширным гало  $h_h \sim 10$  кпс, а среднегалактический коэффициент диффузии равен  $D \sim 10^{29}$  см<sup>2</sup>/с.

Отметим, что, как и следовало ожидать в рамках этой модели, толщина вещества, проходимая различными ядрами, оказалась примерно одной и той же,  $x \simeq 5 \div 7$  г/см<sup>2</sup>, т. е. величина не зависит от атомного номера. Исключение составляют только легкие вторичные частицы (имеются в виду антипротоны, ядра дейтерия и He<sup>3</sup>, а также позитроны), которые, как кажется на первый взгляд, не вписываются в рассмотренную схему. Их происхождение мы рассмотрим в следующем разделе.

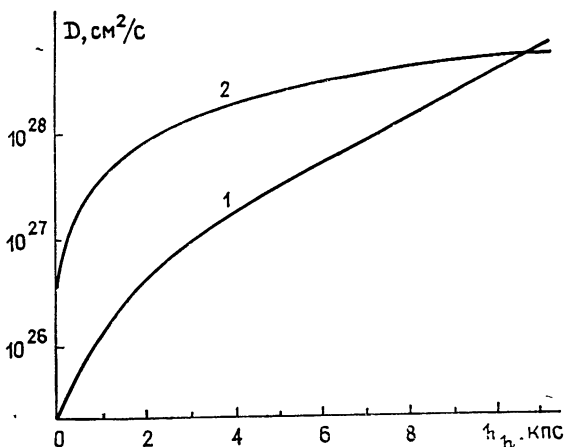


Рис. 8.

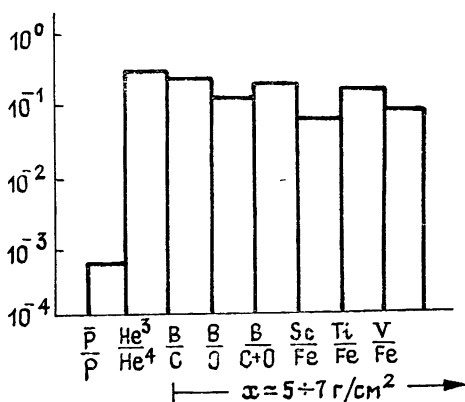


Рис. 9.

Исследуя уравнение распространения ядер в Галактике (см. уравнение (28)), мы полностью пренебрегли возможным влиянием статистического ускорения в межзвездной среде (см. уравнение (3)). Однако в последнее время появились указания на то, что данный процесс, действуя во всем межзвездном пространстве, возможно, играет некоторую роль в формировании химсостава космических лучей [49, 50]. Как мы увидим ниже, это ускорение также, по-видимому, играет определяющую роль в генерации указанных легких вторичных частиц.

Особенность, в частности, легких вторичных ядер может быть проиллюстрирована с помощью рис. 9, где показано относительное содержание вторичных ядер в составе космических лучей. (По оси абсцисс

обозначены вторичные ядра и порождающие их первичные ядра, а по ординате отложено отношение плотностей этих ядер.) Вторичные ядра, начиная с группы Li, Be, B и более тяжелые, прекрасно могут быть описаны в рамках уравнения (28). Однако использование этого уравнения для антипротонов и ядер He<sup>3</sup> дает интенсивность в несколько раз меньше наблюдаемой величины.

## 5. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ( $e^+$ , $\bar{p}$ , D, He<sup>3</sup>)

**5.1. Характеристики межзвездной среды.** В предыдущем разделе при анализе химсостава космических лучей с помощью уравнения (28) мы использовали усредненные характеристики межзвездной среды, полагая, например, что плотность газа в галактическом диске равна  $n_H \simeq 1 \text{ см}^{-3}$ . Однако относительно недавно данные анализа радио- и рентгеновского излучения галактического диска [51, 52] коренным образом изменили существовавшие ранее представления о межзвездной среде. Оказалось, что в основном это пространство заполнено горячим ( $T \sim 10^6 \text{ К}$ ) разреженным ( $n \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ) газом. Примерно  $10 \div 30\%$  объема диска заполнено «теплым» газом с температурой  $T \sim 10^4 \text{ К}$  и плотностью  $n \sim 0,3 \text{ см}^{-3}$ . Кроме этого имеются так называемые облака молекулярного водорода, которые занимают ничтожно малую часть объема диска, но содержат в себе значительную часть массы всего межзвездного газа (до 50%). Плотность газа в них равна  $10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ , температура  $T \sim 10 \text{ К}$ , а степень ионизации  $10^{-5} \div 10^{-8}$ .

По своим параметрам молекулярные облака существенно отличаются от окружающей среды, что может привести к изменению характера движения космических лучей в их окрестности. Поскольку масса газа в облаках велика, то по этой причине процесс генерации вторичных частиц в занятом ими объеме может быть иной, чем в схеме, описанной в предыдущем разделе.

Рассмотрим процессы взаимодействия космических лучей с молекулярными облаками. В плотной среде облаков значительно возрастают ионизационные потери частиц. Ионизационные потери нерелятивистской частицы с массой  $Am_p$ , зарядом  $Ze$  и кинетической энергией  $E_K$  в среде с плотностью  $n_H$  описываются уравнением [3]

$$\frac{dE_K}{dt} = -7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n_H \sqrt{\frac{2Am_p c^2}{E_K}} \left( 11,8 + \ln \frac{E_K}{Am_p c^2} \right) \frac{eB}{c}. \quad (29)$$

Действие этих потерь приводит к тому, что при достаточно малых энергиях ( $E_K < E_K'$ ) плотность космических лучей внутри облака оказывается меньше, чем в межоблачном пространстве [53, 54]. При диффузионном характере распространения частиц величина  $E_K'$  равна (см. [55])

$$E_K' = 20,8 \left( AZ \frac{R}{10 \text{ пс}} \right)^{4,3} \left( \frac{n_H}{D} \frac{10^{28} \text{ см}^2/\text{с}}{800 \text{ см}^{-3}} \right)^{2,3} \text{ МэВ}. \quad (30)$$

Здесь  $n_H$  — плотность газа в облаке радиуса  $R$ .

В результате поглощения частиц с энергиями  $E_K < E_K'$  возникает поток, направленный к облаку, что в свою очередь приводит к возбуждению МГД-волн (см., например, [5]). Инкремент волны с волновым числом  $k$  в точке  $r$  определяется уравнением [53]

$$\Gamma_{ex}(k, r) = \frac{4\pi^3 Z^2 e^2 V_A}{c^2 k} \int_{p_{\text{res}}}^{\infty} \left[ 3 \frac{k_{\parallel}}{k} D \left( p - \frac{p_{\text{res}}^2}{p} \right) (b \nabla f) - 2v_A p f \right] dp. \quad (31)$$

Здесь  $f$  — функция распределения космических лучей в окрестности облака,  $p$  — импульс частиц,  $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$  — вектор, направленный вдоль силовых линий магнитного поля,  $p_{\text{res}} = ZeB/kc$ ,

Затухание МГД-волн связано с трением заряженной компоненты газа о нейтральную [12, 53]

$$\Gamma_{in} = 1,7 \cdot 10^{-10} \left( \frac{n_n}{0,4 \text{ см}^{-3}} \right) \left( \frac{T}{7 \cdot 10^3 \text{ К}} \right)^{1,2} \text{ с}^{-1}. \quad (32)$$

В результате условие возбуждения МГД-волн

$$\Gamma_{ex}(k, r) - \Gamma_{in}(r) > 0. \quad (33)$$

При выполнении условия (33) мы можем ожидать изменения входящей в выражение (5) функции  $W(k)$  и по этой причине иного по сравнению с остальным межзвездным пространством характера распространения низкоэнергичных космических лучей в окрестности облака.

Рассмотрим, при каких параметрах облаков не происходит изменения характера движения частиц, т. е. в этом случае при заданных значениях плотности газа  $n_n$ , радиуса  $R$  и величине коэффициента диффузии  $D = 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$  должно во всех точках пространства  $r$  и при всех значениях  $k$  выполняться условие:  $\Gamma_{ex}(k, r) - \Gamma_{in}(r) \leq 0$ . Результаты вычислений показаны на рис. 10. Кривая, изображенная на этом рисунке, отделяет область возбуждения волн, где при некоторых  $k$  имеет место неравенство (33), от области устойчивости, где при всех  $k$  и во всех точках  $r$  выполняется условие  $\Gamma_{ex}(k, r) - \Gamma_{in}(r) \leq 0$ . На этом же рисунке точками обозначены отдельные галактические молекулярные облака. Из рисунка видно, что практически все отмеченные облака попадают в область возбуждения волн при значении  $D = 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$ , поэтому там характер движения частиц должен быть иным, чем в межоблачном пространстве, где распространение частиц описывается уравнением (28).

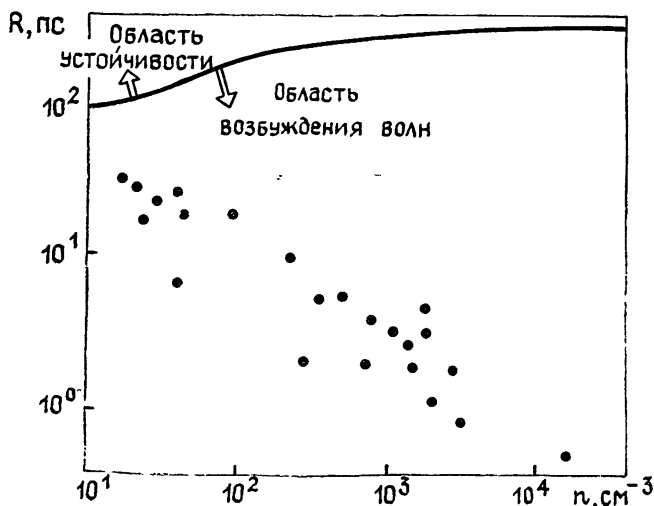


Рис. 10.

Внутри облака, как мы уже отмечали выше, проникают частицы с энергиями  $E_k > E_k^t$ . Величина  $E_k^t$  в данном случае определяется спектром турбулентности магнитного поля, возбуждаемым в непосредственной окрестности облака.

Рассмотрим теперь процессы, которые могут определить движение более высокоэнергичных частиц ( $E > E_k^t$ ) в облаках. Одним из таких факторов являются флуктуационные электромагнитные поля, которые могут возбуждаться в облаках под действием наблюдаемой там турбулентности нейтрального газа [11]. Движение замагниченных частиц в этих полях описывается уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla (D_x \nabla f) + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \gamma D_\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma f) + Gf \right), \quad (34)$$

где  $D_x$  и  $D_\gamma$  — коэффициенты диффузии частиц в координатном и энергетическом пространстве,  $G$  — функция, описывающая энергетические потери частицы,  $\gamma$  — гамма-фактор частицы. Значения коэффициентов диффузии имеют приближенный вид

$$D_x \simeq \frac{\pi c L_{\text{cor}}}{6}, \quad D_\gamma \simeq \frac{\pi u_0^2}{3c L_{\text{cor}}}, \quad (35)$$

где  $L_{\text{cor}}$  — корреляционная длина возбуждаемых флуктуаций магнитного поля,  $L_{\text{cor}} \simeq 10^{13}$  см, а  $u_0$  — значение скорости в основном энерго-содержащем масштабе турбулентности нейтрального газа,  $u_0 \simeq 10^6$  см/с.

Весьма существенным моментом в формировании спектра частиц в облаках является наличие там статистического ускорения, которое согласно оценкам имеет наименьшее характерное время  $1/D_\gamma \ll R^2/D_x$  и таким образом играет определяющую роль. Это обстоятельство коренным образом отличает характер распространения частиц в облаках и в межоблачном пространстве, где статистическое ускорение если и действует, то значительно менее эффективно.

Уравнение движения в облаках незамагнитенных частиц ( $\gamma > \gamma_0 = \omega_H L_{\text{cor}}/c$ ) имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \gamma^2 D_x \nabla^2 f + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \gamma^2 D_\gamma \frac{\partial f}{\partial \gamma} + Gf \right), \quad (36)$$

где приближенные значения  $D_x$  и  $D_\gamma$  равны

$$D_x = \frac{D_x}{\gamma_0^2}, \quad D_\gamma = D_\gamma \gamma_0^2. \quad (37)$$

Из уравнения (36) мы видим, что коэффициент пространственной диффузии растет с увеличением энергии частиц. В результате незамагнитенные частицы быстро покидают облако, а функция их распределения экспоненциально падает при  $\gamma > \gamma_0$ , т. е. при  $\gamma \sim \gamma_0$  имеется обрыв в спектре распределения частиц, ускоряемых в облаках. Согласно оценкам этот обрыв имеет место при энергиях частиц  $E \sim 10 \div 10^2$  ГэВ.

Для замагнитенных частиц ( $\gamma < \gamma_0$ , см. уравнение (34)) механизм статистического ускорения формирует внутри облаков жесткие спектры ( $f \propto \gamma^{-1}$ ). Трансформация спектра космических лучей, проникающих внутрь облака из межоблачного пространства показана на рис. 11, где 1 — спектр космических лучей в межзвездном пространстве, 2 — спектр космических лучей внутри облака. Важным является то, что имеется интервал энергий частиц, в котором плотность космических лучей внутри облаков выше, чем в межоблачном пространстве. Согласно оценкам плотность протонов при энергии  $E \sim 1$  ГэВ может быть более чем на порядок повышена внутри облаков.

В этой связи отметим такой факт. Анализ гамма-излучения от ряда молекулярных облаков также указывает на повышенную в них по сравнению с межзвездным пространством плотность космических лучей [56, 57], что, по-видимому, свидетельствует о действии механизмов ускорения в облаках.

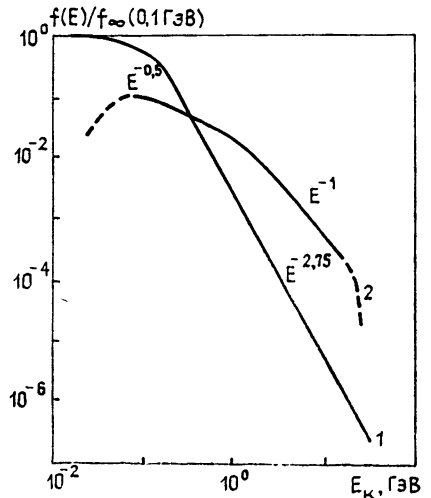
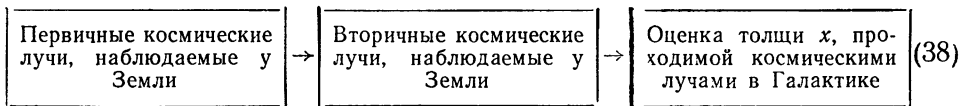


Рис. 11.

Согласно рассматриваемой схеме в молекулярных облаках повышена плотность космических лучей. По этой причине облака могут быть идеальными областями генерации вторичных частиц. Здесь, правда, следует иметь в виду, что образование вторичных ядер в облаках может иметь место в том случае, если характерное время статистического ускорения не превышает время жизни относительно ядерных столкновений. Оценки показывают, что это условие выполняется для ядер с атомным номером  $A < 10$ . Более тяжелые ядра в облаках не ускоряются, и схема образования таких вторичных ядер в Галактике, описываемая уравнением (28), представляется оправданной. Для вторичных ядер с  $A < 10$  мы должны дополнить схему (28) уравнениями, описывающими их генерацию в каких-то выделенных областях галактического пространства (в молекулярных облаках или плотных оболочках сверхновых).

Отметим здесь те различия, которые должны иметь место в анализе легких и тяжелых вторичных ядер с  $A < 10$  и  $A \geq 10$ .

Для вторичных ядер с  $A \geq 10$  в уравнении (28) полагаем  $Q_i = 0$  и осуществляем анализ по схеме:



Для всех вторичных ядер с  $A \geq 10$  схема (38) даст примерно одну и ту же величину  $x \simeq 5 \div 7$  г/см<sup>2</sup>, как и ожидается из уравнения (28).

Распространение вторичных ядер с  $A < 10$  в межзвездном пространстве также описывается уравнением (28), однако  $Q_i \neq 0$ , величина  $Q_i$  связана с инжекцией этих частиц молекулярными облаками (или плотными оболочками сверхновых). Поэтому использование для оценки  $x$  схемы (38), в которой  $Q_i = 0$ , в случае таких вторичных частиц может дать неверные результаты. В самом деле, как мы уже отметили, интенсивность антипротонов и ядер He<sup>3</sup> (см. рис. 9) аномально высока, и оценка величины  $x$  при  $E \sim 1$  ГэВ по этим ядрам в рамках схемы (38) дает величину: по антипротонам  $x \simeq 21$  г/см<sup>2</sup> [58], для ядер He<sup>3</sup>  $x \simeq 15$  г/см<sup>2</sup> [59], что существенно выше ожидаемых 7 г/см<sup>2</sup>.

В связи с вышеизложенным естественно предположить, что данные вторичные ядра предварительно ускоряются, например в молекулярных облаках, что и объясняет их аномально высокую интенсивность.

Обсудим более детально происхождение этих вторичных частиц.

**5.2. Происхождение антипротонов.** На рис. 12 приведены результаты измерений потока антипротонов у Земли  $f_{\bar{p}}$  при различных энергиях [60–62]. На этом же рисунке (кривая 1) показан ожидаемый поток антипротонов в рамках «классической» модели происхождения вторичных ядер в Галактике, т. е. используя уравнение (28) с  $Q_{\bar{p}} = 0$ . Из рисунка видно, что при  $E \sim 1$  ГэВ ожидаемый поток в четыре раза ниже измеряемого. Еще более неожиданный результат был получен в области энергий  $E < 1$  ГэВ — ниже порога рождения антипротонов, где ожидаемый поток оказался меньше измеряемого на несколько порядков.

Таким образом, рассмотренную выше схему необходимо дополнить генерацией антипротонов в каких-то выделенных областях Галактики.

Одна из возможностей состоит в том, что антипротоны генерируются в оболочках молодых сверхновых звезд. Протоны, инжектируемые пульсаром, взаимодействуют с газом окружающей оболочки, в результате образуются антипротоны. Преимуществом такой схемы является то, что протоны в плотной оболочке могут проходить большую толщину вещества, что и обуславливает генерацию большого потока антипротонов [40]. Основная доля антипротонов инжектируется в меж-



звездное пространство в тот момент, когда оболочка становится прозрачной для протонов, т. е. именно в тот момент, когда толщина, проходимая протонами в оболочке, равна примерно  $50 \text{ г/см}^2$ . Относительно большой поток антипротонов в область энергий ниже порога рождения ( $E_{\bar{p}} < 1 \text{ ГэВ}$ ) в этом случае может быть связан со статистическим ускорением частиц в оболочке (член  $D_{pp}$  в уравнении (3)), которое создает поток частиц в область низких энергий.

Отметим также другие возможности генерации антипротонов в Галактике: при взрыве сверхновых внутри молекулярных облаков [63, 64] или при взаимодействии с облаком ударного фронта сверхновой, взорвавшейся в межоблачном пространстве [65].

Указанный высокий поток антипротонов может быть обусловлен также и рассмотренным выше статистическим ускорением частиц внутри облаков. Спектр образующихся внутри облаков антипротонов в этом случае подобен спектру породивших их протонов (см. рис. 11). При  $E_{\bar{p}} \sim 10 \div 10^2 \text{ ГэВ}$  имеет место завал в спектре, в интервале энергий  $E_{\bar{p}} \sim 1 \div 10 \text{ ГэВ}$  функция  $f_{\bar{p}} \propto E_{\bar{p}}^{-1}$  и, наконец, в области энергий  $E_{\bar{p}} < 1 \text{ ГэВ}$  функция  $f_{\bar{p}}$  имеет следующий вид:  $f_{\bar{p}} \propto E_{\bar{p}}^{-1.2}$ . Большая интенсивность антипротонов в области энергий ниже порога рождения связана с диффузией в энергетическом пространстве (см. уравнение (34)).

Для оценки плотности антипротонов в межоблачном пространстве используем уравнение (28), в которое включим член  $Q_{\bar{p}}$ , связанный с инжекцией антипротонов, мы из уравнения (28) можем определить характеристики этого спектра в межоблачном пространстве. Грубые оценки показывают, что в рамках модели ускорения частиц в облаках мы можем получить наблюдаемую интенсивность антипротонов у Земли (см. рис. 12, кривая 2). Спектр антипротонов у Земли в рамках этой модели должен иметь следующие характеристики.

1. Из-за зависимости коэффициента диффузии  $D$  от энергии  $E$  (см. выражение (9)) спектр антипротонов в межоблачном пространстве становится мягче:  $f_{\bar{p}} \propto E_{\bar{p}}^{-1.6}$ , однако и в этом случае он является более жестким, чем наблюдаемый спектр протонов у Земли ( $f_p \propto E_p^{-2.75}$ ). Таким образом, отношение плотностей антипротонов и протонов должно расти с увеличением энергии  $\bar{p}/p \propto E^{1.1}$ .

2. Спектр антипротонов должен иметь обрыв при энергии  $10 \div 100 \text{ ГэВ}$ .

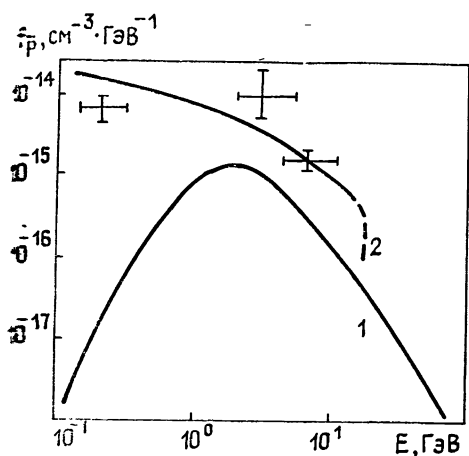


Рис. 12

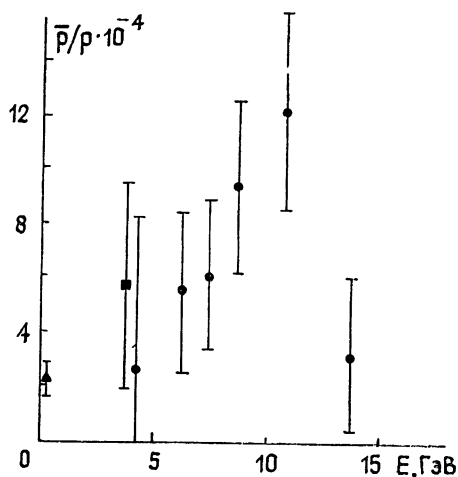


Рис. 13.

Интересно отметить, что характеристики наблюдаемого спектра антипротонов удивительным образом соответствуют тому, что мы ожи-

даем в рамках модели ускорения частиц в облаках. На рис. 13 представлено наблюдаемое у Земли отношение плотностей антипротонов и протонов при различных энергиях [66]. Из рисунка видно, что при энергиях  $E_{\bar{p}} > 1$  ГэВ отношение  $\bar{p}/p$  растет с энергией и имеет место «завал» в спектре антипротонов при энергии  $E_{\bar{p}} \sim 10$  ГэВ.

Конечно, следует иметь в виду, что точность измерений спектра антипротонов невелика, и необходимы дальнейшие исследования.

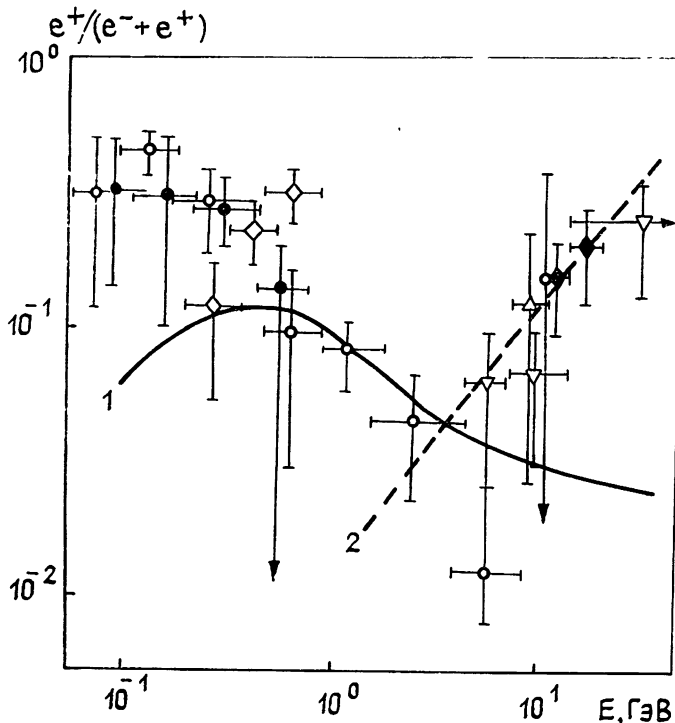


Рис 14.

**5.3. Происхождение позитронов.** Позитроны космических лучей, как и антипротоны, по-видимому, имеют вторичное происхождение и образуются при взаимодействии протонов космических лучей с ядрами газа. Наблюдаемое отношение плотностей позитронов и электронов  $e^+/e^-$  показано на рис. 14 [67]. Заметим, что основная часть электронов является первичными частицами и их наблюдаемый у Земли спектр имеет вид  $f_e \propto E_e^{-3}$  при  $E_e > 1$  ГэВ. В этой же области энергий спектр позитронов, исходя из диффузионной модели при  $Q_{e^+} = 0$ , должен иметь вид  $f_{e^+} \propto E_e^{-3,4}$ . Ожидаемое отношение  $e^+/e^-$ , рассчитанное с помощью уравнений (18) и (28), показано на рис. 14 (кривая 1). Видно, что расчеты и наблюдения довольно хорошо согласуются до энергии  $E_e \sim 3$  ГэВ (анализ спектра космических лучей в области  $E < 1$  ГэВ сложен из-за его искажения (модуляции) в околосолнечном пространстве). При более высоких энергиях имеется существенное расхождение. В этой области энергий отношение  $e^+/e^-$  начинает расти [67, 68], что указывает на наличие в Галактике источников, инжектирующих позитроны с жесткими спектрами (прямая 2). В принципе такими источниками могли бы быть пульсары. Однако, как показывают расчеты [69, 70], спектр инжекции позитронов пульсарами имеет вид  $Q_{e^+} \propto E_e^{-2}$ , т. е. такой же, как и спектр электронов (см. выражение (19)). В этом случае спектр позитронов по своим спектральным характеристикам должен быть абсолютной идентичен спектру электронов, и отношение  $e^+/e^-$  не должно зависеть от энергии  $e^+/e^- \simeq \text{const}$ . Поскольку это совершенно не соответствует наблюдениям, то рассмотрим другую возможность — инжекцию позитронов молекулярными облаками. В этом

случае мы должны дополнить уравнение (28) членом  $Q_{e^+}$ , описывающим инжекцию позитронов облаками. Поскольку  $Q_{e^+} \propto E_e^{-1}$ , то согласно уравнению (28) под действием энергетических потерь и диффузии спектр позитронов в межоблачном пространстве и отношение  $e^+/e^-$  должны иметь вид:  $f_{e^+} \propto E_e^{-1,7}$ ,  $e^+/e^- \propto E_e^{1,3}$ , т.е.  $e^+/e^-$  должно расти с энергией, что, как видно из рис. 14, имеет место при  $E_e > 3$  ГэВ.

Таким образом, мы можем предположить, что наблюдаемые у Земли позитроны при энергиях  $E_e \leq 3$  ГэВ образуются в межоблачном пространстве при взаимодействии космических лучей с газом (кривая 1 на рис. 15), а позитроны с энергиями  $E_e > 3$  ГэВ инжектированы облаками (кривая 2 на рис. 15). На рис. 15 показан предполагаемый спектр позитронов в межоблачном пространстве.

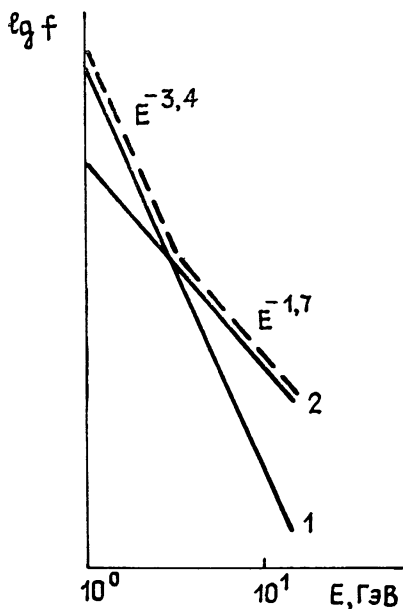


Рис. 15.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, мы приходим к заключению, что комплекс наблюдательных данных удастся описать в рамках диффузионной модели. Анализ этой модели приводит к тому, что Галактика обладает обширным гало с размером порядка 10 кпс, а распространение частиц описывается эффективным коэффициентом диффузии  $D \sim 10^{28} \div 10^{29}$  см<sup>2</sup>/с.

Наряду с данными по электронно-позитронной компоненте космических лучей, радио- и гамма-излучению Галактики в рамках этой модели при одних и тех же параметрах удастся описать данные по протонно-ядерной компоненте космических лучей. Это является еще одним, хотя и косвенным указанием на галактическое происхождение последней.

В данной статье мы не обсуждали подробно весьма важного вопроса о том, какие же конкретно источники в Галактике инжектируют космические лучи. Из наблюдений известно, что мощность этих источников должна иметь величину порядка  $10^{40} \div 10^{41}$  эрг/с [1, 3]. Анализ различных вариантов показал, что необходимую мощность могут обеспечить сверхновые звезды [1]. Наблюдаемый поток радио- и гамма-излучения оболочек сверхновых указывает на то, что в этих звездах действительно происходит ускорение электронов и протонов [24, 71].

Некоторая часть космических лучей может быть ускорена в пульсарах. Ряд вопросов ускорения частиц в магнитосферах пульсаров обсуждается в обзоре В. С. Бескина, А. В. Гуревича и Я. Н. Истомина, опубликованном в этом номере журнала.

Весьма важным событием для решения проблемы происхождения космических лучей является открытие высокоэнергичного гамма-излучения от галактического рентгеновского источника Лебедь X-3 (см. обзор [72]), которое указывает на ускорение там заряженных частиц до больших энергий. По всей вероятности, этими частицами являются протоны, которые генерируют высокоэнергичное гамма-излучение через процесс образования  $\pi^0$ -мезонов. Генерация гамма-излучения ускоренными электронами в этом объекте маловероятна из-за высокого темпа энергетических потерь для них. Наблюдаемые гамма-кванты с энергией

$\sim 10^{16}$  эВ должны генерироваться протонами с энергией порядка  $10^{17}$  эВ. Таким образом, впервые, по-видимому, в Галактике обнаружен источник высокоэнергичных протонов. Оцениваемая светимость этого источника в высокоэнергичных протонах равна  $\sim 10^{40}$  эрг/с [73].

Данное обстоятельство может существенно изменить сложившиеся представления о происхождении космических лучей. До сих пор предполагалось, что основным источником космических лучей являются сверхновые звезды, которые, исходя из энергетических соображений, вполне могут обеспечить светимость Галактики в космических лучах. Однако, как мы видим, эту же роль могут играть несколько источников типа Лебедь X-3.

Лебедь X-3 представляет собой тесную двойную систему, в состав которой, по-видимому, входит массивная звезда и пульсар [75, 76]. Имеется несколько моделей этого источника, однако нет пока окончательной ясности в вопросе о механизмах, обеспечивающих столь эффективное ускорение частиц в источниках подобного вида (о механизмах ускорения частиц в космических условиях см. гл. 9 монографии [5]).

В заключение заметим, что за несколько десятилетий существования астрофизики космических лучей удалось значительно продвигнуться в решении многих вопросов. В этой связи нельзя не отметить ту особую роль, которую играет теория в исследовании проблемы происхождения космических лучей. Теоретические модели позволяют, используя в общем-то относительно немногочисленные и получаемые в результате больших усилий экспериментальные данные, создать гармоничную картину происхождения космических лучей.

Автор выражает глубокую признательность В. Л. Гинзбургу за обсуждение и замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М.—Л.: АН СССР, 1963.
2. Хаякава С. Физика космических лучей: Пер. с англ / Под ред. И. П. Иванченко. — М. Мир, 1973, ч. I; 1974, ч. II.
3. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1981.
4. Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий: Пер. с англ. / Под ред. Р. А. Сюняева. — М.: Мир, 1984.
5. Астрофизика космических лучей / Под ред. В. Л. Гинзбурга. — М.: Наука, 1984
6. Burton W. R., Gordon M. A. — Ann. Rev. Astron Astrophys, 1978, 63, p. 7
7. Ptuskin V. S. — 19 Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, 1985, 3, p. 75.
8. Зыбин К. П., Истомин Я. Н. — ЖЭТФ, 1985, 89, с. 836.
9. Крынский Г. Ф. — ДАН СССР, 1977, 234, с. 1306.
10. Ginzburg V. L., Ptuskin V. S. — J. Astrophys Astron, 1984, 5, p. 99
11. Гуревич А. В., Догель В. А., Зыбин К. П., Истомин Я. Н. — Письма в Астрон. журн., 1985, 11, с. 675.
12. Kuhsrud R. M., Pearce W. P. — Astrophys. J., 1969, 156, p. 445.
13. Ginzburg V. L., Ptuskin V. S., Tshtovich V. N. — Astrophys. Space Sci, 1973, 21, p. 13.
14. Skilling J — MNRAS, 1975, 172, p. 557.
15. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.
16. Федоренко В. Н. Препринт ЛФТИ № 995. — Л., 1986.
17. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. — УФН, 1965, 87, с. 65.
18. Гинзбург В. Л. — УФН, 1953, 51, с. 343
19. Ginzburg V. L. Early History of Cosmic Ray Studies / Ed Y. Secido and H. Elliot. — Reidel, 1985, p. 411.
20. Буланов С. В., Догель В. А., Сыроватский С. И. — Космические исследования, 1972, 10, с. 532, 721.
21. Буланов С. В., Догель В. А., Сыроватский С. И. — Космические исследования, 1975, 13, с. 787.
22. Bulanov S. V., Syrovatskij S. I., Dogiel V. A. — Astrophys Space Sci, 1976, 44, p. 255
23. Догель В. А., Урысов А. В. Препринт ФИАН № 297. — М., 1986.
24. Clark D. H., Caswell J. L. — MNRAS, 1976, 174, p. 267
25. Сыроватский С. И. — Астрон. журн., 1959, 36, с. 17.
26. Bulanov S. V., Dogiel V. A. — Astrophys Space Sci, 1974, 29, p. 305
27. Weiermann K., Kanbach G., Berkhuijsen E. M. — Astron. Astrophys, 1985, 153, p. 17

28. Ekers R. D., Sancisi R. — *Astronomy Astrophys*, 1977, **54**, p. 973.
29. Wielebinski R, Von Kapherr A. — *Astronomy Astrophys.*, 1977, **59**, p. 17
30. Beck R, Bierman P, Emerson D. T., Wielebinski R. — *Astronomy Astrophys.*, 1979, **77**, p. 25.
31. Bruyn A. G de, Hummel E — *Astronomy Astrophys*, 1979, **73**, p. 17.
32. Broeils A. H, Sancisi R. — *Astronomy Astrophys*, 1985, **153**, p. 281.
33. Klein U, Wielebinski R, Beck R — *Astronomy Astrophys*, 1984, **133**, p. 19.
34. Володин Ю. В, Дагкесаманский Р. Д. — *Астрофизика*, 1977, **13**, с. 617.
35. Grave R, Emerson D T, Wielebinski R — *Astronomy Astrophys.*, 1981, **98**, p. 268.
36. Артюх В. С., Оганнисян Н. А. — *Астрон. журн*, 1984, **61**, с. 639.
37. Гхош А., Птускин В. С. — *Письма в Астрон. журн*, 1983, **9**, с. 90.
38. Кузнецов В. Д., Птускин В. С. — *Письма в Астрон. журн.*, 1983, **9**, с. 138.
39. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. *Турбулентное динамо в астрофизике* — М.: Наука, 1980.
40. Strong A W, Benett K, Bignamy G F et al. — *Proc. 18 Intern Cosmic ray Conf.*, 1983, **9**, p. 90.
41. Fichtel C. E, Kniffen D. A. — *Astronomy Astrophys*, 1984, **134**, p. 13
42. Bhat C. L, Issa M. R., Houston B P. et al — *Nature*, 1985, **314**, p. 511
43. Harding A K., Stecker W. — *Astrophys. J.*, 1985, **291**, p. 471.
44. Bloemen J. B. G, Strong A. W., Blitz L. et al. — *Astronomy Astrophys*, 1986, **154**, p. 25.
45. Гинзбург В. Л. — *УФН*, 1972, **108**, с. 273
46. Ginzburg V. L. — *Nature Phys. Sci*, 1972, **239**, p. 8.
47. Ginzburg V. L — *Phil Trans R. Soc A*, 1975, **277**, p. 463
48. Ginzburg V. L., Khazan Ya. M, Ptuskin V S — *Astrophys. Space Sci*, 1980, **68**, p. 295.
49. Ptuskin V S — *Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1985, Rapp. Lecture
50. Simon M. — *Astrophys J.*, 1986, **300**, p. 32
51. *Giant Molecular Clouds in the Galaxy*/Ed. P. M. Solomon and E. G Edmunds — Pergamon Press, 1980.
52. McKee C. F., Ostriker J P. — *Astrophys J.*, 1977, **218**, p. 148
53. Skilling J., Strong A. W. — *Astronomy Astrophys*, 1976, **53**, p. 253.
54. Cesarsky C J., Völk H J. — *Astronomy Astrophys.*, 1978, **70**, p. 367
55. Догель В. А., Шаров Г. С. — *Письма в Астрон. журн.*, 1985, **11**, с. 816.
56. Issa M. R., Wolfendale A. W. — *Nature*, 1981, **292**, p. 430.
57. Morfill G. E., Forman M., Bignami G — *Astrophys. J.*, 1984, **284**, p. 856
58. Golden R. L., Nunn S., Horan S. — *Proc. 18th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1983, **2**, p. 80
59. Jordan S. P., Meyer P. — *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **53**, p. 505
60. Golden R L., Horan S, Maugler B. G. et al. — *Phys. Rev. Lett*, 1979, **43**, p. 1196.
61. Богомолов Е. А., Лубяная Н. Д., Романов В. А., Степанов С. В., Шумакова М. С. *Препринт ЛФТИ № 666.* — Л., 1980.
62. Buffington A, Schindler S M, Penypacker C. R — *Astrophys. J.*, 1981, **248**, p. 1179.
63. Cowsey R., Gaisser T K — *Proc 17th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1983, **2**, p. 218.
64. Cesarsky C J, Montmerle T M. — *Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf*, 1983, **9**, p. 207.
65. Morfill G., Meyer P, Lust R. — *Proc 19th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1985.
66. Golden R L., Maugler B. G., Nunn S, Horan S — *Astrophys. Lett*, 1984, **24**, p. 75.
67. Protheroe J — *Astrophys J.*, 1982, **254**, p. 391
68. Müller D., Tang D — *Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf*, 1985, **2**, p. 378.
69. Daugherty J R, Harding A K. — *Astrophys. J.*, 1982, **252**, p. 337.
70. Гуревич А. В., Истомина Я. Н. — *ЖЭТФ*, 1985, **89**, с. 3.
71. Bhat C L, Issa M R, Mayer C. J., Wolfendale A W — *Nature*, 1985, **316**, p. 515.
72. Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Лучков Б. И., Степанян А. А. — *УФН*, 1985, **145**, с. 255.
73. Berezinsky V. S. — *Proc 19th Intern Cosmic Ray Conf.*, 1985, **1**, p. 75.
74. Berezinsky V S — *Proc. of DUMAND 1979 Workshop*/ed. J Learned. — 1979, **1**, p. 245.
75. Vestrand T., Eichler D — *Astrophys J.*, 1982, **261**, p. 251.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР