

УДК 530.12, 530.145, 531.51

РАСЧЁТ ЭФФЕКТА КОМПТОНА – ГЕТТИНГА ДЛЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В НЕИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЁТА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ

Гришкан Ю.С.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, e-mail: ugrish@yandex.ru

Рассчитана степень анизотропии галактических космических лучей (эффект Комптона – Геттинга) с помощью релятивистских кинетических уравнений СТО и с помощью кинетических уравнений Общей Теории Относительности (ОТО). Второй вариант эквивалентен расчётам во вращающейся неинерциальной системе отсчёта. Показано, что оба результата совпадают друг с другом.

Ключевые слова: галактические космические лучи, анизотропия потока, кинетические уравнения, специальная теория относительности (СТО), искривленное пространство – время, общая теория относительности (ОТО)

CALCULATION A KOMPTON – GETTING EFFECT FOR GALAXY COSMIC RAYS IN NONINERTIAL ROTATING FRAME

Grishkan Y.S.

Southern Federal University, Rostov-on-Don, e-mail: ugrish@yandex.ru

A degree of galactic cosmic rays anisotropy is calculated by two different ways. The first is a calculation by using STR relativistic kinetic equations. Second way is a calculation by using the GTR kinetic equations. Second way is equivalent to calculations in a rotating non inertial reference frame. It is shown that the calculation results coincide.

Keywords: galaxy cosmic rays, flow anisotropy, kinetic equations, spetal theory of relativity (STR), curved space-time, general theory of relativity (GTR)

Одной из характерных черт космического первичного излучения является почти полная изотропия его распределения по небесной сфере.

Степень анизотропии не превышает нескольких процентов и зависит от направления. Наблюдаемую анизотропию обычно выражают, как вариацию потока j . Степень анизотропии характеризуется величиной

$$\delta = \frac{j_{\max} - j_{\min}}{2\langle j \rangle} \quad (1)$$

где j_{\max} , j_{\min} , $\langle j \rangle$ – максимальная, минимальная и средняя интенсивности потока космических лучей.

В области энергий $E < 10$ ГэВ коэффициент анизотропии мал – $\delta < 10^{-3}$. При высоких энергиях эта ситуация меняется радикально и зависит от множества дополнительных факторов. Эксперимент показывает, что направление движения частиц концентрируется вблизи галактической плоскости. Частицы небольших энергий приходят из внутренней части Галактики, а больших энергий – из обеих частей. Существуют направления (кластер галактик Вирго), вдоль которых эти частицы концентрируются так, что коэффициент анизотропии растёт вплоть до значений $\delta < \sim 1$. При регистрации анизотропии, являющейся важнейшей характеристикой потока космических лучей, используются все виды

детекторов. Используемые детекторы базируются как на сцинтилляционных датчиках космического излучения, так и на черенковских. То есть, часто используются фотографии космической сферы в нейтринном свете и данные больших современных установок типа Суперкамиоканде.

Данные экспериментов по суточным вариациям космических лучей на Баксанском Подземном Сцинтилляционном Телескопе [1] приведены на рис. 1. Карта потока космических лучей по данным установки Суперкамиоканде приведена на рис. 2.

Эффект анизотропии, возникающий при движении Солнечной системы относительно галактических космических лучей называется эффектом Комптона – Геттинга (КГ) по имени его первооткрывателей [2], [3]. Пусть дифференциальный спектр первичных частиц представлен степенным законом, зависящим только от энергии E :

$$n(E) \sim E^{-n}, \quad (2)$$

p^α – импульс релятивистских частиц, r^α – их координаты в собственной системе отсчета. Тогда для достаточно разреженных бесстолкновительных потоков в отсутствие внешних полей, кинетическое уравнение в (rp) пространстве будет иметь вид, аналогичный [4], [5]:

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{p})}{dt} = 0 \quad (3)$$

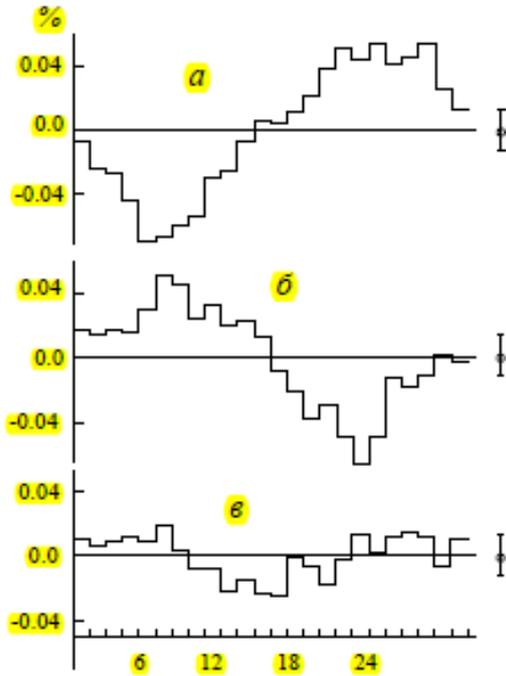


Рис. 1. Суточная анизотропия космических лучей по данным БПСТ

Дифференциальный поток $j(E)$ и плотность частиц $n(E)$ можно связать с функцией распределения следующим образом. Величина $j(\vec{p})dpd\Omega$ есть число частиц в интервале $(p, p + dp)$ внутри элемента телесного угла $d\Omega$. Эти частицы за время dt пересекают поверхность dS , расположенную перпендикулярно \vec{p} . Элемент объема в (\vec{r}, \vec{p}) пространстве равен $d^3rd^3p = vdt dSp^2 dpd\Omega$. Полное количество зарегистрированных под всеми углами частиц является инвариантом и фигурирует в обеих частях нижеупомянутого равенства:

$$f(\vec{r}, \vec{p})vdt dSp^2 dpd\Omega = j(p)dpd\Omega dSdt \quad (4)$$

где $v \approx c$ – скорость регистрируемых частиц.

С учетом связи между полной энергией и импульсом частиц (9) получаем связь между дифференциалами $dp = (E/c^2)p dE$, а связь между потоком и фазовой скоростью принимает вид:

$$j(E) = p^2 f(\vec{r}, \vec{p}). \quad (5)$$

Дифференциальная плотность частиц для изотропного распределения примет вид:

$$n(E) = \frac{4\pi j(E)}{v} = \frac{4\pi p E}{c^2} f(\vec{r}, \vec{p}) \quad (6)$$

Пример 1. Эффект Комптона – Геттинга в СТО [3].

Если рассматривать частицы в системе координат, которая движется со скоростью

\vec{w} , то импульс \vec{p} частицы в системе покоя преобразуется в импульс \vec{p}' . Согласно СТО, преобразования Лоренца для импульсов имеют вид:

$$p = \frac{\left(p' + \frac{w}{c^2} E' \cos \theta \right)}{\sqrt{1 - (w/c)^2}}. \quad (7)$$

Так как скорость движения системы отсчета является нерелятивистской $w \ll c$, радикал в знаменателе можно заменить единицей.

Тогда, выражение для функции распределения в движущейся системе координат можно разложить в степенной ряд:

$$\begin{aligned} f(\vec{p}) &= f(\vec{p}') + \frac{\partial f}{\partial \vec{p}'} (\vec{p} - \vec{p}') = \\ &= f(\vec{p}') + \frac{\partial f}{\partial \vec{p}'} \frac{E'}{c^2} w \cos \vartheta \end{aligned} \quad (8)$$

Рассчитаем дополнительную часть потока частиц, связанную с движением системы координат, через поверхность, перпендикулярную \vec{w} , с помощью формул (75), (76):

$$\begin{aligned} \delta f &= \frac{1}{4\pi} \int \delta n(E') v \cos \theta d\Omega = \\ &= \frac{df}{dp'} p' E'^2 v w \int \cos^2 \theta d\Omega = C(E') w \delta n(E'), \end{aligned} \quad (9)$$

где $C(E)$ – коэффициент анизотропии Комптона – Геттинга. Из последних формул следует, что поток частиц под углом θ к w пропорционален $|\cos \theta| \cos \theta$. Если интегральный поток частиц, пересекающих поверхность, перпендикулярную \vec{w} , равен δf , то дифференциальная интенсивность, обусловленная потоком частиц под углом θ , равна

$$\delta j(\theta) = \frac{3}{4\pi} \delta f |\cos \theta| \cos \theta \quad (10)$$

Складывая (8) с интенсивностью фона изотропно распределенных частиц плотности n , которая равна $vn/4\pi$ получаем

$$j(\theta) = \frac{vn}{4\pi} + \frac{3}{4\pi} \delta f |\cos \theta| \cos \theta.$$

Поток δf связан с плотностью через КГ – коэффициент

$$\delta f = Cwn. \quad (11)$$

Для степенного спектра частиц (2) отсюда следуют выражения для коэффициентов анизотропии потока

$$C = \frac{n+2}{3} \quad (12)$$

$$\delta = 3C \frac{w}{v} = (n+2) \frac{w}{v} \quad (13)$$

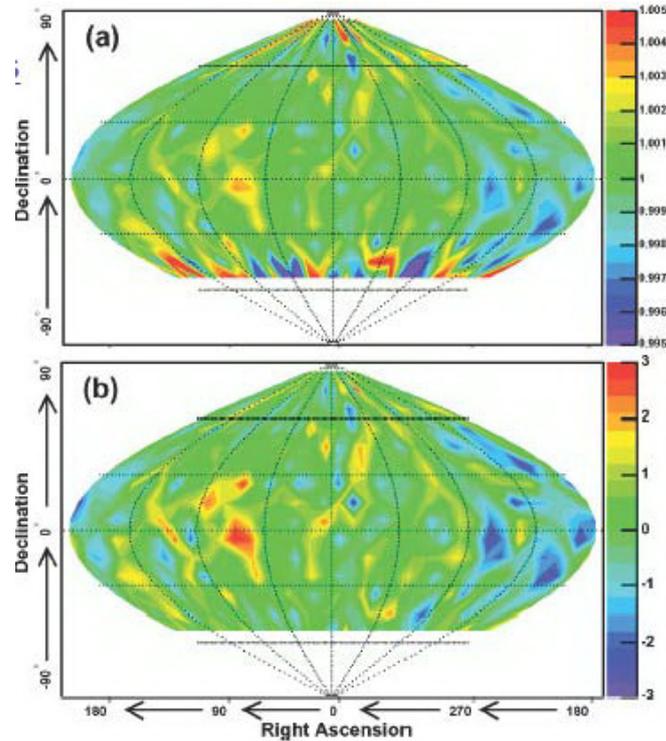


Рис. 2. Карта потока космических лучей в мюонном свете по данным установки Супер – Камиоканде. Интенсивность потока в условных единицах представлена на 1(a). На 1(b) представлено стандартное отклонение σ . Области анизотропии обозначены контрастом серого и черного тонов

Пример 2. Эффект Комптона – Геттинга в неинерциальной системе отсчета ОТО.

Будем считать, что наблюдатель вращается либо вместе с Галактикой, либо в солнечной системе.

Рассчитаем анизотропию δ с помощью бесстолкновительной кинетической теории ОТО [4, 6]:

$$\frac{\partial f}{\partial x^0} + u^i \frac{\partial f}{\partial x^i} - \Gamma_{\alpha\beta}^i \frac{p^\alpha}{p^0} p^\beta \frac{\partial f}{\partial p^i} = 0 \quad (14)$$

Здесь и далее примем скорость света $c = 1$.

При $u^i = \frac{p^i}{p^0} \ll 1$ (84) упрощается:

$$\frac{\partial f}{\partial x^0} + u^i \frac{\partial f}{\partial x^i} - \Gamma_{j0}^i u^j u^0 \frac{\partial f}{\partial u^i} = 0 \quad (15)$$

При вращении Галактики и звездных систем сила Кориолиса значительно больше других неинерциальных сил [7]:

Поэтому, отличные от нуля компоненты метрики вращающейся системы отсчета примут вид:

$$g_{00} = 1 + O(10^{-6}), \quad g_{0j} = e_{ikl} \omega_k x_l + O(10^{-6}),$$

$$g_{jk} = -\delta_{jk} + O(10^{-6}), \quad (16)$$

где δ_{ik} – тензор Кронекера, e_{ikl} – тензор Леви – Чивита, $\omega_k \sim 10^{-3}/R_0$ – угловая скорость вращения, R_0 – характерный масштаб исследуемой системы (например, галактики или солнечной системы).

Метрика (16) позволяет рассчитать символы Кристоффеля, играющие роль классических сил в кинетическом уравнении (15).

$$\Gamma_{\alpha\beta}^i = g_{\alpha\beta,i} \sim O(10^{-6} / R_0),$$

$$\Gamma_{00}^i \sim O(10^{-6} / R_0),$$

$$\Gamma_{j0}^i = \frac{1}{2}(g_{i0,j} - g_{j0,i}) + O(10^{-6} / R_0) = 2e_{ikl} \omega_k u^j + O(10^{-6} / R_0). \quad (17)$$

По определению компонент 4 – импульса (9), в искомом приближении

$$u^0 \approx 1, \quad p^i / p^0 \approx u^i + O(10^{-3}).$$

Тогда кинетическое уравнение (85) примет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial x^0} + u^i \frac{\partial f}{\partial x^i} + e_{ikl} \omega_k u^j \frac{\partial f}{\partial u^i} = 0 \quad (18)$$

Из (18) видно, что сила Кориолиса является в этом уравнении аналогом магнит-

ной части силы Лоренца в уравнении электромагнитного поля.

Решение (18) для стационарного (не зависящего от времени) и однородного (не зависящего от координат) состояния f_0 принимает вид:

$$e_{ikl}\omega_k u^j \frac{\partial f_0}{\partial u^i} = 0 \quad (19)$$

Его решением является функция

$$f_0 = f_0\{u^2 + (\vec{\omega}\vec{u})\} = f_0\{u^2(1 + g_{0i}u^i)\}, \quad (20)$$

где $g_{0i}u^i = \frac{w_i p^i}{E}$, $w_i = e_{ikl}\omega_k x_l$, $p_0 \approx E$.

Разложим решение (90) в ряд по $1/E$:

$$f_0\{p^2 + 2(\vec{g}\vec{u})p^2\} = f_0(p^2) + \frac{\partial f_0}{\partial p}(\vec{w}\vec{p})\frac{p}{E} = f_0 + \delta f \quad (21)$$

здесь δf – анизотропная часть функции распределения, связанная с движением наблюдателя.

Соответствующие δf плотность δn и поток δj имеют вид:

$$\delta n = 4\pi p E \delta f(E) = 4\pi \frac{\partial f_0}{\partial p} p^3 \cos\theta \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \delta f(p, E) &= \frac{1}{4\pi} f(p, E) v d\Omega = \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial f_0}{\partial p} w p^3 \cos^2\theta d\Omega \end{aligned} \quad (23)$$

Интегрирование (93) дает

$$\delta f = \frac{1}{3} \frac{\partial f_0}{\partial p} \left(\frac{n}{pE} \right) w p^3. \quad (24)$$

Подставляя в (24) степенной спектр (12), получим коэффициент КГ

$$C = \frac{n+2}{3}, \quad (25)$$

анизотропную часть потока

$$\delta f = C w n, \quad (26)$$

полный поток

$$j(\theta) = \frac{v n}{4\pi} + \frac{3}{4\pi} \delta f |\cos\theta| \cos\theta \quad (27)$$

и анизотропию космических лучей

$$\delta = 3C \frac{w}{v} = (n+2) \frac{w}{v}. \quad (28)$$

Из (13), (28) вытекает, что оба рассмотренных сериала по расчету анизотропии космического излучения за счет движения наблюдателя эквивалентны и приводят к одинаковым числовым значениям. Анизотропия за счет вращения Галактики $\delta_{gal} \sim 10^{-3}$, анизотропия за счет собственно вращения Солнца $\delta_{sun} \sim 10^{-4}$.

Список литературы

1. Алексеев Е.Н. и др. Анизотропия космических лучей с энергией ~ 2 Тэв по данным, полученным за 10 лет непрерывных наблюдений на Баксанском Подземном Сцинтилляционном телескопе ИЯИ РАН. // Известия РАН. Сер. Физическая. – 1995. – т. 59, в. 4. – С. 200–205.
2. Compton A.H., Getting I.A. An apparent effect of galactic rotation on the intensity of cosmic rays. // Physical Review. – 1935. – v. 47. – P. 817–822.
3. Хаякава С. Физика космических лучей, ч. 2. – М: Мир, 1974. – С. 1–342.
4. Захаров А.В. Макроскопическая гравитация: учебн. для вузов. – 1 изд. – М.: Янус – К, 2000. – С. 1–284.
5. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика: учебн. для вузов. – 1 изд. – М: Наука, 1979. – С. 1–526.
6. Лифшиц Е.М. Теория поля: учебн. для вузов-4 изд. – М.: Наука, 1973. – С. 1–503.
7. Bailey Q.G., Kostelecky A.V. Non inertial reference frame in GTR // Physical Review. – 2006. – v. D 74. – P. 045001–045020.