

УДК 523.9-72

**Ю. И. Федоров**

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины  
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного 27

### **Анизотропия галактических космических лучей**

*Рассмотрено распространение галактических космических лучей в межзвездной среде. В диффузионном приближении рассчитана анизотропия углового распределения частиц с энергиями  $10^{11}$ — $10^{14}$  эВ, обусловленная локальным источником космических лучей. По наблюдаемым значениям анизотропии галактических космических лучей оценены расстояние до локального источника частиц и его возраст.*

*АНІЗОТРОПІЯ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, Федоров Ю. І. — Розглянуто поширення галактичних космічних променів у міжзоряному середовищі. У дифузійному наближенні розраховано анізотропію кутового розподілу частинок з енергіями  $10^{11}$ — $10^{14}$  еВ, яка зумовлена локальним джерелом космічних променів. За значеннями спостережуваної анізотропії галактичних космічних променів оцінено відстань до локального джерела частинок та його вік.*

*ANISOTROPY OF GALACTIC COSMIC RAYS, by Fedorov Yu. I. — The propagation of galactic cosmic rays in the interstellar medium is considered. The angular distribution anisotropy of particles in  $10^{11}$ — $10^{14}$  eV energy range, caused by a local cosmic ray source, is calculated in the diffusion approximation. The distance to the local particle source and its age are estimated based on the value of galactic cosmic ray anisotropy.*

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Космические лучи (КЛ), наблюдаемые у Земли, характеризуются высокой степенью изотропии, обусловленной рассеянием заряженных частиц высокой энергии на магнитных неоднородностях. Анизотропия КЛ содержит важную информацию о генерации частиц высокой энергии и их распространении в космических магнитных полях [1, 13, 22]. Согласно экспериментальным данным величина анизотропии КЛ в диапазоне энергий  $10^{11}$ — $10^{14}$  эВ слабо зависит от энергии частиц и составляет величину порядка 0.001 [1, 13, 15—17, 22, 23]. Вполне возможно, что наблюдаемая анизотропия галактических КЛ обусловлена потоком частиц от локального источника космических лучей, расположенного на расстоянии порядка 100 пк от Солнечной системы [1, 2, 28, 29, 33—35, 45].

Вероятными источниками КЛ широкого диапазона энергий являются остатки Сверхновых [1, 26, 36, 37]. Ускорение частиц происходит при многократном пересечении фронта ударной волны, генерированной вспышкой Сверхновой, и приводит к формированию степенного спектра КЛ [6, 8, 46]. Отметим, что заметный вклад в интенсивность галактических КЛ может быть обусловлен наличием близкого к гелиосфере остатка Сверхновой [2, 29, 30, 33, 34]. Распространение КЛ, которые генерированы локальным мгновенным источником частиц, исследовано в работах [1, 2, 33, 34].

В нашей работе в диффузионном приближении рассмотрен перенос КЛ, ускоренных локальным источником релятивистских частиц, вычислено пространственно-временное распределение интенсивности и анизотропии КЛ. Учен анизотропный характер диффузии частиц, обусловленный наличием регулярного магнитного поля. Рассмотрено распространение частиц, ускоренных на сферическом фронте ударной волны, радиус которого увеличивается со временем по заданному закону. Исследован перенос КЛ в неоднородной среде, в которой пространственная область вблизи источника частиц характеризуется более высоким уровнем магнитогидродинамической турбулентности.

#### ДИФФУЗИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, УСКОРЕННЫХ МГНОВЕННЫМ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Если расстояние до ближайших источников КЛ значительно превосходит величину транспортного пробега частиц, то для описания распространения КЛ в межзвездном пространстве можно использовать диффузионное приближение [1, 11]. Предположим, что функция распределения КЛ представляет собой суперпозицию функции распределения КЛ, обусловленной многочисленными источниками частиц в Галактике, и функции распределения частиц, ускоренных ближайшим источником. Функцию распределения фоновых галактических КЛ считаем изотропной, в этом случае анизотропия углового распределения частиц обусловлена наличием локального источника.

Интенсивность галактических протонов в межзвездном пространстве может быть представлена в виде [40, 41]

$$I(E_k) = I_0 \frac{v}{c} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^{-\gamma}, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость частицы,  $m$  — масса покоя протона,  $E = E_k + mc^2$  — полная энергия, а  $E_k$  — кинетическая энергия частицы. Согласно экспериментальным данным  $I_0 = 1.93 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{стер}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$ , а показатель спектра КЛ равен  $\gamma = 2.7$  [40, 41]. Если распределение фоновых галактических КЛ однородно, то согласно (1) их концентрация описывается соотношением

$$N_g(E_k) = N_g^0 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^{-\gamma}, \quad (2)$$

где  $N_g^0 = \frac{4\pi}{c} I_0$ .

Предположим, что диффузия КЛ в межзвездной среде изотропна, а время, прошедшее с момента начала генерации частиц, значительно больше времени ускорения частиц в источнике [1, 2, 34]. Соответствующее уравнение диффузии КЛ имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial N}{\partial r} = S(E_k) \frac{\delta(r)\delta(t)}{4\pi r^2}, \quad (3)$$

где  $\kappa(E_k)$  — коэффициент диффузии, зависящий от энергии частицы, а  $S(E_k)$  — число частиц данной энергии, испущенное мгновенным точечным источником (правая часть уравнения (3)). Предположим, что локальный источник генерирует энергетический спектр частиц с показателем спектра  $\gamma$ , характерным для фоновых галактических КЛ (2), т. е.

$$S(E_k) = S_0 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^{-\gamma}, \quad (4)$$

а величина  $S_0$  определяется полной энергией ускоренных частиц  $E_0$

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_k S(E_k) dE_k. \quad (5)$$

Решение уравнения диффузии (3) имеет вид

$$N(r, t, E_k) = \frac{S(E_k)}{(4\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\kappa t}\right). \quad (6)$$

Безразмерная величина, равная отношению концентрации частиц от локального источника (6) к концентрации фоновых галактических КЛ (2), дается соотношением

$$\frac{N(r, t, E_k)}{N_g(E_k)} = \frac{W}{(4\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\kappa t}\right), \quad (7)$$

где величина  $W = S_0/N_g^0$  зависит от полной энергии ускоренных частиц (5).

Известно, что механизм ускорения частиц на ударной волне, распространяющейся в межзвездной среде после вспышки Сверхновой, характеризуется значительной эффективностью, так что заметная доля кинетической энергии оболочки остатка Сверхновой передается высокоэнергичным заряженным частицам [31, 33, 36]. Предположим, что десять процентов кинетической энергии оболочки Сверхновой расходуется на ускорение частиц [14, 30, 31, 36]. Исходя из типичного значения энергии оболочки  $10^{44}$  Дж [7, 12, 20, 32], получим значение полной энергии ускоренных частиц (5)  $E_0 = 10^{43}$  Дж. Таким образом, для величины  $W$ , которая входит в соотношение для относительной концентрации КЛ (7), приходим к следующей оценке:  $W = 3 \cdot 10^6$  пк<sup>3</sup>.

Коэффициент диффузии частиц рассматриваемого диапазона энергий в межзвездной среде составляет  $10^{28} - 10^{29}$  см<sup>2</sup>/с [1, 2, 33, 39]. Заметим, что транспортный пробег частиц в этом случае равен  $\Lambda = 0.3 \dots 3$  пк ( $\Lambda = 3\kappa/v$ ). На рис. 1, а приведе-

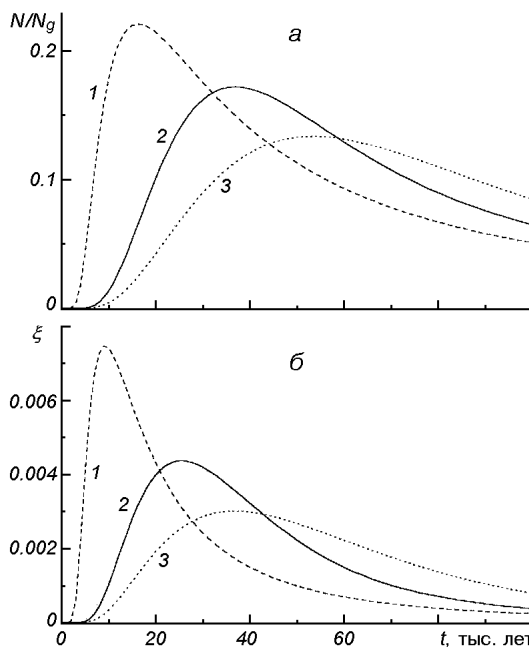


Рис. 1. Изменение со временем: а — относительной концентрации частиц, б — анизотропии космических лучей. Расстояние от локального источника частиц — 100 пк; кривая 1 — мгновенный источник, 2 и 3 — сферические источники с временем инъекции 10 и 20 тыс. лет соответственно

на зависимость относительной концентрации частиц (7) от времени в случае, когда полная энергия частиц  $E_0$  (5), ускоренных локальным источником, равна  $10^{43}$  Дж ( $W = 3 \cdot 10^6$  пк<sup>3</sup>). Расстояние до источника равно  $r = 100$  пк, транспортный пробег  $\Lambda = 1$  пк. Мгновенному точечному источнику (7) соответствует штриховая кривая. Максимальное значение концентрации частиц, ускоренных локальным источником, в точке  $r = 100$  пк при  $\Lambda = 1$  пк имеет место в момент времени  $t = 1.6 \cdot 10^4$  лет и составляет около 22 % относительно фона галактических КЛ (рис. 1).

Вычислим анизотропию углового распределения частиц, обусловленную наличием локального источника КЛ. В диффузионном приближении плотность потока частиц  $J(r, t)$  пропорциональна градиенту их концентрации

$$J(r, t) = -\kappa \frac{\partial N(r, t)}{\partial r}. \quad (8)$$

Анизотропия КЛ определяется соотношением

$$\xi(r, t) = \frac{3J(r, t)}{v[N(r, t) + N_g]}. \quad (9)$$

В формуле (9) учтено то обстоятельство, что на фоне однородного фонового распределения галактических КЛ  $N_g$  (2), в пространстве присутствуют частицы, ускоренные локальным источником, концентрация которых  $N(r, t)$  описывается соотношением (6). Вычислив поток частиц (8), получим

$$\xi = \frac{3r}{2vt} \frac{N/N_g}{1 + N/N_g}, \quad (10)$$

где относительная концентрация КЛ определена соотношением (7).

На рис. 1, б представлена зависимость анизотропии КЛ (10) от времени в точке  $r = 100$  пк при  $\Lambda = 1$  пк,  $E_0 = 10^{43}$  Дж. Видно, что максимум анизотропии наступает раньше, чем максимум концентрации частиц, а значение  $\xi = 0.001$  достигается в момент времени  $t = 5 \cdot 10^4$  лет.

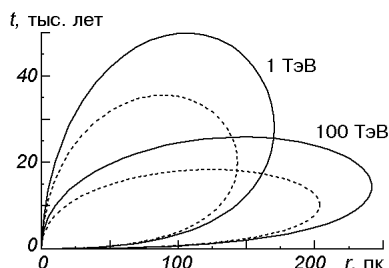
Коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде является возрастающей функцией энергии частицы, причем  $\kappa(E_k)$  можно аппроксимировать степенной зависимостью с показателем степени 0.3 [1, 2, 33, 34, 39]:

$$\Lambda(E_k) = \Lambda_0 \left( \frac{E_k}{E_{k0}} \right)^{0.3}, \quad (11)$$

где  $\Lambda_0$  — транспортный пробег частицы с кинетической энергией  $E_{k0}$ . При записи соотношения (11) учтено, что скорость релятивистской частицы близка к скорости света и не зависит от ее энергии. Поэтому коэффициент диффузии и транспортный пробег высокоэнергичных заряженных частиц имеют одинаковые энергетические зависимости. Заметим, что условия распространения КЛ рассматриваемого диапазона энергий ( $10^{11}$ — $10^{14}$  эВ) оказываются различными. Так, согласно (11) транспортный пробег частицы с  $E_k = 10^{14}$  эВ примерно в восемь раз превышает соответствующее значение для частицы с энергией  $10^{11}$  эВ.

Приведенные соотношения позволяют оценить расстояние до локального источника частиц и его возраст, которые соответствуют наблюдаемому значению анизотропии КЛ. На рис. 2 представлены кривые постоянного значения анизотропии  $\xi = 10^{-3}$ . На горизонтальной оси приведено расстояние до мгновенного источника частиц, а на вертикальной — возраст источника. Числа у кривых равны кинетической энергии частиц, сплошные кривые на рис. 2 рассчитаны для значения полной энергии ускоренных локальным источником частиц  $E_0 = 10^{43}$  Дж, а для пунктирных кривых —

Рис. 2. Кривые постоянного значения анизотропии космических лучей ( $\xi = 0.001$ ). Числа у кривых — кинетическая энергия частиц



$E_0 = 5 \cdot 10^{42}$  Дж. Зависимость транспортного пробега КЛ от энергии определена соотношением (11), а величина пробега при кинетической энергии частицы  $E_k = 1$  ТэВ принята равной 1 пк.

При выбранных значениях параметров для частиц с  $E_k = 1$  ТэВ предельное расстояние до источника составляет 170 пк, а максимальное время после мгновенного испускания ускоренных частиц равно  $5 \cdot 10^4$  лет (рис. 2). При увеличении энергии частиц (т. е. при увеличении транспортного пробега) увеличивается максимальное расстояние до источника частиц, а предельный возраст источника — уменьшается. Так, для частиц с кинетической энергией 100 ТэВ имеем  $r_{\max} = 240$  пк,  $t_{\max} = 2.6 \cdot 10^4$  лет. Если в процессе ускорения частицам передается меньше энергии (штриховые кривые на рис. 2), то максимальное расстояние до локального источника КЛ и его предельный возраст также уменьшаются.

Расчеты показывают, что предположение о мгновенном источнике частиц не согласуется со слабой энергетической зависимостью анизотропии в рассматриваемом интервале энергий КЛ. Вследствие зависимости (11) транспортного пробега от кинетической энергии частицы величина  $\xi$  (10) изменяется в несколько раз в диапазоне энергий  $10^{11} - 10^{14}$  эВ, что не соответствует экспериментальным данным [13, 17, 22, 23, 38]. Отметим, однако, что энергетическая зависимость анизотропии КЛ зависит от формы энергетического спектра частиц, ускоренных локальным источником. Здесь мы предполагаем, что форма спектра частиц, ускоренных локальным источником (4), совпадает с формой энергетического распределения фоновых галактических КЛ (2), однородно заполняющих межзвездное пространство.

#### СФЕРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК ЧАСТИЦ

Предположим, что локальным источником КЛ является остаток Сверхновой, расположенный относительно близко к Солнечной системе. Ускорение КЛ на фронте ударной волны, образованной после вспышки Сверхновой, происходит на протяжении достаточно длительного времени, на протяжении которого оболочка расширяется до радиуса, составляющего несколько десятков парсек [14, 34, 35, 37, 42]. Таким образом, эффективное время ускорения КЛ и характерный размер ударной волны, на которой происходит генерация КЛ, не согласуются с предположением о мгновенном точечном источнике частиц.

Эволюция остатков Сверхновых определяется их взаимодействием с межзвездной средой. Согласно наблюдательным данным оболочки Сверхновых чаще всего имеют форму, отличающуюся от сферической, что, в частности, может быть обусловлено неоднородным распределением плотности межзвездного газа [7, 32]. Мы рассмотрим распространение ударной волны в межзвездной среде лишь в сферически-симметричном случае, причем будем использовать хорошо известное самосогласованное решение

Седова [7, 10, 12]. Последовательное рассмотрение ускорения частиц на сферическом фронте ударной волны проведено в работах [6, 8]. Не будем касаться процесса ускорения КЛ на ударной волне, а рассмотрим диффузию частиц от сферического источника, радиус которого увеличивается со временем по заданному закону.

Если испускание  $S(E_k)$  частиц сферой радиуса  $r_0$  происходит мгновенно, то их распространение в среде с коэффициентом диффузии  $\kappa$  описывается уравнением

$$\frac{\partial N_\delta}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial N_\delta}{\partial r} = S(E_k) \frac{\delta(r - r_0) \delta(t)}{4\pi r^2}. \quad (12)$$

Решение этого уравнения имеет следующий вид [4, 5]:

$$N_\delta(r, t) = \frac{S(E_k)}{8\pi^{3/2} r r_0 \sqrt{\kappa t}} \left\{ \exp \left[ -\frac{(r - r_0)^2}{4\kappa t} \right] - \exp \left[ -\frac{(r + r_0)^2}{4\kappa t} \right] \right\}. \quad (13)$$

Если длительное испускание частиц происходит со сферической поверхности радиуса  $r_s(t)$ , то уравнение диффузии КЛ можно представить в форме

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial N}{\partial r} = S(E_k) \frac{\delta(r - r_s(t)) \varphi(t)}{4\pi r^2}, \quad (14)$$

где  $\varphi(t)$  — функция инжекции частиц, удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_0^\infty dt \varphi(t) = 1. \quad (15)$$

Решение уравнения (14) имеет вид

$$N(r, t) = \int_0^\infty dt_1 N_\delta(r, t_1) \varphi(t - t_1). \quad (16)$$

Здесь величина  $N_\delta(r, t)$  определена соотношением (13), в котором нужно заменить радиус источника частиц  $r_0$  на величину  $r_s(t)$ .

Предположив, что энергетический спектр КЛ, ускоренных локальным источником, описывается формулой (4), получим следующее выражение для относительной концентрации частиц:

$$\begin{aligned} \frac{N(r, t)}{N_g} &= \frac{W}{8\pi^{3/2} r} \int_0^t \frac{dt_1 \varphi(t_1)}{r_s(t_1) \sqrt{\kappa(t - t_1)}} \times \\ &\times \left\{ \exp \left[ -\frac{(r - r_s(t_1))^2}{4\kappa(t - t_1)} \right] - \exp \left[ -\frac{(r + r_s(t_1))^2}{4\kappa(t - t_1)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $N_g$  — концентрация фоновых галактических КЛ, а величина  $W$  зависит от полной энергии частиц, ускоренных локальным источником. Отметим, что относительная концентрация КЛ в случае мгновенного точечного источника имеет вид (7).

Ускорение КЛ на ударной волне, по-видимому, наиболее эффективно на ранней стадии эволюции остатка Сверхновой [37, 42]. Эффективность передачи энергии оболочки быстрым частицам уменьшается со временем вследствие замедления ударной волны и увеличения транспортного пробега КЛ [26, 36, 37]. Предположив, что количество КЛ, ускоренных при взаимодействии с единицей площади источника, экспоненциально уменьшается со временем, и учитывая, что площадь фронта ударной волны увеличивается со временем пропорционально  $r_s^2$ , запишем выражение для функции инжекции частиц в виде

$$\varphi(t) = 4\pi\beta r_s^2(t)\exp\left(-\frac{t}{t_{\text{in}}}\right). \quad (18)$$

Функция (18) пропорциональна площади источника частиц и зависит от единственного параметра  $t_{\text{in}}$ . Постоянная величина  $\beta$ , входящая в формулу (18), может быть найдена из условия нормировки (15).

Для вычисления концентрации КЛ (17) необходимо задать закон, по которому изменяется со временем радиус сферического источника частиц. На начальной стадии эволюции остатка Сверхновой (фаза свободного разлета) скорость ударной волны слабо зависит от времени. Согласно решению Седова на адиабатической стадии радиус оболочки изменяется пропорционально  $t^{2/5}$ , а скорость ударной волны уменьшается со временем пропорционально  $t^{-3/5}$  [7, 10, 12, 20, 47]. Предположим, следуя работам [7, 33, 37], что во время фазы свободного разлета ( $t < t_2$ ) скорость ударной волны постоянна и равна  $u_0$ , а в период времени  $t > t_2$  скорость ударного фронта пропорциональна  $t^{-3/5}$ . Момент времени  $t_2$  зависит от энергии, выделенной при вспышке Сверхновой, и от плотности межзвездной среды [7, 10, 12, 37]. При таком изменении со временем скорости ударной волны радиус сферического источника частиц в диффузионном уравнении (14) описывается соотношениями

$$\begin{aligned} r_s(t) &= u_0 t, & t < t_2, \\ r_s(t) &= u_0 t_2 \left[ \frac{5}{2} \left( \frac{t}{t_2} \right)^{2/5} - \frac{3}{2} \right], & t > t_2. \end{aligned} \quad (19)$$

Формулы (17), (18) позволяют вычислить относительную концентрацию КЛ, ускоренных локальным сферическим источником, радиус которого изменяется со временем согласно (19). Зависимость концентрации КЛ от времени в случае сферического источника частиц представлена на рис. 1, а кривыми 2 и 3. Сплошная кривая соответствует значению времени инъекции  $t_{\text{in}} = 10^4$  лет, а для точечной кривой  $t_{\text{in}} = 2 \cdot 10^4$  лет. Заметим, что при малых значениях параметра  $t_{\text{in}}$  (например,  $t_{\text{in}} = 10^3$  лет) концентрация частиц хорошо описывается соотношением (7), соответствующим мгновенному точечному источнику (кривая 1 на рис. 1). При расчетах предполагалось, что начальная скорость ударной волны  $u_0 = 10^9$  см/с, а  $t_2 = 500$  лет. При увеличении длительности инъекции величина максимальной концентрации КЛ уменьшается, а время максимума наступает позднее (рис. 1).

Вычислим анизотропию углового распределения КЛ, обусловленную сферическим источником частиц радиуса  $r_s(t)$  (19). Учитывая, что поток КЛ (8) пропорционален градиенту концентрации частиц (17), получим следующее выражение для анизотропии (9):

$$\xi = \left[ \frac{1}{r} + \frac{\Gamma(r, t)}{2\Psi(r, t)} \right] \frac{\Lambda N/N_g}{1 + N/N_g}, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi(r, t) &= \int_0^t \frac{dt_1 \varphi(t_1)}{r_s(t_1) \sqrt{\kappa(t-t_1)}} \left\{ \exp\left[-\frac{(r-r_s(t_1))^2}{4\kappa(t-t_1)}\right] - \exp\left[-\frac{(r+r_s(t_1))^2}{4\kappa(t-t_1)}\right] \right\}, \\ \Gamma(r, t) &= \int_0^t \frac{dt_1 \varphi(t_1)}{r_s(t_1) [\kappa(t-t_1)]^{3/2}} \left\{ [r-r_s(t_1)] \exp\left[-\frac{(r-r_s(t_1))^2}{4\kappa(t-t_1)}\right] - \right. \\ &\quad \left. - (r+r_s(t_1)) \exp\left[-\frac{(r+r_s(t_1))^2}{4\kappa(t-t_1)}\right] \right\}, \end{aligned}$$

а относительная концентрация КЛ определена соотношением (17).

Кривые 2 и 3 на рис. 1, б соответствуют значениям анизотропии КЛ при длительном излучении частиц сферической поверхностью (20). Функция инжекции частиц определена соотношением (18), а радиус источника изменяется со временем согласно (19). Значения параметров при расчете анизотропии выбраны такими же, как и при вычислении концентрации КЛ (рис. 1, а). С увеличением продолжительности инжекции максимальное значение анизотропии КЛ уменьшается, а максимум  $\xi$  смещается к более поздним временам (рис. 1, б). Отметим, что при длительном испускании частиц анизотропия  $\xi$  КЛ для больших значений  $t$  (после времени максимума) может существенно превышать значение, соответствующее мгновенному точечному источнику. Кроме того, заданное значение анизотропии при длительной инжекции частиц будет иметь место позднее. Так, например, если при мгновенной инжекции значение  $\xi = 0.001$  достигается в момент времени  $t = 5 \cdot 10^4$  лет, то в случае продолжительной инжекции ( $t_{\text{ин}} = 2 \cdot 10^4$  лет) это значение анизотропии будет наблюдаться при  $t = 9 \cdot 10^4$  лет.

На рис. 3 представлена зависимость анизотропии КЛ от энергии частиц в точке  $r = 100$  пк, в момент времени  $t = 7 \cdot 10^4$  лет при  $u_0 = 10^9$  см/с,  $E_0 = 5 \cdot 10^{42}$  Дж,  $t_2 = 500$  лет,  $\Lambda(E_k = 1 \text{ ТэВ}) = 0.5$  пк. Кривая 1 соответствует точечному мгновенному источнику (10), а кривая 2 описывает анизотропию КЛ (20) при длительной инжекции частиц расширяющимся сферическим источником ( $t_{\text{ин}} = 2 \cdot 10^4$  лет). При мгновенной инжекции частиц анизотропия КЛ монотонно уменьшается с увеличением энергии частиц вследствие того, что частицы высоких энергий быстрее покидают заданный объем. В случае длительного испускания частиц их анизотропия (20) слабо зависит от  $E_k$ . Так, при изменении энергии КЛ на три порядка величины вариация  $\xi$  составляет менее 20 %. Отметим, что при выбранных значениях параметров в случае мгновенного источника частиц анизотропия КЛ уменьшается более чем в шесть раз при возрастании кинетической энергии частиц от  $10^{11}$  до  $10^{14}$  эВ.

Приведенные оценки показывают, что наблюдаемая анизотропия галактических КЛ с энергиями 0.1—100 ТэВ может быть обусловлена локальным источником, расположенным недалеко от Солнечной системы. Перечислим некоторые известные близкие остатки Сверхновых, которые могли бы обусловить заметную величину интенсивности КЛ у Земли и наблюдаемое значение анизотропии.

Одним из ближайших к гелиосфере остатков Сверхновых, который наблюдается как в радиодиапазоне, так и в рентгеновских лучах, является Петля 1. Расстояние до центра Петли 1 порядка 100 пк, а возраст этого остатка Сверхновой составляет  $7.5 \cdot 10^4$  лет [7, 24, 27, 29, 44]. Интересно отметить, что вспышка соответствующей Сверхновой произошла в каверне, образованной звездным ветром, так что ударная волна от Сверхновой распространялась в разреженной среде [7, 24, 27].

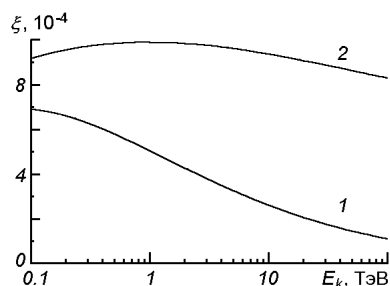


Рис. 3. Зависимость анизотропии космических лучей от энергии частиц; кривая 1 — мгновенный точечный источник частиц (10), 2 — сферический источник с временем инжекции 20 тыс. лет



На расстоянии порядка 100 пк от Солнечной системы расположен также пульсар Geminga, излучающий как гамма-, так и рентгеновские лучи. Возраст соответствующего остатка Сверхновой оценивается как  $3 \cdot 10^5$  лет [14, 18, 34, 43]. В настоящую эпоху расстояние до пульсара Geminga составляет 150 пк [19, 44], однако этот пульсар характеризуется большим значением относительной скорости, так что в момент взрыва Сверхновой расстояние до гелиосферы могло быть менее 100 пк [33—35, 44].

Несколько дальше от Солнечной системы расположены пульсары Monogem Ring и Vela. Monogem Ring излучает как в рентгеновском, так и в радиодиапазоне. По современным оценкам остаток Сверхновой расположен на расстоянии примерно 300 пк от Солнца, а его возраст составляет  $10^5$  лет [39, 45]. Vela излучает радиоволны, рентгеновские и гамма-лучи, причем является самым ярким гамма-пульсаром, известным в настоящее время [43]. Возраст этого пульсара оценивается как  $1.1 \cdot 10^4$  лет [1, 39, 43], а расстояние до него составляет примерно 400 пк [1, 7, 43].

#### АНИЗОТРОПНАЯ ДИФФУЗИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Согласно приведенным оценкам, которые основаны на приближении изотропной диффузии КЛ в межзвездной среде, наблюдаемая анизотропия углового распределения частиц высокой энергии может быть обусловлена локальным источником, удаленным от Солнца на расстояние 100—200 пк, если возраст остатка Сверхновой не превышает нескольких десятков тысяч лет (рис. 2). Из перечисленных остатков Сверхновых только Петля 1 удовлетворяет данным требованиям. Однако при наличии регулярной составляющей магнитного поля коэффициент диффузии КЛ вдоль среднего магнитного поля может значительно превосходить соответствующее значение в перпендикулярном к полю направлении. Причем компоненты тензора диффузии КЛ могут отличаться более чем на порядок [1, 11, 25]. Приведем уравнение анизотропной диффузии КЛ, которое учитывает наличие регулярного магнитного поля:

$$\frac{\partial N_\delta}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \kappa_\perp \frac{\partial N_\delta}{\partial \rho} - \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial N_\delta}{\partial z} = S(E_k) \frac{\delta(\rho) \delta(z) \delta(t)}{2\pi\rho}. \quad (21)$$

Уравнение (21) записано в цилиндрических координатах, координата  $z$  ориентирована вдоль среднего магнитного поля, а  $\kappa$ ,  $\kappa_\perp$  — коэффициенты диффузии КЛ вдоль и поперек регулярного магнитного поля. Правая часть уравнения (21) представляет собой мгновенный точечный источник частиц, а величина  $S(E_k)$  (4) равна числу испущенных частиц данной энергии. Решение уравнения (21) имеет вид [1]

$$N_\delta(r, t) = \frac{S(E_k)}{\alpha_\perp (4\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{z^2 + \rho^2/\alpha_\perp}{4\kappa t}\right), \quad (22)$$

где безразмерный параметр  $\alpha_\perp$  определен соотношением

$$\alpha_\perp = \frac{\kappa_\perp}{\kappa}. \quad (23)$$

Если  $\kappa \gg \kappa_\perp$ , а угол  $\theta$  между силовой линией магнитного поля и направлением на источник частиц мал (так что  $z^2 \gg \rho^2/\alpha_\perp$ ), то при том же количестве испущенных частиц  $S(E_k)$  их концентрация в данной точке пространства (22) может значительно превосходить значение, соответствующее изотропной диффузии (6). Относительная концентрация КЛ, равная отношению концентрации частиц, ускоренных локальным источником (22), к фоновой концентрации галактических КЛ  $N_g$ , представлена формулой

$$\frac{N_{\delta}(r, t)}{N_g} = \frac{W}{\alpha_{\perp}(4\pi kt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{z^2 + \rho^2/\alpha_{\perp}}{4kt}\right), \quad (24)$$

где величина  $W$  зависит от полной энергии ускоренных частиц  $E_0$  ( $W = 3 \cdot 10^6$  пк<sup>3</sup>, если  $E_0 = 10^{43}$  Дж).

Вычислив поток КЛ, приходим к выражению для анизотропии частиц (10), в котором относительная концентрация частиц представлена соотношением (24). Наличие однородного регулярного магнитного поля не влияет на пространственную ориентацию потока КЛ, который, как и в случае изотропной диффузии, направлен от источника частиц. Анизотропное распространение КЛ может обуславливать существенно большее значение величины  $\xi$  (по сравнению с изотропной диффузией), если данная точка пространства расположена на относительно небольшом расстоянии от силовых линий магнитного поля, проходящих через локальный источник частиц (малое значение угла  $\theta$ ).

Еще одним фактором, который может способствовать увеличению анизотропии КЛ, является их продолжительная инжекция (рис. 1, б). Учтем длительное ускорение частиц в источнике посредством функции инжекции  $\varphi(t)$ , которая удовлетворяет условию нормировки (15). Если величина  $N_{\delta}$  (22) представляет собой решение уравнения (21), соответствующего мгновенному источнику, то при длительном испускании частиц их концентрация определена соотношением (16). Предположим, что функция инжекции экспоненциально убывает со временем:

$$\varphi(t) = \frac{1}{t_{in}} \exp\left(-\frac{t}{t_{in}}\right), \quad (25)$$

где  $t_{in}$  единственный параметр, характеризующий временной профиль генерации частиц источником. Подставив в соотношение (16) формулы (22) и (25), получим следующее выражение для концентрации частиц:

$$N(r, t) = \frac{S(E_k) \exp(-t/t_{in})}{4\alpha_{\perp}(\pi kt_{in})^{3/2}} \int_0^{\sqrt{t/t_{in}}} \frac{d\eta}{\eta^2} \exp\left(\eta^2 - \frac{t_d}{\eta^2 t_{in}}\right). \quad (26)$$

Здесь

$$t_d = \frac{1}{4\kappa} \left(z^2 + \frac{\rho^2}{\alpha_{\perp}}\right). \quad (27)$$

Для вычисления интеграла, входящего в (26), воспользуемся следующим соотношением [9]:

$$\begin{aligned} & \int_0^x dx \exp\left(x^2 - \frac{b^2}{x^2}\right) = \\ & = \frac{\sqrt{\pi}}{4i} \left\{ \exp(2ib) \operatorname{erf}\left(\frac{b}{x} + ix\right) - \exp(-2ib) \operatorname{erf}\left(\frac{b}{x} - ix\right) - 2i \sin 2b \right\}, \quad (28) \end{aligned}$$

где  $\operatorname{erf}(x)$  — интеграл вероятности. Продифференцировав (28) по параметру  $b$ , получим

$$\begin{aligned} & \int_0^x \frac{dx}{x^2} \exp\left(x^2 - \frac{b^2}{x^2}\right) = \\ & = \frac{\sqrt{\pi}}{4b} \left\{ 2\cos 2b - \exp(2ib) \operatorname{erf}\left(\frac{b}{x} + ix\right) - \exp(-2ib) \operatorname{erf}\left(\frac{b}{x} - ix\right) \right\}. \quad (29) \end{aligned}$$

С учетом соотношения (29) концентрация КЛ (26) приобретает вид

$$N(r, t) = \frac{S(E_k) \exp(-t/t_{in})}{16\alpha_{\perp} \pi \kappa^{3/2} t_{in} \sqrt{t_d}} \times \left\{ 2 \cos 2\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}} - \exp\left(2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{+}) - \exp\left(-2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{-}) \right\}, \quad (30)$$

где

$$\xi_{\pm} = \sqrt{\frac{t_d}{t}} \pm i\sqrt{\frac{t}{t_{in}}}.$$

При малом значении параметра  $t_{in}$ , используя асимптотическое выражение для интеграла вероятности, из (30) можно получить соотношение (24), соответствующее концентрации КЛ при мгновенной инжекции частиц.

Величину потока КЛ можно вычислить согласно формуле

$$J(r, t) = -\frac{r}{2} \frac{\partial N}{\partial t_d}. \quad (31)$$

Соответствующее значение анизотропии КЛ имеет вид

$$\xi(r, t) = \left[ \frac{1}{2t_d} + \frac{1}{\sqrt{t_{in}t_d}} H(r, t) \right] \frac{3r}{2v} \frac{N/N_g}{1 + N/N_g}, \quad (32)$$

где

$$H(r, t) = \left\{ i \left[ \exp\left(2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{+}) - \exp\left(-2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{-}) \right] + 2 \sin 2\sqrt{t_d/t_{in}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{t_{in}}{t}} \exp\left(\frac{t}{t_{in}} - \frac{t_d}{t}\right) \right\} / \left[ 2 \cos 2\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}} - \exp\left(2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{+}) - \exp\left(-2i\sqrt{\frac{t_d}{t_{in}}}\right) \operatorname{erf}(\xi_{-}) \right].$$

В формуле (32) концентрация КЛ  $N(r, t)$  определена соотношением (30). Чтобы получить соответствующее выражение для относительной концентрации частиц  $N(r, t)/N_g$ , которая входит в соотношение (32), необходимо в выражении (30) заменить число частиц данной энергии  $S(E_k)$ , ускоренных локальным источником частиц, на величину  $W$ , определяемую полной энергией ускоренных частиц  $E_0$  ( $W = 3 \cdot 10^6$  пк<sup>3</sup>, если  $E_0 = 10^{43}$  Дж).

Пусть локальный источник частиц является остатком Сверхновой, расположенным на расстоянии 100 пк от Солнечной системы, возраст которого составляет  $3 \cdot 10^5$  лет. Такие значения характерны для пульсара Geminga [14, 19, 34, 43]. Допустим, что величина транспортного пробега КЛ вдоль регулярного магнитного поля составляет одну или несколько десятых парсека, а параметр  $\alpha_{\perp} \leq 0.1$ . Расчеты показывают, что в этом случае анизотропия КЛ в точке пространства-времени  $r = 100$  пк,  $t = 3 \cdot 10^5$  лет имеет величину порядка 0.001, если только угол  $\theta$  между направлением на источник частиц и силовой линией магнитного поля не превышает  $15^\circ$ . Отметим, что при выбранных значениях параметров относительная концентрация КЛ  $N/N_g$  оказывается порядка единицы.

Если локальным источником КЛ является пульсар Monogem Ring ( $r = 300$  пк,  $t = 10^5$  лет), то значение анизотропии 0.001, соответствует концентрации КЛ (30), которая составляет всего несколько процентов от концентрации фоновых галактических КЛ. Наблюдаемое значение анизот-

ропии может иметь место, если пробег КЛ составляет несколько парсек, а угол  $\theta$  между направлением на остаток этой Сверхновой и магнитной силовой линией не превышает  $10^\circ$ .

Допустим, что расстояние до остатка Сверхновой равно 400 пк, а его возраст составляет  $1.1 \cdot 10^4$  лет (значения, характерные для пульсара Vela). В этом случае наблюдаемое значение анизотропии КЛ может иметь место, если  $\theta < 10^\circ$ , и транспортный пробег частиц изменяется от десяти парсек до нескольких десятков парсек.

#### ПЕРЕНОС КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Выше рассматривалось распространение частиц, ускоренных локальным источником, в однородной межзвездной среде. Однако часто вспышка Сверхновой происходит в области звездного ветра, истекавшего из звезды до ее взрыва. Условия распространения КЛ в области звездного ветра могут существенно отличаться от соответствующих средних характеристик межзвездной среды [7, 20, 21]. Магнитное поле звездного ветра может иметь крупномасштабную упорядоченную структуру и относительно большую напряженность, так что транспортный пробег КЛ в данной области может быть значительно меньшим, чем среднее значение, характерное для распространения КЛ в Галактике [1, 21]. Вблизи фронта ударной волны, вызванной вспышкой Сверхновой, уровень магнитогидродинамической турбулентности, вероятно, значительно выше, чем в межзвездной среде, что также приводит к уменьшению коэффициента диффузии КЛ. Наличие пространственной области с малым транспортным пробегом КЛ может существенно влиять на пространственно-временное распределение частиц, ускоренных локальным источником КЛ.

Рассмотрим перенос КЛ в неоднородной среде. Допустим, что во внутренней области ( $r < r_1$ ) диффузия частиц характеризуется транспортным пробегом  $\Lambda_1$ , а во внешней ( $r > r_1$ ) —  $\Lambda$ . В такой среде транспортный пробег КЛ  $\Lambda_2$  можно представить в виде

$$\Lambda_2 = \Lambda_1 \Theta(r_1 - r) + \Lambda \Theta(r - r_1), \quad (33)$$

где  $\Theta(r)$  — единичная функция Хевисайда.

Запишем соответствующее уравнение диффузии КЛ:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa_2 \frac{\partial N}{\partial r} = \frac{\delta(r)\delta(t)}{4\pi r^2}, \quad (34)$$

где  $\kappa_2 = v\Lambda_2/3$  — коэффициент диффузии КЛ. Перейдем в уравнении (34) к безразмерным переменным

$$\rho = r/r_0, \quad \tau = vt/r_0, \quad \lambda_2 = \Lambda_2/r_0, \quad (35)$$

где  $r_0$  — заданный пространственный масштаб (при конкретных расчетах полагаем  $r_0 = 1$  пк).

Уравнение диффузии (34) во внутренней области ( $\rho < \rho_1$ ) в новых переменных имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} - \frac{1}{3\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \lambda_1 \frac{\partial N}{\partial \rho} = \frac{\delta(\rho)\delta(\tau)}{4\pi r_0^3 \rho^2}. \quad (36)$$

Уравнение переноса КЛ во внешней области ( $\rho > \rho_1$ ) не содержит источника частиц и характеризуется безразмерным транспортным пробегом  $\lambda$ :

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} - \frac{1}{3\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \lambda \frac{\partial N}{\partial \rho} = 0. \quad (37)$$

На сфере радиуса  $\rho_1 = r_1/r_0$  должны выполняться условия непрерывности концентрации частиц и потока КЛ (8).

Выполнив преобразование Лапласа

$$N(\rho, \omega) = \int_0^{\infty} d\tau N(\rho, \tau) \exp(-\omega\tau), \quad (38)$$

получим следующее уравнение для образа Лапласа концентрации частиц во внутренней области:

$$\omega N(\rho, \omega) - \frac{1}{3\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \lambda_1 \frac{\partial N(\rho, \omega)}{\partial \rho} = \frac{\delta(\rho)}{4\pi r_0^3 \rho^2}. \quad (39)$$

Решение уравнения (39) имеет вид

$$N(\rho, \omega) = \frac{1}{\rho} \left\{ C_1 \exp\left(\rho \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) + C_2 \exp\left(-\rho \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_2}}\right) \right\}. \quad (40)$$

Вследствие наличия источника частиц в уравнении (39), постоянные  $C_1, C_2$  не являются независимыми, а удовлетворяют условию

$$\frac{\lambda_1}{3} (C_1 + C_2) = \frac{1}{4\pi r_0^3}. \quad (41)$$

Запишем уравнение для образа Лапласа концентрации  $N(\rho, \omega)$  во внешней области, соответствующее диффузионному уравнению (37):

$$\omega N(\rho, \omega) - \frac{1}{3\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \lambda \frac{\partial N(\rho, \omega)}{\partial \rho} = 0. \quad (42)$$

Решение этого уравнения ищем в виде

$$N(\rho, \omega) = \frac{C}{\rho} \exp\left(-\rho \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda}}\right). \quad (43)$$

Должно выполняться условие непрерывности концентрации частиц на сфере радиуса  $\rho_1$ :

$$C \exp\left(-\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda}}\right) = C_1 \exp\left(\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) + C_2 \exp\left(-\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right). \quad (44)$$

Условие непрерывности потока КЛ приводит к соотношению

$$\begin{aligned} -\lambda C \left( \frac{1}{\rho_1} + \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda}} \right) \exp\left(-\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda}}\right) &= \lambda_1 \left\{ \left( \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}} - \frac{1}{\rho_1} \right) C_1 \exp\left(\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) - \right. \\ &\left. - \left( \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}} + \frac{1}{\rho_1} \right) C_1 \exp\left(-\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (45)$$

Уравнения (41), (44), (45) позволяют определить постоянные  $C, C_1$  и  $C_2$ . Приведем полученное выражение для образа Лапласа концентрации частиц в области  $\rho < \rho_1$ :

$$\begin{aligned} N(\rho, \omega) &= \frac{3}{4\pi r_0^3 \rho \lambda_1 \Phi(\omega)} \left\{ (\beta + \sqrt{\omega}) \exp\left(-\rho \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) - \right. \\ &\left. - (\beta + \gamma \sqrt{\omega}) \exp\left(- (2\rho_1 - \rho) \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}}\right) \right\}, \end{aligned} \quad (46)$$

где

$$\Phi(\omega) = \beta \left[ 1 - \exp \left( -2\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}} \right) \right] + \sqrt{\omega} \left[ 1 - \gamma \exp \left( -2\rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}} \right) \right], \quad (47)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_1}}{\sqrt{3\rho_1}}, \quad \gamma = \frac{\sqrt{\lambda} - \sqrt{\lambda_1}}{\sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda_1}}.$$

Во внешней области ( $\rho > \rho_1$ ) образ Лапласа концентрации КЛ имеет вид

$$N(\rho, \omega) = \frac{3(1-\gamma)\sqrt{\omega}}{4\pi r_0^3 \rho \lambda_1 \Phi(\omega)} \exp \left[ -(\rho - \rho_1) \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda}} - \rho_1 \sqrt{\frac{3\omega}{\lambda_1}} \right]. \quad (48)$$

Выражение для концентрации КЛ  $N(\rho, \tau)$  может быть получено при помощи обратного преобразования Лапласа:

$$N(\rho, \tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_L d\omega N(\rho, \omega) \exp(\omega\tau). \quad (49)$$

Интегрирование в соотношении (49) проводится в комплексной плоскости  $\omega$  по параллельной мнимой оси прямой  $L$ , расположенной правее всех особых точек функции  $N(\omega)$  [3, 5]. Рассматриваем случай, когда коэффициент диффузии КЛ во внутренней области меньше соответствующего значения во внешней области. Если  $\lambda_1 < \lambda$ , то функция  $\Phi(\omega)$  (47) не обращается в нуль при любых значениях комплексной переменной  $\omega$ . Следовательно, единственной особой точкой функции  $N(\omega)$  (46), (48) оказывается  $\omega = 0$ , которая является точкой ветвления функции  $\sqrt{\omega}$ . При выполнении обратного преобразования Лапласа (49) используем контур, изображенный на рис. 4 [3, 5]. Внутри данного контура соотношения (46), (48) являются аналитическими функциями комплексной переменной  $\omega$ . Можно показать, что интегралы по дугам бесконечно большого и бесконечно малого радиусов равны нулю. Таким образом, интеграл по прямой  $L$  в формуле (49) равен сумме интегралов по берегам разреза  $L_1$  и  $L_2$ .

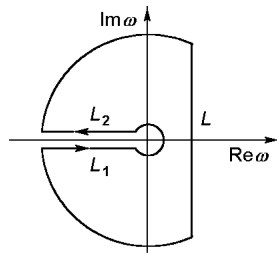


Рис. 4. Контур в комплексной плоскости  $\omega$ , используемый при вычислении обратного преобразования Лапласа (49)

Выполнив обратное преобразование выражения (46), получим следующее соотношение для концентрации КЛ в пространственной области  $\rho < \rho_1$

$$N(\rho, \tau) = \frac{3(1-\gamma^2)}{2\pi^2 r_0^3 \rho \lambda_1 \tau} \int_0^\infty d\eta \eta^3 \exp(-\eta^2) \frac{\sin \rho \eta \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}}}{X(\eta, \tau)}, \quad (50)$$

где

$$X(\eta, \tau) = 2\beta^2 \tau \left( 1 - \cos 2\rho_1 \eta \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right) - 2\beta(\gamma - 1) \eta \sqrt{\tau} \sin 2\rho_1 \eta \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} + \eta^2 \left( 1 + \gamma^2 - 2\gamma \cos 2\rho_1 \eta \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right). \quad (51)$$

Из формулы для образа Лапласа (48) следует выражение для концентрации КЛ во внешней области:

$$N(\rho, \tau) = \frac{3(1-\gamma)}{2\pi^2 r_0^3 \rho \lambda_1 \tau} \int_0^\infty d\eta \eta^2 \exp(-\eta^2) \frac{Y(\eta, \tau)}{X(\eta, \tau)}, \quad (52)$$

где

$$\begin{aligned} Y(\eta, \tau) = & \beta \sqrt{\tau} \left\{ \cos \left[ \eta(\rho - \rho_1) \sqrt{\frac{3}{\lambda \tau}} - \eta \rho_1 \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right] - \right. \\ & \left. - \cos \left[ \eta(\rho - \rho_1) \sqrt{\frac{3}{\lambda \tau}} + \eta \rho_1 \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right] \right\} + \eta \left\{ \sin \left[ \eta(\rho - \rho_1) \sqrt{\frac{3}{\lambda \tau}} + \eta \rho_1 \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right] - \right. \\ & \left. - \gamma \sin \left[ \eta(\rho - \rho_1) \sqrt{\frac{3}{\lambda \tau}} - \eta \rho_1 \sqrt{\frac{3}{\lambda_1 \tau}} \right] \right\}. \quad (53) \end{aligned}$$

Соотношения (50)–(53) описывают вероятность обнаружить в точке  $\rho$  в момент времени  $\tau$  частицу, испущенную мгновенным источником, если транспортный пробег КЛ задан формулой (33). Отметим, что при переходе к однородной среде ( $\lambda = \lambda_1$ ) выражения (50) и (52) совпадают и приводят к формуле (6), описывающей решение диффузионного уравнения (3) в случае единичного источника ( $S = 1$ ). Чтобы получить относительную концентрацию КЛ, равную отношению числа частиц данной энергии, пришедших от локального источника, к фоновой концентрации галактических КЛ  $N_g$  (2), необходимо умножить выражение для вероятности (50) или (52) на  $W$ . Величина  $W$  пропорциональна полной энергии частиц  $E_0$ , ускоренных локальным источником ( $W = 3 \cdot 10^6$  пк<sup>3</sup>, если  $E_0 = 10^{43}$  Дж).

Пространственная зависимость относительной концентрации КЛ в момент времени  $t = 3 \cdot 10^5$  лет приведена на рис. 5, а. Граница раздела двух сред с транспортными пробегами  $\Lambda = 0.2$  пк и  $\Lambda_1 = 0.002$  пк выбрана на расстоянии  $r_1 = 20$  пк от мгновенного источника частиц, причем полная энергия ускоренных частиц  $E_0 = 10^{43}$  Дж. Кривая 1 соответствует распространению КЛ в неоднородной среде с различными коэффициентами диффузии частиц во внешней и внутренней областях, а 2 — диффузии КЛ в однородной среде с  $\Lambda = 0.2$  пк. Видно, что в случае слоистой среды пространственное распределение частиц существенно неоднородно. Частицы эффективно удерживаются во внутренней области вследствие того, что при  $r < r_1$  имеет место более интенсивное рассеяние КЛ ( $\Lambda_1 \ll \Lambda$ ). При выбранных значениях параметров концентрация КЛ в центральной области на

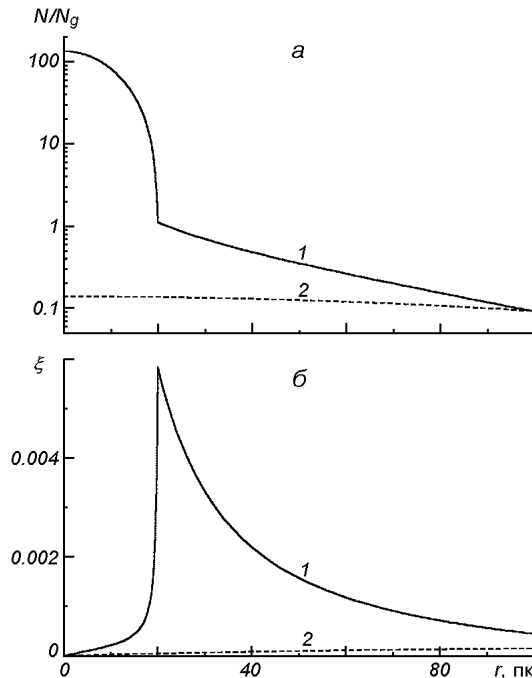


Рис. 5. Зависимость относительной концентрации частиц (а), а также анизотропии космических лучей (б) от расстояния  $r$  до локального источника. Кривая 1 — для неоднородной среды, 2 — для однородной

два порядка превосходит концентрацию частиц на границе раздела сред. Видно, что в неоднородной среде градиент концентрации КЛ значительно больше, чем в однородной. Самые большие значения потока частиц (8), который пропорционален градиенту концентрации КЛ, будут иметь место вблизи раздела сред с отличными рассеивательными свойствами (когда координата  $r$  близка к  $r_1$ ).

Анизотропия углового распределения КЛ пропорциональна величине потока частиц. Следовательно, в слоистой среде анизотропия будет иметь максимум на границе раздела. Для величины анизотропии КЛ (8), (9) можно получить следующее соотношение:

$$\xi = -\frac{\Lambda_2}{N} \frac{\partial N}{\partial r} \frac{N/N_g}{1 + N/N_g}. \quad (54)$$

В рассматриваемом случае транспортный пробег частиц определен соотношением (33), а градиент концентрации частиц можно вычислить из соотношений (50)—(53).

Пространственная зависимость анизотропии КЛ (54) через  $3 \cdot 10^5$  лет после инъекции приведена на рис. 5, б. Пунктирная кривая соответствует анизотропии КЛ в однородной среде ( $\Lambda = 0.2$  пк), а сплошная — величине  $\xi$  для слоистой среды. При расчете анизотропии использованы такие же значения параметров, как при вычислении концентрации КЛ (рис. 5, а). Видно, что в точке  $r = r_1$  имеет место резкий максимум величины  $\xi$ , причем в случае неоднородной среды величина анизотропии КЛ существенно превышает значения  $\xi$ , характерные для однородной среды. Отметим, что при выбранных значениях параметров величина анизотропии КЛ, вычисленная в момент времени  $t = 3 \cdot 10^5$  лет, соответствует наблюдаемому значению ( $\xi = 0.001$ ) на расстоянии 60—70 пк от локального источника частиц (рис. 5, б). Таким образом, наблюдаемая анизотропия галактических КЛ может быть обусловлена остатком Сверхновой довольно значительного возраста (например,  $3 \cdot 10^5$  лет, как в случае пульсара Geminga), если он расположен на расстоянии менее ста парсек от гелиосферы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении распространения КЛ в приближении изотропной диффузии оказывается, что наблюдаемое значение анизотропии галактических КЛ с энергиями  $10^{11}$ — $10^{14}$  эВ может быть обусловлено локальным источником частиц, удаленным от Солнечной системы на расстояние 100—150 пк, если его возраст равен  $10^4$ — $10^5$  лет. Слабую энергетическую зависимость анизотропии удастся объяснить, рассматривая диффузию КЛ от сферического источника, радиус которого увеличивается со временем по заданному закону. Учитывая анизотропный характер диффузии КЛ, можно показать, что расстояние до остатка Сверхновой (вызывающего анизотропию углового распределения релятивистских частиц) и его возраст увеличиваются, если регулярное магнитное поле составляет малый угол с направлением на локальный источник КЛ. Так, например, расстояние до остатка Сверхновой, поток частиц от которого обуславливает наблюдаемое значение анизотропии КЛ, может достигать величины порядка 400 пк, если угол между направлением на источник и средним магнитным полем не превышает  $10^\circ$ . При распространении КЛ в неоднородной среде предельный возраст возможного источника ускоренных частиц также увеличивается. Так, возраст остатка Сверхновой, находящейся на расстоянии порядка 100 пк от Солнца, может составлять несколько десятков сотен лет, если пространственная область вблизи источника характеризуется интенсивным рассеянием частиц.



Автор выражает глубокую благодарность Б. И. Гнатику за полезные дискуссии.

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. *Астрофизика космических лучей*. — М.: Наука, 1984.—360 с.
2. Гхош А., Дорман Л. И., Птускин В. С. Локальные условия распространения космических лучей в Галактике // *Письма в Астрон. журн.*—1984.—10, № 11.—С. 827—832.
3. Диткин В. А., Прудников А. П. *Интегральные преобразования и операционное исчисление*. — М.: Наука, 1974.—544 с.
4. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. *Солнечные космические лучи*. — М.: Наука, 1968.—468 с.
5. Карслоу Г., Егер Д. *Теплопроводность твердых тел*. — М.: Наука, 1964.—488 с.
6. Крымский Г. Ф., Петухов С. И. Ускорение частиц регулярным механизмом в присутствии сферической ударной волны // *Письма в Астрон. журн.*—1980.—6, № 4.—С. 227—231.
7. Лозинская Т. А. *Сверхновые звезды и звездный ветер: Взаимодействие с газом Галактики*. — М.: Наука, 1986.—304 с.
8. Прищеп В. Л., Птускин В. С. Об ускорении быстрых частиц на фронте сферической ударной волны // *Астрон. журн.*—1981.—58, № 4.—С. 779—789.
9. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. *Интегралы и ряды*. — М.: Наука, 1981.—800 с.
10. Седов С. И. *Методы подобия и размерности в механике*. — М.: Наука, 1976.—440 с.
11. Топтыгин И. Н. *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*. — М.: Наука, 1983.—302 с.
12. Шкловский И. С. *Сверхновые звезды*. — М.: Наука, 1976.—440 с.
13. Aglietta M., Alessandro B., Antonioli P., et al. A measurement of the solar and sidereal cosmic-ray anisotropy at  $E_0 \sim 10^{14}$  eV // *Astrophys. J.*—1996.—470, N 1.—P. 501—505.
14. Aharonian F. A., Atoyan A. M., Volk H. J. High energy electrons and positrons in cosmic rays as an indicator of the existence of a nearby cosmic bevatron // *Astron. and Astrophys.*—1995.—294, N 3.—P. L41—L44.
15. Alexeev V. V., Andreev Yu. M., Chudakov A. E., et al. An analysis of the large-scale anisotropy of cosmic rays in the Baksan gamma-ray astronomy experiment // *Proc. 23-rd Intern. Cosmic Ray Conf.* — Calgary, 1993.—Vol. 1.—P. 483—486.
16. Amenomori M., Ayabe S., Cui S. W., et al. Large-scale sidereal anisotropy of galactic cosmic-ray intensity observed by the Tibet air shower array // *Astrophys. J.*—2005.—626, N 1.—P. L29—L32.
17. Andreev Yu. M., Chudakov A. E., Kozyarivsky V. A., et al. Cosmic ray sidereal anisotropy observed by Baksan underground scintillation telescope // *Proc. 20-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Moscow, 1987.—Vol. 2.—P. 22—25.
18. Bignami G. F., Caraveo P. A., Lamb R. C. An identification for «Geminga» (2CG195+04) 1E0630+178: A unique object in the error box of the high-energy gamma-ray source // *Astrophys. J.*—1983.—272, N 1.—P. L9—L13.
19. Caraveo P. A., Bignami G. F., Mignani R., Taff L. G. Parallax observations with the Hubble space telescope yield the distance to Geminga // *Astrophys. J.*—1996.—461, N 2.—P. L91—L94.
20. Chevalier R. A. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with the external medium // *Astrophys. J.*—1982.—258, N 2.—P. 790—797.
21. Chevalier R. A., Liang E. P. The interaction of supernovae with circumstellar bubbles // *Astrophys. J.*—1989.—344, N 1.—P. 332—340.
22. Culter D. J., Bergeson H. E., Davis J. F., Groom D. E. Measurement of the cosmic-ray sidereal anisotropy near 1500 GV // *Astrophys. J.*—1981.—248, N 1.—P. 1166—1178.
23. Culter D. J., Groom D. E. Mayflower Mine 1500 GV detector: cosmic-ray anisotropy and search for Cygnus X-3 // *Astrophys. J.*—1991.—376, N 3.—P. 322—334.
24. Davelaar J., Bleeker A. M., Deerenberg A. J. M. X-ray characteristics of Loop I and the local interstellar medium // *Astron. and Astrophys.*—1980.—92, N 3.—P. 231—237.
25. Dorman L. I., Katz M. E., Stehlik M. Cosmic ray kinetics in a strong large-scale magnetic field: A transverse diffusion // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*—1990.—41, N 5.—P. 312—324.
26. Drury L. O'C. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas // *Rep. Progress Phys.*—1983.—46, N 8.—P. 973—1027.
27. Egger R. J., Aschenbach B. Interaction of the Loop I supershell with the local hot bubble // *Astron. and Astrophys.*—1995.—294, N 2.—P. L25—L28.
28. Erlykin A. D., Wolfendale A. W. Cosmic rays from SNR, II: Anisotropies // *Proc. 27-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Hamburg, 2001.—Vol. 5.—P. 1810—1811.
29. Erlykin A. D., Wolfendale A. W. The visibility of shell-type supernova remnants in gamma rays // *J. Phys. G.*—2003.—29, N 4.—P. 641—664.

30. *Erlykin A. D., Wolfendale A. W.* High-energy cosmic gamma rays from the «single Source» // *J. Phys. G.*—2003.—**29**, N 4.—P. 709—718.
31. *Higdon J. C., Lingenfelter R. E.* The myriad-source model of cosmic rays // *Astrophys. J.*—2003.—**582**, N 1.—P. 330—341.
32. *Hnatyk B., Petruk O.* Evolution of supernova remnants in the interstellar medium with a large-scale density gradient // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**344**, N 1.—P. 295—309.
33. *Johnson P. A.* Cosmic-rays from the Geminga supernova? // *Proc. 23-rd Intern. Cosmic Ray Conf.* — Calgary, 1993.—Vol. 2.—P. 362—365.
34. *Johnson P. A.* Contribution to the local cosmic-ray flux from the Geminga supernova // *Astropart. Phys.*—1994.—**2**, N 3.—P. 257—260.
35. *Johnson P. A., Dawson J. P.* On the cosmic-ray flux inside the Geminga supernova remnant // *Proc. 24-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Rome, 1995.—Vol. 3.—P. 376—379.
36. *Jones F. C., Ellison D. C.* The plasma physics of shock acceleration // *Space Sci. Rev.*—1991.—**58**, N 3.—P. 259—346.
37. *Lagage P. O., Cesarsky C. J.* The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks // *Astron. and Astrophys.*—1983.—**125**, N 2.—P. 249—257.
38. *Lee Y. W., Ng L. K.* Observation of cosmic-ray intensity variation using an underground telescope // *Proc. 20-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Moscow, 1987.—Vol. 2.—P. 18—21.
39. *Nishimura J., Kobayashi T., Komori Y., Tateyama N.* Astrophysical significance of the confinement time of primary electrons in the Galaxy // *Proc. 24-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Rome, 1995.—Vol. 3.—P. 29—32.
40. *Perko J. S.* Solar modulation of galactic antiprotons // *Astron. and Astrophys.*—1987.—**184**, N 1.—P. 119—121.
41. *Ptuskin V. S., Volk H. J., Zirakashvili V. N., Breitschwerdt D.* Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**321**, N 2.—P. 434—443.
42. *Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N.* Limits on diffusive shock acceleration in supernova remnants in the presence of cosmic-ray streaming instability and wave dissipation // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**403**, N 1.—P. 1—10.
43. *Ramanamurthy P. V., Bertsch D. L., Fichtel C. E., et al.* A long-term study of high-energy gamma-ray emission from the Vela, Geminga and Crab pulsars // *Astrophys. J.*—1995.—**450**, N 2.—P. 791—804.
44. *Sonett C. P., McHargue L., Damon P. E.* Is Geminga the source of the Pleistocene Beryllium-10 spikes? // *Proc. 25-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Durban, 1997.—Vol. 4.—P. 441—444.
45. *Thorsett R. A., Benjamin R. A., Briskin W. F., et al.* Pulsar B0656+14, the Monogem Ring, and the origin of the «knee» in the primary cosmic-ray spectrum // *Astrophys. J.*—2003.—**592**, N 2.—P. L71—L73.
46. *Toptygin I. N.* Acceleration of particles by shocks in a cosmic plasma // *Space Sci. Rev.*—1980.—**26**, N 1.—P. 157—213.
47. *Truelove J. K., McKee C. F.* Evolution of nonradiative supernova remnants // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1999.—**120**, N 2.—P. 299—326.

Поступила в редакцию 15.11.05