Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 715 – 718 *20 июня 1971 г.*

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

Н. П. Калашников, В. С. Ремизович, М. И. Рязанов

Явление каналирования заряженных частиц обсуждалось теоретически в ряде работ [1], тем не менее, функция распределения ионизационных потерь энергии в условиях каналирования до настоящего времени не была вычислена. Цель настоящей статьи – обратить внимание на то обстоятельство, что в случае каналирования тяжелых частиц существует такое приближение, в котором неупругие процессы могут быть описаны чрезвычайно просто.

Действительно, учитывая малость характерных углов рассеяния тяжелой частицы на электроне по сравнению с характерными углами упругого рассеяния тяжелой частицы на ядре, можно считать, что рассеяние на электроне не меняет направления движения тяжелой частицы, изменяя лишь ее энергию.

В этом приближении неупругое рассеяние не меняет распределения тяжелых частиц по поперечному сечению потока. Поэтому в кинетическом уравнении для функции распределения частиц по потерянной энергии Δ и координатам x, $r_\perp$, поперечные координаты $r_\perp$ играют роль параметров:

$$\frac{\partial f(x, r_\perp, \Delta)}{\partial x} = \int_0^\infty d\epsilon\, w_E(\epsilon, n_\perp)\,[\,f(x, r_\perp, \Delta - \epsilon) - f(x, r_\perp, \Delta)\,]. \tag{1}$$

При малых потерях ($\Delta << E_0$) вероятность потери энергии ϵ частицей на единице пути $w_E(\epsilon, r_\perp) \approx w_{E_0}(\epsilon, r_\perp)$ и решение (1) имеет вид

$$f(x, r_\perp, \Delta) = (2\pi i)^{-1} \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} dp \exp\{-p\Delta - \int_0^\infty d\epsilon\, w_{E_0}(\epsilon, r_\perp)[1 - e^{-p\epsilon}]\}. \tag{2}$$

Окончательная функция распределения частиц по энергии получается усреднением (2) по пространственному распределению поперечных координат частиц $W(r_\perp)$, обусловленному упругим рассеянием

$$f(x, \Delta) = \int_s d^2 r_\perp\, W(r_\perp)\, f(x, r_\perp, \Delta), \tag{3}$$

где интегрирование по поперечным координатам сведено к интегрированию по поперечному сечению одной элементарной ячейки.

2. В аморфной среде $W(r_\perp)$ не зависит от $r_\perp$ и (3) совпадает с функцией распределения частиц по энергиям в аморфной среде [2] $f_{\text{ам}}(x, \Delta)$. В монокристалле поток положительно заряженных частиц движется так, что между кристаллографическими плоскостями число единиц больше, чем вблизи плоскостей ($r_\perp = 0$), т. е. $W(r_\perp) \gtrsim W(0)$. Представив пространственное распределение частиц в монокристалле в виде

$$W(r_\perp) = W_k(r_\perp) + W(0)$$

можно преобразовать (3) к виду

$$f(x, \Delta) = f_k(x, \Delta) + a f_{\text{ам}}(x, \Delta),$$

где

$$f_k(x, \Delta) = \int d^2 r_\perp\, W_k(r_\perp)\, f(x, r_\perp, \Delta), \tag{4}$$

величина a есть доля частиц, пространственное распределение которых однородно. Для тяжелых частиц характерные значения $\Delta >> \epsilon$ в

(2) и можно получить

$$(1 - \exp(-p\epsilon)) \approx -p\epsilon + (1/2)p^2\epsilon^2 . \qquad (5)$$

Существенно при этом, что при интегрировании по поперечным координатам в (4) можно пренебречь слагаемыми порядка p^3 и выше, если толщина L рассматриваемого монокристалла ограничена сверху условием

$$n_o L R_o^2 [e^4 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) / v^2]^2 << 1, \qquad (6)$$

где R_o – расстояние от кристаллографической плоскости, на котором $W(r_\perp)$ заметно отличается от $W(0)$. Подставляя (5) в (4) и используя для $W_k(r_\perp)$ распределение Линдхарда [1], после интегрирования получаем

$$f_k(x, \Delta) = (\pi x \overline{\epsilon_k^2})^{-1/2} \exp\left\{- \frac{(\Delta - \overline{\epsilon}_k x)^2}{\overline{\epsilon_k^2}\, x}\right\}, \qquad (7)$$

где величина $\overline{\epsilon}_k$ и $\overline{\epsilon_k^2}$ определены соотношениями

$$\overline{\epsilon_k^2} = 4\pi n_o Z_1 Z_2^2 e^4 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) / v^2 , \qquad (8)$$

$$\overline{\epsilon}_k = \frac{2\pi Z_1 Z_2^2 e^4}{E_{\text{кин}}}\, n_o \left(\frac{M}{m_e}\right) \ln \frac{2 m_e v e^2 \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}}{I_z} \qquad (9)$$

где Z_1 – атомный номер кристалла, I_z – потенциал ионизации, $Z_2 e$ и $E_{\text{кин}}$ – заряд и кинетическая энергия налетающей частицы. Полная функция распределения, следовательно, состоит из двух слагаемых одно из которых повторяет функцию распределения в аморфном теле, умноженную на множитель $a < 1$, второе слагаемое дает гауссово распределение по энергиям со средней энергией и шириной, отличающихся от случая аморфного тела. Таким образом, из сравнения $f_{\text{ам}}(x, \Delta)$ и (7) следует, что каналированные частицы в среднем теряют энергию в

$$\left(1 - \ln \frac{v}{e^2 \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \Big/ \ln \frac{2 m_e v^2}{I_Z}\right) \qquad (10)$$

раз меньше, чем неканалированные. Кроме того, для каналированных частиц уменьшается дисперсия энергетических потерь в

$$e^4 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) / v^2 \qquad (11)$$

раз. Эти результаты связаны с отсутствием соударений с малыми прицельными параметрами для каналированных частиц.

Следует подчеркнуть, что выражения (7) – (9) получены в предположении, что скорость налетающей частицы должна быть много больше скорости атомных электронов.

3. Полученная функция распределения потерь энергии (4), (7) удовлетворительно согласуется с экспериментом [3]. В работе [3] приведена экспериментальная кривая энергетических потерь для падающих протонов с энергией $E_{кин}$ = 4,85 *Мэв*, проходящих через монокристалл Si с L = 2 *мм*, параллельно направлению [111]. Эта кривая характеризуется двумя максимумами, один из которых совпадает с положением максимума при полном отсутствии симметрии. Этот максимум хорошо описывается вторым слагаемым в (4).

Высота второго максимума в [3] в 9,1 раз превосходит высоту первого максимума. Увеличение высоты второго максимума связано и с уменьшением дисперсии второго максимума (11) и с тем, что каналированных частиц больше, чем неканалированных. Поэтому используя для a экспериментальное значение 1,9, функция распределения энергетических потерь (4), (7) приводит к отношению интенсивности второго максимума к интенсивности первого, равному 10 (экспериментальное значение 9,1).

На эксперименте обнаружено, что потери каналированных частиц составляют 0,45 от потерь неканалированных. В рассматриваемом приближении из (10) следует, что уменьшение энергетических потерь составляет 0,5. Это связано с подавлением "близких" соударений, при которых, согласно Линдхарду [1], теряется примерно половина от полных потерь энергии.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
10 мая 1971 г.

Литература

[1] Й.Линдхард. УФН, 99, 249, 1969; Ю.Каган, Ю.Кононец. ЖЭТФ, 58, 226, 1970.

[2] Л.Д.Ландау. J. Phys. USSR, 8, 201, 1944; Л.Д.Ландау. Собрание трудов т. 1 Изд. Наука. 1969.

[3] C.Erginsoy. Brookhaven Lecture Series. №46, April 21, 1965.