

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО СТАНДАРТАМ**

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ  
БЕЗОПАСНОСТЬ РАДИАЦИОННАЯ  
ЭКИПАЖА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА  
В КОСМИЧЕСКОМ ПОЛЕТЕ. МЕТОДИКА  
РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ  
ПОТОКОВ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ  
В КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ  
РД 50—25645.210—85**

Цена 5 коп.

Москва  
ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ  
1986

## **ИСПОЛНИТЕЛИ:**

**В. Б. Хвостов**, канд. физ.-мат. наук; **О. Е. Адамов**, канд. техн. наук; **А. И. Григорьев**, д-р мед. наук; **А. В. Губарев**; **В. П. Демин**, канд. техн. наук; **Е. Е. Ковалев**, д-р техн. наук; **Г. В. Красильников**; **Е. Н. Лесновский**, канд. техн. наук; **А. П. Лобаков**; **И. И. Максимов**; **В. Н. Никитинский**; **А. А. Оглоблин**, д-р техн. наук; **В. А. Панин**; **С. М. Перфильева**; **И. Я. Ремизов**, канд. техн. наук; **В. А. Сакович**, канд. техн. наук; **В. М. Сахаров**, канд. техн. наук; **В. И. Степакин**, канд. техн. наук; **И. Ф. Усольцев**, канд. техн. наук.

**УТВЕРЖДЕНЫ И ВВЕДЕНЫ В ДЕЙСТВИЕ** постановлением Государственного комитета СССР по стандартам от 10.12.85 г. № 3881

## РУКОВОДЯЩИЙ НОРМАТИВНЫЙ ДОКУМЕНТ

## МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

РД

Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Методика расчета энергетической плотности потоков протонов и нейтронов в космическом аппарате

50—25645.210—85

Введены  
впервые

ОКСТУ 6968

Утверждены постановлением Госстандарта от 10 декабря 1985 г. № 3881, срок введения установлен

с 01.07.87

Настоящие методические указания устанавливают алгоритмы расчета энергетической плотности потоков первичных протонов, а также вторичных протонов и нейтронов (нуклонов) внутри космического аппарата (КА) в диапазоне энергий от 1 до 1000 МэВ, учитывающие пространственное распределение вещества в КА, средняя толщина защиты которого, выраженная в массовых единицах длины, не превышает 15 г/см<sup>2</sup>.

## 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1.1. Расчет энергетической плотности потоков протонов и вторичных нейтронов внутри КА осуществляют в приближении однократного ядерного взаимодействия первичных протонов с веществом защиты КА.

1.2. В расчетах прохождения космических лучей через защиту КА ядерные взаимодействия протонов с энергией  $E < 20$  МэВ не учитывают.

1.3. Учет потерь энергии протонов на ионизацию осуществляют в приближении непрерывного замедления с использованием ионизационных потерь энергии протона  $S(E)$  и ионизационных пробегов  $R(E)$ , определяемых по РД 50—25645.206—84

1.4. Ослабление флюенса нуклонов с энергией  $E_0$  за счет ядерных взаимодействий в однородном веществе на геометрическом расстоянии  $t$ , см, определяют функцией

$$f(E_0, t) = \exp[-\tau(E_0, t)], \quad (1)$$

где  $\tau(E_0, t)$  — оптическое расстояние в веществе, т. е. расстояние, выраженное в долях среднего пробега нуклона до ядерного взаимодействия  $\lambda(E_0)$ , определяемого по ГОСТ 25645.211—85.

★

1.4.1. Оптическое расстояние для нейтронов с энергией  $E_0$  вычисляют по формуле

$$\tau^n(E_0, t) = \frac{t\rho}{\lambda_n(E_0)}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность вещества, г/см<sup>3</sup>.

1.4.2. Оптическое расстояние для протонов с начальной энергией  $E_0$  вычисляют по формуле

$$\tau^{pp}(E_0, t) = \int_E^{E_0} \frac{dE'}{\lambda_{np}(E')S(E')} = Q(E_0) - Q(E), \quad (3)$$

$$\text{где } Q(E) = \int_{20\text{МэВ}}^E \frac{dE'}{\lambda_{np}(E')S(E')} \quad (4)$$

Остаточную энергию протона  $E$  после прохождения в веществе расстояния  $t$  вычисляют из соотношения

$$R(E) = R(E_0) - t\rho. \quad (5)$$

1.4.3. Для объекта, состоящего из зон с различными веществами, оптическое расстояние вычисляют как сумму оптических расстояний, пройденных нуклоном в каждой из зон.

1.5. Энергетическое распределение плотности потоков протонов  $F_{pp}(E, \vec{r}_0)$  и нейтронов  $F_n(E, \vec{r}_0)$  вычисляют в фиксированных точках  $\vec{r}_0$  внутри КА в энергетических узлах  $E_j$  ( $j=1, \dots, J$ ), заданных в диапазоне энергий от 1 до 1000 МэВ в порядке возрастания энергии.

Примечание. Выбор узловых значений  $E_j$  и количество узлов  $J$  должны обеспечить вычисление интегрального по энергии флюенса нуклонов с погрешностью не более 20%. Для энергетических узлов при  $J > 20$  следует принять логарифмическую сетку.

## 2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ

2.1. Геометрию и состав вещества КА задают по ГОСТ 25645.204—83, причем в качестве внешней границы объекта принимают описанную сферу радиуса  $R_0$ . Начало неподвижной системы координат совмещают с центром сферы (см. рисунок).

2.2. Каждой зоне  $K$  космического аппарата ставят в соответствие индекс вещества  $l(k)$ , заполняющего эту зону. Пустым зонам присваивают значение индекса  $l=0$ .

2.3. Для каждого вещества с индексом  $l(k)$ , отличным от нуля, определяют следующие характеристики:

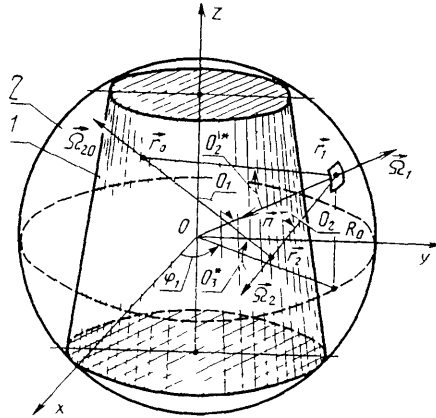
ионизационные потери энергии протонов  $S_l(E)$  по РД 50—25645.206—84;

ионизационные пробеги протонов  $R_l(E)$  по РД 50—25645.206—84;

средние пробеги нуклонов до ядерного взаимодействия  $\lambda_{прl}(E)$  и  $\lambda_{nl}(E)$  по ГОСТ 25645.211—85;

двойные дифференциальные распределения вторичных нуклонов  $\frac{d^2 N^{pp \rightarrow m}}{dE d\Omega}(E_0, E, \theta)$  ( $m = \text{пр, н}$  — протон или нейтрон, соответственно) по ГОСТ 25645.211—85.

Примечание. Средние пробеги нейтронов с энергией  $E < 20$  МэВ определяют в соответствии с рекомендуемым приложением.



Геометрия расчета энергетической плотности потоков протонов и нейтронов в космическом аппарате:

1—космический аппарат (КА); 2—сфера радиуса  $R_0$ ;  $r_0$ —фиксированная точка внутри КА;  $r_1$ —точка на поверхности сферы,  $r_2$ —точка внутри КА

2.4. Источник первичных протонов задают плотностью тока протонов через поверхность сферы радиуса  $R_0$  в каждой точке  $\vec{r}_1 = R_0 \vec{\Omega}_1$  (см. рисунок), равной

$$J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2) = \frac{\Phi(E_0)}{4\pi} \cos \theta_2, \quad (6)$$

где  $\Phi(E_0)$  — изотропная в  $4\pi$  плотность потока протонов космических лучей;  $\vec{\Omega}_2 = \{\theta_2, \varphi_2\}$  — единичный вектор направления в точке  $r_1$ .

Примечание. Угол  $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$  отсчитывается от нормали  $\vec{n}$  в точке  $r_1$ .

2.5. Для моделирования траекторий протона методом Монте—Карло функцию  $J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2)$  задают в виде

$$J_{\text{пр}}(E_0, \vec{\Omega}_2) = W_0 f_1(E_0) f_2(\mu_2) f_3(\varphi_2), \quad (7)$$

где  $W_0 = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E') dE'$ ,  $4$  — начальный статистический вес истории;

$f_1(E_0) = \frac{\Phi(E_0)}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E') dE'}$  — функция плотности вероятности для энергетического распределения протонов;

$f_2(\mu_2) = 2\mu_2$ , где  $\mu_2 = \cos\theta_2$  — функция плотности вероятности распределения  $\Omega_2$  по азимутальному углу  $\theta_2$ ,  $0 \leq \mu_2 \leq 1$ ;  
 $f_3(\varphi_2) = 1/2\pi$  — функция плотности вероятности распределения  $\Omega_2$  по полярному углу  $\varphi_2$ ,  $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$ ;  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$  — минимальное и максимальное значения энергии в спектре протонов космических лучей, равные соответственно 30 и 1000 МэВ.

### 3. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ

3.1. Декартовы координаты точки вылета протона  $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$  (см. рисунок) с поверхности сферы радиусом  $R_0$  моделируют для каждой  $i$ -ой истории ( $i=1, \dots, I$ ) по следующей схеме.

3.1.1. Направление  $\vec{\Omega}_1 = \{\theta_1, \varphi_1\}$  моделируют из изотропного в  $4\pi$  распределения для  $\vec{\Omega}_1$ :

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_1 &= 1 - 2\eta'; \\ \varphi_1 &= 2\pi\eta'' \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где  $\eta'$  и  $\eta''$  — случайные числа, равномерно распределенные в интервале  $0, 1$ ).

3.1.2. Направляющие косинусы в декартовой системе координат  $\vec{\Omega}_1 = \{\mu_{x_1}, \mu_{y_1}, \mu_{z_1}\}$  вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_1} &= \sin \theta_1 \cos \varphi_1; \\ \mu_{y_1} &= \sin \theta_1 \sin \varphi_1; \\ \mu_{z_1} &= \cos \theta_1. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

3.1.3. Декартовы координаты точки  $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$  вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= R_0 \mu_{x_1}; \\ y_1 &= R_0 \mu_{y_1}; \\ z_1 &= R_0 \mu_{z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

3.2. Расстояние  $T_{10}$  между фиксированной точкой  $\vec{r}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$  и точкой  $\vec{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$  вычисляют по формуле

$$T_{10} = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + (z_0 - z_1)^2}. \quad (11)$$

3.3. Направляющие косинусы в неподвижной декартовой системе координат для направления  $\vec{\Omega}_{10} = \{\mu_{x_{10}}, \mu_{y_{10}}, \mu_{z_{10}}\}$  из точки  $\vec{r}_1$  на точку  $\vec{r}_0$  вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_{10}} &= \frac{x_0 - x_1}{T_{10}}; \\ \mu_{y_{10}} &= \frac{y_0 - y_1}{T_{10}}; \\ \mu_{z_{10}} &= \frac{z_0 - z_1}{T_{10}}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

3.4. Вычисляют косинус угла  $\cos \theta_2^*$  между внешней нормалью к сферической поверхности в точке  $\vec{r}_1$   $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$  и направлением  $\vec{\Omega}_{10} = \{\mu_{x_{10}}, \mu_{y_{10}}, \mu_{z_{10}}\}$  по формуле

$$\cos \theta_2^* = \vec{n} \vec{\Omega}_{10} = n_x \mu_{x_{10}} + n_y \mu_{y_{10}} + n_z \mu_{z_{10}}, \quad (13)$$

причем  $\vec{n} = -\vec{\Omega}_1$ ,

т. е.

$$\left. \begin{aligned} n_x &= -\mu_{x_1}; \\ n_y &= -\mu_{y_1}; \\ n_z &= -\mu_{z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

3.5. Значения энергии протона в точке  $\vec{r}_0$  принимают равным  $E_j$  ( $j=1, \dots, J$ ) и вычисляют значения энергии первичного протона  $E_0 = \tilde{E}_j$  в точке  $\vec{r}_1$  по следующему алгоритму.

3.5.1. Направляют луч из точки  $\vec{r}_0$  в направлении  $-\vec{\Omega}_{10}$  и вычисляют длины отрезков  $t_n$  ( $\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10}$ ), ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых зон  $k_n$  ( $\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{10}$ ), ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) по ГОСТ 25645.204—83.

Примечание. Далее в формулах аргументы при  $t_n$  и  $k_n$  опущены.

3.5.2. Значения энергии протона  $E'_n$  ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) на границах пересекаемых зон  $k_n$  вычисляют из рекуррентного соотношения для пробегов протона:

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) + \rho_{l(k_n)} t_n, \quad (15)$$

полагая  $E'_0 = E_j$ .

3.5.3. Если значение энергии протона  $E'_n$  при  $n \leq N_0-1$  превышает  $E_{\max} = 1000$  МэВ, т. е. попадание в точку  $\vec{r}_0$  протонов с энергией  $E_j$  из источника невозможно, то для всех  $j' \geq j$  дальнейшее вычисление энергетического распределения не производится.

3.5.4. Значение энергии первичного протона  $\tilde{E}_j$  принимают равным значению энергии протона  $E'_{N_0-1}$

$$\tilde{E}_j = E'_{N_0-1}. \quad (16)$$

3.6. Оптическое расстояние для протона с энергией  $\tilde{E}_j$  между точками  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_0$  в направлении  $\vec{\Omega}_{10}$  вычисляют по формуле

$$\tau^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_{10}, T_{10}) = \sum_{n=1}^{N_0-1} \tau_n^{\text{пр}}(E_n, t_n), \quad (17)$$

где

$$\tau_n^{\text{пр}}(E_n, t_n) = Q_{l(k_n)}(E'_n) - Q_{l(k_n)}(E'_{n-1});$$

$$\sum_{n=1}^{N_0-1} t_n = T_{10}.$$

Значения  $E'_n$  — по п. 3.5.2.

3.7. Значение энергетической плотности потока первичных протонов в точке  $\vec{r}_0$  при энергии  $E_j$  вычисляют по формуле

$$\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0) = \frac{\Phi(\tilde{E}_j)}{4\pi T_{10}^2} \left[ \prod_{n=1}^{N_0-1} \frac{S_{l(k_n)}(E'_n)}{S_{l(k_n)}(E'_{n-1})} \right] \exp \left[ - \tau_{(j=1, \dots, J)}^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_{10}, T_{10}) \right] \cdot \cos \theta_2^*, \quad (18)$$

3.8. Значение  $\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0)$  заносят в сумматор  $F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0)$ :

$$F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (19)$$

3.9. Для получения статистически обеспеченной оценки  $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$ , ( $j=1, \dots, F$ ) вычисления по пп. 3.1—3.8 следует выполнить  $I$  раз (для сложной геометрии космического аппарата  $I \geq 10^4$ ).

3.10. Значение  $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$ , нормированное на единичную плотность потока первичных протонов  $\frac{1}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{МэВ}}$ , вычисляют по формуле

$$F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}. \quad (20)$$

#### 4. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ВТОРИЧНЫХ НУКЛОНОВ

4.1. Декартовы координаты вылета протона  $r_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$  — по п. 3.1.

4.2. Протонной истории присваивают статистический вес  $W = W_0$ , где  $W_0$  определяют по п. 2.5.



4.3. Направление вылета протона из источника (см. рисунок) моделируют по следующему алгоритму.

4.3.1. Подвижную систему координат помещают в точку  $\vec{r}_1$ , направив ось  $z_1$  по внешней к сферической поверхности нормали  $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ , направляющие косинусы которой в неподвижной системе координат  $n_x, n_y, n_z$  вычисляют по формулам (14).

4.3.2. Направление вылета протона  $\vec{\Omega}_2 = \{\theta_2, \varphi_2\}$  в подвижной системе координат моделируют, используя  $f_2(\mu_2), f_3(\varphi_2)$  определяемые по формулам п. 2.5, причем

$$\left. \begin{aligned} \mu_2 &= \sqrt{\eta'} ; \\ \varphi_2 &= 2\pi\eta'' , \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где  $\eta', \eta''$  — случайные числа, равномерно распределенные в интервале  $(0, 1)$ .

4.3.3. Значения направляющих косинусов вектора  $\Omega_2$  в неподвижной системе координат  $\vec{\Omega}_2 = \{\mu_{x_2}, \mu_{y_2}, \mu_{z_2}\}$ , вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} \mu_{x_2} &= \frac{-(n_x n_z \cos \varphi_2 + n_y \sin \varphi_2) \sin \theta_2}{\sqrt{1 - n_z^2}} + n_x \cos \theta_2 ; \\ \mu_{y_2} &= \frac{-(n_y n_z \cos \varphi_2 - n_x \sin \varphi_2) \sin \theta_2}{\sqrt{1 - n_z^2}} + n_y \cos \theta_2 ; \\ \mu_{z_2} &= n_z \cos \theta_2 + \sqrt{1 - n_z^2} \sin \theta_2 \cos \varphi_2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

4.4. Значение энергии первичного протона  $E_1^*$  моделируют из распределения  $f_1(E_0)$ , определяемого по п. 2.5, полагая

$$\eta = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} f_1(E_0) dE_0, \quad (23)$$

где  $\eta$  — случайное число, равномерно распределенное в интервале  $(0, 1)$ .

4.5. Оптическое расстояние в КА для протона с энергией  $E_1^*$ , выходящего из точки  $\vec{r}_1$  в направлении  $\vec{\Omega}_2 = \{\mu_{x_2}, \mu_{y_2}, \mu_{z_2}\}$  вычисляют по следующему алгоритму.

4.5.1. Направляют луч из точки  $r_1$  в направлении  $\vec{\Omega}_2$  и вычисляют длины отрезков  $t_n(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_2)$ , ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых лучом зон  $k_n(\vec{r}_1, \vec{\Omega}_2)$ , ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) по ГОСТ 25645.204—83.

4.5.2. Если на пути луча встречаются только пустые зоны, т. е.  $I(k_n) = 0$  для всех  $n=1, \dots, N_0-1$ , то история прерывается.

4.5.3. Если на пути луча есть заполненные веществом зоны, то вычисляют значения энергии протона  $E'_n$  на границах зон из рекуррентного соотношения для пробегов протона:

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) - \rho_{l(k_n)} t_n, (n=1, \dots, N_0-1), \quad (24)$$

полагая  $E'_0 = E_1^*$ .

4.5.4. Если  $E'_{N_0-1} < 20$  МэВ, то в последовательности пересекаемых зон ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) определяют номер  $n_0$ , при котором  $E'_{n_0} < 20$  МэВ.

Примечание. Данное условие означает, что протон из-за ионизационных потерь достигает энергии 20 МэВ в зоне с номером  $k_{n_0}$ .

4.5.5. Оптическое расстояние  $\tau(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})$  вычисляют по формуле

$$\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр}) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{n_0-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) + Q_{l(k_{n_0})}(E'_{N_0-1}), n_0 < N_0-1 \\ \sum_{n=1}^{N_0-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n), E'_{N_0-1} \geq 20 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad (25)$$

где  $\tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) = Q_{l(k_n)}(E'_{n-1}) - Q_{l(k_n)}(E'_n)$ ;  $T_{гр} = \sum_{n=1}^{N_0-1} t_n$  —

геометрическое расстояние от точки  $\vec{r}_1$  до пересечения лучом внешней границы объекта.

4.6. Оптическое расстояние, пройденное протоном в КА до ядерного взаимодействия в точке  $r_2$ , вычисляют по формуле

$$\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) = \ln\{1 - \eta[1 - \exp[-\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})]]\}, \quad (26)$$

где  $T_{12} = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$  — геометрическое расстояние между точками  $\vec{r}_2$  и  $r_1$ ;  $\eta$  — случайное число, равномерно распределенное в интервале (0, 1).

4.7. Новый статистический вес протонной истории, компенсирующий смещенность оценки пробега протона до ядерного взаимодействия вычисляют по формуле

$$W = W_0 \{1 - \exp[-\tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{гр})]\}. \quad (27)$$

4.8. В последовательности пересекаемых зон ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) вычисляют номер  $n_1$ , для которого выполняется неравенство

$$\sum_{n=1}^{n_1-1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n) \leq \tau^{np}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) < \sum_{n=1}^{n_1} \tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n), \quad (28)$$

где  $\tau_n^{np}(E'_{n-1}, t_n)$  — значения оптических расстояний протона в пересекаемых зонах КА, определенные по п. 4.5.5.

Примечание. Точка  $\vec{r}_2$  находится в зоне с номером  $k_{n_1}$ .

4.9. Энергию протона  $E_2^*$  в точке  $\vec{r}_2$  вычисляют по следующему алгоритму.

4.9.1. Вычисляют оптическое расстояние, пройденное протоном в зоне с номером  $k_{n_1}$ :

$$\tau_{n_1}^{\text{пр}}(E'_{n_1-1}, t_{n_1}) = \tau^{\text{пр}}(E_1^*, \vec{r}_1, \vec{\Omega}_2, T_{12}) - \sum_{n=1}^{n_1-1} \tau_n^{\text{пр}}(E'_{n-1}, t_n). \quad (29)$$

4.9.2. Значение оптического расстояния для протона с энергией  $E_2^*$  в веществе зоны  $n_1$  вычисляют по формуле

$$Q_{l(k_{n_1})}(E_2^*) = Q_{l(k_{n_1})}(E'_{n_1-1}) - \tau_{n_1}^{\text{пр}}(E'_{n_1-1}, t_{n_1}). \quad (30)$$

4.9.3. Значение энергии протона  $E_2^*$  вычисляют путем обратной интерполяции из зависимости  $Q_l(E)$  для значения  $Q_l$ , определяемого по формуле (30).

4.10. Вычисляют геометрическое расстояние  $T_{12}$  по следующему алгоритму.

4.10.1. Расстояние  $t_{n_1}^*$ , пройденное протоном в зоне с номером  $k_{n_1}$  вычисляют по формуле

$$t_{n_1}^* = \frac{1}{\rho_{l(k_{n_1})}} [R_{l(k_{n_1})}(E'_{n_1-1}) - R_{l(k_{n_1})}(E_2^*)]. \quad (31)$$

4.10.2. Расстояние  $T_{12}$  вычисляют по формуле

$$T_{12} = \sum_{n=1}^{n_1-1} t_n + t_{n_1}^*. \quad (32)$$

4.11. Декартовы координаты точки ядерного взаимодействия протона  $\vec{r}_2 = \{x_2, y_2, z_2\}$  вычисляют по формулам

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= x_1 + T_{12} \mu_{x_2}; \\ y_2 &= y_1 + T_{12} \mu_{y_2}; \\ z_2 &= z_1 + T_{12} \mu_{z_2}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

4.12. Расстояние  $T_{20}$  между точкой  $\vec{r}_2$  и точкой  $\vec{r}_0$  вычисляют по п. 3.2.

4.13. Направление  $\vec{\Omega}_{20} = \{ \mu_{x_{20}}, \mu_{y_{20}}, \mu_{z_{20}} \}$  из точки  $\vec{r}_2$  на точку  $\vec{r}_0$  вычисляют по п. 3.3.

4.14. Угол между векторами  $\vec{\Omega}_2$  и  $\vec{\Omega}_{20}$  вычисляют по формуле

$$\theta_3^* = \arccos(\mu_{x_2} \mu_{x_{20}} + \mu_{y_2} \mu_{y_{20}} + \mu_{z_2} \mu_{z_{20}}). \quad (34)$$

4.15. Направляют луч из точки  $\vec{r}_0$  в направлении  $-\vec{\Omega}_{20}$  и вычисляют длины отрезков  $t_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$  ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) между последовательными пересечениями зон КА, а также последовательность номеров пересекаемых лучом зон  $k_n(\vec{r}_0, -\vec{\Omega}_{20})$  ( $n=1, \dots, N_0-1$ ) по ГОСТ 25645.204—83.

4.16. В последовательности пересекаемых зон ( $n=1, \dots,$

$N_0=1$ ) определяют номер  $n_2$ , для которого справедливо неравенство

$$\sum_{n=1}^{n_2-1} t_n < T_{20} \leq \sum_{n=1}^{n_2} t_n. \quad (35)$$

Примечание Точка  $r_2$  расположена в зоне с номером  $k_{n_2}$

4.17. Длину отрезка  $t_{n_2}^*$ , проходимую нуклоном в зоне  $k_{n_2}$  вычисляют из соотношения

$$t_{n_2}^* = T_{20} - \sum_{n=1}^{n_2-1} t_n. \quad (36)$$

4.18. Длину отрезка  $t_{n_2}$  полагают равной  $t_{n_2}^*$ .

4.19. Оптическое расстояние между точками  $r_2$  и  $r_0$  для нейтронов с энергией  $E_j \leq E_2^*$  ( $j=1, \dots, J$ ) вычисляют по формуле

$$\tau^n(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20}) = \sum_{n=1}^{n_2} \frac{t_n \rho_{l(k_n)}}{\lambda_{l(k_n)}(E_j)} \quad (37)$$

4.20. Значение энергетической плотности потока вторичных нейтронов в точке  $r_0$  при энергии  $E_j$  вычисляют по формуле

$$\Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0) = W \frac{d^2 N^{np \rightarrow n}}{dE d\Omega} \Big|_{l(k_n) \chi_{E_2^*, E_j, \theta_3^*}} \frac{\exp[-\tau^n(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})]}{T_{20}^2} \quad (38)$$

4.21. Значение  $\Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0)$  заносят в сумматор  $F_n^*(E_j, \vec{r}_0)$

$$F_n^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{n_i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (39)$$

4.22. Энергию вторичного протона  $\tilde{E}_j$ , с которой он должен вылететь из точки  $r_2$ , чтобы прийти в точку  $r_0$  с энергией  $E_j$  ( $j=1, \dots, J$ ) вычисляют по следующему алгоритму.

4.22.1. Определяют энергии протонов на границах пересекаемых зон из рекуррентного соотношения для ионизационных пробегов протона

$$R_{l(k_n)}(E'_n) = R_{l(k_n)}(E'_{n-1}) + \rho_{l(k_n)} t_n \quad (n=1, \dots, n_2), \quad (40)$$

полагая  $E'_0 = E_j$ .

4.22.2. Если значение энергии протона  $E'_n$  превышает значение  $E_2^*$ , т. е. попадание в точку  $r_0$  протонов с энергией  $E_j$  невозможно, то для всех  $j' \geq j$  дальнейшее вычисление энергетического распределения не производится.

4.22.3. Значение энергии вторичного протона  $\tilde{E}_j$ , образующегося в протон-ядерном взаимодействии в точке  $\vec{r}_2$  принимают равным  $E'_{n_2}$ .

4.23. Оптическое расстояние для протона с энергией  $\tilde{E}_j$  ( $j=1, \dots, J$ ) между точками  $\vec{r}_2$  и  $\vec{r}_0$  вычисляют по формуле

$$\tau^{\text{пр}}(\tilde{E}_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20}) = \sum_{n=1}^{n_2} \tau_n^{\text{пр}}(E'_n, t_n) = \sum_{n=1}^{n_2} [Q_{l(k_n)}(E'_n) - Q_{l(k_n)}(E'_{n-1})]. \quad (41)$$

4.24. Значение энергетической плотности потока протонов в точке  $\vec{r}_0$  при энергии  $E_j$  вычисляют по формуле

$$\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0) = W \left[ \prod_{n=1}^{n_2} \frac{S_{l(k_n)}(E'_n)}{S_{l(k_n)}(E'_{n-1})} \right] \frac{d^2 N^{\text{пр-пр}}}{dE d\Omega} u_{(k_n)}(E'_2, \tilde{E}_j, \theta_3^*) \times \\ \times \frac{\exp[-\tau^{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_2, \vec{\Omega}_{20}, T_{20})]}{T_{20}^2} \quad (42)$$

4.25. Значение  $\Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0)$  заносят в сумматор  $F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0)$ :

$$F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) = \sum_{i=1}^I \Delta F_{\text{пр}i}(E_j, \vec{r}_0). \quad (43)$$

4.26. Для получения статистически обеспеченной оценки  $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$  и  $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$ , ( $j=1, \dots, J$ ) вычисления по п. 4.1—4.25 следует выполнить  $I$  раз ( $I \geq 10^4$ ).

4.27. Значения  $F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0)$  и  $F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0)$ , ( $j=1, \dots, J$ ), нормированные на единичную плотность потока первичных протонов, вычисляют по формулам

$$F_{\text{пр}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{пр}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}; \\ F_{\text{н}}(E_j, \vec{r}_0) = F_{\text{н}}^*(E_j, \vec{r}_0) \frac{4\pi R_0}{I}. \quad (44)$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Рекомендуемое

1. Средние пробеги нейтронов до ядерного взаимодействия с энергией  $E < 20$  МэВ вычисляются по формуле.

$$\lambda_n(E) = \frac{1,66 A}{\sigma_n(E)},$$

где  $\sigma_n(E)$  — полное микроскопическое сечение ядерного взаимодействия нейтронов, барн.

2. Полные микроскопические сечения ядерного взаимодействия нейтронов с  $E < 20$  МэВ рекомендуется брать из справочника\*.

---

\* Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Труханов Г. Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры: Справочник. — М.: Энергоиздат, 1981.

## **МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ**

**Безопасность радиационная экипажа космического аппарата  
в космическом полете. Методика расчета энергетической плотности  
потокaв протонов и нейтронов в космическом аппарате**

**РД 50—25645.210—85**

Редактор *Т. Ф. Писарева*  
Технический редактор *В. Н. Прусакова*  
Корректор *В. И. Воронцова*  
Н/К

Сдано в набор 10.02.86 Подп. в печ. 29.04.86 Т—11141 Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub> Бумага типограф-  
ская № 2 Гарнитура литературная Печать высокая 1,0 усл. печ л. 1,0 усл. кр.-отт.  
0,60 уч.-изд. л. Тираж 6000 Цена 5 коп. Изд. № 8953/4

---

Ордена «Знак Почета» Издательство стандартов, 123840, Москва, ГСП,  
Новопресненский пер. , 3  
Калужская типография стандартов, ул. Московская, 256. Зак. 447