

## ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИОНАХ С ОСТОВОМ

В. А. Астапенко\*

Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 1998 г.

В приближении заданного кулоновского тока рассчитаны поляризационные зависимости вынужденного тормозного излучения/поглощения (ВТИП) квазиклассических электронов на многозарядных ионах с остовом. Рассмотрены частоты излучения, близкие к собственной частоте ионного кора. В амплитуде процесса учтены вклады статического и поляризационного каналов. Показано, что интерференция каналов с учетом недипольности взаимодействия налетающей частицы с резонансным переходом в ионном остове приводит к своеобразной зависимости спектрально-амплитудных характеристик процесса от угла  $\alpha$  между вектором напряженности поля в электромагнитной волне и вектором начальной скорости налетающей частицы. Эта зависимость, сохраняющаяся и после интегрирования сечения по углу рассеяния налетающей частицы, проявляется в том, что интерференционные эффекты — асимметрия формы линии и провалы в зависимости сечения ВТИП от напряженности электрического поля — имеют место для значения угла  $\alpha = \pi/2$  и существенным образом редуцируются для  $\alpha = 0$ .

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы продолжают исследования влияния поляризации электронной оболочки мишени на столкновительно-излучательные процессы [1–6]. Наряду с тормозным излучением на атомах и кластерах [2, 6] был рассмотрен вынужденный тормозной эффект (в том числе многофотонный) на многозарядных ионах [1, 4, 5] и рекомбинация на ионах [3].

Динамическая поляризация электронного остова мишени приводит к возникновению нового, поляризационного, канала излучательного процесса наряду с традиционно рассматриваемым статическим каналом [7]. В результате сечение представляет собой сумму трех слагаемых: статического, поляризационного и интерференционного.

Статический канал связан с излучением налетающей частицей фотона в результате ее ускорения в статическом потенциале мишени. Поляризационный канал может быть интерпретирован как рассеяние собственного поля налетающей частицы (виртуального фотона) в реальный фотон на электронной оболочке мишени. Он имеет место и в пренебрежении ускорением налетающей частицы. Этот процесс аналогичен рассеянию излучения на атоме (ионе с электронным кором), но в отличие от последнего всегда (за исключением некоторых экзотических случаев) имеет статическое «дополнение», что порождает возможность межканальной интерференции. Интерференционный

\*E-mail: astval@hotmail.com

член становится особенно существенным для мишени-иона [1], порождая ряд интересных особенностей в спектрально-амплитудных характеристиках тормозного излучения: асимметрию формы спектральной линии и провалы в ней (для окolorезонансного процесса), а также минимум на спектральной зависимости скорости рекомбинации [1, 4, 5]. Действительно, в случае мишени — нейтрального атома области существенности статического и поляризационного каналов резко различаются по углам рассеяния налетающей частицы [7]: для малых углов преобладает поляризационный канал, для больших — статический. Таким образом, вклад интерференционного слагаемого в интегральное по углу рассеяния налетающей частицы сечение тормозного излучения на нейтральном атоме мал, хотя для дифференциального по углу рассеяния сечения эта интерференция может приводить (для определенных частот) к обращению в нуль полного спектрального сечения тормозного излучения для некоторых углов рассеяния налетающей частицы [8].

Отметим здесь, что эффект «раздевания атома» в тормозном излучении вследствие учета поляризационного канала, впервые обнаруженный в [9], не является интерференционным, а описывает указанную выше «дополнительность» областей углов рассеяния налетающей частицы, существенных для статического и поляризационного каналов.

Качественно иная ситуация имеет место для тормозного излучения (и рекомбинации) на ионах с электронным остовом. В этом случае области значимых углов рассеяния налетающей частицы для обоих каналов перекрываются, что и приводит к важной роли интерференционного слагаемого в интегральном по углу рассеяния налетающей частицы сечении тормозного излучения. Роль этой интерференции для окolorезонансного вынужденного тормозного излучения квазиклассических электронов на многозарядных ионах исследовалась в [1, 4, 5], а для рекомбинации — в [10].

Вынужденное тормозное излучение в лазерном поле, естественно, также проходит по двум каналам: статическому и поляризационному, причем в последнем случае процесс может быть описан как вынужденное рассеяние собственного поля налетающей частицы в лазерную моду.

Мы рассматриваем ситуацию, когда присутствие лазерного поля слабо влияет на движение налетающей частицы — приближение заданного тока (см. обоснование в [1]), так что при вычислении амплитуды статического канала может быть использован первый порядок теории возмущений по взаимодействию налетающей частицы и лазерного излучения. В то же время, поскольку рассматривается лазерная частота, близкая к одной из собственных частот ионного кора, взаимодействие лазерного излучения с окolorезонансным переходом в остове может быть сильным. Оно учитывается в рамках приближения вращающейся волны (см. подробнее в [1]).

Для дальнейшего важно подчеркнуть, что рассмотрение в работах [1,4,5,10] было проведено в дипольном приближении по взаимодействию налетающей частицы с мишенью. Данное приближение для тормозного излучения, окolorезонансного электронным переходам в ионном остове с  $\Delta n = 0, 1$ , представлялось оправданным, поскольку в духе «вращательного» приближения [11] в крамерсовском пределе ( $\omega \gg \omega_{Coul} = v^3/Z_i$ , здесь  $v$  — скорость налетающей частицы,  $Z_i$  — заряд иона, всюду пользуемся атомными единицами) радиус области траектории налетающей частицы, ответственной за излучение данных (окolorезонансных) частот, превосходит радиус внешней оболочки иона, соответствующей верхнему уровню резонирующего перехода в ионе (подробнее см. ниже).

Однако более детальное рассмотрение (вне рамок «вращательного» приближения) показало, что влияние недипольности взаимодействия «налетающая частица — ми-

шень» на интегральное по углам рассеяния налетающей частицы сечение процесса весьма существенно: оно приводит к «замазыванию провалов» в амплитудно-частотных характеристиках вынужденного тормозного излучения и нивелированию асимметрии спектральной формы линии для  $\Delta n = 0$  и, кроме того, к существенному уменьшению сечения тормозного излучения для  $\Delta n = 1$  во всей околорезонансной области спектра [12].

Недипольные эффекты в вынужденном тормозном излучении/поглощении (ВТИП) в работе [12] были исследованы для случая изотропного (по начальным скоростям) распределения налетающих частиц, когда исчезает зависимость процесса от поляризации внешнего излучения.

Цель настоящей работы состоит как раз в том, чтобы эту зависимость учесть. Поэтому ниже мы вычислим сечение ВТИП без усреднения по направлению начальной скорости налетающей частицы для различных углов между вектором начальной скорости налетающей частицы и вектором напряженности электрического поля в линейно-поляризованном лазерном излучении.

## 2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

В работе [1] был обоснован метод заданного тока для расчета сечения тормозного излучения на многозарядных ионах с остовом для произвольных значений борновского параметра  $\eta = Z_i/v$ . Для достаточно медленных налетающих частиц, когда выполняется соотношение  $\eta \geq 1$ , хорошие результаты дает так называемое полуклассическое приближение, в котором используется классическая теория тормозного излучения в комбинации с некоторыми квантовыми ограничениями [13, 14]. Мы здесь применяем полуклассическое приближение также для расчета поляризационного канала ВТИП в части, касающейся налетающей частицы; для расчета характеристик связанных электронов остова используем, естественно, последовательный квантовомеханический подход [12].

В рамках данной картины спектральная амплитуда ВТИП для угла рассеяния налетающей частицы  $\vartheta$  (или эксцентриситета орбиты  $\varepsilon = 1/\sin(\vartheta/2)$ ) представляет собой сумму двух слагаемых, одно из которых пропорционально временному фурье-образу дипольного момента рассеивающейся налетающей частицы ( $\mathbf{D}^{st}(\omega, \varepsilon)$  — статический канал), другое — фурье-образу дипольного момента, наведенного налетающей частицей в ионном остове ( $\mathbf{D}^{pol}(\omega, \varepsilon)$  — поляризационный канал).

Далее будем рассматривать ВТИП на частоте внешнего излучения  $\omega$ , близкой к собственной частоте  $\omega_0$  перехода в электронном остове иона типа:  $(n_i, s) \rightarrow (n, p)$ , однако при этом предполагаем, что отстройка  $\Delta = \omega - \omega_0$  превышает ширину линии перехода, так что реальным возбуждением ионного остова можно пренебречь.

Соответствующие формулы имеют вид

$$d\sigma^{tot}(\omega, \varepsilon, \varphi) = \frac{1}{4} \frac{Z_i^2}{v^4} |\mathbf{E}_0 \mathbf{D}^{tot}(\omega, \varepsilon)|^2 \varepsilon d\varepsilon d\varphi, \quad (1)$$

$$\mathbf{D}^{tot}(\omega, \varepsilon) = \mathbf{D}^{st}(\omega, \varepsilon) + \mathbf{D}^{pol}(\omega, \varepsilon), \quad (2)$$

$$D_j^{pot}(\omega, \varepsilon) = \frac{1}{6\pi} \frac{\langle n_i, l=0 || d || n_i, l=1 \rangle}{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \frac{R_j(t, \varepsilon)}{R(t, \varepsilon)} \times \\ \times \langle n_i, l=1 || a_1(r_{core}, R(t, \varepsilon)) || n_i, l=0 \rangle, \quad (3)$$

$$a_1(r, R) = \theta(R-r) \frac{r}{R^2} + \theta(r-R) \frac{R}{r^2}.$$

Здесь  $R_j(t, \varepsilon)$  —  $j$ -ая проекция радиуса-вектора налетающей частицы для данного эксцентриситета орбиты как функция времени;  $\theta(x)$  — тета-функция Хевисайда;  $\Omega = (\Delta^2 + \Omega_0^2)^{1/2}$  — обобщенная частота Раби;  $\Omega_0 = d_0 E_0$  — резонансная частота Раби;  $d_0$  — матричный элемент дипольного момента резонансного перехода;  $E_0$  — амплитуда электрического поля во внешнем излучении.

Выражение (3) получено в первом порядке теории возмущений по взаимодействию налетающей частицы с системой «электронный переход в ионном остове + околорезонансное лазерное поле», его последовательный вывод в рамках модели «одетых состояний» дан в работе [12]. Данный подход позволяет учесть влияние околорезонансного лазерного поля на излучающий переход в ионном остове в рамках приближения «вращающейся» волны и, как следствие, получить зависимости сечения ВТИП от напряженности электрического поля во внешнем излучении.

Отметим, что формально учет влияния лазерного поля на околорезонансный переход сводится к замене частотной отстройки от резонанса ( $\Delta = \omega - \omega_0$ ) на обобщенную частоту Раби ( $\Omega$ ) в формуле (3). Выражение для интегрального по углу рассеяния налетающей частицы сечения имеет вид

$$d\sigma^{tot}(\omega, \alpha) = \frac{\pi}{2} \frac{Z_i^2}{v^4} E_0^2 \int_1^{\infty} \left[ \left( |D_x^{tot}(\omega, \varepsilon)|^2 \right) f_x(\alpha, \varepsilon) + \left( |D_y^{tot}(\omega, \varepsilon)|^2 \right) f_y(\alpha, \varepsilon) \right] \varepsilon^{-1} d\varepsilon, \quad (4)$$

$$f_x(\alpha, \varepsilon) = \cos^2 \alpha + \frac{\varepsilon^2 - 1}{2} \sin^2 \alpha, \quad f_y(\alpha, \varepsilon) = (\varepsilon^2 - 1) \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} \sin^2 \alpha.$$

В этой формуле  $x, y$  — оси фокальной системы координат, задаваемой векторами начальной и конечной скоростей налетающей частицы [14],  $\alpha$  — угол между вектором начальной скорости налетающей частицы и вектором электрического поля внешнего излучения. При выводе выражения (4) из формулы (1) было проведено интегрирование по азимутальному углу рассеяния  $\varphi$ .

Формулы (1)–(4) являются основными для нашего исследования поляризационно-интерференционных эффектов в ВТИП квазиклассических электронов на ионах с остовом.

### 3. ВЛИЯНИЕ НЕДИПОЛЬНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ «НАЛЕТАЮЩАЯ ЧАСТИЦА — МИШЕНЬ» НА ИЗЛУЧАЮЩИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Причиной возникновения рассматриваемых поляризационно-интерференционных эффектов является недипольность взаимодействия налетающей частицы с околорезонансным переходом в ионном остове. В дипольном приближении интерференционное

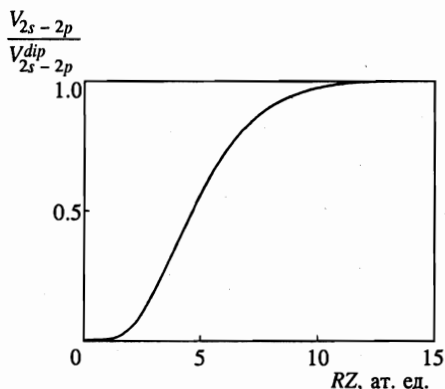


Рис. 1. Отличие потенциала взаимодействия налетающей частицы с  $2s-2p$ -переходом связанного электрона в водородоподобном ионе от своего дипольного приближения ( $Z$  — заряд ядра иона)

слагаемое в сечении тормозного излучения не зависит от поляризации внешнего излучения [1, 4, 5]. Таким образом, для возникновения этой зависимости существенно отличие потенциала взаимодействия «налетающая частица — ионный остов» от своего дипольного аналога («налетающая частица — точечный ион»).

На рис. 1 приведена зависимость отношения точного потенциала взаимодействия к дипольному потенциалу от параметра  $x = ZR$  (где  $R$  — расстояние налетающей частицы до ядра) в случае взаимодействия налетающей частицы с  $2s-2p$ -переходом в водородоподобном ионе.

Расчет в приближении модельного потенциала показывает, что аналогичные зависимости имеют место для переходов внешнего электрона в литиеподобном ионе.

Из рис. 1 следует, что отклонение от дипольности во взаимодействии налетающей частицы с околорезонансным переходом наступает при значении параметра  $x_0 \approx 12$  (для  $\Delta n = 0$ ), в то время как значение  $x$ , соответствующее радиусу  $2p$ -состояния водородоподобного иона, порядка 4. Таким образом, недипольность начинает сказываться уже на расстояниях налетающей частицы от ядра в три раза больших, чем характерный радиус верхнего резонирующего состояния. Как известно (см., например, [15]), в крамерсовском пределе область траектории налетающей частицы, ответственная за излучение фотона частоты  $\omega$ , локализована на расстоянии порядка (для кулоновского поля)  $R_\omega(Z_i) \approx (Z_i/\omega^2)^{1/3}$  от центра поля (данная оценка соответствует «вращательному» приближению [11, 15]). В случае литиеподобных ионов собственную частоту  $2s-2p$ -перехода можно аппроксимировать выражением:  $\omega_{2s-2p}(Z) = 0.0707Z - 0.120$  ат.ед. ( $Z$  — заряд ядра иона). Из приведенных выражений можно оценить параметр недипольности

$$\chi_{nd}(x_\omega) = \frac{V_{2s-2p}(x_\omega)}{V_{2s-2p}^{dip}(x_\omega)}$$

(здесь  $x_\omega(Z_i) = Z_i R_\omega(Z_i)$ ) как функцию заряда литиеподобного иона  $Z_i$  для околорезонансного  $2s-2p$ -перехода. Простые вычисления дают

$$\chi_{nd}(1, 2, 3, 4, 5) = 0.25, 0.8, 0.96, 0.99 \quad \text{для } \Delta n = 0.$$

Таким образом, данная оценка, основанная на использовании «вращательного» приближения, показывает, что в литиеподобных ионах для переходов без изменения главного квантового числа параметр недипольности для достаточно больших зарядов

иона ( $Z_i \geq 4$ ) близок к единице. Аналогичная оценка для перехода  $\Delta n = 1$  показывает, что соответствующий параметр недипольности  $x_\omega(Z_i)$  существенно меньше единицы для всех  $Z_i$ .

Следует, однако, иметь в виду, что «вращательное» приближение соответствует замене суммирования по прицельному расстоянию вкладов различных траекторий налетающей частицы на излучение на некотором эффективном расстоянии  $R_\omega(Z_i)$ . Заранее не очевидно, что такая замена корректна для учета интерференции статического и поляризационного каналов, происходящей для каждого фиксированного прицельного расстояния, особенно в области деструктивной интерференции этих каналов, где величина полного сечения мала. Расчеты, проведенные в [12] в приближении заданного кулоновского тока налетающей частицы, как упоминалось выше, показывают, что «вращательное» приближение, вообще говоря, недостаточно для описания тонких интерференционных эффектов в области спектрально-амплитудных «провалов», оставаясь приближенно справедливым в области конструктивной интерференции статического и поляризационного каналов для переходов без изменения главного квантового числа. Поэтому для корректного описания этой интерференции во всем диапазоне значений параметров нужно исходить из общей неупрощенной формулы (4).

Имея в виду расчет ВТИП для литиеподобных ионов, в дальнейшем используем кулоновское приближение для тока налетающей частицы, в котором траектория движения налетающей частицы задается известными классическими выражениями [14] движения заряженной частицы в кулоновом поле притяжения с эффективным зарядом, равным  $Z_{eff} = Z_i + 1/2$ . Расчет зависимостей фокальных компонент наведенного дипольного момента  $D_{x,y}(\epsilon)$  ионного кора от эксцентриситета орбиты налетающей частицы показывает, что для переходов связанных электронов иона без изменения главного квантового числа  $y$ -проекция дипольного момента близка к своему дипольному аналогу, в то время как  $x$ -проекция дипольного момента для эксцентриситетов, достаточно близких к единице, сильно отличается от вычисленной в дипольном приближении, в частности, для некоторого эксцентриситета орбиты налетающей частицы она обращается в нуль и вблизи  $\epsilon = 1$  меняет знак.

Указанная разница лежит в основе изучаемой в данной работе зависимости поляризационно-индуцированных эффектов в ВТИП от угла между вектором начальной скорости налетающей частицы и вектором напряженности электрического поля электромагнитной волны.

Физическая причина данных особенностей в поведении функций  $D_x(\epsilon)$  и  $D_y(\epsilon)$  заключается в разном влиянии эффекта проникновения налетающей частицы в остов иона на проекции фурье-образа наведенного дипольного момента в фокальной системе координат. Проникновение в ионный остов сильнее влияет на  $x$ -компоненту дипольного момента, чем на  $y$ -компоненту, поскольку именно  $x$ -компонента радиуса-вектора налетающей частицы в процессе движения налетающей частицы от точки минимального сближения с центром поля до бесконечности меняет свой знак, в то время как  $y$ -компонента остается знакопостоянной на данном участке траектории.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов сечения ВТИП в рамках рассматриваемого подхода представлены на рис. 2–4 и для спонтанного тормозного излучения на рис. 5. Вычисления про-

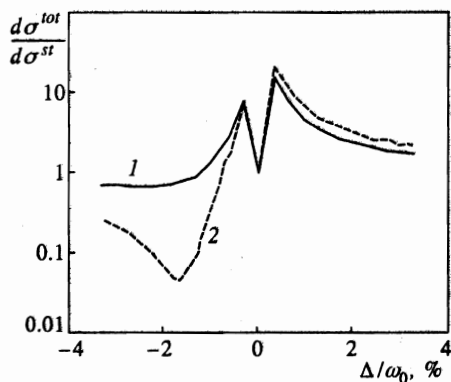


Рис. 2. Спектральные зависимости ( $\Delta = \omega - \omega_0$ ) нормированного на статическое значение сечения ВТИП квазиклассического электрона на ионе  $N^{4+}$  для двух значений угла  $\alpha$  ( $\alpha = 0$  — кривая 1,  $\alpha = \pi/2$  — кривая 2) между вектором начальной скорости налетающей частицы ( $v = 0.6$  ат. ед.) и вектором напряженности электрического поля внешнего излучения ( $E_0 = 10^{-3}$  ат. ед.) для частоты внешнего поля вблизи собственной частоты околорезонансного перехода в ионном остове без изменения главного квантового числа ( $2s-2p$ )

ведены для переходов  $2s-2p$  и  $2s-3p$  в литиеподобном ионе  $N^{4+}$ . В качестве волновых функций валентного электрона использовались функции метода модельного потенциала.

На всех рисунках приведены сечения ВТИП, интегральные по углу рассеяния налетающей частицы.

Спектральные зависимости нормированного на статическое значение сечения ВТИП вблизи собственной частоты перехода без изменения главного квантового числа в ионном остове для двух значений угла  $\alpha$  (между вектором начальной скорости налетающей частицы и вектором напряженности электрического поля внешнего излучения) показаны на рис. 2 для начальной скорости налетающей частицы  $v = 0.6$  ат. ед. Из данного рисунка следует, что интерференционные эффекты проявляются наиболее резко для угла  $\alpha = \pi/2$ , в то время как для  $\alpha = 0$  они существенно редуцированы. При этом отличие наиболее велико в области деструктивной интерференции статического и поляризационного каналов ( $\omega < \omega_0$ ), где расчеты в дипольном приближении по взаимодействию налетающей частицы с остовом [4] показывали наличие глубокого минимума, обусловленного взаимной компенсацией поляризационного и статического слагаемых в амплитуде процесса. В области конструктивной интерференции ( $\omega > \omega_0$ ) отличие в спектральной зависимости сечений для двух значений угла  $\alpha$  невелико.

Причина рассматриваемых поляризационных особенностей в спектральном сечении ВТИП связана с обсуждавшейся в предыдущем разделе разницей во влиянии недипольности взаимодействия налетающей частицы с околорезонансным переходом на фокальные компоненты наведенного в ионном остове излучающего дипольного момента: более сильное воздействие на его  $x$ -компоненту и слабое влияние (для перехода с  $\Delta n = 0$ ) на  $y$ -компоненту. В случае  $\alpha = 0$  основной вклад в излучение (для достаточно малых скоростей налетающей частицы) дает  $D_x$ , что обусловлено видом функций  $f_{x,y}(\alpha, \varepsilon)$  (формула (5)). Действительно, если  $\alpha = 0$ , то  $f_x = 1$ , а  $f_y(0, \varepsilon) = \varepsilon^2 - 1$ , если теперь учесть, что для достаточно малых значений скорости налетающей частицы (в крамерсовском пределе [15]) основной вклад в интегральное по эксцентриситету орбиты налетающей частицы сечение процесса дают значения  $\varepsilon \approx 1$  (близкие столкновения), то из предыдущих равенств следует, что  $f_x(0, \varepsilon) \gg f_y(0, \varepsilon)$ . Аналогичные рассуждения показывают, что для  $\alpha = \pi/2$  имеет место обратное неравенство  $f_x(\pi/2, \varepsilon) \ll f_y(\pi/2, \varepsilon)$ , и, соответственно, основной вклад в процесс дает  $y$ -компонента излучающего дипольного момента.

Таким образом, угол  $\alpha$  «управляет» относительным вкладом различных фокальных компонент излучающего дипольного момента. В случае, если основной вклад в излучение дает  $D_x$ , сильное влияние недипольности взаимодействия налетающей частицы с ионным остовом приводит к тому, что взаимная компенсация амплитуд статического и поляризационного каналов (в области их деструктивной интерференции  $\omega < \omega_0$ ) имеет место только для достаточно больших значений эксцентриситета орбиты налетающей частицы. Для достаточно малых эксцентриситетов указанная компенсация уже не имеет места. Более того, начиная с некоторого  $\varepsilon_0$  функция  $D_x(\varepsilon)$  меняет знак и интерференция статического и поляризационного каналов приобретает конструктивный характер. В результате интерференционный «провал» в интегральном по эксцентриситету орбиты налетающей частицы сечении ВТИП «замазывается», что хорошо видно на рис. 2.

В высокочастотном крыле спектральной линии  $\omega > \omega_0$  ситуация обратная: большая «проявленность» интерференции каналов приводит к большему значению сечения ВТИП для угла  $\alpha = \pi/2$  по сравнению со значением  $\alpha = 0$ . Однако в этом случае относительная роль интерференционного слагаемого мала, поскольку велико полное сечение процесса. Данное обстоятельство связано с отмечавшейся в предыдущем разделе близостью параметра недипольности  $\chi_{nd}$  к единице для  $\Delta n = 0$  и  $Z_i \geq 2$ .

В низкочастотном крыле спектральной линии, где полное сечение мало, напротив, роль интерференции весьма существенна и рассматриваемая зависимость сечения ВТИП от поляризации внешнего излучения проявляется наиболее ярко.

Аналогичные спектральные зависимости были также получены для перехода с изменением главного квантового числа:  $2s-3p$ . В данной ситуации отличие сечений в области деструктивной интерференции не столь велико, как для перехода с  $\Delta n = 0$ , что объясняется большим влиянием недипольности на величину  $y$ -компоненты наведенного в ионном остове дипольного момента, обусловленным большим радиусом  $3p$ -состояния по сравнению с  $2p$ -состоянием.

На рис. 3, 4 представлены амплитудные зависимости интегрального по углу рассеяния налетающей частицы сечения ВТИП от напряженности электрического поля во внешнем излучении, для которых также имеют место поляризационно-индуцированные интерференционные эффекты взаимодействия статического и поляризационного каналов.

На рис. 3 приведена амплитудная зависимость отношения полного (включая поляризационное слагаемое в амплитуде) сечения ВТИП к своему статическому аналогу для двух значений угла  $\alpha$  ( $\alpha = 0$  — кривая 1,  $\alpha = \pi/2$  — кривая 2) в области деструктивной интерференции каналов ( $\omega < \omega_0$ ). Как это видно из рисунка, в первом случае интерференционные эффекты очень малы: они проявляются в том, что с увеличением напряженности электрического поля сечение процесса стремится к величине, несколько меньшей статического значения, вследствие деструктивной интерференции, сильно подавленной недипольностью взаимодействия налетающей частицы с ионным остовом. Для  $\alpha = \pi/2$  налицо сильный интерференционный эффект: амплитудная зависимость сечения ВТИП имеет широкий «провал», вызванный взаимной компенсацией статического и поляризационного слагаемых в сечении процесса, характерный для рассмотрения в рамках дипольного приближения по взаимодействию налетающей частицы с ионным остовом [1, 4]. Причина сохранения «дипольных черт» в амплитудной зависимости сечения та же, что и в спектральной зависимости: для угла  $\alpha = \pi/2$  основной вклад в излучение дает  $y$ -компонента наведенного дипольного момента, слабо подверженная влиянию недипольности для переходов без изменения главного квантового числа.



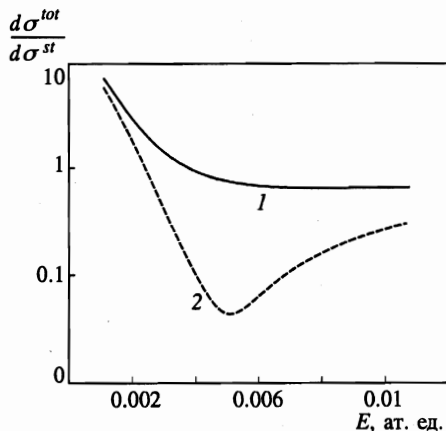


Рис. 3

Рис. 3. Зависимости нормированного на статическое значение сечения ВТИП от напряженности электрического поля внешнего излучения для двух значений угла  $\alpha$  ( $\alpha = 0$  — кривая 1,  $\alpha = \pi/2$  — кривая 2), отрицательной отстройки от резонанса  $(\omega - \omega_0)/\omega_0 = -0.3\%$  вблизи собственной частоты перехода  $2s-2p$  в ионе  $N^{4+}$  для скорости налетающей частицы  $v = 0.6$  ат. ед.

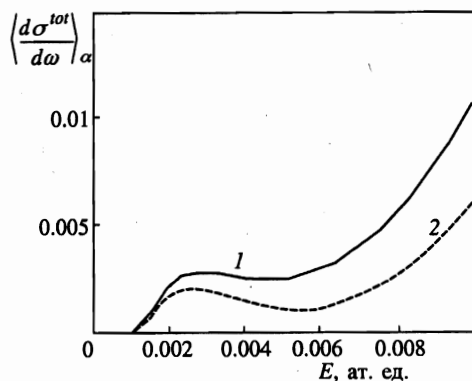


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость сечения ВТИП, усредненного по углу  $\alpha$  (для углового распределения типа  $D_p(\alpha) = \cos^p \alpha / (p + 1)$  с осью распределения, перпендикулярной поляризации внешнего излучения), от напряженности электрического поля внешнего излучения для двух значений параметра углового распределения ( $p = 2$  — кривая 1,  $p = 12$  — кривая 2) при рассеянии электронов с  $v = 0.6$  ат. ед. на ионе  $N^{4+}$  для отстройки частоты внешнего поля от собственной частоты перехода  $2s-2p$  в ионном остове равной  $(\omega - \omega_0)/\omega_0 = -0.3\%$

На рис. 4 приведены усредненные по угловому распределению налетающих частиц типа

$$D_p(\alpha) = \cos^p \alpha / (p + 1)$$

амплитудные зависимости полного сечения ВТИП для двух значений параметра углового распределения ( $p = 2$  и  $p = 12$ ) для угла  $\pi/2$  между осью распределения и вектором напряженности электрического поля электромагнитной волны. Выбранный вид углового распределения электронов характерен для процесса абляции твердотельной мишени под действием мощного лазерного излучения, а угол  $\alpha = \pi/2$  соответствует нормальному падению излучения на поверхность твердого тела.

Из рисунка видно, что наиболее сильно интерференционный эффект проявляется для более «острого» ( $p = 12$ ) углового распределения, что и следовало ожидать, поскольку в этом случае средний угол  $\alpha$  ближе к  $\pi/2$ .

На рис. 5 представлена спектральная зависимость степени поляризации спонтанного околорезонансного тормозного излучения, вычисленная с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) поляризационного канала. В низкочастотном крыле линии наблюдается сильное превышение поляризации излучения, параллельной вектору начальной скорости налетающей частицы, над перпендикулярным значением ( $\sigma(\alpha = 0)/\sigma(\alpha = \pi/2) = 32$ ), обусловленное интерференционным подавлением пер-

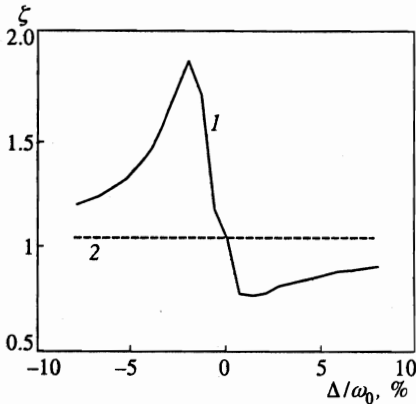


Рис. 5. Степень поляризации спонтанного тормозного излучения  $\zeta = 2 \frac{\sigma(\alpha=0) - \sigma(\alpha=\pi/2)}{\sigma(\alpha=0) + \sigma(\alpha=\pi/2)}$  как функция относительной отстройки частоты от собственной частоты перехода  $2s-2p$  в ионе  $N^{4+}$  с учетом поляризационного канала — кривая 1 и без учета поляризационного канала — кривая 2 ( $Z_{eff} = 4.5$ ,  $\nu = 0.9$  ат. ед.),  $\zeta_{min} = 0.77$ ,  $\zeta_{max} = 1.88$

пендикулярной поляризации, менее подверженной воздействию недипольности взаимодействия налетающей частицы с ионным остовом. Это превышение на порядок больше соответствующего значения, полученного без учета поляризационного слагаемого в амплитуде тормозного излучения.

Как видно из рис. 5, максимальное значение степени поляризации околорезонансного спонтанного тормозного излучения ( $\zeta_{max} = 1.88$ ) соответствует относительной отстройке  $\Delta/\omega_0 = -2\%$ , что существенно больше доплеровской ширины перехода.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках метода заданного тока проанализированы поляризационные эффекты в околорезонансном ВТИП квазиклассических электронов на ионах с остовом, обусловленные недипольным характером взаимодействия налетающей частицы с излучающим переходом в ионе при формировании поляризационного канала процесса.

Показано, что учет указанной недипольности существенен для корректного описания сечения ВТИП в области деструктивной интерференции статического и поляризационного каналов, где величина сечения относительно мала.

Существенно, что, в отличие от дипольного рассмотрения, в изложенном более точном подходе появляется зависимость спектрально-амплитудных характеристик ВТИП от таких параметров процесса, как поляризация внешнего излучения, абсолютное значение скорости и угловое распределение налетающей частицы. В частности, обнаружен эффект зависимости интерференционных «провалов» в полном сечении ВТИП (учитывающем поляризационный канал) от угла между вектором начальной скорости налетающей частицы и вектором электрического поля внешнего излучения. Эта зависимость имеет место как для спектрального, так и для «амплитудного» сечения ВТИП и наиболее сильно проявляется для околорезонансных переходов в ионном остове с  $\Delta n = 0$ .

В случае спонтанного тормозного излучения данный эффект имеет место в спектральной зависимости степени поляризации излучения, которая принципиально отличается от своего «статического» аналога.

Обнаруженные особенности ВТИП могут оказаться существенными для анализа возможности использования данного явления в контексте общей проблемы генерации коротковолнового излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-16763).

## Литература

1. В. А. Астапенко, А. Б. Кукушкин, ЖЭТФ **111**, 419 (1997).
2. A. V. Korol and A. V. Solov'yov, J. Phys. B **30**, 1105 (1997).
3. L. A. Bureyeva and V. S. Lisitsa, J. Phys. B **31**, 1477 (1998).
4. V. A. Astapenko and A. B. Kukushkin, Laser Physics **8**, 552 (1998).
5. V. A. Astapenko, Laser Physics **8**(5) (1998).
6. А. В. Король, А. Г. Лялин, О. И. Оболенский, А. В. Соловьев, ЖЭТФ **114**, 458 (1998).
7. *Поляризационное тормозное излучение атомов и частиц*, под ред. В. Н. Цытовича, И. М. Ойрингеля, Наука, Москва (1987).
8. Л. И. Трахтенберг, Опт. и спектр. **44**, 863 (1978).
9. В. М. Буймистров, Л. И. Трахтенберг, ЖЭТФ **73**, 850 (1977).
10. V. A. Astapenko, L. A. Bureyeva, and V. S. Lisitsa, in *Proc. of the 16th ICAP*, Windsor, Ontario, Canada (1998), Abstracts of contributed papers, p. 183.
11. В. И. Коган, А. Б. Кукушкин, ЖЭТФ **87**, 1164 (1984).
12. V. A. Astapenko, Laser Physics **8**(6) (1998).
13. В. И. Гервидс, В. И. Коган, Письма в ЖЭТФ **22**, 308 (1975).
14. И. Я. Берсон, ЖЭТФ **80**, 1727 (1981).
15. V. I. Kogan, A. B. Kukushkin, and V. S. Lisitsa, Phys. Rep. **213**, 1 (1992).