

УДК 523.165

Ю. Л. Колесник, Б. А. Шахов

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
kolesnyk@mao.kiev.ua

О влиянии короны на распределение галактических космических лучей при отсутствии их взаимодействия с межзвездной средой

Рассматриваются две задачи стационарной модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) в закрытой модели гелиосферы. При этом гелиосфера рассматривается как сферически-симметричная среда, которая ограничена гелиопаузой, а ГКЛ распространяются от нее до сферически-симметричной относительно Солнца области (короны). Рассеяние ГКЛ в области вне короны характеризуется постоянным коэффициентом диффузии. Скорость солнечного ветра также не изменяется в этой области. В первой задаче этой работы ГКЛ вследствие взаимодействия с веществом короны поглощаются на границе короны. Во второй ГКЛ упруго рассеиваются на магнитных полях короны. В результате решения этих задач показано, что влияние короны на модуляцию ГКЛ проявляется только в ограниченной области окрестности Солнца.

ПРО ВПЛИВ КРОНИ НА РОЗПОДІЛ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ ПРИ ВІДСУТНОСТІ ЇХНЬОЇ ВЗАЄМОДІЇ З МІЖЗОРЯНИМ СЕРЕДОВИЩЕМ, Колесник Ю. Л., Шахов Б. О. — Розглядаються дві задачі стаціонарної модуляції галактичних космічних променів (ГКП) у закритій моделі геліосфери. При цьому геліосфера розглядається як сферично-симетричне середовище, обмежене геліопаузою, а ГКП поширюються від неї до сферично-симетричної відносно Сонця області (корони). Розсіювання ГКП в області поза короною характеризується постійним коефіцієнтом дифузії. Швидкість сонячного вітру також не змінюється в цій області. У першій задачі цієї роботи ГКП внаслідок взаємодії з речовиною корони поглинаються на межі корони. У другій ГКП пружно розсіюються на магнітних

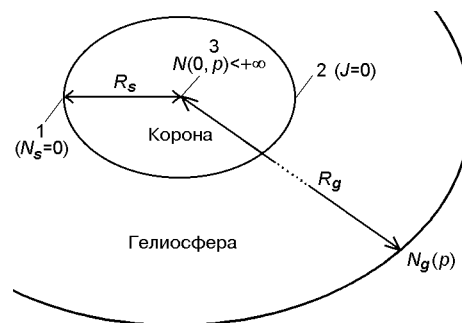
полях короны. У результате розв'язування цих задач показано, що вплив корони на модуляцію ГКЛ проявляється тільки в обмеженій області околиці Сонця.

ON CORONAL INFLUENCE FOR GCR DISTRIBUTION IN THE ABSENCE OF ITS INTERACTION WITH THE INTERSTELLAR MEDIUM, by Kolesnyk Yu. L., Shakhov B. A. — Two problems of stationary galactic cosmic ray (GCR) modulation in closed heliospheric model are considered. In so doing the heliosphere is seen as a spherically-symmetrical medium restricted by heliopause and the GCR are considered as propagating from it to a region which is spherically-symmetrical with respect to the Sun (corona). The GCR scattering beyond coronal region is characterized by the constant diffusion coefficient. The solar wind velocity does not change in this region also. In the first problem of the paper, the GCR are absorbed on the corona border due to the interaction with coronal substance. In the second problem, the GCR are elastically scattered by the corona magnetic fields. It is shown that coronal influence on the GCR modulation manifests itself only in some restricted region near the Sun.

Ставшая уже классической теория модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) тем не менее вызывает интерес при решении некоторых задач. Среди них: а) задача распространения ГКЛ в эпоху молодого Солнца, когда параметры гелиосферы были существенно иными как по величине и характеру функциональной зависимости коэффициента диффузии ГКЛ, так и по скорости солнечного ветра от расстояния до Солнца [6]; б) задача распределения ГКЛ с учетом влияния скоростных потоков от корональных дыр; в) проблема сложной структуры гелиосферы.

Рассмотрим две задачи модуляции галактических космических лучей в закрытой модели гелиосферы, ограниченной гелиопаузой, на границе которой задается стационарный спектр ГКЛ $N_g(p)$. В обеих задачах ГКЛ распространяются до границы короны r_s с постоянными коэффициентом диффузии и скоростью солнечного ветра u (рис. 1). Но в первой ГКЛ вследствие взаимодействия с веществом короны Солнца поглощаются на границе короны (например, в результате

Рис. 1. К постановке задач распространения ГКЛ в закрытой области гелиосферы при постоянных значениях скорости солнечного ветра и коэффициента диффузии: задача 1 — учитывается область короны, от границы которой ГКЛ начинают взаимодействовать с плазмой короны; задача 2 — учитывается область короны, от границы которой ГКЛ упруго отталкиваются; задача 3 — не учитывается область короны, при этом количество частиц возле Солнца ограничено



больших энергетических потерь), т. е. в области короны ГКЛ отсутствуют. А во второй ГКЛ упруго рассеиваются на магнитных полях короны (модель магнитного зеркала на границе короны), что означает, что поток ГКЛ на границе короны r_s равен нулю.

Таким образом, для первой и второй задачи мы считаем, что в диапазоне от нуля до r_s ГКЛ нет. На границе модуляции ГКЛ — в гелиосфере (r_g) — концентрация ГКЛ N_g в обоих случаях задается в виде степенного спектра по полной энергии частицы [12]: $N_g(E) \propto E^{-1}$. Если вместо E использовать импульс p частицы, то N_g можно будет задать в следующем виде [4]:

$$N_g(p) = \frac{P}{m_0 c} \frac{1}{1 + \frac{P^2}{m_0^2 c^2}}, \quad (1)$$

где p — импульс частицы, m_0 — масса покоя частицы, c — скорость света в вакууме, γ — спектральный индекс. В нашей работе мы используем значение $\gamma = 2.7$ [8].

Как известно, основным уравнением теории модуляции ГКЛ солнечным ветром является конвекционно-диффузионное уравнение. Мы воспользуемся этим уравнением для стационарного сферически-симметричного случая в форме Долгинова и Топтыгина [3, 5, 11]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dN}{dr} \right) - \frac{N}{r} - u \frac{dN}{dr} - \frac{2u}{3r} p \frac{dN}{dp} = 0, \quad (2)$$

где $N(r, p)$ — фазовая плотность ГКЛ, r — расстояние от Солнца до частицы, $\kappa(r, p)$ — коэффициент диффузии ГКЛ в солнечном ветре, u — скорость солнечного ветра.

Решение (2) при постоянных u и $\kappa(r, p)$ имеет хорошо известный вид [3, 5]:

$$N_1(x, p) = A_1(p) F(2p/3, 2; x) + A_2(p) G(2p/3, 2; x).$$

Здесь $F(a, b; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция или первое линейно независимое решение вырожденного гипергеометрического уравнения (2), $G(a, b; x)$ — пси-функция или второе линейно независимое решение вырожденного гипергеометрического уравнения (2), $x = ur/\kappa$ — так называемый параметр модуляции ГКЛ. Коэффициенты $A_1(p)$ и $A_2(p)$ определяются граничными условиями соответствующей задачи.

1. Математически первая задача имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_1(x, p) &= A_1(p) F(2p/3, 2; x) + A_2(p) G(2p/3, 2; x), \\ N_1(x_g, p) &= N_g(p), \\ N_1(x_s, p) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $x_g = ur_g/\kappa$, $x_s = ur_s/\kappa = x_g r_s/r_g$.

Если применить преобразования Меллина [1, 2]:

$$\hat{N}(x,s) = N(x, s^{-1}d)$$

к каждому уравнению системы (3), то можно получить

$$\begin{aligned} N_1(x,s) &= A_1(s) F(2s/3,2;x) - A_2(s) (2s/3,2;x), \\ N_1(x_g,s) &= N_g(s), \\ N_1(x_s,s) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$N_g(s) = \frac{1}{2} \frac{\frac{s}{2} - 1}{\frac{s}{2}} \frac{1}{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Если использовать второе и третье граничное условие системы (4), то эта система примет следующий вид:

$$\begin{aligned} A_1(s) F(2s/3,2;x_g) - A_2(s) (2s/3,2;x_g) - N_g(s), \\ A_1(s) F(2s/3,2;x_s) - A_2(s) (2s/3,2;x_s) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

Решая эту систему уравнений с помощью метода Крамера, получим

$$\hat{N}_1(x,s) = \frac{N_g(s)}{\Delta} [F(2s/3,2;x) (2s/3,2;x_s) - (2s/3,2;x) F(2s/3,2;x_s)],$$

где $\Delta = F(2s/3,2;x_g) (2s/3,2;x_s) - F(2s/3,2;x_s) (2s/3,2;x_g)$ является определителем матрицы системы уравнений (6).

2. Рассмотрим вторую задачу, где поток ГКЛ на границе r_s короны отсутствует. Математически эта задача имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_2(x,p) &= B_1(p) F(2p/3,2;x) - B_2(p) (2p/3,2;x), \\ N_2(x_g,p) &= N_g(p), \\ j_2(x_s,p) &= 0, \\ N_2(x_s,p) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь поток j_2 определяется как $j_2 = \frac{N}{r} \frac{u}{3} \frac{N}{m_0 c}$, а $\frac{p}{m_0 c}$ — нормированный импульс.

После применения преобразования Меллина систему (7) можно переписать в таком виде:

$$\begin{aligned} B_1(s) F(2s/3,2;x_g) - B_2(s) (2s/3,2;x_g) - N_g(s), \\ B_1(s) [F(2s/3,2;x_s) - F(2s/3,2;x_s)] \\ B_2(s) [(2s/3,2;x_s) - (2s/3,2;x_s)] = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь были использованы свойства вырожденной гипергеометрической функции:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} F(a, b, x) &= \frac{a}{b} F(a-1, b-1, x), \\ \frac{d}{dx} (a, b, x) &= a (a-1, b-1, x). \end{aligned} \quad (9)$$

Решая систему уравнений (8), получим

$$\hat{N}_2(x, p) = \frac{N_g(s)}{2} F(2s/3, 2; x) T - (2s/3, 2; x) K, \quad (10)$$

где Δ_2 является определителем матрицы системы уравнений (8):

$$\Delta_2 = T F(2s/3, 2; x_g) - K (2s/3, 2; x_g), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} T &= (2s/3, 2; x_s) - 2 (2s/3 - 1, 3; x_s), \\ K &= F(2s/3, 2; x_s) - F(2s/3 - 1, 3; x_s). \end{aligned}$$

Теперь используем обратное преобразование Меллина:

$$N(x, p) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{N}(x, s) ds. \quad (12)$$

Условие сходимости интеграла плотности энергии

$$\int_0^{\infty} p^2 EN(p) dp$$

накладывает на параметр s такие ограничения [5]:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(s) &> 3 \quad \text{для} \quad \mu = 1, \\ \operatorname{Re}(s) &> 4 \quad \text{для} \quad \mu = 1. \end{aligned} \quad (13)$$

Как детально показано в работе [5], при взятии интеграла (12) для $\mu > 1$ нужно учесть полюса в точках $s = -2 + 2n$, а при $\mu < 1$ — полюса в точках $s = 2m + 1$. Эти полюса возникают в результате $N_g(s)$. В нашем же случае необходимо учесть еще и полюса в точках при $\mu_1 = 0$ для первой задачи и $\mu_2 = 0$ для второй.

Как видно из рис. 2, для $\mu_1 = 0$ и $\mu_2 = 0$ полюса существуют только в отрицательной области. А это означает, что для высоких энергий ($\mu > 1$) мы будем учитывать полюса в точках $s = -2 + 2n$. Так, для ближайшего левого полюса ($s = -2$) выполняется условие (13), а значит, оно выполняется для остальных полюсов этого энергетического диапазона. Поскольку в (12) есть множитель e^{-s} , то для очень больших энергий ($\mu \gg 1$) достаточно ограничиться членом с нулевым номером ($n = 0$) ряда.

Так, для первой задачи получим

$$N_1(x, \mu = 1) = \frac{1}{\Gamma(s-2)} F(2(s-2)/3, 2; x) - (2(s-2)/3, 2; x_s)$$

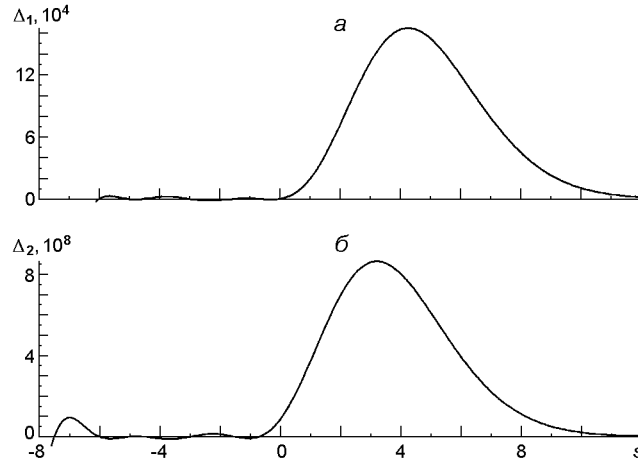


Рис. 2. Значения определителей Δ_1 и Δ_2 . Полюса (абсциссы точек пересечения кривых с горизонтальной осью) равны: $s = \dots 6, 5.033, 4.5, 3, 1.5, 0.7, 0$ и $s = \dots 7.5, 4.5, 3, 1.5, 3, 1.5, 0.7$ соответственно

$$(2(2)/3,2;x) F(2(2)/3,2;x_s) \quad (2), \quad (14)$$

а для второй —

$$N_2(x, 1) = \frac{1}{2(s-2)} [F(2/3,2;x) T(2/3,2;x) K] \quad (2). \quad (15)$$

Для низких энергий ($\epsilon < 1$) необходимо учесть не только полюса в точках, которые порождены $N_g(s)(s - 2m - 1)$, но и полюса при $\epsilon_1 = 0$ и $\epsilon_2 = 0$, которые расположены в отрицательной области (рис. 2). Для ближайшего правого полюса ($s = 1$) выполняется условие (13), а значит, оно выполняется для остальных полюсов диапазона $\epsilon < 1$. Так как значения всех полюсов, расположенных левее единицы, отрицательны, то для очень низких энергий ($\epsilon \ll 1$) величина s в (12) будет стремиться к нулю. А значит, в этом случае достаточно ограничиться членом с нулевым номером ($m = 0$) ряда, т. е. при $s = 1$.

В результате для первой задачи мы получим

$$N_1(x, 1) = \frac{1}{1(s-1)} F(2/3,2;x) (2/3,2;x_s) \quad (2/3,2;x) F(2/3,2;x_s) \quad (1). \quad (16)$$

Соответственно для второй задачи —

$$N_2(x, 1) = \frac{1}{2(s-1)} [F(2/3,2;x) T(2/3,2;x) K] \quad (1). \quad (17)$$

3. Теперь сравним полученные решения (14)—(17) с классической задачей, которая описывает модуляцию ГКЛ в гелиосфере при отсутствии области короны (рис. 1, третья задача). Решение этой задачи было получено в работе [5] при условии, что ГКЛ распространяются по всей области гелиосферы с постоянным коэффициентом диффузии и

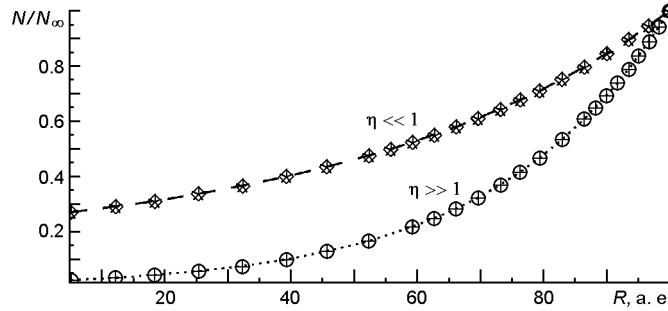


Рис. 3. Распределения концентраций НГКЛ, нормированных на концентрацию N на границе гелиосферы, полученных в результате решения задач модуляции, учитывающих влияние конечных размеров Солнца и классической задачи модуляции. Для частиц высоких энергий ($p/m_0c \gg 1$): пунктир — задача 1, кружки — задача 2, крестики — задача 3; для частиц низких энергий ($p/m_0c \ll 1$): штриховая линия — задача 1, ромбики — задача 2, звездочки — задача 3

при этом возле Солнца их количество ограничено: $N(0, p)$. Так, для высоких и низких энергий это решение имеет вид

$$N_3(x, 1) = \frac{F(2/3, 2; x)}{F(2/3, 2; x_g)} \quad (1),$$

$$N_3(x, 1) = \frac{F(2(2)/3, 2; x)}{F(2(2)/3, 2; x_g)} \quad (2).$$

При построении зависимостей (16)—(18) заданы следующие средние параметры гелиосферы [7]: $r_g = 100$ а. е., $r_s = 0.0051$ а. е., $u = 400$ км/с, $v = 2 \cdot 10^{18} m^2/c$. Энергия заряженных частиц при параметре $\gg 1$ составляет 9.5 ГэВ (≈ 10) и выше, а при параметре $\ll 1$ — ниже 943 МэВ (≈ 0.1).

На рис. 3 приведены распределения ГКЛ в гелиосфере от короны до границы гелиосферы. Видно, что для всех трех задач эти распределения идентичны как для частиц высоких энергий, так и для частиц низких энергий. Таким образом, можно сделать вывод, что корона при постоянных параметрах солнечного ветра никак не влияет на модуляцию ГКЛ в области вне ее зоны. В работе [6] показано, что в эпоху «молодого» Солнца его динамо было существенно иным, чем сейчас. А как известно [10], любое изменение солнечного динамо вызывает изменение межпланетного магнитного поля и, как следствие, может измениться размер самой короны. И тогда влияние короны могло быть существенным.

1. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. — М.: Наука, 1979.—832 с.
2. Диткин В. А., Прудников А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. — М.: Наука, 1974.—542 с.
3. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со случайными неоднородностями // Журн. эксперим. и теор. физ.— 1966.— 51.—С. 1771—1783.

4. Дорман Л. И., Кац М. Е., Шахов Б. А. О связи между различными формами уравнения диффузии космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация.—1976.—**16**, № 5.—С. 919—920.
5. Шахов Б. А., Колесник Ю. Л. Распространение галактических космических лучей в гелиосфере в зависимости от рассеивательных свойств турбулентного межпланетного магнитного поля // Кинематика и физика небес. тел.—2008.—**24**, № 6.—С. 426—440.
6. Arlt R., Weiss N. Solar activity in the past and the chaotic behavior of the dynamo // arXiv:1406.7628, Submitted on 30 Jun 2014.
7. Bobik P., Boella G., Boschini M. J., et al. Systematic investigation of solar modulation of galactic protons for solar cycle 23 using a Monte Carlo approach with particle drift effects and latitudinal dependence // Astrophys. J.—2012.—**745**.—P. 132.
8. Boezio G. M., Carlson P., Francke T., et al. The cosmic ray proton and helium spectra between 0.4 GV and 200 GV // Astrophys. J.—1999.—**518**.—P. 457—472.
9. Kolesnik Yu. L., Shakhov B. A. Effect of the heliosheath and standing termination shock on galactic cosmic ray propagation in a stationary heliosphere model // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—2012.—**28**, N 6.—P. 261—269.
10. Pipin V. V. The Gleissberg cycle by a nonlinear dynamo // Astron. and Astrophys.—1999.—**346**, N 2.—P. 95—302.
11. Schlickeiser R. Cosmic ray astrophysics. — Berlin — Heidelberg: Springer-Verlag, 2002.—519 p.
12. Urch I. H., Gleeson L. J. Galactic cosmic ray modulation from 1965—1970 // Astrophys. and Space Sci.—1972.—N 17.—P. 426—446.

Статья поступила в редакцию 06.05.14