

Поляризация фотонов, испускаемых в процессе резонансного когерентного возбуждения релятивистских ионов в условиях плоскостного каналирования

В. В. Балашов¹⁾, В. К. Долинов, А. А. Соколик*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

* Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2008 г.

Недавнее наблюдение сильной анизотропии характеристического рентгеновского излучения при резонансном когерентном возбуждении релятивистских ионов Fe^{24+} в условиях плоскостного каналирования в кристалле кремния ставит метод резонансного когерентного возбуждения в ряд кандидатов в источники поляризованного рентгеновского излучения. На основе аппарата матрицы плотности мы выполнили расчеты параметров Стокса излучения. Поведение поляризационных характеристик излучения в различных направлениях объяснено исходя из рассмотрения свойств возбуждающей ион резонансной части поля кристалла, которая имеет вид эллиптически поляризованного электрического поля.

PACS: 32.90.+a, 34.90.+q, 42.25.Ja, 61.85.+p

Резонансное когерентное возбуждение ионов при каналировании в монокристаллах (РКВ, или эффект Окурокова) возникает, когда одна из гармоник пространственно периодического поля кристалла действует на движущийся ион с резонансной частотой, соответствующей энергии возбуждения связанного электрона иона (см. [1] и цитируемая там литература). Анизотропный характер электромагнитного поля кристалла, действующего на движущийся ион, указывает на возможность выстраивания углового момента иона в процессе РКВ и, как следствие, возникновения угловой анизотропии характеристического рентгеновского излучения, испускаемого ионом. Яркое подтверждение наличия анизотропии излучения в недавнем эксперименте [2] при РКВ гелиеподобных ионов Fe^{24+} с энергией 423 МэВ/н в условиях каналирования в плоскостном канале ($2\bar{2}0$) кристалла кремния делает актуальным вопрос о его поляризации в различных направлениях, а значительная величина анизотропии вместе с довольно большим выходом фотонов в расчете на один входящий ион ставит РКВ в ряд кандидатов в источники поляризованного излучения рентгеновского диапазона [2]. В настоящем письме рассматривается вопрос о степени и характере поляризации излучения при РКВ в условиях плоскостного каналирования. Для вычисления

наблюдаемых характеристик процесса РКВ мы используем аппарат матрицы плотности, позволяющий рассматривать единым образом когерентное взаимодействие иона с электромагнитным полем кристалла и некогерентные (релаксационные) процессы, главную роль среди которых играют спонтанное высвечивание возбужденного иона и столкновения иона с электронами и атомами мишени. Такой подход был успешно применен к теоретическому описанию экспериментальных данных по РКВ как нерелятивистских так и релятивистских ионов (см. [3] и цитируемую литературу). В данной работе мы произвели расчеты поляризационных характеристик фотонов, испускаемых в различных направлениях в процессе каскадного возбуждения-девозбуждения $1s^2 : ^1S_0 \rightarrow 1s2p : ^1P_1 \rightarrow 1s^2 : ^1S_0$ гелиеподобных ионов Fe^{24+} с энергией 423 МэВ/н в канале ($2\bar{2}0$) кристалла кремния толщиной 21 мкм в условиях РКВ, соответствующих экспериментальной работе [2].

Эволюция состояния электронной оболочки иона задается в нашем подходе матрицей плотности ρ , удовлетворяющей обобщенному кинетическому уравнению [4]

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] + R\rho, \quad (1)$$

где гамильтониан $H = H_0 + V$ складывается из гамильтониана свободного иона H_0 и оператора его взаимодействия $V = -e\varphi + (e/2mc)(\mathbf{p}\mathbf{A} + \mathbf{A}\mathbf{p})$ со ска-

¹⁾e-mail: balvse@anna19.sinp.msu.ru

лярным φ и векторным \mathbf{A} потенциалами электромагнитного поля кристалла, возникающими в системе движущегося иона; оператор R отвечает за релаксационные процессы. Численное решение уравнения (1) в базе состояний свободного иона, включающем его основное, $1s^2 : ^1S_0$, и смешанные спин-орбитальным взаимодействием возбужденные $1s2p : ^1P_1$ и $1s2p : ^3P_1$, состояния, приводит к зависящей от времени t матрице плотности $\rho(t, z_{\text{in}})$, соответствующей движению иона по криволинейной траектории, которая задается начальной поперечной координатой иона в канале z_{in} .

Скорость спонтанного высвечивания иона Fe^{24+} $\lambda = 4.57 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ при энергии 423 МэВ/н больше по порядку величины, чем все другие временные параметры рассматриваемого процесса: характерная скорость ионизации возбужденных уровней $n = 2$ ($6.2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$), частота, соответствующая характерной энергии штарковского расщепления этих уровней в непрерывном потенциале Линдхарда (10^{13} с^{-1}) и частота поперечных колебаний иона в канале ($7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$), так что характеристики излучения, испускаемого ионом в каждый момент времени, определяются состоянием его возбуждения в этот же момент времени. Выделяя из матрицы ρ подматрицу $\rho^{(2p)}$ в базе светящихся состояний 2^1P_1 и составляя из $\rho^{(2p)}$ статистические тензоры

$$\rho_{kq}^{(2p)}(t) = \sum_{MM'} (-1)^{1-M'} \langle 1M1 - M' | kq \rangle \times \langle 2^1P_{1M} | \rho^{(2p)}(t) | 2^1P_{1M'} \rangle, \quad (2)$$

можно, на основе общей теории корреляционных и поляризационных явлений в атомных процессах [4, 5] найти дифференциальный по углам выход W' и параметры Стокса P'_1 , P'_2 и P'_3 фотонов, испускаемых в данный момент времени в направлении (θ', φ') в системе покоя иона (относящиеся к ней величины будем обозначать штрихами):

$$W' = \frac{1}{4\pi} \left\{ \sqrt{3} \rho_{00}^{(2p)} + \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \sum_{q=-2}^2 \rho_{2q}^{(2p)} Y_{2q}(\theta', \varphi') \right\}, \quad (3)$$

$$P'_1 + iP'_2 = -\frac{3}{4\pi W'} \sum_{q=-2}^2 \rho_{2q}^{(2p)} D_{q-2}^{2*}(\varphi', \theta', 0), \quad (4)$$

$$P'_3 = \frac{\sqrt{6\pi}}{4\pi W'} \sum_{q=-1}^1 \rho_{1q}^{(2p)} Y_{1q}(\theta', \varphi'), \quad (5)$$

где Y_{kq} – сферические функции, D_{qq}^k – D -функции Вигнера. Распределение (3) при интегрировании по углам и умножении на λ дает $\lambda \times \text{Tr} \rho^{(2p)}$ – количество фотонов, испускаемых в единицу времени в расчете на один входящий ион.

Релятивистское преобразование углов при переходе из системы покоя иона (СПИ) в лабораторную систему отсчета (ЛСО) имеет вид

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 + \beta \cos \theta'}, \quad \sin \theta = \frac{\sin \theta' \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta'}, \quad (6)$$

где θ и θ' – углы между направлением вылета фотона и пучком в ЛСО и СПИ, соответственно, $\beta = v/c$, v – скорость иона (для энергии иона 423 МэВ/н $\beta \approx 0.726$). При преобразовании направлений $\mathbf{n}' \rightarrow \mathbf{n}$ согласно (6) значения параметров Стокса остаются неизменными: $P_{1,2,3}(\mathbf{n}) = P'_{1,2,3}(\mathbf{n}')$ [6], а угловое распределение преобразуется как $W(\mathbf{n}) = W'(\mathbf{n}')(\omega/\omega')^2$, где ω и ω' – энергии фотона в ЛСО и СПИ, соответственно, $\omega = \omega' \sqrt{1 - \beta^2} / (1 - \beta \cos \theta)$. В рассматриваемом нами случае $\omega' = 6.7 \text{ кэВ}$, а ω изменяется в интервале от 2.67 до 16.82 кэВ.

Параметры P_1 и P_2 определяют степень линейной поляризации излучения $P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$, принимающую значения в интервале от 0 до 1. Параметр P_3 , который может принимать значения от -1 до 1, определяет степень циркулярной поляризации излучения: его знак различает правовинтовую и левовинтовую циркуляцию вектора поляризации.

Для нахождения поляризационных параметров всех фотонов, испущенных в переходе $1s2p : ^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ внутри мишени, следует проинтегрировать величины вида $W' \times P'_{1,2,3}$ по времени t от момента входа иона в мишень до момента выхода из нее t_{out} и по прицельному параметру z_{in} в пределах зоны когерентности $-z_{\text{max}} < z_{\text{in}} < z_{\text{max}}$, в которой сосредоточен процесс РКВ. Согласно формулам (2)–(5), эти величины линейно зависят от матрицы $\rho^{(2p)}$, поэтому усредненные поляризационные характеристики могут быть получены по тем же формулам (2)–(5), что и мгновенные характеристики, если заменить в них $\rho^{(2p)}$ на усредненную матрицу:

$$\rho^{(\gamma)} = \frac{1}{d} \int_{-z_{\text{max}}}^{z_{\text{max}}} dz_{\text{in}} \int_0^{t_{\text{out}}} dt \rho^{(2p)}(t, z_{\text{in}}) \quad (7)$$

(здесь $d = 1.92 \text{ \AA}$ – ширина канала).

Ранее [3] изложенный подход был применен при воспроизведении экспериментально обнаруженной в работе [2] угловой анизотропии излучения. Вычисления были выполнены с параметром полуширины зоны $z_{\text{max}} = 0.9(d/2)$. Теперь, используя то же значение z_{max} , мы приводим на рис.1 и 2 результаты расчетов дифференциального выхода фотонов W (безотносительно к их поляризации) и степень их линейной поляризации P_L в ЛСО, соответствующие максимуму

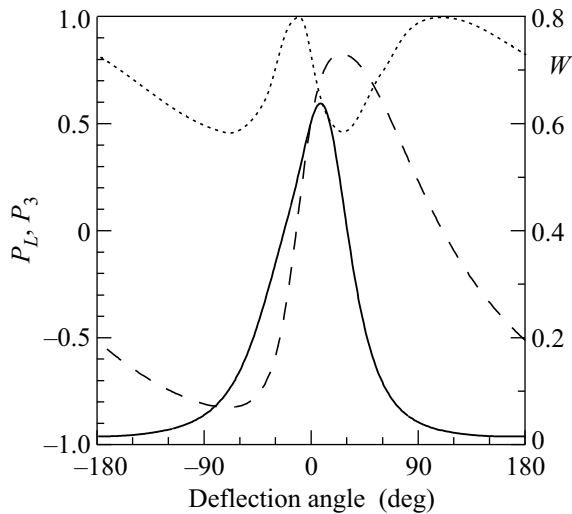


Рис.1. Угловое распределение фотонов W (в относительных единицах, сплошная линия) и степень их линейной поляризации P_L (пунктир) в плоскости каналирования в лабораторной системе отсчета, вычисленные в условиях эксперимента [2] с толщиной мишени 21 мкм. Степень циркулярной поляризации P_3 (штриховая линия) вычислена с толщиной мишени 0.9 мкм при усреднении только по одной половине канала

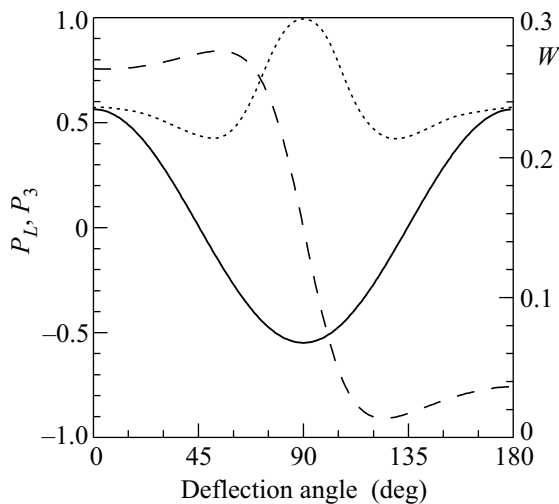


Рис.2. То же, что на рис.1, но в развертке по конусу с углом отклонения фотона от пучка ионов 43.5° (в системе покоя иона эти фотоны испускаются перпендикулярно пучку)

резонанса в условиях эксперимента [2], выполненного для мишени толщиной 21 мкм. Развертка по направлениям вылета фотона дана на рис.1 в плоскости каналирования, на рис.2 – в направлениях, лежащих на конусе с углом раствора 43.5° вокруг пучка, что в СПИ отвечает направлениям, перпендикулярным пучку (такая развертка соответствует поискам

азимутальной анизотропии излучения в экспериментах [2, 7]). На рис.2 мы видим, в согласии с главным результатом работы [2], преобладание выхода фотонов в плоскости каналирования. Отметим также широкий диапазон изменения степени линейной поляризации в представленных результатах. При всем этом расчет указывает на весьма значительный интегральный по углам выход излучения: в максимуме резонанса он составляет 1.8 фотонов на один входящий ион.

Наблюдение циркулярно поляризованных фотонов требует специальной постановки эксперимента. Согласно общим симметричным ограничениям, накладываемым на матрицу плотности атомной системы [5], в условиях, когда пучок ионов направляется на мишень строго вдоль канала, траектории ионов, начинающиеся по одну сторону его центральной плоскости и симметрично им по другую сторону, дают равные вклады в статистические тензоры $\rho_{kq}^{(\gamma)}$ светящихся состояний 2^1P_1 при четных значениях ранга тензора k и, наоборот, компенсируют друг друга при нечетных k . Поэтому, как видно из формулы (5), наблюдение циркулярно поляризованного излучения в обычных условиях эксперимента по РКВ строго запрещено. В работе [8] мы предложили обойти этот запрет путем регистрации совпадений между регистрируемыми фотонами и ионами, траектории которых лежат по одну сторону от центральной плоскости канала. Их выборку можно осуществить, когда толщина мишени соответствует четверти периода поперечных колебаний иона в канале, и, следовательно, регистрируемые ионы выходят из мишени в направлениях, лежащих по одну сторону от плоскости канала. Такой прием был использован ранее в экспериментальной работе [9] для получения данных о зарядовом распределении ионов на выходе из мишени, разрешенных по их траекториям.

Расчитанные значения параметра Стокса P_3 приведены на рис.1 и 2 для того же процесса РКВ ионов Fe^{24+} с энергией 423 МэВ/н в канале $(2\bar{2}0)$ кристалла кремния, но, в отличие от других показанных здесь данных, для гораздо более тонкой мишени толщиной 0.9 мкм, в которой ион совершает одну четверть периода колебаний между стенками канала. Мы не приводим рассчитанных для такого случая угловых распределений W и степени линейной поляризации P_L , форма которых очень мало меняется при переходе от мишени толщиной 21 мкм к новой мишени толщиной 0.9 мкм. Конечно, в последнем случае сильно уменьшается интегральный выход фотонов – до 0.1 фотонов на один входящий ион против 1.8 в мишени толщиной в 21 мкм.

Зная геометрические свойства резонансной части поля кристалла, возбуждающей ион, можно дать простую интерпретацию поведения параметров Стокса на рис.1 и 2. В дипольном приближении часть поля кристалла, соответствующая определенному резонансу (k, l) , действует на движущийся ион как эллиптически поляризованное переменное электрическое поле [10]. В системе координат иона соответствующий эллипс лежит в некоторой плоскости (XZ) , перпендикулярной каналу (ось Z перпендикулярна каналу) и образующей угол Ω с направлением пучка, который в случае канала $(2\bar{2}0)$ равен

$$\Omega = \arctg \frac{-k\sqrt{2} \sin \theta_{\text{res}} + l \cos \theta_{\text{res}}}{\sqrt{1 - \beta^2(k\sqrt{2} \cos \theta_{\text{res}} + l \sin \theta_{\text{res}})}}, \quad (8)$$

где θ_{res} – угол между пучком и осью $[110]$ (его изменение используется для настройки на резонанс [11]). В нашем случае $\theta_{\text{res}} \approx 2.57^\circ$, $\Omega \approx -30.5^\circ$. Полуоси эллипса ориентированы в плоскости канала и перпендикулярно ей, а направления вращения вектора напряженности поля противоположны в точках, симметричных относительно центра канала.

В каждый момент времени отличные от нуля элементы матрицы плотности возбужденного иона в представлении векторов состояний $|2p_{X,Y,Z}\rangle$ $2p$ -электрона иона с нулевыми проекциями его орбитального момента на оси X , Y и Z равны: $\rho_{XX}^{(2p)} = c_X^2$, $\rho_{ZZ}^{(2p)} = c_Z^2$, $\rho_{XZ}^{(2p)} = -\rho_{ZX} = \pm ic_X c_Z$ (знак определяется направлением вращения поля), где c_X и c_Z – амплитуды напряженности поля в направлениях осей X и Z . В этом представлении формулы (3)–(5) заменяются выражениями

$$W' = \frac{3}{8\pi} \{c_Z^2 n_X^2 + (c_X^2 + c_Z^2) n_Y^2 + c_X^2 n_Z^2\}, \quad (9)$$

$$P'_1 + iP'_2 = \frac{3 \{(n_X n_Z - in_Y)^2 c_X^2 + (1 - n_Z^2)^2 c_Z^2\}}{8\pi W' (1 - n_Z^2)}, \quad (10)$$

$$P'_3 = \pm \frac{3c_X c_Z n_Y}{4\pi W'}, \quad (11)$$

где $\mathbf{n} = \{n_X, n_Y, n_Z\}$ – единичный вектор, задающий направление вылета фотона. Поляризационные характеристики фотонов, задаваемые формулами (9)–(11), повторяют свойства эллипса поля, видимого в направлении испускаемого фотона (рис.3). В частности, при наблюдении в плоскости эллипса (плоскость (XZ) , направления А и В на рис.3) сам эллипс виден в виде отрезка, а испущенные фотоны полностью линейно поляризованы ($P'_L = 1$, $P'_3 = 0$). При наблюдении в произвольном направлении P'_L тем больше, чем сильнее вытянута проекция эллипса на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения,

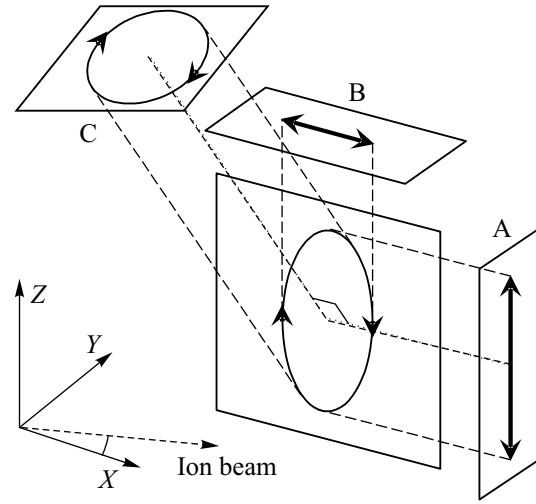


Рис.3. Схематическое изображение эллиптически поляризованного поля, возбуждающего ион, и поляризационных свойств фотонов, повторяющих свойства эллипса, видимого в направлении испускаемого фотона

а $|P'_3|$ тем больше, чем ближе эта проекция по форме к окружности. Если исходный эллипс вытянут в направлении оси Z , перпендикулярной плоскости каналирования, то существует направление в плоскости (YZ) (С на рис.3), в котором эллипс виден в виде круга, $P'_L = 0$, а $|P'_3|$ принимает максимальное значение.

При усреднении по одной половине канала параметры Стокса (10), (11) выражаются через усредненные величины $\langle c_X^2 \rangle$, $\langle c_Z^2 \rangle$ и $\langle c_X c_Z \rangle$, а вышеизложенные качественные выводы остаются в силе. Усреднение же по обеим половинам канала приводит к обращению в нуль $\langle c_X c_Z \rangle$ и, соответственно, P_3 , а все выводы относительно P_L остаются справедливыми.

Сопоставим эти наблюдения с результатами расчетов для угловых распределений параметров Стокса, представленными на рис.1 и 2 в лабораторной системе. В направлениях оси X в СПИ (направление А на рис.3), лежащих в плоскости каналирования и составляющих углы Ω (8) и $\Omega + \pi$ с пучком ионов (после перехода (6) в лабораторную систему координат они преобразуются в углы $\Omega_1 \approx -12.4^\circ$ и $\Omega_2 \approx 111.3^\circ$), мы имеем $P_L = 1$, $P_3 = 0$, как и наблюдается на рис.1. В направлениях оси Y в СПИ, составляющих углы $\Omega + \pi/2$ и $\Omega - \pi/2$ с пучком, которые преобразуются в $\Omega_3 \approx 25.7^\circ$ и $\Omega_4 \approx -69.7^\circ$, мы получаем локальный минимум P_L и локальный максимум $|P_3|$, что снова согласуется с рис.1. В направлениях, перпендикулярных каналу и соответствующих оси Z в СПИ (В на рис.3), мы имеем $P_L = 1$, $P_3 = 0$, что согласуется с рис.2.

На рис.4 приведены результаты развертки W' , P'_L и P'_3 в таких же условиях, как и на рис.1 и 2, но в

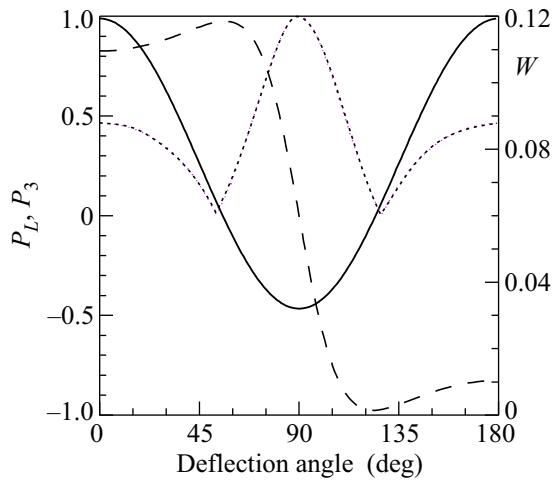


Рис.4. То же, что на рис.1, но в системе покоя иона в плоскости (YZ)

плоскости (YZ) в системе покоя иона. В рассматриваемом нами случае $\langle c_Z^2 \rangle > \langle c_X^2 \rangle$, так что существуют направления в плоскости (YZ) (C на рис.3), составляющие углы 52° и 128° с плоскостью канала, в которых $P'_L = 0$, а $|P'_3|$ принимает максимальное значение ≈ 0.97 . Характеристики фотонов, приведенные на рис.4, похожи на характеристики в развертке рис.2, но в последнем случае экстремальные значения P'_L и P'_3 не достигаются.

Итак, используя аппарат матрицы плотности, мы выполнили расчеты параметров Стокса фотонов, испускаемых при РКВ в условиях, соответствующих экспериментальной работе [2], и показали связь хода их изменений в зависимости от направления наблюдения со свойствами резонансной части поля кристалла, представляющего собой эллиптически поляризованное переменное поле в системе отсчета движущегося иона. Показано, что на тонких мишенях, при регистрации фотона на совпадение с ионом, прошедшего через мишень, можно обнаружить фотоны с высокой степенью циркулярной поляризации. Представленные результаты демонстрируют возможность варьирования частоты получаемого излучения и от-

бора его поляризационных характеристик в широком диапазоне.

В заключение отметим, что выводы работы, относящиеся к образованию циркулярно поляризованного излучения, могут быть распространены на такую постановку эксперимента по РКВ, при которой пучок входящих в мишень ионов немного наклонен по отношению к плоскости каналирования. Наши оценки показывают, что при наклоне на углы, не превышающие критический угол Линдхарда, и с использованием тонкой мишени, соответствующей четверти периода поперечных колебаний иона в канале, степень циркулярной поляризации фотонов может достигать половины значений, полученных в настоящей работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-17367, # 08-02-08690). А.А.С. благодарит за поддержку фонд некоммерческих программ "Династия" и Фонд содействия отечественной науке.

1. В. В. Окороков, ЯФ **70**, 1213 (2007).
2. T. Azuma, Y. Takabayashi, C. Kondo et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 145502 (2006).
3. В. В. Балашов, А. А. Соколик, А. В. Стысин, ЖЭТФ **134**, 164 (2008).
4. К. Блум, *Теория матрицы плотности и ее приложения*, М.: Мир, 1983.
5. V. V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo, and N. M. Kabachnik, *Polarization and correlation phenomena in atomic collisions*, Kluwer Academic, New York, 2001.
6. Ю. Верле, *Релятивистская теория реакций*, М.: Атомиздат, 1969.
7. T. Azuma, T. Muranaka, Y. Takabayashi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **205**, 779 (2003).
8. V. V. Balashov, I. V. Bodrenko, V. K. Dolinov et al., J. Phys. Conf. Ser. (в печати).
9. C. Kondo, S. Masugi, T. Muranaka et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **256**, 157 (2007).
10. V. V. Balashov, A. A. Sokolik, and A. V. Stysin, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, doi:10.1016/j.nimb.2009.03.002.
11. K. Komaki, T. Azuma, T. Ito et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **146**, 19 (1998).