

УДК 537.591.5

**В. В. Суворов
М. В. Тельцов****ГАЛАКТИЧЕСКОЕ КОСМИЧЕСКОЕ
ИЗЛУЧЕНИЕ (ГКИ)
ВО ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЯХ
МАГНИТОСФЕРЫ****Методика расчета**

Излагается методика расчета поля галактического компонента высокоэнергетического протонного излучения в околоземном космическом пространстве, позволяющая вычислять локальные энергетические спектры частиц. Методика легко реализуется в виде математической программы для ЭЦВМ. Приводятся результаты расчета для некоторых случаев.

Галактическое космическое излучение, будучи слабым, в сравнении с рядом других источников космической радиации в смысле потока частиц характеризуется тем не менее значительной плотностью энергии, переносимой потоком. Этому способствует как высокая энергия отдельных частиц, так и широта энергетического диапазона. При этом высокоэнергетическая часть спектра дает значительный вклад в поток энергии, переносимой частицами ГКИ. В результате чего в области быстро увеличивающейся плотности атмосферы (высота ~ 100 км), где начинается эффективное взаимодействие ГКИ с атомами атмосферных газов, происходит трансформация малоинтенсивного первичного излучения во вторичное излучение большой интенсивности, имеющее более мягкий спектр.

По причине асимметрии геомагнитного поля и связанного с ней существования незамкнутых дрейфовых оболочек на высотах ~ 100 — 1000 км в основном отсутствует устойчивый захват радиации магнитным полем Земли. В результате в этой области высот, за исключением отдельных районов (Бразильская аномалия, полярные зоны), вклад в космическую радиацию не только вторичных продуктов, но и первичного излучения оказывается существенным. Кроме того, из-за больших толщин вещества, встречающегося на космических аппаратах, даже однократное прохождение частицы с энергией в несколько гигаэлектронвольт может сопровождаться передачей значительной части энергии частицы веществу.

Учитывая сказанное, а также имея в виду включение в расчет полярных зон, открытых для низкоэнергетичного излучения, к рассмотрению принят диапазон энергий $\sim 0,02$ — 20 ГэВ.

С точки зрения расчетов в области ограниченной высотами ~ 100 — 1000 км над поверхностью Земли указанный диапазон характеризуется тем, что частицы ГКИ этих энергий имеют: наиболее выраженную зависимость интенсивности потока от геомагнитных координат; наибольшее значение для образования вторичного излучения и высокоэнергетичной части избыточного излучения, а также для состояния чувствительных к действию проникающей радиации устройств и материалов на борту космического аппарата; а в области до ~ 1 ГэВ—характерные спектры обрезания, позволяющие контролировать возмущение состояния геомагнитного поля и, например, оценивать вспышечные явления на Солнце.

Расчетные соотношения. В качестве исходного объекта расчета берется межзвездный спектр ГКИ. Затем выполняется последовательное

преобразование его в межпланетный и локальный околоземный в исследуемой точке космического пространства. В машинном расчете спектр задается на дискретном множестве значений энергий. Например, при однодецибелном логарифмическом масштабе шкала энергий имеет вид

$$E_k = 0,02 \cdot 10^{(k-1)/10}, \quad k = \overline{1, s}, \quad (1)$$

где для $s=31$ будет

$$E_1 = E_{\min} = 0,02 \text{ ГэВ}, \quad E_{31} = E_{\max} = 20 \text{ ГэВ}. \quad (2)$$

Для удобства обращения формируется множество значений в виде объекта типа вектор $\mathbf{E} = (E_1, E_2, \dots, E_{31})$.

Ниже приводятся используемые математические описания, обосновывается целесообразность их выбора и в нужных случаях устанавливается правомерность производимых действий. Заметим, что при составлении расчета преследовалась цель получить хорошую точность результатов наряду с экономичностью затрат машинного времени. Поэтому, например, для области высоких широт используется экспериментальный материал в аналитической форме.

Межзвездный спектр. Изучение спектров ядер различных элементов показало, что в релятивистской части энергетического диапазона они подобны, и дифференциальные зависимости хорошо описываются степенными функциями с показателями спектра $\gamma = 2,3-2,5$ [1]. Что касается меньших энергий, то наблюдаемые потоки подвержены сильному влиянию солнечной активности, и вид первичного спектра восстанавливается не вполне однозначно. Однако, ввиду того что понятие первичного спектра используется только в целях систематизации наблюдаемых околоземных спектров, указанная неопределенность не имеет принципиального значения. Для получения правильных выражений оказывается достаточным согласное использование моделей спектра и солнечной модуляции.

Итак, согласно работе [2] межзвездный интегральный спектр протонов записывается в виде

$$N_p(E) = 2 \cdot 10^4 \left[\frac{15}{(2+E)^8} - \frac{2}{(2+E)^8} \right] \frac{\text{протонов}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ}}, \quad (3)$$

где E — кинетическая энергия, ГэВ.

После дискретизации аргумента (см. (1)) выражение (3) заменяется вектором

$$N_p = (N_p(R_1), N_p(R_2), \dots, N_p(R_s)) \equiv (N_p(E_1), N_p(E_2), \dots, N_p(E_s)), \quad (4)$$

где R_i ($i = \overline{1, s}$) — магнитные жесткости, соответствующие зафиксированным значениям энергий E_i (1).

Солнечная модуляция. В основе современной модели модуляции ГКИ лежит идея Паркера о взаимодействии быстрых заряженных частиц, составляющих галактическое излучение с движущимися от Солнца магнитными «облаками». В результате возникает конвекционный вынос космических лучей из солнечной системы. Конкурирующим процессом является диффузия в область с пониженной концентрацией. Квазистационарное распределение плотности космических лучей характеризуется равенством конвекционного и диффузного потоков.

В виду отсутствия общего описания для разного рода вариаций, многие особенности которых можно к тому же лишь прогнозировать, в расчет введена зависимость только от 11-летнего цикла солнечной активности. Эта зависимость наиболее выражена и стабильна по срав-

нению с более короткопериодическими вариациями, но и в ней от цикла к циклу наблюдаются изменения амплитуды и фазы.

Общее выражение для модулированного (межпланетного) спектра можно записать в виде (см. [4]):

$$N_{p0}(R, t) = N_p(R) \exp(\Psi(R, t)), \quad (5)$$

где $N_p(R)$ определено в (3), $\Psi(R, t)$ — параметр модуляции; R — магнитная жесткость; t — календарный год.

В свою очередь для параметра модуляции используется выражение [5]:

$$\Psi(R, t) = b(t)/(v(a + R)), \quad (6)$$

где v — скорость частицы в единицах скорости света, $a=2$ — числовой коэффициент, $b(t)$ — функция времени.

Для $b(t)$ принимается зависимость

$$b(t) = A(t) \cdot F(t + \alpha(t)) (2 - F(t)) + \varphi(t), \quad (7)$$

где $F(t) = 1 + \cos(2\pi(t-58)/11)$; $A(t)$ и $\varphi(t)$ — коэффициенты амплитуды и фазы, изменяющиеся за времена порядка нескольких 11-летних циклов; $\alpha(t)$ — коэффициент фазы, обеспечивающий соотношение длительностей ветвей подъема и спада активности в цикле. Например, для эпохи 1960 г. можно принять $A=1$, $\varphi=0$, $\alpha=0,6$.

Согласно данным последних лет более строгий подход предполагает выражение для $\Psi(R, t)$ без разделения переменных [6]. В случае введения такого описания коэффициент a в выражении (6) становится зависимым от времени. Однако, поскольку это есть именно уточнение, а не принципиальное изменение, а также учитывая то, что требуемое аналитическое выражение отсутствует, в расчете сохраняется зависимость (6).

При машинной реализации время t является параметром, а по переменной R производится дискретизация. Экспонента с параметром модуляции в показателе преобразуется при этом в вектор

$$\Psi(t) = (\exp(-\Psi(R_1, t)), \exp(-\Psi(R_2, t)), \dots, \exp(-\Psi(R_s, t))), \quad (8)$$

где R_i ($i=1, s$) — магнитная жесткость, соответствующая E_i ($i=1, s$).

Для получения дискретизованного модулированного спектра составляется векторное произведение

$$N_{p0}(t) = N_p \times \Psi(t), \quad (9)$$

где

$$N_{p0}(t) = (N_{p0}(R_1, t), N_{p0}(R_2, t), \dots, N_{p0}(R_s, t)).$$

На рис. 1 приведены спектры $N_p(t)$, вычисленные для различных фаз цикла солнечной активности.

Геомагнитная сепарация. Два основных подхода к исследованию условий проникновения заряженного компонента первичного излучения во внутрь магнитосферы состоят в использовании энергетических соотношений (теория Штермера) и в выполнении интегрирования траекторий отдельных частиц в обращенном времени.

Первый подход менее точен, но гораздо более экономичен в смысле объема вычислений и затрат машинного времени. Аргументом в его пользу служит также то, что, как показала Ротуэлл [7], измеренная геомагнитная жесткость обрезания, получаемая для различных мест на земной поверхности, близка к вычисленной по теории Штермера, если только принять, что частицы движутся в магнитном поле диполя, величина и ориентация которого не являются единственными для всей Земли, а определяются с поправкой для каждого данного места.

Согласно теории Штермера в поле магнитного диполя для каждой точки пространства и для фиксированной жесткости частиц, множество направлений 4π -угла разделяется поверхностью кругового конуса на разрешенные для прихода частиц (внутренность конуса) и запрещенные (вне конуса). Ось конуса совпадает с направлением восток — запад, а угол раствора определяется из соотношения:

$$\cos \omega_{\text{ш}} = \frac{2}{r' \cos \lambda} - \frac{\cos \lambda}{r'^2}, \quad (10)$$

где λ — геомагнитная широта; $r' = r/S$ — расстояние от центра диполя до исследуемой точки пространства, выраженное в Штермерах (r — то же расстояние в метрических единицах); в свою очередь S — один Штермер равен

$$S = \sqrt{Z_e M_s / (pc)}, \quad (11)$$

где Z_e — заряд частицы; M_s — магнитный момент Земли; p — импульс частицы; c — скорость света.

Разрешенными являются направления, для которых

$$\cos \omega < \cos \omega_{\text{ш}}. \quad (12)$$

В области малых и средних широт приведенные формулы позволяют получить значения жесткостей обрезания, близкие к вычисленным методом интегрирования траекторий, если, например, для геомагнитного поля принять модель эксцентричного диполя. Однако соответствие нарушается в области высоких широт, поэтому для них используется аналитическое выражение, построенное на основе экспериментальных данных [8].

Как показывает расчет, на инвариантной геомагнитной широте $\sim 60^\circ$ жесткости обрезания в зависимости от направления прихода частиц различаются всего на $\sim 10\%$, и это различие с ростом широты быстро уменьшается. Поэтому в переходной области, предшествующей полярной зоне, можно ограничиться вычислением одного значения (вертикального) и считать спектр совпадающим с межпланетным для жесткостей, превышающих вычисленную и обращаемым в нуль со стороны меньших жесткостей. Другой особенностью высокоширотной области является то, что здесь появляется и с ростом широты увеличивается суточный модуляционный эффект, так что на широте $\sim 67^\circ$ в шкале энергий он оценивается примерно двойкой [8].

В приближении линейной зависимости логарифма жесткости от широты и синусоидального хода величины суточной модуляции от геомагнитного времени для жесткости обрезания можно записать

$$R = R' - 0,05 \cos \psi \text{ ГэВ}, \quad (13)$$

где ψ — геомагнитное время; в соответствии с данными работы [8]:

$$R' = R_0 - k \ln(\Lambda + A), \quad (14)$$

где Λ — инвариантная геомагнитная широта, $A = 2^\circ$ — поправка из эксперимента [9], R_0 и k_0 — коэффициенты, получаемые из граничных условий $R(60^\circ) = 1 \text{ ГВ}$, $R(68^\circ) = 0,2 \text{ ГВ}$.

Полярные зоны ($\Lambda \geq 68^\circ$) принимаются полностью открытыми для излучения во всем рассматриваемом диапазоне.

Трансформация интенсивности. Из теории следует, что для данной точки пространства и частицы с фиксированными характеристиками каждое направление является либо разрешенным, либо запрещенным, однако выводы этой теории не содержат указания на соотношение интенсивностей потока на данном направлении в исследуемой точке и вне магнитосферы. Для бесконечно малых углов справедлива теория Лиувилля, гласящая, что интенсивность вдоль разре-

шенных траекторий остается постоянной. Для макроскопических углов такой вывод неочевиден. В связи с этим Сванном [10] было выведено следствие из теоремы Лиувилля, применимое к расчету геометрического фактора спектромера, образованного геомагнитным полем.

Результат, полученный Сванном, выражается соотношением

$$d\theta da = d\Omega dA, \quad (15)$$

где da и $d\theta$ — элементы площади и телесного угла приема, для которых

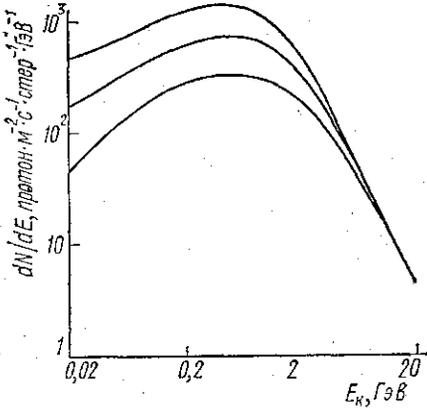


Рис. 1

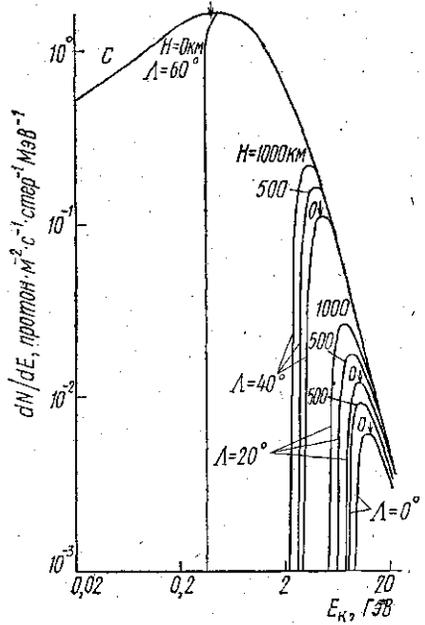


Рис. 2

разрешен приход частицы с жесткостью R в исследуемую область пространства, dA и $d\Omega$ — элементы площади и телесного угла, соответствующие da и $d\theta$ при переходе вдоль траекторий движения частиц к границе магнитосферы.

Согласно (15) спектр для всенаправленного потока в исследуемой точке пространства, отнесенный к единичной площадке, можно записать в виде

$$N_{p1}(R, \mathbf{r}, t) = N_{p0}(R, t) \theta_{ш}(R, \mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \mathcal{A}_1 \quad (16)$$

где $\theta_{ш}$ — телесный угол конуса Штермера; \mathbf{r} — координата точки пространства; индекс 1 относится к области малых и средних широт; \mathcal{A}_1 — множество координат в этой области.

Для высоких широт будет:

$$N_{p2}(R, \mathbf{r}, t) = \sigma(R, \mathbf{r}) N_{p0}(R, t), \quad \mathbf{r} \in \mathcal{A}_2, \quad (17)$$

где \mathcal{A}_2 — соответствующее множество координат; $\sigma(R, \mathbf{r})$ — единичная функция, определяемая как

$$\sigma(R, \mathbf{r}) = \begin{cases} 0, & R \leq R'(\mathbf{r}) \\ 1, & R > R'(\mathbf{r}). \end{cases} \quad (18)$$

Индекс 2 относится к области высоких широт.

В свою очередь $R'(\mathbf{r})$ определяется согласно (14) с предварительным преобразованием координат вектора в геомагнитные.

Для полярных зон

$$N_{p3}(R, \mathbf{r}, t) = N_{p0}(R, t), \quad \mathbf{r} \in \mathcal{A}_3, \quad (19)$$

\mathcal{A}_3 — множество координат полярных зон.

В дискретизованном варианте вводим единую символику для оператора, учитывающего преобразование геометрического фактора

