Краткие сообщения по физике № 12-1986 г.

УДК 539.125.5

ФАЗОВАЯ ПЛОТНОСТЬ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ БЕЗАТМОСФЕРНОЙ ПЛАНЕТОЙ

Б.И. Горячев, А.И. Исаков, Н.В. Линькова

Разработан подход для расчета характеристик нейтронного излучения малых планет.

С помощью искусственных спутников и зондов можно получить информацию о поверхности планет, анализируя нейтронное излучение, возникающее под действием космических лучей. Существующие методы расчета позволяют вычислить угловое распределение и поток нейтронов с поверхности планеты F_0 как функцию химического состава ее поверхностного слоя. Связать нейтронный поток, измеренный спутником, с потоком F_0 можно с помощью функции, описывающей фазовую плотность нейтронов вблизи планеты. Рассмотрим малые планеты (типа Луны), лишенные атмосферы.

В условиях сферической симметрии движущийся нейтрон можно характеризовать координатами v, r, θ, представляющими соответственно модуль скорости, модуль радиус-вектора, проведенного из центра планеты в рассматриваемую точку пространства, и угол между этим вектором и вектором скорости частицы. Кооординаты v_0, r_0, θ_0 отнесем к нейтрону на поверхности планеты.

Нейтрон, испущенный поверхностью, движется по траектории, характер которой зависит от величины v_0. В случае, когда v_0 не превышает второй космической скорости v_2, он может вернуться на поверхность, если не испытает β-распада. При $v_0 > v_2$ нейтрон покидает околопланетное пространство. Наиболее просто и эффективно современными методами детектируются тепловые нейтроны. Они же, как правило, могут удерживаться гравитационным полем малых планет. Поэтому будем рассматривать область тепловых нейтронов, хотя предлагаемый подход может быть применен к нейтронам любых энергий.

Запишем функцию фазовой плотности нейтронов $f(r,v,\theta)$ в виде $f(r,v,\theta) = \int \tilde{f}(r,v,\theta;\ r_0,v_0,\theta_0)d\Omega_0$, где $\tilde{f}(r,v,\theta;\ r_0,v_0,\theta_0)$ – фазовая плотность на траекториях частиц с фиксированным значением угла θ_0. Предполагается симметрия функции распределения по азимутальному углу. Символом $d\Omega_0$ обозначен элемент телесного угла при $r = r_0$. Исходя из законов сохранения энергии и момента количества движения, представим $\tilde{f}$ в виде произведения δ-функций:

$$\tilde{f}(r,v,\theta;\ r_0,v_0,\theta_0) = C(\theta_0)\delta(v_0^2 - v^2 - 2\gamma M\ \frac{r - r_0}{rr_0})\,\delta(v_0^2 r_0^2 \sin^2\theta_0 - v^2 r^2 \sin^2\theta), \tag{1}$$

где $\gamma = 6{,}67\cdot 10^{-11}$ м^{3}кг$^{-1}$с$^{-2}$ — гравитационная постоянная, M и r_0 — масса и радиус планеты.

Полагая, что убыль нейтронов, связанная с поглощением поверхностью и вылетом из околопланетного пространства, компенсируется их рождением под действием космических лучей, считаем задачу стационарной. При этом $C(\theta_0)$ не зависит от времени и имеет вид $C(\theta_0) = \tilde{C}\,I(\theta_0)\cos\theta_0$. Здесь $\cos\theta_0$ учитывает геометрический фактор, связанный с тем, что $f(r,v,\theta)$ нормируется на число частиц, испускаемых единицей поверхности. Функция $I(\theta_0)$ описывает угловое распределение нейтронов непосредственно над поверхностью $r = r_0$ (при изотропном распределении $I(\theta_0) = \mathrm{const}$). Константа $\tilde{C}$ может быть определена из нормировки на поток F_0 при $r = r_0$. При учете β-распада следует умножить $C(\theta_0)$ на фактор "выживания"

$$K(r,v_0,\theta_0) = \exp[-T(r,v_0,\theta_0)/\tau_\beta], \tag{2}$$

где $T(r,v_0,\theta_0)$ – время подъема от r_0 до r при начальных параметрах v_0 и θ_0, а τ_β – время жизни нейтрона. Рассматриваемый подход применим, когда нейтроны не сталкиваются друг с другом и с частицами атмосферы, а отражение от поверхности планеты считается зеркальным. В условиях стационарной задачи такое предположение допустимо, если функция $I(\theta_0)$ учитывает нейтронное альбедо от поверхности.

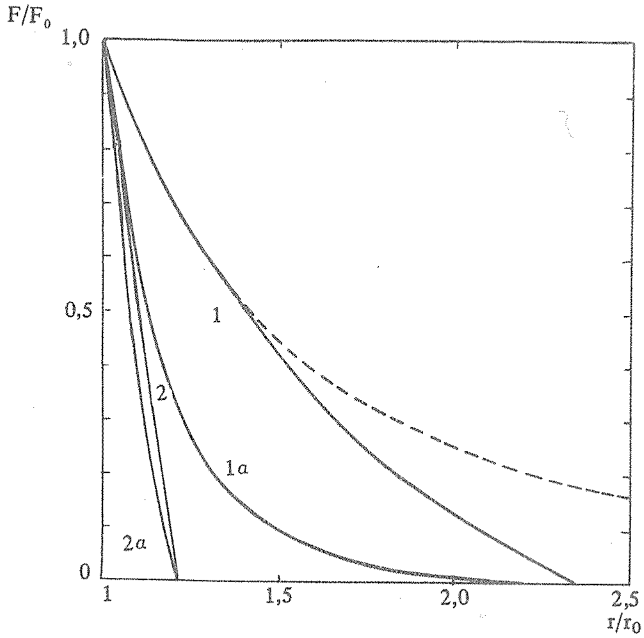

Рис. 1. Поток нейтронов, испускаемых поверхностью Луны в зависимости от r: 1 – $v_0 = 1{,}8$ км/с без учета β-распада (расчет по формулам (6) при $r < 1{,}35r_0$ и (5) при $r > 1{,}35r_0$); 2 – то же, с учетом β-распада; 3 – $v_0 = 1$ км/с без учета β-распада; 4 – то же, с учетом β-распада. Пунктиром показана зависимость $(r_0/r)^2$.

Все приведенные формулы записаны для моноэнергетических у поверхности планеты нейтронов. Вычисленные с их помощью функции, например, поток $F(r,v)$ и плотность $\rho(r,v)$, могут быть проинтегрированы с учетом распределения нейтронов по скоростям при $r = r_0$. Для тепловых нейтронов при этом может быть использовано максвелловское распределение, где в качестве параметра фигурирует средняя температура поверхности планеты. Ввиду очевидности процедуры усреднения по скоростям, ограничимся случаем $v_0 = \mathrm{const}$.

Рассмотрим поток $F(r,v)$ нейтронов от планеты на единицу поверхности $r = \mathrm{const}$ без учета β-распада. Будем считать $C(\theta_0) \propto \cos\theta_0$, что допустимо при слабом поглощении тепловых нейтронов поверхностным слоем планеты. Для нейтронов с $v_0 < v_2$ поток $F(r,v)$ имеет вид:

$$F(r,v) = F_0\left(v_0^2 - 2\gamma M\,\frac{r - r_0}{r r_0}\right)/v_0^2 \tag{3}$$

или

$$F(v,r) = F_0 r_0^2/r^2. \tag{4}$$

Формула (3) применима для $v_0 \leqslant v_1$, где $v_1 = (\gamma M/r_0)^{1/2}$ – первая космическая скорость, а также при $v_0 > v_1$ для значений r, определяемых условием $r_{max}(\theta_0 = 0) > r > r_{max}(\theta_0 = \pi/2)$. Здесь $r_{max}(\theta_0 = \pi/2) = r_0^2 v_0^2/(2\gamma M/r_0 - v_0^2)$ и $r_{max}(\theta_0 = 0) = 2\gamma M/(2\gamma M/r_0 - v_0^2)$ соответственно представляют максимальное значение r в случае взлета под углом $\theta_0 = \pi/2$ и при $\theta_0 = 0$. Формула (4) справедлива при $v_0 > v_1$ и $r \leqslant r_{max}(\theta_0 = \pi/2)$.

Зависимости (3) отвечает более быстрое убывание потока с ростом r, чем в случае (4) (рис. 1). Физически это соответствует тому, что в случае (3) не все нейтроны достигают радиуса r. Можно показать, что плотность нейтронов $\rho(v_0,r)$ и поток $F(v_0,r)$ связаны соотношением $\rho(v_0,r) = 4F(v_0,r)/v(r)$ в пренебрежении β-распадом нейтронов, имевших скорость $v_0 < v_2$, и при $I(\theta_0) = \mathrm{const}$. Это показывает, что если угловое распределение нейтронов изотропно на поверхности планеты, то оно остается изотропным и при $r > r_0$.

При учете β-распада нейтронов, используя соотношение (1), можно записать выражение $T(r,v_0,\theta_0)$, входящее в (2), в виде

$$T(r,v_0,\theta_0) = [r_0 v_0 \cos\theta_0 - r(v_0^2 - 2\gamma M \frac{r - r_0}{r r_0} - v_0^2 \sin^2\theta_0 \, r_0^2/r^2)^{1/2}](2\gamma M/r_0 - v_0^2)^{-1} + \gamma M (2\gamma M/r_0 - v_0^2)^{-3/2} \times$$

$$\times \Big\{ \arcsin(\gamma M/r_0 + v_0^2 - 2\gamma M/r_0)[(\gamma M/r_0)^2 - v_0^2 \sin^2\theta_0 (2\gamma M/r_0 - v_0^2)]^{-1/2} - \arcsin(\gamma M/r + v_0^2 - 2\gamma M/r) \times$$

$$\times [(\gamma M/r)^2 - v_0^2 \sin^2\theta_0 (r_0/r)^2 (2\gamma M/r_0 - v_0)]^{-1/2} \Big\} .$$

Расчет усредненного по θ_0 времени подъема $\overline{T}$ до точки апогея $r = r_{max}$ в зависимости от скорости v_0 показывает, что среднее время возвращения на поверхность $2\overline{T}$ для большей части спектра тепловых нейтронов (в случае Луны) существенно превышает время жизни нейтронов. Например, при $v_0 = 2{,}2$ км/с оно составляет $\sim 4 \cdot 10^4$ с. Таким образом, вследствие β-распада нейтроны в основном не возвращаются на поверхность планеты. Поэтому угловое распределение тепловых нейтронов для любого значения r не изотропно, а вид его существенно зависит от v_0. Кроме того, из-за β-распада роль альбедо тепловых нейтронов несущественна для планет, близких по своим характеристикам к Луне. Поэтому выражение (2) применяется фактически для нейтронов, летящих от поверхности планеты и не испытывающих повторных отражений от нее. Как видно из рис. 1, восходящий поток нейтронов существенно уменьшается при учете β-распада. Этот эффект тем сильнее, чем больше расстояние между спутником и планетой.

Работа стимулирована предложением А.В. Антонова и А.Д. Перекрестенко изучать термализованное нейтронное излучение в окололунном пространстве.

Поступила в редакцию 25 июня 1986 г.