объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P17-80-748

Г.Адам, С.Адам, Г.М.Гавриленко, Д.Михалаке,
В.К.Федянин

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

Направлено в "physica status solidi"

1980

§1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные теоретические и экспериментальные исследования показали[1-4], что каналирование быстрых частиц сквозь чистый монокристалл определяется многократным рассеяниям на ядрах /ионах/ и на электронах проводимости. Для теоретических исследований важно знание функции распределения $g(\epsilon_\perp, z)$ как функции своих аргументов, где z - глубина проникновения, а $\epsilon_\perp$ - поперечная энергия частиц, выраженная[5] в единицах характерной поперечной энергии каналирования $E\psi_1^2/2 = Z_1Z_2e^2/d$.

В рамках феноменологического подхода, который пренебрегает взаимным обменом энергией между быстрой частицей и кристаллом, получаемые для функции $g(\epsilon_\perp, z)$ уравнения носят существенно диффузионный характер[1,5-9]. Отсюда процесс проникновения частицы сквозь кристалл сопровождается монотонным ростом средней поперечной энергии $\epsilon_\perp$ [1,5,9].

Противоположное заключение, известное как "охлаждение пучка"[10], состоит в том, что ожидается уменьшение поперечной энергии пучка $\bar{\epsilon}_\perp$ при сохранении его пространственной локализации в поперечной плоскости $\vec{r}_\perp$.

Строгое теоретическое описание этого явления было дано в работах[11,12] в рамках подхода Боголюбова[13]. В [11,12] было показано, что функция распределения числа частиц $g(\epsilon_\perp, z)$ при взаимодействии между пучком быстрых частиц и кристаллической решеткой получается из уравнения типа Фоккера-Планка.

Асимптотическое решение этого уравнения при $z \to \infty$ стремится к некоторому нетривиальному стационарному пределу с максвелловским распределением по скоростям $\vec{v}_\perp$.

В этой работе мы изучаем поведение средней поперечной энергии пучка каналируемых частиц как функции глубины их проникновения в кристалл. В параграфе 2, который является прямым продолжением[12], мы показываем, что взаимодействие пучка каналируемых частиц с ионами кристалла приводит к быстрому уменьшению поперечной энергии протонов на ранних стадиях проникновения в кристалл до значения, определяемого температурой кристалла. Сравнение с экспериментальными результатами указывает на необходимость включения в рассмотрение и других видов взаимодействия, таких, как многократное рассеяние на свободных электронах, рассеяние на примесях и дефектах кристалла. В параграфе 3 мы расширяем модель[11,12], включая в рассмотрение рассеяние частиц на свободных электронах. В этом случае асимптотическое поведение $\bar\epsilon_\perp$ состоит из двух частей: "ядерной части", обсужденной в параграфе 2, и дополнительной, зависящей от отношения между электронным и ядерным коэффициентами диффузии

§2. ФОКУСИРУЮЩИЙ ЭФФЕКТ ИОННОЙ РЕШЕТКИ КРИСТАЛЛА

В случае легких частиц для модели Томпсона /3/, предполагающей взаимодействия каналируемой частицы с ионами кристалла типа прямоугольной ямы, уравнение для $g(\epsilon_\perp, z)$ имеет вид

$$\frac{\partial g}{\partial z} = D_n \frac{\partial}{\partial \epsilon_\perp}\left[\epsilon_\perp\left(\frac{\partial g}{\partial \epsilon_\perp} + \beta_0 g\right)\right],$$
$$\beta_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d}\beta, \quad \beta = (k_Б T)^{-1}, \tag{1}$$

где eZ_1 и eZ_2 - соответственно заряд каналируемой частицы и иона кристалла, d - постоянная решетки кристалла, $k_Б$ - константа Больцмана, T - абсолютная температура кристалла.

Коэффициент диффузии D_n здесь определяется неупругим рассеянием частиц на ионах решетки и пропорционален v_z^{-1} /12/ в противоположность поведению типа v_z^{-2} коэффициента Линдхарда /1/, где v_z обозначает продольную компоненту скорости частицы.

Используя уравнение /1/, для средней поперечной энергии частицы $\bar\epsilon_\perp$ можно найти следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\bar\epsilon_\perp}{dz} = -D_n\beta_0\bar\epsilon_\perp + D_n, \qquad \bar\epsilon_\perp(0) = \bar\epsilon_\perp^\circ. \tag{2}$$

Отсюда

$$\bar\epsilon_\perp(z) = \bar\epsilon_\perp^\circ \exp(-D_n\beta_0 z) + \beta_0^{-1}[1-\exp(-D_n\beta_0 z)]. \tag{3}$$

Заметим, что первое слагаемое было получено в /10/ на основе механических модельных представлений.

Этот же результат можно получить путем непосредственного решения уравнения /1/, определяя $\bar\epsilon_\perp(z)$ формулой

$$\bar\epsilon_\perp(z) = \int_0^\infty \epsilon_\perp g(\epsilon_\perp, z)\, d\epsilon_\perp, \tag{4}$$

где используется интегральное представление /12/ для $g(\epsilon_\perp, z)$ и осуществляется переход от сферических координат к прямоугольным.

Вклад различных членов в сумму /3/ сильно зависит от z. Обычно $\epsilon_\perp^c \sim 10^{-1}$ /см.[5] / и $\beta_0^{-1} \sim 10^{-3}-10^{-4}$. Поэтому при малых z доминирует первое слагаемое в /3/, а при больших z $\bar{\epsilon}_\perp$ стремится к β_0^{-1} - "температуре" кристалла.

Таким образом, из /3/ видно, что кристаллическая решетка оказывает сильное фокусирующее, в смысле уменьшения $\bar{\epsilon}_\perp$, действие на пучок частиц.

Эксперименты, проведенные в последнее время в Дубне[14] и ЦЕРНе[15] по отклонению пучков быстрых частиц высоких энергий кристаллом, подтверждают характер сильного взаимодействия между каналируемыми частицами и решеткой кристалла. Тот наблюденный факт, что фракция деканалирования частиц не увеличивается при изгибании кристалла /это противоречит идее значительного роста $\bar{\epsilon}_\perp$ /, может указывать на возможность преобладающего фокусирующего влияния решетки, следующего из уравнения /3/.

С другой стороны, в последних экспериментах[16,17] наблюдался монотонный рост $\bar{\epsilon}_\perp$ с z. Это расхождение с /3/ можно объяснить тем, что при малых $\epsilon_\perp$ многократное рассеяние на электронах доминирует над рассеянием на ядрах[5,7-9], что не учитывается в /3/, а также присутствием примесей и дефектов используемых кристаллов, т.е. отклонением их от идеальных.

§3. КОМБИНИРОВАННЫЙ ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ КРИСТАЛЛА

Рассматривая электроны как независимую составную часть кристалла, мы получим для $g(\epsilon_\perp, z)$ уравнение

$$\frac{\partial g}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \epsilon_\perp}\{\epsilon_\perp [D_n(\epsilon_\perp)(\frac{\partial g}{\partial \epsilon_\perp} + \beta_0 g) + D_e(\epsilon_\perp)\frac{\partial g}{\partial \epsilon_\perp}]\} \qquad /5/$$

с начальным условием $g(\epsilon_\perp, 0) = g_0(\epsilon_\perp)$. Здесь D_n и D_e соответственно учитывают рассеяние на ядрах и электронах.

Для больших глубин проникновения в кристалл ($z \to \infty$) стационарное распределение уравнения /5/ имеет вид

$$g_s(\epsilon_\perp) = \lim_{z\to\infty} g(\epsilon_\perp, z) = N\exp[-\beta_0 \int_0^{\epsilon_\perp} \frac{d\epsilon_\perp}{1+\rho(\epsilon_\perp)}]. \qquad /6/$$

Видно, что оно определяется только отношением электронного и ионного коэффициентов диффузии:

$$\rho(\epsilon_\perp) = D_e(\epsilon_\perp)/D_n(\epsilon_\perp). \qquad /7/$$

Нормирующий фактор N находится из условия

$$\int_0^\infty g(\epsilon_\perp, z)\, d\epsilon_\perp = 1 \quad \text{для всех } z. \qquad /8/$$

Более конструктивное исследование /6/ связано с конкретным видом зависимости $\rho(\epsilon_\perp)$. Все существующие расчеты показывают [1,4,5,7–9], что D_e и D_n сильно зависят от ϵ. Для малых $\epsilon_\perp$ $\rho(\epsilon_\perp) \gg 1$, в то время как при больших $\epsilon_\perp$ $\rho(\epsilon_\perp) \ll 1$.

Выберем $\rho(\epsilon_\perp)$ в виде

$$\rho(\epsilon_\perp) = c + a/\epsilon_\perp, \quad a > 0, \qquad /9/$$

где

$$c = \lim_{\epsilon_\perp \to \infty} \frac{D_e(\epsilon_\perp)}{D_n(\epsilon_\perp)} = \frac{L_e}{2Z_2L_n} \ll 1$$ [1,5,9].

Тогда из /6/ и /8/ имеем:

$$g_s(\epsilon_\perp) = [(\frac{\beta_0}{1+c})^{b+1} e^{-b}/\Gamma(b+1,b)](\epsilon_\perp + a)^b \exp(-\frac{\beta_0}{1+c}\epsilon_\perp), \qquad /10/$$

$$b = a\beta_0/(1+c)^2,$$

где $\Gamma(b+1,b)$- неполная гамма-функция [18].

Подставляя /10/ в /4/ и выполняя интегрирование, мы получим следующее асимптотическое поведение для $\bar{\epsilon}_\perp^s$:

$$\bar{\epsilon}_\perp^s = \lim_{z \to \infty} \bar{\epsilon}_\perp(z) = \beta_0^{-1}(1+c) + ab^b e^{-b}/\Gamma(b+1,b). \qquad /11/$$

При больших a /11/ имеет вид

$$\bar{\epsilon}_\perp^s \simeq \beta_0^{-1}(1+c) + (\frac{2a}{\pi\beta_0})^{1/2}, \quad a \gg 1. \qquad /12/$$

Из сравнения асимптотического поведения /11/ и /3/ видно, что /11/ содержит дополнительный член, связанный с многократным рассеянием на свободных электронах. Имея в виду, что локализация пучка возможна только при $\bar{\epsilon}_\perp^s$, меньших определенного значения ($\bar{\epsilon}_\perp^c \gg \beta_0^{-1}(1+c)$), из /12/ получим, что существование значительной фракции каналируемых частиц возможно только для относительно небольших значений a.

Аналогичным образом можно было бы учесть b $\rho(\epsilon_\perp)$ и другие факторы, связанные с делокализацией пучка частиц, такие, как примеси и дефекты кристаллов, включая в $D_e(\epsilon_\perp)$ аддитивные члены, пропорциональные концентрации примесей и дефектов кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lindhard J. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1965, v.34,No.14.
2. Datz S. et al. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1967, v.17, p.129.
3. Thompson M.W. Contemp.Phys., 1968, vol.9, No.4, p.375-398.
4. Gemmell D.S. Rev.Mod.Phys., 1974, vol.46, No.1, p.129-227.
5. Bonderup E. et al. Rad.Eff., 1972, vol.12, p.261-266.
6. Белошицкий В.В., Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1972, т.62, №3, с.1144-1155.
7. Kitagawa M., Ohtsuki Y.H. Phys.Rev., 1973, vol.B8, No.7, p.3117-3123.
8. Waho T. Phys.Rev., 1976, vol.B14, No.11, p.4830-4833.
9. Omura T., Kitagawa M., Ohtsuki Y.H. phys.stat.sol.(b), 1977, vol.79, No.1, p.321-324.
10. Tsyganov E.N. Estimates of Cooling and Bending Processes for Charged Particle Penetration Throught a Monocrystal. Fermilab preprints TM-682, TM-684, 1976.
11. Fedyanin V.K., Gavrilenko G.M. Phys.Lett., 1979, vol.73A, No.5,6, p.420-422.
12. Гавриленко Г.М., Федянин В.К. ОИЯИ, Р17-80-47, Дубна, 1980.
13. Bogolubov N.N. JINR, E17-10514, Dubna, 1977.
14. Elishev A.F. et al. Phys.Lett., 1979, v.88B, No.3-4, p.387-391.
15. Bak J. et al. Preprint CERN-EP/80-33, 1980.
16. Andersen E.K. et al. Preprint CERN-EP/79-99, 1979.
17. Uggerhøj E. Nucl.Instr.Meth., 1980, v.170, No.1-3, p.105-113.
18. Abramowitz M., Stegun I.E. Handbook of Mathematical Functions, NBS, Washington, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1980 года.