

устойчивость типа МЦР развивается только при выполнении условия  $1 - \beta_{\parallel} < \beta_{\perp}^2$ . Таким образом, в данном случае (см. выше численные оценки) она вовсе не существует. Наложение этих неустойчивостей на исследуемую широкополосную и приводит к появлению максимума на зависимости инкремента от частоты (следует отметить, что широкополосная неустойчивость в данной системе возникает только в случае малости параметра  $a^2 \ll 1$ , указанные же неустойчивости (8), (10) существуют и при больших значениях  $0 < a^2 < 1$ , при этом соответственно сдвигаются частоты синхронизма (7), (9)). Провал, следующий за максимумом, обусловлен перестройкой дисперсионной зависимости быстрой циклотронной волны за счет ее связи с электромагнитной волной в линейном (непараметрическом) приближении.

Следует отметить, что аналогичная задача рассматривалась в [8], где, однако, электронный пучок считался скомпенсированным по току, т. е. не учитывалось влияние создаваемого пучком магнитостатического поля, осуществляющего, как показано выше, связь между волнами. Это и приводит, по-видимому к тому, что в работе [7] обнаружена неустойчивость лишь в полосе частот  $\omega_H / (\gamma (1 + \beta_{\parallel})) \leq \omega \leq \omega_H / (\gamma (1 - \beta_{\parallel}))$ .

Для обоснования применимости одномерной модели (1) при вычислении поля  $H_{\perp}$  сравним значение магнитного поля, создаваемого безграничным в поперечном направлении РЭП (3), с полем, создаваемым на оси, ограниченным по радиусу цилиндрическим РЭП, при тех же значениях параметров пучка  $n_b$ ,  $\gamma$ ,  $\beta_{\perp}$ . Для поля  $H'_{\perp}$  на оси цилиндрического РЭП радиуса  $r_b$  получаем

$$H'_{\perp} = H_w (1 - aK_1(a)), \quad (11)$$

где  $a = k_w r_b$ ,  $K_1(x)$  — функция Макдональда.

Как следует из (11), при  $a \geq 1$  поле  $H'_{\perp} \approx H_w$ , что подтверждает пригодность использованной одномерной модели для ограниченных пучков.

Таким образом, электронный пучок, инжектированный под углом к магнитному полю, создает собственное магнитостатическое поле, приводящее к возникновению неустойчивости электромагнитных волн, в широком диапазоне частот, что может представить интерес для целей генерации и усиления электромагнитного излучения.

#### Список литературы

- [1] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Мир, 1983. 260 с.
- [2] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 238 с.
- [3] Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 913—917.
- [4] Коцаренко Н. Я., Силивра А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 7. С. 926—928.
- [5] Драганов А. Б., Коцаренко Н. Я., Силивра А. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1489—1493.
- [6] Железняков В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 1. С. 57—66.
- [7] Коцаренко Н. Я., Кошечая С. В., Федорченко А. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 5. С. 767—772.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
25 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции  
14 ноября 1989 г.

#### НОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ФАКТОРА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

М. Ю. Барбашов, В. А. Горелик

В настоящее время задача количественного оже-анализа считается практически решенной [1]. Эта оценка касается, по-видимому, принципиальной стороны вопроса при требованиях к точности анализа порядка 5 %. В то же время известны прикладные задачи, в которых

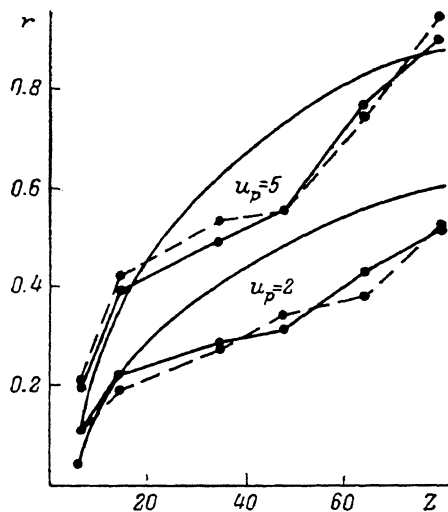
требуется значительно более высокая точность анализа. Одной из причин, приводящих к заметным ошибкам, является отсутствие достаточно точных формул для определения фактора обратного рассеяния. Наиболее точным считается выражение, полученное аппроксимацией результатов модельных расчетов методом Монте-Карло [2],

$$r = (2.34 - 2.10Z^{0.14}) u_p^{-0.35} + (2.58Z^{0.14} - 2.48), \quad (1)$$

где  $Z$  — атомный номер;  $u_p = E_p/E_c$ ,  $E_p$  — энергия первичных электронов, падающих нормально к поверхности,  $E_c$  — энергия ионизации соответствующего уровня.

Данная формула вызывает два возражения. Во-первых, из физического смысла фактора обратного рассеяния ясно, что он равен нулю при  $u_p=1$ , чего не дает выражение (1). И, во-вторых, что более важно, эта формула не описывает экспериментальные данные с достаточной степенью точности (расхождение превышает ошибку эксперимента) ни по величине, ни по характеру зависимости  $r(Z)$ , которая является скорее ломаной, чем плавной кривой (см. рисунок). Таким образом, для дальнейшего увеличения точности количественного анализа необходим поиск более реалистичных выражений для  $r(u_p, Z)$ , что и является целью настоящей работы.

В качестве основы для расчета фактора обратного рассеяния принята модифициро-



Зависимость фактора обратного рассеяния  $r$  от атомного номера  $Z$ .

Сплошные кривые — теория [2], штриховые — эксперимент [4], штрихпунктир — формула (4).

ная модель Яблонского [3]. Изменение состоит в том, что вместо закона торможения Томсона—Виддингтона используется закон  $(E/E_p)^b = 1 - s/R$ , где  $E$  — энергия электрона, прошедшего путь  $s$ ;  $R = kE_p^b$  — расстояние, на котором электрон теряет энергию от  $E_p$  до нуля  $b$  и  $k$  — не зависящие от  $E$  и  $E_p$  подгруппные параметры. Случай  $b=2$  соответствует закону торможения Томсона—Виддингтона, случай  $b=1.4$  — формуле Бронштейна—Фраймана [4].

Следуя схеме выводов Яблонского [3], легко получить

$$r(u_p, aE_c^{b-2}, b) = 2abE_c^{b-2} \int_1^{u_p} \frac{u^{b-1}q(u)}{u_p^2 q(u_p)} \times \left[ \int_0^1 \frac{\exp\{c[1 - (1-y)^{(b-2)/b}]\}}{(1-y)^{2/b}} - \frac{dx}{(1+x)^3} \right] du, \quad (2)$$

где

$$q(u) = \frac{1}{u} \left( \frac{u-1}{u+1} \right)^{2/b} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{1}{2u} \right) \ln(2.7 + (u-1)^{1/b}) \right\},$$

$$y = [1 - (u/u_p)^b] x / (1+x), \quad c = -abu_p^{b-2} E_c^{b-2} / (b-2),$$

$a = kN_A \rho \pi Z^2 e^4 / 4A$ ,  $N_A$  — число Авогадро,  $\rho$  — плотность вещества,  $e$  — заряд электрона  $A$  — атомный вес.

При  $b \rightarrow 2$  данное выражение переходит в известную формулу Яблонского [3].

Экспериментальные данные Смита и Галлона [5] представляют собой шесть кривых вида  $r(u_p)$ , каждая из которых получена для определенного значения  $Z$  (и определенного значения  $E_c$ ). Зафиксировав некоторую величину  $b$ , можно, используя формулу (2), получить из экспериментальных данных соответствующие зависимости  $aE_c^{b-2}(u_p)$  и, следовательно,  $a(u_p)$ . Оказалось, что при  $b=1.8$  величина  $a$  практически не зависит от  $u_p$ , т. е. каждому  $Z$  отвечает определенное значение  $a$ . Все шесть точек хорошо ложатся на кривую  $a(Z) = 0.14Z^{0.5}$  (у Яблонского [3]  $b=2$ ,  $a=0.045Z$ ).

При  $b=1.8$  выражение (2) с высокой степенью точности аппроксимируется формулой

$$r(u_p, aE_c^{-0.2}) = aE_c^{-0.2} \exp \left\{ aE_c^{-0.2} \frac{1-u_p}{5u_p} \right\} \frac{u_p - 1}{1.25u_p + 0.83} \quad (3)$$

В интересующем нас диапазоне  $u_p$  и  $aE_c^{-0.2}$  экспоненциальный множитель в выражении (3) может быть опущен без существенной потери точности. После подстановки в (3) зависимости  $a=0.14Z^{0.5}$  и округления коэффициентов до целочисленных значений получаем окончательную формулу для фактора обратного рассеяния:

$$r = \frac{Z^{0.5}}{10E_c^{0.2}} \frac{u_p - 1}{u_p + 1} \quad (4)$$

Результаты расчетов по формуле (4) приведены на рисунке ( $[E_c]=\text{кэВ}$ ). Наблюдается согласие со всем набором экспериментальных данных [5] (а не только для случаев  $u_p=2$  и 5, приведенных на рисунке) с точностью до ошибки измерений.

Таким образом, в настоящей работе найдена простая и точная формула для расчета фактора обратного рассеяния в однокомпонентных объектах при нормальном падении первичного пучка (основное преимущество связано с тем, что в предлагаемой модели удалось получить существенно нерегулярный ход зависимости  $r(Z)$ , который обеспечен наличием в выражении (4) переменной  $E_c$ ). Дальнейшее развитие модельных представлений с учетом экспериментальных данных, очевидно, позволит получать полуэмпирические выражения для более сложных физических ситуаций.

#### Список литературы

- [1] Брытов И. А., Иванов В. Ш., Кораблев В. В. Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л.: Машиностроение, 1988. С. 3—24.
- [2] Shimizu R. // Jap. J. Appl. Phys. 1983. Vol. 22. N 11. P. 1631—1642.
- [3] Jablonski A. // Surf. Sci. 1978. Vol. 74. N 3. P. 621—635.
- [4] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
- [5] Smith D. M., Gallon T. E. // J. Phys. D. 1974. Vol. 7. P. 151—161.

Поступило в Редакцию  
26 января 1990 г.

### МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В КРИСТАЛЛЕ ВБЛИЗИ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОСИ

А. А. Гринченко, Н. Н. Насонов, В. Д. Цуканов

Кинетика потока быстрых заряженных частиц, движущихся в кристалле под малым углом  $\psi \geq \psi_c$  к одной из главных кристаллографических осей ( $\psi_c$  — критический угол каналирования), резко отличается от кинетики в двух предельных случаях  $\psi=0$  и  $\psi \geq R/a \gg \psi_c$  ( $a$  — расстояние между атомами в цепочке,  $R$  — радиус электронной экранировки атома). Указанное обстоятельство связано с наличием когерентного азимутального рассеяния частиц в плоскости, ортогональной оси [1, 2] (это рассеяние обусловлено действием усредненного вдоль оси потенциала атомных цепочек кристалла). В случае  $\psi=0$  азимутальное рассеяние не проявляется вследствие симметрии, а в случае сильной разориентации кристалла ( $\psi \geq R/a$ ) когерентное рассеяние становится малым по сравнению с обычным некогерентным рассеянием на флуктуациях потенциала кристалла.

До настоящего времени когерентное азимутальное и некогерентное рассеяния исследовались раздельно. Между тем одновременный учет обоих видов рассеяния необходим