

# О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ НЕДИПОЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Е.В. Грызлова<sup>1</sup>, А.Н. Грум-Гржимайло<sup>1</sup>, Е.И. Кузьмина<sup>1,2</sup> и С.И. Страхова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119234, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119234, Россия  
e-mail: gryzlova@gmail.com

## Введение

В динамике взаимодействия квантовых систем с излучением можно условно выделить два режима: линейный, когда отклик системы пропорционален интенсивности падающего излучения, и нелинейный. До недавнего времени нелинейные явления в атомах наблюдались, за единичными исключениями, под действием оптических или инфракрасных лазерных полей, т.к. для других диапазонов не было источников с достаточной интенсивностью. Развитие нового поколения генераторов излучения вакуумно-ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов - лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) (XFEL, Германия; LCLS, США; SCSS, Япония; Fermi, Италия) - позволило наблюдать нелинейные многоэлектронные процессы в области непрерывного спектра атомов. Простейшим примером такого процесса является последовательная кратная ионизация атомов, когда после первичной ионизации атома ион эволюционирует некоторое время, прежде чем ионизируется еще одним фотоном из того же фемтосекундного лазерного импульса. Последовательная кратная ионизация атомов наблюдалась для различных систем [1-6] и активно изучалась теоретически [7-15].

Теория последовательной двойной двух- и трехфотонной ионизации была изложена в недавних работах [11-14]. В работе [11] нами были сформулированы основы теории угловых распределений и угловых корреляций фотоэлектронов в ПДДИ и приведены численные результаты для атомов неона и аргона. Наш подход основывался на применении формализма матрицы плотности и статистических тензоров [16] и учитывал взаимодействие излучения с атомом в дипольном приближении. Метод затем был последовательно применен к описанию ПДДИ криптона [13] и ксенона [14]. Результаты этих расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными для фотонов с энергиями до 100 эВ. Энергия фотонов в пучках, генерируемых ЛСЭ, уже достигает килоэлектронвольт, т.е. энергий, при которых в однократной ионизации атомов синхротронным излучением наблюдались недипольные эффекты [17,18].

В радиационной калибровке взаимодействие электромагнитного поля с системой описывается оператором (для простоты записи мы приводим формулы для случая одного электрона)

$$\hat{V}(\vec{r}, t) = -\frac{e}{mc}(\vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t)) + \frac{e^2}{2mc^2} \vec{A}^2(\vec{r}, t),$$

где  $\vec{p} = -i\hbar\nabla$  - импульс; член с  $A^2$  обычно мал и в нашей задаче им можно пренебречь [19,20]. Также мы пренебрегаем релятивистскими взаимодействиями, в том числе, связанными со спином системы. Раскладывая отвечающую за поглощение компоненту векторного потенциала в ряд по  $(\vec{k}\vec{r})$ ,  $\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{\varepsilon} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \approx \vec{\varepsilon} e^{-i\omega t} (1 + i\vec{k}\vec{r} + \dots)$ , получаем наиболее значимые слагаемые оператора взаимодействия:

$$\hat{V}(\vec{r}, t) \Rightarrow -e^{-i\omega t} \frac{e}{mc} \left( (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p}) + i \frac{\omega}{c} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p})(\vec{k} \cdot \vec{r}) + \dots \right), \quad (1)$$

где  $\vec{\varepsilon}$  - поляризация излучения,  $\vec{k}$  - направление распространения,  $\omega$  - частота. Первый член в (1) представляет собой электрическую дипольную компоненту ( $E1$ ) оператора взаимодействия

$$\hat{D} = -\frac{e}{mc}(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p}) = -i \frac{e\omega}{c}(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{r}), \quad (2)$$

а второй приводит к электрической квадрупольной ( $E2$ ) и магнитной дипольной ( $M1$ ) компонентам, соответственно,

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= -i \frac{\omega e}{mc^2} (\{\vec{k} \otimes \vec{\varepsilon}\}_2 \cdot \{\vec{r} \otimes \vec{p}\}_2) = \frac{e\omega^2}{2c^2} (\{\vec{k} \otimes \vec{\varepsilon}\}_2 \cdot \{\vec{r} \otimes \vec{r}\}_2); \\ \hat{M} &= -i \frac{\omega e}{2mc^2} ([\vec{k} \times \vec{\varepsilon}] \cdot [\vec{r} \times \vec{p}]) = -\frac{ie\omega^2}{2mc^2} ([\vec{k} \times \vec{\varepsilon}] \cdot \hat{l}). \end{aligned} \quad (3)$$

Известно, что магнитные дипольные амплитуды перехода в континуум пренебрежимо малы по сравнению с электрическими квадрупольными амплитудами. Поэтому при описании ПДДИ мы будем учитывать только  $E1$  и  $E2$  переходы. В квадрупольный оператор входит вектор  $\vec{k}$ , что приводит к появлению в фотоионизации асимметрии «вперед-назад» относительно направления распространения электромагнитного поля.

Далее в статье используется атомная система единиц.

### Общие формулы для ПДДИ

В последовательной ионизации, протекающей ступенчато с образованием промежуточного иона, энергии фотоэлектронов принимают дискретные значения, в зависимости от конечных состояний одно- и двухзарядного ионов (см. рис. 1).

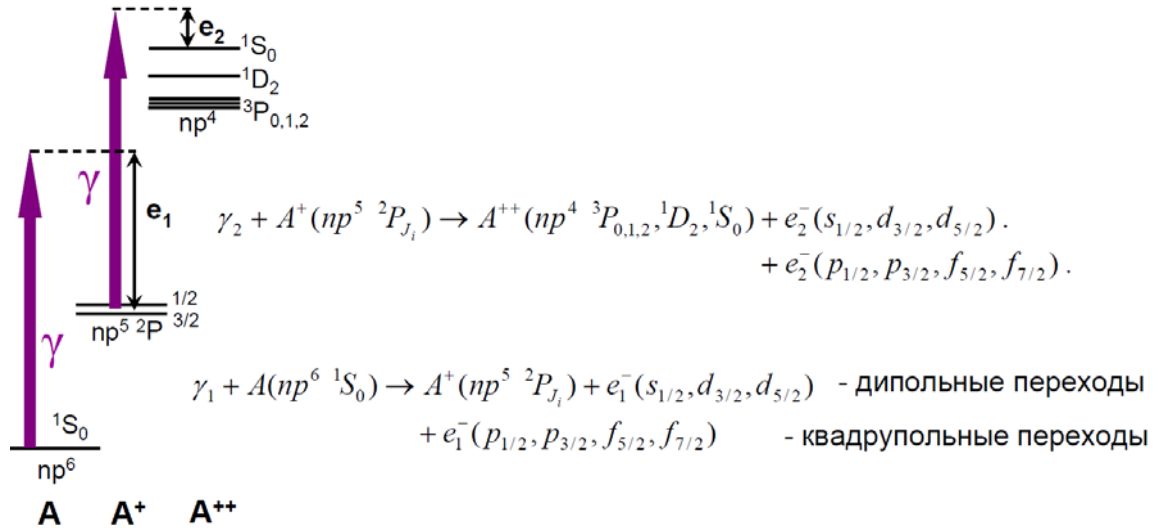


Рис. 1. Схема последовательной двойной двухфотонной ионизации внешних оболочек атомов инертных газов.

Состояние системы после ионизации первым (вторым) фотоном с мультипольностью  $L_{1(2)}$  описывается полным моментом одно- и двухзарядного иона  $J_{i(f)}$ , орбитальным и полным моментами первого (второго) фотоэлектрона  $l_{1(2)}$ ,  $j_{1(2)}$  и полным угловым моментом системы  $J_{1(2)}$ . Поляризационное состояние фотонов, фотоэлектронов и однозарядного иона определяются статистическими тензорами  $\rho_{k_\gamma q_\gamma}(L_i; L'_i)$ ,  $\rho_{k_i q_i}(j_i; j'_i)$  и  $\rho_{k_i q_i}(J_i; J'_i)$ , соответственно. Тогда функция угловой корреляции фотоэлектронов, описывающая вероятность вылета первого электрона в направлении  $\theta_1, \varphi_1$ , а второго электрона в направлении  $\theta_2, \varphi_2$ , определяется следующим выражением:

$$W(\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2) = (\pi \alpha \omega)^2 \sum_{\substack{k_{\gamma_1} q_{\gamma_1} k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} k_i q_i \\ k_1 q_1 k_2 q_2 J_i J'_i L_1 L'_1 L_2 L'_2}} \frac{4\pi}{\hat{k}_1 \hat{k}_2} (k_i q_i k_1 q_1 | k_{\gamma_1} q_{\gamma_1}) (k_i q_i k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} | k_2 q_2) h(J_i, J) \times Y_{k_1 q_1}(\theta_2, \varphi_2) Y_{k_2 q_2}(\theta_2, \varphi_2) B^{(L_1, L'_1)}(k_i, k_1, k_{\gamma_1}) \tilde{B}^{(L_2, L'_2)}(k_i, k_2, k_{\gamma_2}) \rho_{k_{\gamma_1} q_{\gamma_1}}(L_1, L'_1) \rho_{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2}}(L_2, L'_2) \quad (4)$$

Здесь введено стандартное обозначение для коэффициентов Клебша-Гордона,  $\hat{k} = \sqrt{2k+1}$ ,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $Y_{kq}(\theta, \varphi)$  – сферическая гармоника, а матрица  $h(J_i; J'_i)$  определяет степень когерентности подуровней тонкой структуры промежуточного (однозарядного) иона после их заселения на первой ступени ПДДИ [15].

Если выбрать ось квантования вдоль направления вектора линейной поляризации лазерного поля, то ненулевые компоненты статистических тензоров фотонов принимают вид

$$\rho_{00}^{(\gamma)}(1,1) = \frac{1}{\sqrt{3}}; \quad \rho_{20}^{(\gamma)}(1,1) = -\sqrt{\frac{2}{3}}; \quad (5a)$$

$$\rho_{1\pm 1}^{(\gamma)}(2,1) = \pm \frac{1}{2}; \quad \rho_{2\pm 1}^{(\gamma)}(2,1) = \frac{\sqrt{5}}{6}; \quad \rho_{3\pm 1}^{(\gamma)}(2,1) = \mp \frac{2}{3}. \quad (5b)$$

Для статистических тензоров фотонов выполняется следующее соотношение симметрии:  $\rho_{k_\gamma q_\gamma}(L, L') = (-1)^{L-L'-q_\gamma} \rho_{k_\gamma -q_\gamma}(L', L)$ . Динамические коэф-

коэффициенты  $B(k_i, k_1, k_{\gamma_1})$ ,  $\tilde{B}(k_i, k_2, k_{\gamma_2})$  (для краткости мы опускаем мультипольность фотонов) включают в себя амплитуды как дипольных ( $\hat{O}^{(1)} \equiv \hat{D}$ ), так и квадрупольных ( $\hat{O}^{(2)} \equiv \hat{Q}$ ) переходов; последние являются переходами в состояния с противоположной четностью:

$$B(k_i, k_1, k_{\gamma_1}) = \frac{\hat{L}_1 \hat{L}'_1}{3} \hat{k}_i \hat{k}_1 \sum_{l_1 l'_1 j_1 j'_1} (-1)^{j_1 + 1/2} \hat{l}_1 \hat{l}'_1 \hat{j}_1 \hat{j}'_1 \left\{ \begin{matrix} j_1 & l_1 & 1/2 \\ l'_1 & j'_1 & k_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_i & j_1 & L_1 \\ J_i & j'_1 & L'_1 \\ k_i & k_1 & k_{\gamma_1} \end{matrix} \right\} \times \quad (6)$$

$$\times (l_1 0 l'_1 0 | k_1 0) \langle J_i, l_1 j_1 : J_1 \| \hat{O}^{(L_1)} \| J_0 \rangle \langle J_i, l'_1 j'_1 : J'_1 \| \hat{O}^{(L'_1)} \| J_0 \rangle^*$$

здесь введены стандартные обозначения для  $6j$ - и  $9j$ -символов.

$$\tilde{B}(k_i, k_2, k_{\gamma_2}) = \frac{\hat{L}_2 \hat{L}'_2}{3} \hat{k}_i \hat{k}_{\gamma_2} \sum_{l_2 l'_2 j_2 j'_2} (-1)^{j_2 + j_{i_2} - 1/2} \hat{l}_2 \hat{l}'_2 \hat{j}_2 \hat{j}'_2 (l_2 0 l'_2 0 | k_2 0) \left\{ \begin{matrix} j_2 & l_2 & 1/2 \\ l'_2 & j'_2 & k_2 \end{matrix} \right\} \times \quad (7)$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} j_2 & J_2 & J_{i_2} \\ J'_2 & j'_2 & k_2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_i & L_2 & J_2 \\ J'_i & L'_2 & J'_2 \\ k_i & k_{\gamma_2} & k_2 \end{matrix} \right\} \langle J_{i_2}, l_2 j_2 : J_2 \| \hat{O}^{(L_2)} \| J_i \rangle \langle J_{i_2}, l'_2 j'_2 : J'_2 \| \hat{O}^{(L'_2)} \| J'_i \rangle^*$$

Выражения (4), (6), (7) по форме совпадают с выражениями (4)-(6), (12), (13) из [11], полученными в дипольном приближении. Однако статистические тензоры теперь могут обладать ненулевой проекцией (см. (5б)). Наличие соответствующих слагаемых приводит к нарушению аксиальной симметрии угловых распределений первого и второго электронов относительно вектора линейной поляризации излучения (см. ниже). В первом порядке по  $\omega/c$  электрические квадрупольные переходы дают вклад только в слагаемые с нечетными рангами статистических тензоров фотоэлектронов.

Угловое распределение второго фотоэлектрона получается интегрированием (4) по углам вылета первого электрона и может быть представлено в виде

$$\frac{d^2 W}{dE d\Omega} = \frac{W_E}{4\pi} \left[ 1 + \beta_2 P_2(\cos \theta_2) + \beta_4 P_4(\cos \theta_2) + (\delta + \gamma_2 \cos^2 \theta_2 + \gamma_4 \cos^4 \theta_2) \sin \theta_2 \cos \varphi_2 \right], \quad (8)$$

ось  $x$  выбрана вдоль направления распространения поля. В (8) первая строка представляет собой угловое распределение фотоэлектронов в дипольном приближении, а вторая учитывает интерференцию электрических дипольных ( $E1$ ) и электрических квадрупольных ( $E2$ ) амплитуд.

## Результаты расчетов и их обсуждение

В качестве конкретного примера мы выбрали атом неона, поскольку известно, что в однофотонной ионизации внешней оболочки атома неона недипольные эффекты достигают значительной величины [17,18].

Для расчетов дипольных и квадрупольных амплитуд фотоионизации мы использовали метод Хартри-Фока, реализованный в [21]. Для расчета амплитуд первой ступени ПДДИ мы оптимизировали 1s, 2s, 2p орбитали на основном состоянии атома неона, затем находили в поле замороженного остова волновые функции электрона в непрерывном спектре для разных каналов ионизации  $1s^2 2s^2 2p^5 {}^2P + e l^2 L_1$ . Аналогично, для второй ступени, орбитали 1s, 2s, 2p оптимизировались на основном состоянии иона неона  $1s^2 2s^2 2p^5 {}^2P$ , после чего определялись зависящие от терма волновые функции электрона в непрерывном спектре  $1s^2 2s^2 2p^4 {}^{2S_f+1} L_f + e l^2 L_2$ . Рассчитанные таким образом амплитуды перехода в континуум не зависят от полного углового момента фотоэлектронов  $j_{l(2)}$  и всей системы  $J_{l(2)}$ , и выражения (6)-(7) могут быть по ним просуммированы

$$B(k_i, k_1, k_{\gamma_1}) = \frac{\hat{L}_1 \hat{L}'_1}{3} \hat{k}_i \hat{k}_1 \sum_{l'_1} (-1)^{\zeta_1} \delta_{L_1 L_1} \delta_{L'_1 L'_1} \frac{\hat{l}'_1 J_i J'_i}{\hat{S}_i^2} \left\{ \begin{matrix} j_i & l_1 & 1/2 \\ l'_1 & j'_1 & k_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L_i & l_1 & L_1 \\ L_i & l'_1 & L'_1 \\ k_i & k_1 & k_{\gamma_1} \end{matrix} \right\} \times \quad (9)$$

$$\times (l_1 0 l'_1 0 | k_1 0) \langle L_i, l_1 : L_1 \| \hat{O}^{(k')} \| 0 \rangle \langle L_i, l'_1 : L'_1 \| \hat{O}^{(k')} \| 0 \rangle^*$$

где  $\zeta_1 = k_{\gamma_1} + 1/2 + J'_i + L_1 + L'_1 + l'_1 + L_i$ ;

$$\tilde{B}(k_i, k_2, k_{\gamma_2}) = \frac{\hat{L}_2 \hat{L}'_2}{3} \hat{k}_i \hat{k}_{\gamma_2} \sum_{l'_2} (-1)^{\xi_2} \hat{l}'_2 \hat{l}'_2 \hat{L}_2 \hat{L}'_2 (l_2 0 l'_2 0 | k_2 0) \left\{ \begin{matrix} J_i & J'_i & k_i \\ L_i & L_i & 1/2 \end{matrix} \right\} \times \quad (10)$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} L_2 & L'_2 & k_2 \\ l'_2 & l'_2 & L_f \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L_i & L_2 & L_2 \\ L_i & L'_2 & L'_2 \\ k_i & k_{\gamma_2} & k_2 \end{matrix} \right\} \langle L_f, l_2 : L_2 \| \hat{O}^{(k')} \| L_i \rangle \langle L_f, l'_2 : L'_2 \| \hat{O}^{(k')} \| L_i \rangle^*$$

где  $\xi_2 = 1 + L_2 - J'_i + S_i + l_1 + l'_1 + 2S_f + L_f + L_i + k_i$ . Для дальнейшего анализа удобно представить угловое распределение второго фотоэлектрона в следующем виде:

$$W(\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2) = (\pi \alpha \omega)^2 \left( \sum_{\substack{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} \\ J_i J'_i L_2 L'_2}} \frac{\sqrt{4\pi} Y_{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2}}(\theta_2, \varphi_2)}{\hat{k}_2} h(J_i, J'_i) \tilde{B}^{(L_2, L'_2)}(0, k_{\gamma_2}, k_{\gamma_2}) \rho_{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2}}(L_2, L'_2) \right. \quad (11)$$

$$\left. + \sum_{\substack{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} \\ k_2 J_i J'_i L_2 L'_2}} \frac{\sqrt{4\pi} Y_{k_2 q_{\gamma_2}}(\theta_2, \varphi_2)}{\hat{k}_2} (20 k_{\gamma_2} q_{\gamma_2} | k_2 q_{\gamma_2}) A_{20}(J_i) h(J_i, J'_i) \tilde{B}^{(L_2, L'_2)}(2, k_2, k_{\gamma_2}) \rho_{k_{\gamma_2} q_{\gamma_2}}(L_2, L'_2) \right),$$

где выстроенность промежуточного иона  $A_{20}(J_i) = -\sqrt{2} B(2, 0, 2) / B(0, 0, 0)$  определяет поляризацию, приобретенную промежуточным ионом после первичной ионизации.

В выражениях (9)-(11) остались члены, зависящие от полного момента промежуточного состояния иона, поскольку мы пока не конкретизировали, насколько когерентно происходит заселение уровней его тонкой структуры. Выделим множитель

$$C(k_i) = \sum_{J_i J'_i} \hat{J}_i^2 \hat{J}'_i^2 \left\{ \begin{matrix} J_i & J'_i & k_i \\ L_i & L_i & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 \times \begin{bmatrix} h(1/2; 1/2) & h(1/2; 3/2) \\ h(3/2; 1/2) & h(3/2; 3/2) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

характеризующий степень этой когерентности. Элементы  $h(JJ') = N \frac{i\omega_{JJ'} + \Gamma_{JJ'}}{\omega_{JJ'}^2 + \Gamma_{JJ'}^2}$  зависят от величины тонкого расщепления ( $\omega_{JJ'}$ ), спектральной ширины импульса и ширины возбуждаемых состояний ( $\Gamma_{JJ'}$ ) [15]. Если подуровни тонкой структуры промежуточного иона перекрываются слабо, т.е. их суммарная ширина меньше чем расщепление, то их заселение происходит некогерентно и  $h(J_i; J'_i) = \delta_{J_i, J'_i}$ ; если уровни полностью перекрываются, то заселение происходит когерентно и  $h(J_i; J'_i) = 1$ . Полностью когерентный случай соответствует схеме LS-связи.

Таблица 1

Коэффициент	Общее выражение	Предельный случай	
		Некогерентный	Когерентный
$C(0)$	$\frac{2}{9} \left( h\left(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\right) + 2 h\left(\frac{3}{2}; \frac{3}{2}\right) \right)$	2/3	2/3
$C(1)$	$\frac{2}{9} \left( 2 h\left(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\right) + 5 h\left(\frac{3}{2}; \frac{3}{2}\right) - h\left(\frac{1}{2}; \frac{3}{2}\right) - h\left(\frac{3}{2}; \frac{1}{2}\right) \right)$	14/9	10/9
$C(2)$	$\frac{2}{3} \left( h\left(\frac{1}{2}; \frac{3}{2}\right) + h\left(\frac{3}{2}; \frac{1}{2}\right) + h\left(\frac{3}{2}; \frac{3}{2}\right) \right)$	2/3	2

На рис. 2 представлены результаты расчетов параметров асимметрии в дипольном приближении ( $\beta_2, \beta_4$ ) и с учетом первых недипольных поправок ( $\delta, \gamma_2, \gamma_4$ ). Результаты приведены для трех возможных термов конечного иона и различной степени когерентности заселения промежуточного состояния иона. Видно, что, начиная с энергии фотоэлектрона 100 эВ, недипольные параметры становятся сопоставимы по амплитуде с дипольным параметром  $\beta_4$ , а при энергиях 1 кэВ уже заметно превышают  $\beta_2, \beta_4$ .

Параметры  $\beta_2, \delta$  и  $\gamma_2$  выражаются комбинацией двух слагаемых; одно из них не зависит от выстроенности промежуточного иона, а другое - зависит; параметры  $\beta_4$  и  $\gamma_4$  прямо пропорциональны выстроенности промежуточного иона (8), (11). Выстроенность иона входит в формулу (11) в комбинации  $K(^{2S_f+1}L_f)A_{20}(3/2)C(2)/C(0)$ , где  $K(^1S)=1$ ,  $K(^1D)=1/10$ ,  $K(^3P)=-1/2$  [22]. Из таблицы 1 видно, что для полностью когерентного заселения промежуточного иона влияние выстроенности будет в 3 раза больше, чем для полностью некогерентного. Это наглядно демонстрирует рис. 2: амплитуды параметров  $\beta_4$  и  $\gamma_4$ , соответствующие случаю когерентного заселения (пунктирные линии), в три раза больше, чем для некогерентного заселения (сплошные линии). Параметры  $\beta_2$  и  $\delta$  слабо зависят от поляризации промежуточного иона и условий его заселения. Параметр  $\gamma_2$  является суммой, в которой для синглетных состояний конечного иона эффект выстроенности стремится уменьшить амплитуду, а для триплетного – увеличить; поэтому на левой панели ( $^1S$ ) случай

соответствующий когерентному заселению лежит ниже, чем соответствующий некогерентному, а на правой ( $^3P$ ) выше. Для  $^1D$  эффект имеет тоже знак что и для  $^1S$ , но в 10 раз слабее.

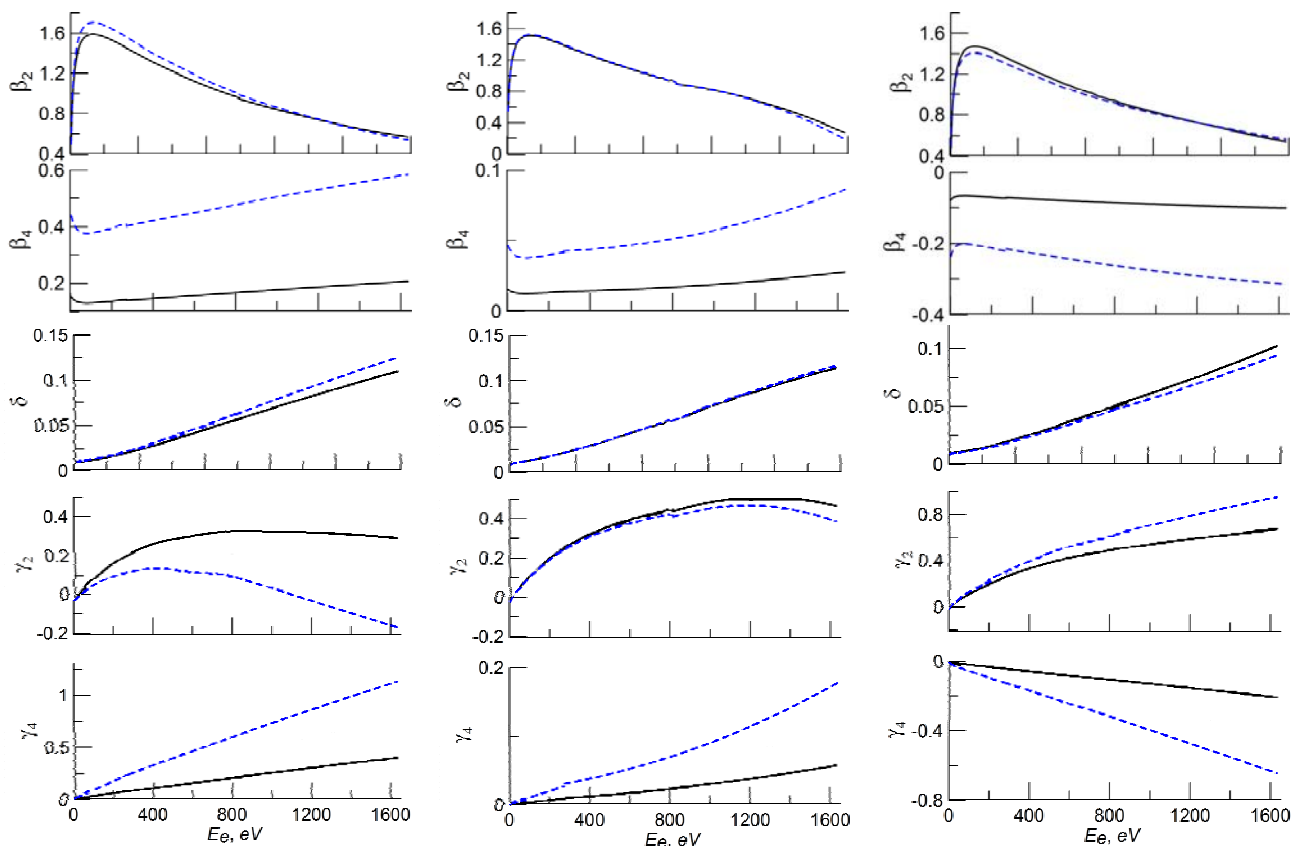


Рис. 2. Параметры асимметрии второго фотоэлектрона в дипольном приближении ( $\beta_2$  и  $\beta_4$ ) и с учетом первых недипольных поправок ( $\delta$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_4$ ) в зависимости от энергии фотоэлектрона при ПДДИ неона в различные состояния иона  $Ne^{++}$ . Черная сплошная линия соответствует некогерентной сумме по тонкой структуре промежуточного иона, серая пунктирная соответствует когерентной сумме (см. текст).

## Заклучение

В работе приводятся общие формулы для угловых распределений фотоэлектронов в последовательной двойной двухфотонной ионизации атомов, учитывающие поляризацию промежуточного иона и вклад первых недипольных поправок. Общие выражения упрощены для случая, когда расщеплением по полному моменту системы в континууме можно пренебречь. Проанализировано влияние когерентности промежуточного состояния системы на наблюдаемые величины. Приведены конкретные результаты расчетов дипольных и недипольных параметров асимметрии для ПДДИ неона. Предсказаны значительные величины недипольных параметров асимметрии.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-6509.2012.2, гранта №12-02-01123а Российского фонда фундаментальных исследований и с поддержкой фонда «Династия».

1. M. Braune et al. XXV Int. Conf. on Photonic Electronic and Atomic Collisions (Freiburg, Germany, 2007), Abstracts, p. Fr034 and private communications.
2. M. Kurka et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 42, 141002, 2009.  
M. Kurka et al. XI Int. Conf. on Multiphoton Processes (Heidelberg, Germany, 2008), Abstracts, p. Fr23.
3. H. Fukuzawa et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 43, 111001, 2010.
4. E.V. Gryzlova et al., *Phys. Rev. A*, 84, 063405, 2011.
5. A. Rouzée et al., *Phys. Rev. A*, 83, 031401(R) 2011.
6. V. Richardson et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 45, 085601, 2012.
7. M.G. Makris and P. Lambropoulos, *Phys. Rev A* 77, 023401, 2008.
8. L.A.A. Nikolopoulos and P. Lambropoulos, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 40, 1347, 2007.
9. I.A. Ivanov and A.S. Kheifets, *Phys. Rev. A*, 75, 033411, 2007.
10. M. Richter et al., *Phys. Rev. Lett.* 102 163002, 2009.
11. S. Fritzsche, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova and N.M. Kabachnik, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 41, 165601, 2008.
12. S. Fritzsche, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, N.M. Kabachnik, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 42, 145602, 2009.
13. A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, S.I. Strakhova, N.M. Kabachnik, S. Fritzsche *J. Phys.: Conference Series*, 194, 012004, 2009.
14. S. Fritzsche, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova and N.M. Kabachnik, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 44, 175602, 2011.
15. E.V. Gryzlova, A.N. Grum-Grzhimailo, N.M. Kabachnik, S. Fritzsche *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 43, 225602, 2010.
16. V.V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo and N. M. Kabachnik «Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions. A Practical Theory Course» New York, Kluwer Plenum 2000.
17. Hemmers et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 30, L727, 1997.
18. A. Derevianko, W. R. Johnson and K. T. Cheng *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 73, 153, 1999.
19. В. Б. Берестецкий, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский «Квантовая электродинамика», Москва, Наука, 1989.
20. М. О. Скалли, М. С. Зубайри «Квантовая оптика», Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2003.
21. C. Froese Fischer, T. Brage and P. Jönsson *Computational Atomic Structure: An MCHF Approach* (Bristol: Institute of Physics Publishing) 1997.
22. A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, M. Meyer *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* accepted, 2012.