

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕНОСА ПОЗИТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

А. А. ВОРОБЬЕВ, О. Б. ЕВДОКИМОВ, В. А. КУЗЬМИНЫХ,
С. А. ВОРОБЬЕВ, И. А. ЦЕХАНОВСКИЙ

(Представлена научным семинаром сектора ядерных реакций НИИ ЯФЭА)

В работе выполнен расчет распределений остановившихся позитронов и поглощенной энергии при прохождении позитронов с энергией $(0,23 \div 1,0)$ Мэв через поглотители с различным атомным номером. Проведено сравнение полученных пространственных распределений с аналогичными распределениями для электронов.

Введение

При практическом использовании позитронных пучков необходимо в некоторых случаях точное знание характеристик распределения потока заряженных частиц в поглотителе. Часто в таких случаях приближенно полагают, что позитроны и электроны равной энергии поглощаются в веществе одинаково. Однако известно, что параметры взаимодействия позитронов и электронов с веществом имеют некоторое различие, обусловленное разницей в знаках их заряда [1]. Влияние этих различий исследовалось во многих работах, например [2, 3], но не было сделано оценок степени отличия в поглощении энергии и распределении потока позитронов по глубине поглотителя от аналогичных характеристик для электронов.

Целью данной работы являлся расчет остановившихся позитронов и потерянной ими энергии в различных поглотителях. В отличие от ранее проводившихся другими авторами работ нами были использованы корректные сечения процессов взаимодействия позитронов с веществом. Расчет характеристик потока позитронов в поглотителе выполнен по теории переноса через вещество быстрых бета-частиц в приближении непрерывного замедления без учета аннигиляции позитронов на лету.

Метод расчета и основные соотношения

Уравнение переноса частиц через вещество в одномерном случае в рамках модели отрезков имеет вид [4]:

$$I(x, s_j, \varepsilon_{j+1}) = \int_{4\pi} I(x - \lambda_j \varepsilon_j, s_{j-1}, \varepsilon_j) q(x, \lambda_j, s_j, \omega_j) d\Omega, \quad (1)$$

здесь $q(x, \lambda_j, s_j, \omega_j)$ — угловое распределение на $(j+1)$ отрезке относительно направления на j -м отрезке траектории,

x — пространственная координата,

λ_j — длина отрезка траектории,

s_j — остаточный пробег частицы в веществе,

$\varepsilon_j \equiv \cos \theta_j$, где $\theta_j = \vec{n}_j, \vec{n}_x$, $\omega_j = \vec{n}_j, \vec{n}_{j+1}$, а $\vec{n}_j$ — указывает направление движения частиц на j -м отрезке траектории.

Кинетическую энергию частиц в начале j -го отрезка определяем как

$$T_j = T_{j-1} - \left(\frac{dT}{ds} \right) \lambda_j,$$

где ионизационные потери энергии позитронов с учетом эффекта плотности рассчитываются по известным соотношениям [5, 6]. Угловое распределение позитронов рассчитывается с использованием дифференциального сечения рассеяния во втором борновском приближении с учетом эффекта экранирования кулоновского поля ядра [7].

Уравнение (1) сводится в этом случае к рекуррентному соотношению для угловых моментов гармонических коэффициентов дифференциального потока $I(x, s_j, \varepsilon_j)$ [8, 9].

$$J_{lk}^j = \sum_{k'=-\infty}^{\infty} \psi_{kk'}^{lj} \sum_{l'=0}^{\infty} J_{l'k'}^{j-1} (2l+1) E_{ll'k'}^{*j}, \quad (2)$$

где

$$E_{ll'k'}^{*j} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l(\varepsilon) P_{l'}(\varepsilon) e^{-i \mu' \lambda_j \varepsilon} d\varepsilon, \quad (3)$$

$\mu = \frac{2\pi k}{L}$, L — период функции, описывающей дифференциальный поток. Выражение для $\Psi_{kk'}^{lj}$ в зависимости от геометрии задачи приобретает вид

а) для бесконечной среды

б) для полубесконечной среды $\psi_{kk'}^{lj} = q_l^j \delta_{kk'}$;

$$\psi_{kk'}^{lj} = \frac{1+q_l^j}{2} \delta_{kk'} + i \frac{1-q_l^j}{2\pi} \cdot \frac{[(-1)^{k'-k} - 1]}{k'-k} (1 - \delta_{kk'}), \quad (4)$$

где

$$q_l^j = 2\pi \int_{-1}^1 q^j(x, \lambda, s, \omega) P_l(\cos \omega) d \cos \omega. \quad (5)$$

Дифференциальный поток частиц в поглотителе определяется выражением:

$$I(x, s_j, \varepsilon_j) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\varepsilon) \left[\sum_{k=0}^{\infty} a_{lk}^j \cos \mu x + b_{lk}^j \sin \mu x \right]. \quad (6)$$

Входящие в (6) коэффициенты a_{lk}^j и b_{lk}^j рассчитываются по следующим выведенным нами соотношениям:

$$\begin{aligned} a_{lk}^j &= \frac{1}{2l+1} \begin{cases} (-1)^{l/2} x_{lk}^j, & l=2n \\ (-1)^{l+1/2} \chi_{lk}^j, & l=2n+1; \end{cases} \\ b_{lk}^j &= \frac{1}{2l+1} \begin{cases} (-1)^{l/2} \chi_{lk}^j, & l=2n \\ (-1)^{l-1/2} x_{lk}^j, & l=2n+1, \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$

Значения x_{lk}^j и χ_{lk}^j для используемой геометрии задачи вычисляются по рекуррентным соотношениям, которые для случая бесконечной среды имеют вид:

$$\begin{aligned} x_{lk}^j &= (2l+1)q_l^j \sum_{l'} x_{l'k}^{j-1} \dot{E}_{ll'k}, \\ \chi_{lk}^j &= (2l+1)q_l^j \sum_{l'} \chi_{l'k}^{j-1} \dot{E}_{ll'k}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\dot{E}_{ll'k} = (-i)^{l'-l} E_{ll'k}^*.$$

Из выражения (6) при интегрировании его по $d\varepsilon$ и при $j=j_{\max}$ получается выражение для функции распределения остановившихся частиц в поглотителе:

$$I(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_{0k}^{j_{\max}} \cos \mu x + b_{0k}^{j_{\max}} \sin \mu x. \quad (9)$$

Выражение для распределения потерянной энергии с использованием (6) принимает в этом случае вид

$$I_T(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \left[\cos \mu x \int \frac{dT}{ds} a_{0k}(s) ds + \sin \mu x \int \frac{dT}{ds} b_{0k}(s) ds \right]. \quad (10)$$

Аналогичным образом получаются и выражения для углового распределения частиц на различных глубинах поглотителя. Начальные условия задачи учитывают положение источника частиц относительно начала координат системы x_0 и первоначальное направление — угол Θ_0 .

$$\begin{aligned} x_{lk}^0 &= \frac{2}{L} (2l+1) P_l(\varepsilon_0) \cdot \begin{cases} (-1)^{l/2} \cos \mu x_0, & l=2n \\ (-1)^{l+1/2} \sin \mu x_0, & l=2n+1; \end{cases} \\ \chi_{lk}^0 &= \frac{2}{L} (2l+1) P_l(\varepsilon_0) \cdot \begin{cases} (-1)^{l/2} \sin \mu x_0, & l=2n \\ (-1)^{l+1/2} \cos \mu x_0, & l=2n+1, \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

где $n=0, 1, 2, 3, \dots$

Результаты расчета и их анализ

Расчет распределений остановившихся позитронов и электронов был проведен нами в представлении бесконечной среды на электронно-вычислительной машине БЭСМ-4 для случая глубокого проникновения частиц с энергией $(0,23 \div 1,0)$ Мэв в поглотителе с различным атомным номером.

Рассчитанный для выбранной энергии и вещества полный пробег бета-частиц [6] разбивался в нашем случае на 50 отрезков ($j_{\max} = 50$).

Число членов разложения функции дифференциального потока частиц было принято равным 10, то есть $l_{\max} = k_{\max} = 10$. Как показало проведенное нами исследование модели расчета, выбранное число гармоник вполне достаточно для описания в интервале $(-1 \div 1)$ функции распределения остановившихся бета-частиц, но не достаточно для описания распределения поглощенной энергии, имеющей неплавный характер.

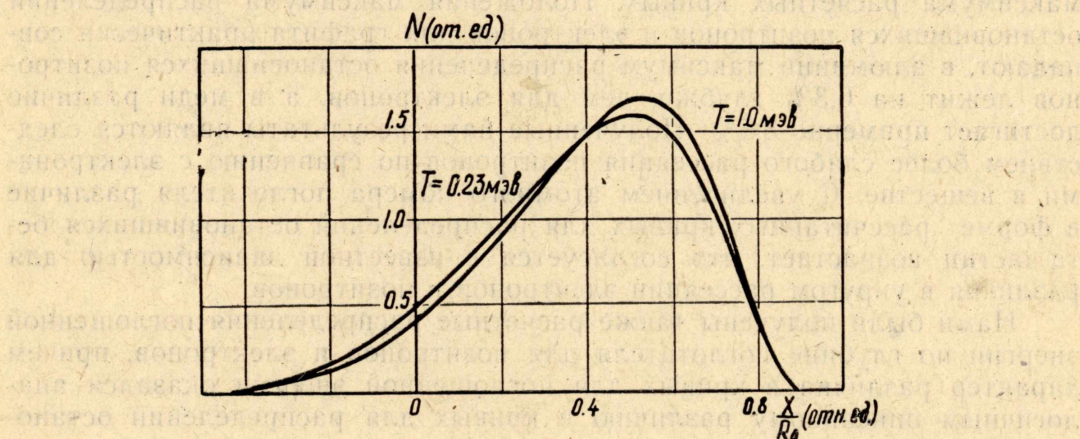


Рис. 1. Распределение остановившихся позитронов с начальной энергией 0,23 Мэв и 1,0 Мэв в алюминии.

На рис. 1 приведены полученные нами расчетные кривые для распределения остановившихся позитронов в алюминиевом поглотителе ($Z=13$) при начальных энергиях 0,23 Мэв ($R_0=0,0697$ г/см²) и 1,0 Мэв ($R_0=0,56$ г/см²). Полученные кривые оказались несимметричными по форме, со значительным «хвостом» в области малых глубин, что объясняется энергетической зависимостью сечений рассеяния бета-частиц

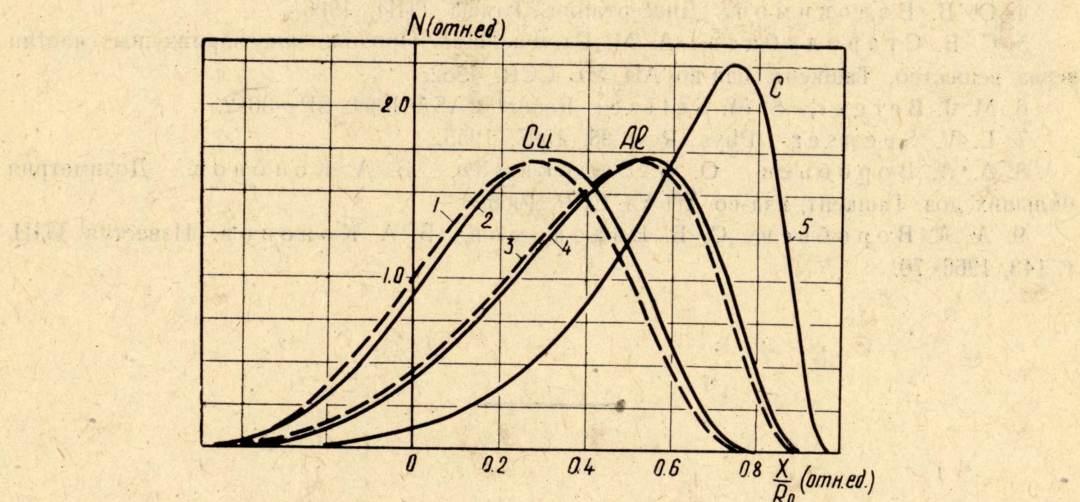


Рис. 2. Распределение остановившихся электронов и позитронов с начальной энергией 1,0 Мэв в графите, алюминии и меди. 1 — электроны в Си, 2 — позитроны в Си, 3 — электроны в Al, 4 — позитроны в Al, 5 — электроны и позитроны в С.

в поглотителе. Видно также, что доля позитронов, обратно отраженных от мишени, с увеличением энергии частиц уменьшается и минимум распределения смещается в сторону больших толщин в согласии с известными представлениями о взаимодействии бета-частиц с веществом. На

рис. 2 приведены расчетные кривые для распределений остановившихся позитронов и электронов с энергией 1,0 Мэв в поглотителях из графита ($Z=6$), алюминия ($Z=13$) и меди ($Z=29$). Видно, что кривые для распределений остановившихся электронов и позитронов оказываются довольно близкими по форме, но известные различия во взаимодействии электронов и позитронов с веществом сказываются в положении максимума расчетных кривых. Положения максимума распределений остановившихся позитронов и электронов для графита практически совпадают, в алюминии максимум распределения остановившихся позитронов лежит на 6,3% глубже, чем для электронов, а в меди различие достигает примерно 8,5%. Полученные нами результаты являются следствием более слабого рассеяния позитронов по сравнению с электронами в веществе. С увеличением атомного номера поглотителя различие в форме рассчитанных кривых для распределений остановившихся бета-частиц возрастает, что согласуется с известной зависимостью для различия в упругом рассеянии электронов и позитронов.

Нами были получены также расчетные распределения поглощенной энергии по глубине поглотителя для позитронов и электронов, причем характер различия в кривых для поглощенной энергии оказался аналогичным описанному различию в кривых для распределений остановившихся бета-частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, Б. А. Кононов. Прохождение электронов через вещество. Томск, изд-во ТГУ, 1966.
2. И. Г. Тарутин, В. И. Пилявец, Г. А. Гуманский, ЖЭТФ, 1971, 60, 901.
3. Е. Г. Вертман, С. А. Воробьев, Ю. А. Тимошников, И. А. Цехановский. Известия вузов, «Физика», № 8, 135, 1971.
4. О. Б. Евдокимов. Диссертация. Томск, ТПИ, 1966.
5. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, изд-во АН Уз. ССР, 1962.
6. M. J. Berger, S. M. Seltzer. Report NASA 1964, SP—3012.
7. L. V. Spenser. Phys. Rev. 98, 1597, 1955.
8. А. А. Воробьев, О. Б. Евдокимов, Б. А. Кононов. Дозиметрия больших доз. Ташкент, изд-во АН Уз. ССР, 1966.
9. А. А. Воробьев, О. Б. Евдокимов, Б. А. Кононов. Известия ТПИ, т. 143, 1966, 70.