

О ПРИМЕНИМОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛАНДАУ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРОНОВ, ПРОШЕДШИХ СКВОЗЬ СЛОЙ ВЕЩЕСТВА

В.В. Гребеншиков, С.С. Козловский,
Ю.С. Коробочко, В.И. Минеев,
А.Ф. Петрученко

Энергетические спектры быстрых электронов, прошедших сквозь мишени различных толщин, экспериментально исследовались рядом авторов [1-3]. В этих и подобных им работах проводилось сравнение полученных спектров с функцией распределения потерь энергии, вычисленной на основе теории Ландау [4] или теорий, уточняющих ее [5]. При этом параметры этого распределения — наиболее вероятная потеря энергии ΔE_p и ширина распределения на половине высоты ΔE_H также брались из теории. Практически во всех работах отмечалось то или иное расхождение между теорией и экспериментом.

В нашей работе применен несколько иной подход. При построении теоретического энергетического распределения мы использовали величины ΔE_p и ΔE_H , вычисленные не на основе теоретических представлений, а взятые непосредственно из наших экспериментальных данных. Это позволило нам отдельно проанализировать применимость как формы энергетического распределения, следующего из теории Ландау, так и параметров, определяющих его. Оказалось, что форма энергетических спектров электронов, прошедших сквозь мишени в диапазоне толщин от кратного рассеяния до полной диффузии, очень хорошо описывается распределением Ландау. В то же время полученные экспериментально параметры этого распределения ΔE_p и ΔE_H удовлетворительно описываются теорией лишь в узкой области толщин.

Мы измеряли энергетические спектры электронов с начальной энергией 100 КэВ, прошедших сквозь алюминиевые мишени в диапазоне углов рассеяния от 0 до 80°. Толщина мишеней изменялась от 0,8 мкм до 35 мкм. Измерения были выполнены подвижным магнитным спектрометром с угловой апертурой 1° и энергетическим разрешением 180 эВ. По измеренным дифференциальным энергетическим распределениям находился интегральный энергетический спектр электронов, прошедших сквозь мишень. Из полученного таким образом спектра для каждой толщины мишени определялись параметры распределения ΔE_p и ΔE_H . Все спектры нормировались и строились в зависимости от параметра ε , равного

$$\varepsilon = \frac{\Delta E - \Delta E_p}{\Delta E_H},$$

где ΔE — потеря энергии.

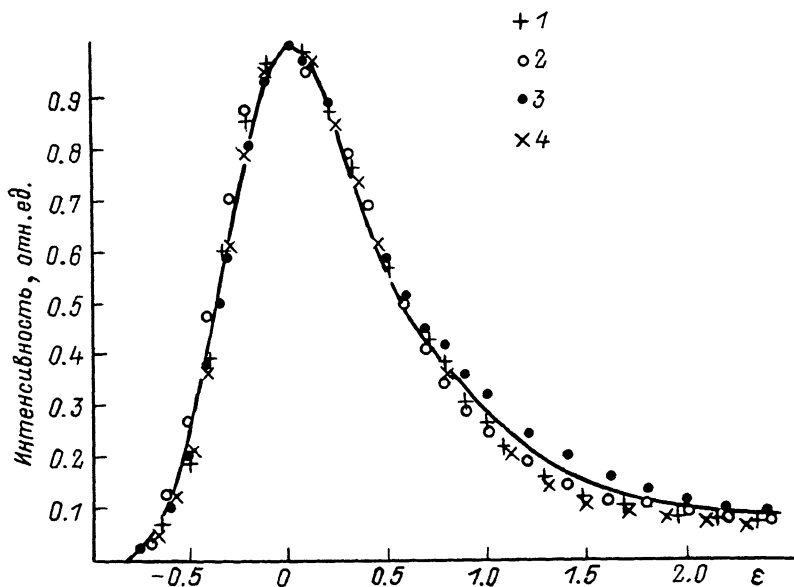


Рис. 1. Энергетические спектры электронов, прошедших через алюминиевые мишени различных толщин: 1 - 0.8 мкм, 2 - 2.1 мкм, 3 - 15 мкм, 4 - 35 мкм. Сплошная кривая - распределение Ландау.

Результаты приведены на рис. 1. На этом же рисунке сплошной линией изображено распределение Ландау, построенное в тех же координатах. Видно, что форма энергетического спектра электронов практически не изменяется в очень широком диапазоне толщин мишеней, оставаясь очень близкой к распределению Ландау. Следует сказать, что и дифференциальные спектры, измеренные под различными углами, будучи построены в этих же координатах, практически совпадают с кривыми рис. 1.

На рис. 2 приведены нормированные на толщину мишени значения ΔE_p , вычисленные по теории Ландау с учетом плазменного возбуждения, и ΔE_H , вычисленные в соответствии с [5], а также наши экспериментальные данные. Видно, что удовлетворительное согласие наблюдается лишь в узком диапазоне толщин мишеней.

Увеличение ΔE_p и ΔE_H в области толщин >10 мкм может быть связано с удлинением траекторий электронов за счет рассеяния и уменьшением их энергии по мере движения в толще мишени.

Расхождение ΔE_p и ΔE_H с теоретическими результатами при толщинах меньших 1 мкм обусловлено тем, что в этой области величина ΔE_p становится близкой к среднему ионизационному потенциалу, что противоречит условию применимости теории Ландау. Это качественно согласуется с результатами расчетов, приведенных в работе [6], где показано, что с уменьшением кратности взаимо-

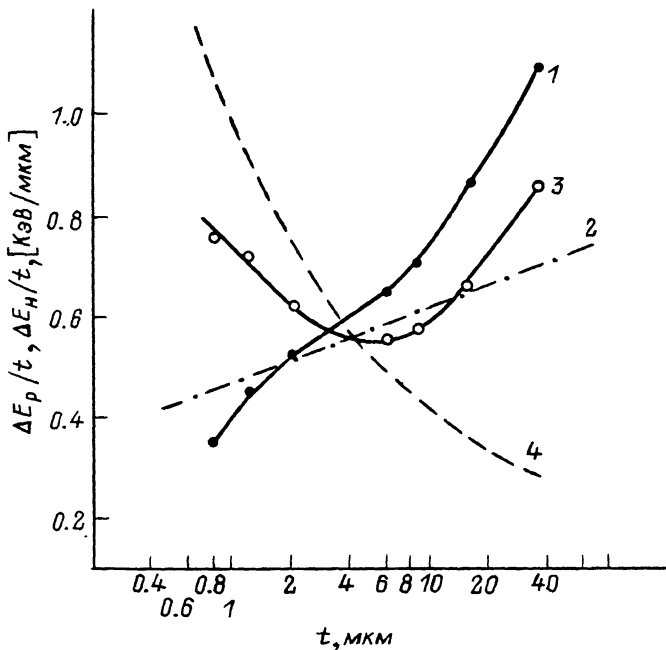


Рис. 2. Зависимость параметров энергетических распределений ΔE_p и ΔE_H , нормированных на толщину мишени от толщины мишени. $\frac{\Delta E_p}{t}$: 1 - эксперимент, 2 - расчет по теории Ландау. $\frac{\Delta E_H}{t}$: 3 - эксперимент, 4 - расчет по теории Блунка и Лейзеганга.

действия ΔE_p становится меньше, чем это следует из теории Ландау.

Таким образом, в отличие от тяжелых частиц, для которых форма энергетического спектра на выходе из мишени трансформируется по мере увеличения толщины последней от распределения Ландау к распределению Гаусса [7], форма энергетического спектра электронов сохраняется практически постоянной и близкой к распределению Ландау. В то же время параметры спектра ΔE_p и ΔE_H не описываются в полной мере ни одной из существующих теорий. В работе [6] отмечено, что учет оболочечной структуры атомов мишени в теории Ландау приводит к уточнению параметров энергетического распределения, оставляя неизменным его форму. Результаты нашей работы показывают, что и процессы рассеяния и замедления электронов также приводят лишь к изменению параметров распределения. В этом смысле практическая ценность распределения Ландау выше, чем это следует из выполненных к настоящему времени работ, вопрос сводится лишь к корректному расчету параметров, его определяющих. По-видимому, целесообразно проверить справедливость такого подхода для других диапазонов энергии электронов, а также для различных материалов.

- [1] K a l i l F., B i r k h o f f R.D. - Phys. Rev., 1953, N 91, p. 505.
- [2] C o s s l e t t V.E., T h o m a s S.N. - Brit. J. Appl. Phys., 1964, N 15, p. 1283.
- [3] R e i m e r L., B r o c k m a n n K., P h e i n U. - J. Phys. D; Appl. Phys., 1978, N 11, p. 2151.
- [4] Л а н д а у Л.Д. Собр. тр., т. 1. М.: Наука, 1969, с. 482.
- [5] B l u n c k O., L e i s e g a n g S. - Zs. Phys.; 1950, N 128, p. 500.
- [6] M o y o l J.E. - Phil. Mag., 1955, N 46, p. 263.
- [7] M a s s a b e e H.D., R a j u M.R., T o b i a s C.A. - Phys. Rev., 1968, N 165, p. 469.

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
26 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5

12 марта 1988 г.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ДЫРКАХ ОДНООСНО-ДЕФОРМИРОВАННОГО
ПОЛУПРОВОДНИКА

Ф.Т. В а с ь к о

Исследован ряд механизмов рассеяния ИК-излучения на свободных носителях полупроводников со сложной зонной структурой (см. [1-3]). Сечения рассеяния в таких случаях заметно больше томпсоновского, а флуктуации, связанные с параметрами зонной структуры, не экранируются при высоких концентрациях носителей. В квантующих магнитных полях имеет место комбинационное рассеяние на переходах между расщепленными по спину уровнями Ландау, причем порог вынужденного рассеяния оказался низким, что позволило создать интенсивные перестраиваемые магнитным полем источники ИК-излучения [4]. Здесь рассмотрено неэкранируемое комбинационное рассеяние, обусловленное флуктуациями квадрупольного момента дырок при их переходах между расщепленными одноосным сжатием зонами Γ_8 (рассеяние в отсутствие деформации рассмотрено в [2]). Найдена спектральная и поляризационная зависимость дифференциального сечения рассеяния; дается оценка порога вынужденного рассеяния.

Процесс рассеяния с переходом между f - и i -состояниями (E_i - энергия i -того состояния) определяется матричным элементом

$$\sum_i \frac{(f|H_I|z)(z|H_I|i)}{E_i - E_f} + (f|H_{II}|i)$$