

# УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОЦЕССЕ РЕЗОНАНСНОГО КОГЕРЕНТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

*В. В. Балашов\**, *А. А. Соколик*, *А. В. Стысин*

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

Поступила в редакцию 9 января 2008 г.

Метод обобщенного кинетического уравнения для матрицы плотности релятивистских многозарядных ионов применен к анализу результатов новых экспериментов по их резонансному когерентному возбуждению в условиях плоскостного каналирования. Результаты расчетов, относящиеся к эффекту угловой анизотропии характеристического электромагнитного излучения, фракции выживания в зависимости от траектории движения ионов в канале, возбуждению автоионизационных состояний гелиеподобных ионов при двойном резонансном когерентном возбуждении, находятся в близком согласии с данными измерений. Предложены новые эксперименты.

PACS: 61.85.+p, 32.60.+i, 32.80.Zb, 32.90.+a

## 1. ВВЕДЕНИЕ

На быстрый ион, проходящий сквозь кристаллическую мишень в режиме плоскостного каналирования, действует периодическое по времени электрическое поле со стороны кристалла. При определенном соотношении между скоростью иона и ориентацией проходящего пучка относительно осей кристалла, когда частота когерентного воздействия атомов решетки на ион оказывается равной той или иной собственной частоте его электронной оболочки, происходит интенсивный переход иона в возбужденное состояние, где он быстро теряет свой электрон в столкновении с электроном или атомом мишени либо переходит в нижележащее состояние, испуская характеристический фотон. Явление резонансного когерентного возбуждения каналированных ионов в кристаллах (РКВ) было предсказано В. В. О कोरोковым в 1965 г.; ему же принадлежат первые экспериментальные и теоретические исследования этого эффекта [1]. Решающие доказательства существования

эффекта О कोरोкова принесли эксперименты группы Датца [2], впервые выполненные с многозарядными ионами. Их результаты вызвали широкий интерес к процессу РКВ и стимулировали развитие работ по его теории [3–8].

Сегодня наиболее полное представление о различных сторонах процесса РКВ дают эксперименты объединенной группы исследователей университетов и научно-исследовательских центров Токио, систематически занимающейся процессом РКВ с 80-х годов [9]. Недавно ею была выполнена серия работ с новым подходом к самой постановке РКВ-эксперимента, которые значительно расширяют круг возможных фундаментальных и прикладных исследований в этой области. Среди них а) наблюдение эффекта О कोरोкова для неканалированных ионов [10]; б) исследование РКВ каналированных ионов с разрешением по траектории их движения в канале [11]; в) наблюдение эффекта О कोरोкова при одновременном возбуждении двух переходов в электронной оболочке проходящего иона [12]; г) использование метода РКВ для возбуждения оптиче-

\*E-mail: balvse@anna19.sinp.msu.ru

ски запрещенных переходов [13]. К ним примыкает работа по обнаружению угловой анизотропии характеристического рентгеновского излучения ионов в процессе РКВ [14]. Полученные результаты нуждаются в последовательном теоретическом описании.

Мы предлагаем его на основе метода матрицы плотности [15–18], охватывающего как когерентные, так и некогерентные процессы взаимодействия иона с кристаллом и позволяющего провести согласованное описание всех наблюдаемых величин в процессе РКВ.

## 2. МЕТОД МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ В ТЕОРИИ ПРОЦЕССА РКВ

Излагаемый подход был предложен в работе [15]. В ней и затем в работах [16, 17] он был применен для совместного расчета основных характеристик процесса РКВ: фракции выживания начального зарядового состояния ионов, а также выхода и углового распределения характеристического рентгеновского излучения из их возбужденных состояний; в работе [17] на его основе было предложено изучение эффекта Огорокова по выходу метастабильных ионов и даны первые оценки вероятности их образования в процессе РКВ. Названные работы были посвящены описанию процесса РКВ с участием ионов небольшого веса и невысоких энергий с ориентацией на эксперименты группы Датца 70-х–80-х годов. В работе [18] метод был расширен на случай резонансного когерентного возбуждения релятивистских ионов, и на его основе дано успешное описание экспериментальных результатов [19], относящихся к ионам  $\text{Ar}^{17+}$  с энергией 94 МэВ/нуклон при плоскостном каналировании в монокристалле кремния. Теоретические исследования [20, 21] процессов радиационной и диэлектронной рекомбинации быстрых многозарядных ионов в условиях каналирования также были выполнены на основе этого метода.

Сформулируем вкратце основные положения метода матрицы плотности. Изменения в электронной оболочке иона в процессе его прохождения сквозь мишень описываются обобщенным кинетическим уравнением

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

для матрицы плотности иона  $\hat{\rho}(t)$ , где полный гамильтониан

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_{lattice} + \hat{V}_{wake}$$

строится из гамильтониана свободного иона  $\hat{H}_0$ , потенциала решетки  $\hat{V}_{lattice}$  и создаваемого самим движущимся ионом потенциала поляризационной волны  $\hat{V}_{wake}$  с учетом торможения иона, криволинейного характера его траектории и тепловых колебаний кристаллической решетки. Релаксационный оператор  $\hat{R}$  учитывает эффекты спонтанного свечения возбужденных состояний ионов и некогерентные взаимодействия иона со средой, отвечающие за релаксацию его возбужденных состояний, изменения его зарядового состояния и столкновительные переходы между его уровнями. Уравнение (1) решается как система связанных дифференциальных уравнений для элементов матрицы плотности  $\hat{\rho}(t)$  в базисе состояний свободного иона  $|p\rangle = |0\rangle, |1\rangle, \dots, |N\rangle$ , включающем его основное состояние при входе в канал и все состояния разной зарядности, заселяемые в ходе РКВ и релаксации возникших возбуждений.

Потенциал решетки может быть представлен в виде суперпозиции плоских волн,

$$V_{lattice}(\mathbf{r}) = \sum_{kln} \Phi_{kln} \exp(i\mathbf{G}_{kln} \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

волновыми векторами которых являются векторы обратной решетки  $\mathbf{G}_{kln}$ , с соответствующими коэффициентами его фурье-разложения

$$\Phi_{kln} = \frac{1}{a^3} f_{kln} \exp\left(-\frac{1}{6} G_{kln}^2 \langle r^2 \rangle\right) \times \int u_0(\mathbf{r}') \exp(-i\mathbf{G}_{kln} \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (3)$$

где  $u_0(\mathbf{r}')$  — электростатический потенциал одиночного атома кристалла,  $f_{kln}$  — структурные факторы решетки, а  $\exp[-(1/6)G_{kln}^2 \langle r^2 \rangle]$  — фактор Дебая–Валлера, которым учитываются ее тепловые колебания. В настоящей работе условимся направлять оси  $x$  и  $z$  системы координат вдоль соответственно падающего пучка ионов и нормали к плоскости канала, а поперечную координату  $y$  отсчитывать от середины канала (пусть  $d$  — ширина канала). Запишем уравнение (1) в движущейся системе отсчета, начало координат которой совпадает с положением ядра иона (величины, относящиеся к ней, будем отмечать штрихами). В этой системе выражение (2) преобразуется в зависящий от времени быстоосциллирующий потенциал:

$$V'_{lattice}(\mathbf{r}', t') = \gamma \sum_{kln} \Phi_{kln} \exp(i\mathbf{G}'_{kln} \cdot \mathbf{r}') \times \exp\left[i(\mathbf{G}_{kln})_z \left(z_{ion} + \frac{d}{2}\right)\right] \exp(i(\mathbf{G}'_{kln})_x v_{ion} t'), \quad (4)$$

где  $\gamma = (1 - v_{ion}^2/c^2)^{-1/2}$  — лоренц-фактор, а  $\mathbf{G}'_{kln}$  — векторы обратной решетки в системе покоя иона [22],  $x$ -компоненты которых увеличены в  $\gamma$  раз по сравнению с их значениями в исходных векторах  $\mathbf{G}_{kln}$ . Компонента потенциала (4), отвечающая индексам  $(k, l) = (0, 0)$  (непрерывный потенциал Линдхарда  $V_L(z)$ ), зависит от времени только лишь через медленно меняющуюся поперечную координату иона  $z_{ion}(t)$  и вместе с потенциалом поляризационной волны приводит к сдвигу уровней и смешиванию собственных состояний свободного иона — эффекту Штарка.

Из формулы (4) вытекает условие резонансного когерентного возбуждения:

$$\hbar\gamma(\mathbf{G}_{kln})_x v_{ion} = \Delta E, \quad (5)$$

где  $\Delta E$  — энергия возбуждения резонирующего уровня иона с учетом влияния непрерывного потенциала Линдхарда  $V_L(z)$  и (в общем случае) поляризационного потенциала  $\hat{V}_{wake}$ . В расчетах, относящихся к процессам с участием релятивистских ионов, где влияние на электронную оболочку иона потенциала поляризационной волны пренебрежимо мало, мы ограничиваемся только потенциалом Линдхарда. Изменяемым в эксперименте параметром, посредством которого сканируется профиль резонанса, может служить либо энергия ионов, либо угол ориентации кристаллической мишени относительно пучка ионов. В настоящей работе, посвященной процессу РКВ релятивистскими ионами, рассматривается второй способ настройки на резонанс.

Для вычисления наблюдаемых характеристик процесса РКВ мы берем зависящие от времени решения  $\hat{\rho}(z_{in}, t)$  уравнения (1) при фиксированных значениях поперечной координаты  $z_{in}$  иона на входе в канал. Принимая во внимание, что все релаксационные процессы, разрушающие эффект Огорокова, быстро, как и плотность электронного газа в канале, нарастают по мере приближения иона к его стенкам, введем понятие зоны когерентности — ограниченной области значений переменной  $z_{in}$  в центральной части канала,

$$|z_{in}| \leq z_{in}^{max}, \quad (6)$$

где сконцентрирован эффект РКВ, и сформируем усредненную матрицу плотности

$$\langle \hat{\rho}(t) \rangle = \frac{1}{2z_{in}^{max}} \int_{-z_{in}^{max}}^{z_{in}^{max}} \hat{\rho}(z_{in}, t) dz_{in} \quad (7)$$

для всего ансамбля ионов, соответствующих условию (6). Состояние этого ансамбля ионов на выходе из мишени описывается матрицей плотности  $\langle \hat{\rho}(t_{out}) \rangle$ , где  $t_{out} \approx L/v_{ion}$  — время прохождения ионом всей мишени (с точностью до поправки на торможение), а  $L$  — ее толщина. Поскольку по мере удаления от центра канала наряду с релаксационными процессами быстро растет также расщепление уровней иона в потенциале Линдхарда, размер  $z_{in}^{max}$  зоны когерентности сильно влияет на резонансные профили наблюдаемых величин, и параметр  $z_{in}^{max}$  как подгоночный параметр всего подхода может быть извлечен из экспериментально измеренного профиля фракции выживания и использован для расчета других характеристик процесса РКВ.

В настоящей работе мы выбираем для теоретического анализа три новейших эксперимента токийской группы [11, 12, 14], относящихся к резонансному когерентному возбуждению релятивистских ионов аргона и железа в плоскостном канале (2 $\bar{2}0$ ) монокристалла кремния. Применительно к такому выбору резонансное условие (5) имеет вид

$$\frac{2\pi\hbar}{a} \gamma v_{ion} (k\sqrt{2} \cos \theta + l \sin \theta) = \Delta E, \quad (8)$$

где  $a$  — постоянная решетки, а  $\theta$  — угол между вектором скорости иона на входе в канал и осью [110] кристалла.

### 3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ РКВ

Характеристическое рентгеновское излучение, возникающее в ходе РКВ, образуется в результате как высвечивания ионов непосредственно внутри мишени, так и последующего высвечивания ионов, вышедших из мишени в возбужденном состоянии. Для описания первого из этих процессов мы в каждый момент времени  $0 < t < t_{out}$  от входа иона в мишень до выхода из нее выделяем в усредненной матрице плотности (7) проходящего иона подматрицу меньшей размерности  $\hat{\rho}^{(\gamma)}(t)$ , в базис которой включаются «светящие» состояния. С учетом конкурирующих каналов распада этих состояний вычислим по общим правилам квантовой теории излучения мгновенную интенсивность выхода фотонов в единицу времени,  $dY_{\gamma}^{inner}(t)/dt$ , и

полный выход фотонов за все время прохождения иона через мишень,

$$Y_{\gamma}^{inner} = \int_0^{t_{out}} dY_{\gamma}^{inner}(t).$$

Выход фотонов  $Y_{\gamma}^{outer}$  от ионов, вышедших из мишени в возбужденном состоянии, вычисляется по матрице плотности  $\langle \hat{\rho}(t_{out}) \rangle$  посредством аналогичного интегрирования мгновенной интенсивности по времени от  $t_{out}$  до бесконечности. При этом  $\langle \hat{\rho}(t) \rangle$  эволюционирует уже как матрица плотности свободного иона.

Предметом особого интереса в исследованиях РКВ ионов при плоскостном каналировании является эффект азимутальной анизотропии углового распределения характеристического рентгеновского излучения ионов вокруг направления падающего пучка. При возбуждении иона, проходящего через изотропную среду, выстраивание его углового момента является симметричным вокруг направления его движения. При плоскостном каналировании ион движется в поле с явно нарушенной азимутальной симметрией. Под действием такого поля распределение углового момента иона в возбужденном состоянии также может иметь существенную аксиально-несимметричную компоненту, и тогда в угловом распределении излучения иона возникает азимутальная анизотропия. Поиски угловой анизотропии характеристического рентгеновского излучения в процессе РКВ ведутся в течение многих лет [23–25]. Убедительные положительные результаты были получены и интерпретированы в работе [14] японской группы при изучении РКВ релятивистского гелиеподобного иона железа  $Fe^{24+}$  с энергией 423 МэВ/нуклон в плоскостном канале (220) монокристалла кремния толщиной 21 мкм (рис. 1). Наш подход к количественному объяснению этих результатов основан на решении обобщенного кинетического уравнения (1) и общей теории поляризационных и корреляционных явлений в атомных столкновениях [26].

Угловое распределение  $W_{\gamma}(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma})$  спонтанного излучения возбужденной атомной системой удобно выразить через статистические тензоры матрицы плотности ее состояния, из которого испускаются фотоны:

$$\rho_{kq}^{(\gamma)}(J, J') = \sum_{M, M'} (-1)^{J'-M'} (JM, J' - M' | kq) \times \langle JM | \hat{\rho}^{(\gamma)} | J'M' \rangle, \quad (9)$$

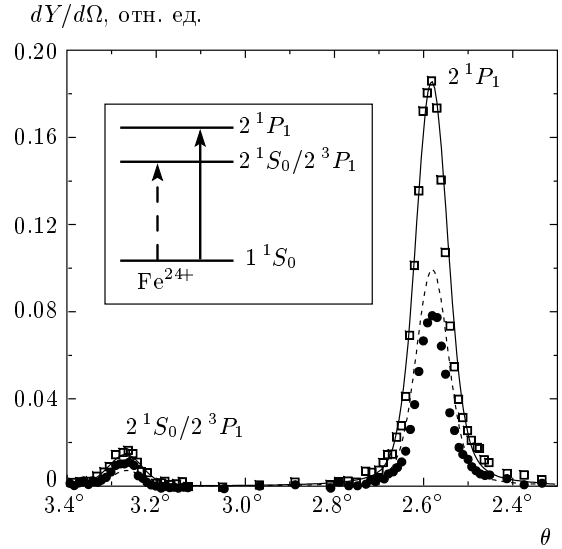


Рис. 1. Зависимость дифференциального выхода фотонов от угла ориентации мишени в направлениях, перпендикулярных пучку ионов  $Fe^{24+}$ : сплошная линия (расчет) и квадраты (эксперимент [14]) — в плоскости канала (220); штриховая линия (расчет) и кружки (эксперимент [14]) — по нормали к плоскости канала

здесь  $(JM, J' - M' | kq)$  — коэффициенты Клебша–Гордана. Приведем соответствующую формулу для интересующего нас случая дипольного излучения:

$$W_{\gamma}(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}) = \frac{1}{4\pi} \left[ 1 + \alpha_{\gamma}(J_i \rightarrow J_f) \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \times \sum_{q=-2}^2 A_{2q}(J_i, J_i) Y_{2q}(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}) \right], \quad (10)$$

здесь  $\alpha_{\gamma}(J_i \rightarrow J_f)$  — параметры излучения, вычисляемые через полные моменты  $J_i$  и  $J_f$  состояний, между которыми происходит переход (в рассматриваемом случае радиационного перехода  $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  параметр излучения  $\alpha_{\gamma}(1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0) = 1/\sqrt{2}$ ), а  $Y_{2q}(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma})$  — сферические функции, зависящие от углов вылета фотона; коэффициенты

$$A_{2q}(J_i, J_i) = \frac{\rho_{kq}^{(\gamma)}(J_i, J_i)}{\rho_{00}^{(\gamma)}(J_i, J_i)}$$

образуют тензор выстроенности углового момента начального состояния. Его компонента  $A_{20}(J_i, J_i)$  определяет аксиально-симметричную, а все другие компоненты, где  $q \neq 0$ , — аксиально-несимметричные составляющие углового

распределения фотонов относительно оси квантования.

Результаты нашего расчета показаны на рис. 1 вместе с экспериментальными данными работы [14]. Они воспроизводят основной качественный результат измерений — преимущественный выход фотонов в плоскости канала по сравнению с направлением, перпендикулярным этой плоскости, и верно передают соотношение выходов фотонов в двух ветвях резонанса, соответствующих состояниям  $1s2p^1P_1$  ( $\theta \approx 2.57^\circ$ ) и  $1s2p^3P_1$  ( $\theta \approx 3.27^\circ$ ). Однако для получения согласия с экспериментом в том, что касается ширины резонансных профилей, приходится предполагать их дополнительное уширение в эксперименте [14] со среднеквадратичным разбросом по углу  $\theta$  порядка  $\sigma_\theta = 0.03^\circ$ .

Очевидное преимущество случая плоскостного каналирования с точки зрения симметрии поля кристалла по сравнению со случаем аксиального каналирования подсказывает путь более детального исследования механизма выстраивания углового момента иона при резонансном когерентном возбуждении. Для этого обратимся к работе [11], где данные о фракции выживания ионов  $\text{Ar}^{17+}$  с энергией 390 МэВ/нуклон были представлены в виде развертки по траекториям их движения в плоскостном канале очень тонкой (0.74 мкм) кремниевой мишени. Такая постановка эксперимента позволяет минимизировать эффекты многократного рассеяния, размывающие траектории ионов, и с помощью измерения угла  $\varphi_{exit}$  выхода из мишени каждого регистрируемого иона найти параметр  $z_{in}$  при его входе в мишень. Развивая исходную идею работы [11], мы провели теоретическое моделирование эксперимента, где вышедший из мишени ион регистрировался бы на совпадение с фотонами его характеристического излучения. Как и в названной выше работе [14], рассматривается прохождение ионов  $\text{Fe}^{24+}$  с энергией 423 МэВ/нуклон через плоскостной канал ( $2\bar{2}0$ ) в кристалле кремния, но толщину мишени мы берем гораздо меньше, чтобы она (как и в работе [11]) соответствовала четверти периода поперечных колебаний иона в канале (здесь это 0.9 мкм), что дает максимальную чувствительность метода. На рис. 2 приведены результаты расчетов дифференциального выхода фотонов в области максимума резонанса при возбуждении состояния  $1s2p^1P_1$  на гармонике  $(k, l) = (2, -1)$ . Как и на рис. 1, они относятся к двум направлениям регистрации фотонов — в плоскости канала и перпендикулярно этой плоскости — в обоих случаях под углом  $90^\circ$  (в системе покоя иона) к проходящему пучку.

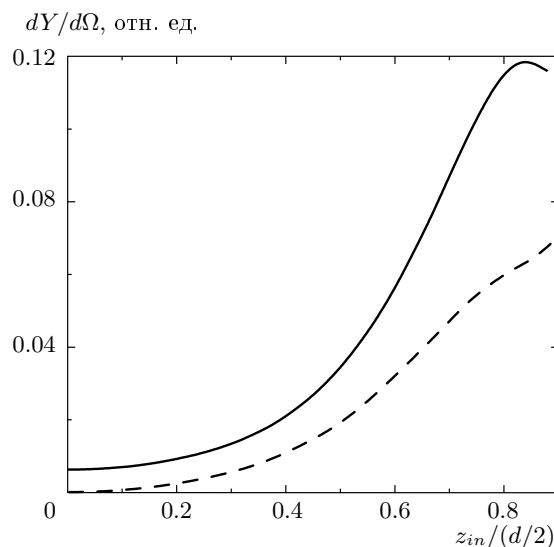


Рис. 2. Зависимость дифференциального выхода фотонов от прицельного параметра  $z_{in}$  на входе в мишень для ионов  $\text{Fe}^{24+}$  в области максимума резонанса  $1s2p^1P_1$  в направлениях, перпендикулярных пучку ионов  $\text{Fe}^{24+}$ : сплошная кривая — в плоскости канала ( $2\bar{2}0$ ); штриховая кривая — по нормали к плоскости канала

Проанализируем результаты, показанные на рис. 2. Интенсивность резонансного когерентного возбуждения быстро растет, как и амплитуда осциллирующего поля решетки, по мере отхода от центральной траектории иона в сторону стенок канала. При этом возрастает и плотность электронного газа, через который проходит каналированный ион, а следовательно, и вероятность потери возбужденным ионом своего электрона в столкновениях с электронами среды. Однако в достаточно тяжелых ионах, таких как ион  $\text{Fe}^{24+}$ , второй процесс не составляет серьезной конкуренции спонтанному высвечиванию возбужденного иона, и в итоге при отходе от центральной траектории в сторону стенок канала общий выход фотонов растет. Можно проследить, как ведет себя при этом угловая анизотропия выхода фотонов и каким образом проявляются в ее зависимости от  $z_{in}$  конфигурация электрического поля решетки и параметры мультипольного разложения в конкретных переходах между состояниями иона. Из рис. 2 видно, что в рассматриваемом случае испускание фотонов ионами, идущими по центральной траектории, запрещено в направлении нормали к плоскости канала. Приведенные в таблице рассчитанные значения тензора выстроенности иона  $\text{Fe}^{24+}$  в возбужденном состоянии  $1s2p^1P_1$  объ-

ясняют причину этого запрета: при  $z_{in} = 0$  угловой момент возбужденного иона строго выстроен (в системе его покоя) вдоль нормали к плоскости канала; ион оказывается в состоянии  $1s2p^1P_{1,M=0}$ , где  $M$  — проекция его углового момента на направление нормали, а угловое распределение фотонов из такого состояния подчиняется закону  $W_\gamma(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) \propto \sin^2 \theta_\gamma$ . По мере отхода от центральной траектории в угловом распределении фотонов появляется все более сильная поперечная компонента, относительный вес которой, однако, нигде не доходит до уровня выхода фотонов в плоскости канала. При усреднении по всем траекториям, входящим в зону когерентности, выход фотонов вдоль плоскости канала доминирует.

В заключение подчеркнем, что все результаты теоретических расчетов, представленные на рис. 1 и 2, как и экспериментальные данные работы [14] на рис. 1, приведены без разделения вкладов от высвечивания возбужденных ионов внутри мишени и после выхода из нее.

#### 4. ВОЗБУЖДЕНИЕ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПРОЦЕССЕ РКВ

В работе [12] впервые было реализовано двухступенчатое РКВ автоионизационных состояний на примере гелиеподобных ионов  $Ag^{16+}$  с энергией около 380 МэВ/нуклон в плоскостном канале ( $2\bar{2}0$ ) кристалла кремния. Возбуждение автоионизационного состояния  $2p^2^1D_2$  проводилось через промежуточное состояние  $1s2p^1P_1$  (рис. 3). На рис. 4 представлены диаграммы «энергия иона — угол ориентации мишени», отвечающие резонансному условию (8) для каждого из последовательных переходов  $1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  и  $1s2p^1P_1 \rightarrow 2p^2^1D_2$ . Как и в эксперименте [12], одна из диаграмм соответствует гармонике кристаллического поля с индексами  $(k, l) = (1, 1)$ , другая —  $(k, l) = (1, -2)$ . При энергии иона около 387.9 МэВ/нуклон и угле ориентации мишени относительно падающего пучка  $\theta \approx 1.2\text{--}1.25^\circ$  оба этих условия выполняются одновременно, вследствие чего реализуется условие двойного резонанса каскадного типа.

В настоящей работе была решена система дифференциальных уравнений (1) для матрицы плотности иона  $Ag^{16+}$  в базисе, состоящем из основного состояния  $1s^2^1S_0$  иона и всех векторов промежуточного состояния  $1s2p^1P_{1,M}$  с  $M = 0, \pm 1$  и исследуемого автоионизационного состояния  $2p^2^1D_{2,M}$  с  $M = 0, \pm 1, \pm 2$ . Анализируя решения этих уравне-

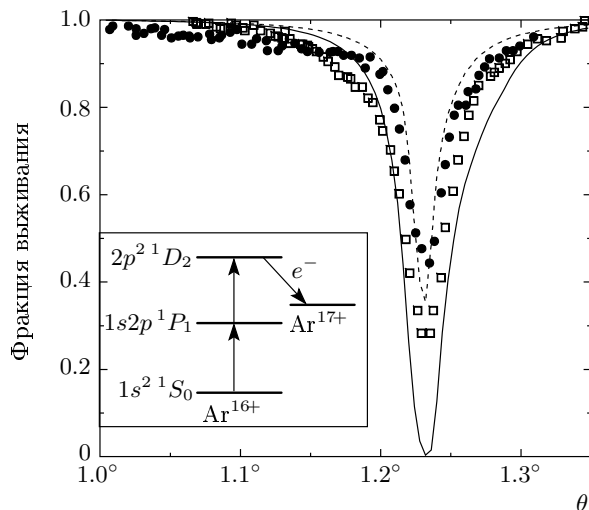


Рис. 3. Фракция выживания ионов  $Ag^{16+}$  при возбуждении одинарного (штрихи — расчет, кружки — эксперимент [12]) и двойного (сплошная линия — расчет, квадраты — эксперимент [12]) резонансов

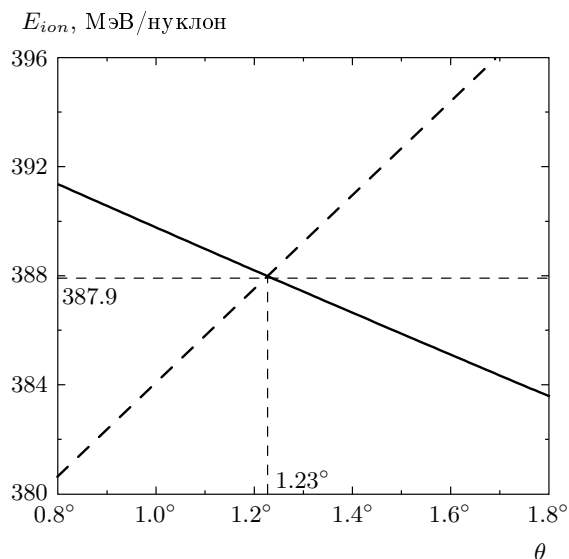
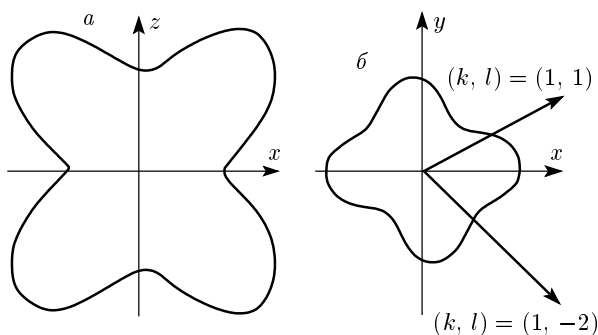


Рис. 4. Диаграмма «энергия ионов — угол ориентации мишени» для переходов  $1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  (сплошная линия,  $(k, l) = (1, 1)$ ) и  $1s2p^1P_1 \rightarrow 2p^2^1D_2$  (штрихи,  $(k, l) = (1, -2)$ ) в ионе  $Ag^{16+}$  в плоскостном канале ( $2\bar{2}0$ ) кристалла кремния

ний, остановимся на наиболее ярких проявлениях динамической (через осциллирующее во времени поле кристаллической решетки) связи между этими двумя состояниями в различных характеристиках процесса РКВ, оставив в стороне более тонкие эффекты, требующие расширения выбранного базиса

Статистические тензоры  $A_{2q}$  возбужденного состояния  $1s2p^1P_1$  иона  $Fe^{24+}$  на выходе из канала ( $2\bar{2}0$ ) в кристалле кремния, рассчитанные применительно к условиям предлагаемого РКВ-эксперимента по регистрации прошедшего сквозь мишень иона на совпадение с фотонами его характеристического излучения (см. текст). Ось квантования направлена по нормали к плоскости канала

	$z_{in} = 0.0$ $\varphi_{exit} = 0$	$z_{in} = 0.3(d/2)$ $\varphi_{exit} = 0.0036^\circ$	$z_{in} = 0.6(d/2)$ $\varphi_{exit} = 0.0073^\circ$
$A_{20}$	$-\sqrt{2}$	-0.35	-0.22
$A_{21} = -A_{21}^*$	0	$-0.19 + 0.05i$	$-0.22 + 0.05i$
$A_{22} = A_{22}^*$	0	$-0.38 + 0.21i$	$-0.424 + 0.23i$



**Рис. 5.** Угловое распределение оже-электронов в системе покоя иона относительно направления падающего пучка при автоионизации состояния  $2p^2^1D_2$  иона  $Ag^{16+}$  в процессе двойного РКВ: *a* — в плоскости, образованной направлением падающего пучка и нормалью к плоскости канала ( $2\bar{2}0$ ); *b* — в плоскости канала

за счет соседних состояний в спектре возбуждения иона.

Расчет фракции выживания ионов в зарядовом состоянии  $Ag^{16+}$  и результаты соответствующих измерений в работе [12] показаны на рис. 3 при двух значениях энергии падающего пучка: в точке пересечения кривых  $(k, l) = (1, 1)$  и  $(k, l) = (1, -2)$  ( $E_{ion} = 387.9$  МэВ/нуклон) и при расстройке резонансного условия для гармоники  $(k, l) = (1, -2)$  ( $E_{ion} = 388.54$  МэВ/нуклон). Возбуждение автоионизационного состояния  $2p^2^1D_2$  увеличивает вероятность потери электрона проходящим ионом. Это происходит за счет как ионизационных столкновений с электронами мишени, так и автоионизации состояния  $2p^2^1D_2$  (эффекта Оже) и проявляется в дополнительном углублении резонансных провалов фракции выживания по сравнению со случаем одноступенчатого возбуждения. При выборе параметра  $z_{in}^{max}$  порядка  $0.8(d/2)$ , что близко к оптимальным

значениям ширины зоны когерентности при анализе других экспериментов с ионами аргона в той же области энергий [18], достигается неплохое согласие с экспериментом.

Метод матрицы плотности позволяет обратиться и к новым для процесса РКВ характеристикам: выходу и угловому распределению оже-электронов. В рассматриваемом случае их энергия в системе покоя иона составляет 2.3 кэВ. Расчет их интегрального выхода показывает, что автоионизация в области максимума резонанса является доминирующим каналом потери электрона проходящим гелиеподобным ионом  $Ag^{16+}$ . Угловое распределение оже-электронов (рис. 5) существенно анизотропно. Это говорит о значительной выстроенности автоионизационного состояния. Особенности возникновения и передачи выстроенности при двойном резонансном когерентном возбуждении многозарядных ионов требуют дальнейшего рассмотрения.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты [10–14] с использованием пучков релятивистских ионов открывают новые перспективы фундаментальных и прикладных исследований процессов резонансного когерентного возбуждения многозарядных ионов в кристаллах. Теоретическая интерпретация и воспроизведение их результатов, относящихся к эффекту угловой анизотропии характеристического электромагнитного излучения каналированных ионов, к разрешению данных о зарядовом составе прошедшего пучка ионов по траектории их движения в канале, к двойному резонансному возбуждению автоионизационных состояний многозарядных ионов, выполненные в настоящей работе на основе решения обобщенного кинетического уравнения для матрицы плотности иона, демонстрируют хорошие возможности

метода матрицы плотности для широкого охвата разнообразных сторон процесса РКВ. Предложенные в работе на базе проведенных расчетов новые эксперименты (относительно разрешения параметров выстроенности углового момента иона по траектории его движения и изучения динамики процесса РКВ через измерение выхода и угловой анизотропии оже-электронов) могут служить полезным ориентиром в дальнейших экспериментальных исследованиях процесса РКВ.

Авторы благодарны И. В. Бодренко (Algodign LLC, Москва) и Т. Азуме (Т. Azuma, Токуо Metropolitan University) за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-17367).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. О कोरोков, Письма в ЖЭТФ **2**, 111 (1965); ЯФ **2**, 1009 (1965).
2. S. Datz, C. D. Moak, O. H. Crawford et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 843 (1978).
3. S. Shindo and Y. H. Ohtsuki, Phys. Rev. **14**, 3929 (1976).
4. Y. Yamashita and Y. H. Ohtsuki, Phys. Rev. **22**, 1183 (1980).
5. O. H. Crawford, Nucl. Instr. Meth. **170**, 21 (1980).
6. О. Э. Кривошеев, Ю. Л. Пивоваров, Письма в ЖЭТФ **56**, 246 (1992).
7. A. Salin, A. Arnau, and P. M. Echenique, Phys. Rev. **57**, 2772 (1998).
8. C. Cohen and D. Dauvergne, Nucl. Instr. Meth. B **225**, 40 (2004).
9. F. Fujimoto, K. Komaki, A. Ootuka et al., Nucl. Instr. Meth. B **33**, 354 (1988).
10. C. Kondo, S. Masugi, Y. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 135503 (2006).
11. C. Kondo, S. Masugi, T. Muranaka et al., Nucl. Instr. Meth. B **256**, 157 (2007).
12. Y. Nakano, S. Masugi, T. Muranaka et al., J. Phys. Conf. Ser. **58**, 395 (2007).
13. Y. Nakai, T. Ikeda, Y. Kanai et al., Nucl. Instr. Meth. B **230**, 90 (2005).
14. T. Azuma, Y. Takabayashi, C. Kondo et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 145502 (2006).
15. В. В. Балашов, И. В. Бодренко, Вестник МГУ, физика, астрон. № 1, 33 (2001).
16. V. V. Balashov and I. V. Bodrenko, Phys. Lett. A **352**, 129 (2006).
17. V. V. Balashov and I. V. Bodrenko, Nucl. Instr. Meth. B **245**, 52 (2006).
18. В. В. Балашов, А. А. Соколик, Опт. и спектр. **103**, 785 (2007).
19. Y. Nakai, T. Ikeda, Y. Kanai et al., Nucl. Instr. Meth. B **205**, 784 (2003).
20. K. Yu. Bahmina, V. V. Balashov, A. A. Sokolik, and A. V. Stysin, J. Phys. Conf. Ser. **58**, 327 (2007).
21. В. В. Балашов, А. В. Стысин, Вестник МГУ, физика, астрон. № 5, 32 (2007).
22. K. Komaki, T. Azuma, T. Ito et al., Nucl. Instr. Meth. B **146**, 19 (1998).
23. S. Datz, P. F. Dittner, H. F. Krause et al., Nucl. Instr. Meth. B **100**, 272 (1995).
24. T. Azuma, T. Muranaka, Y. Takabayashi et al., Nucl. Instr. Meth. B **205**, 779 (2003).
25. V. V. Balashov and I. V. Bodrenko, ICPEAC XIV, Rosario, Argentina, July 2005, Book of Abstracts, Tu133.
26. V. V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo, and N. M. Kabachnik, *Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions*, Kluwer Acad. Publ., New York (2000).