

## Зависимость угловых распределений фотоэлектронов от величины сверхтонкого взаимодействия в водородоподобных мишенях в схеме накачка-зондирование

К. А. Гнедовская<sup>1,\*</sup>, М. М. Попова<sup>2,†</sup>, А. Н. Грум-Гржимайло<sup>2,‡</sup>, Е. В. Грызлова<sup>2,§</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 25.03.2026; подписана в печать 28.03.2026)

В статье рассматривается ионизация водородоподобной мишени в схеме накачка-зондирование. Анализируется поляризация мишени при накачке уровней с полным моментом электронной оболочки  $1/2$  и  $3/2$  полем линейной или круговой поляризации. Выполнен анализ насколько поляризация подготовленного (накачанного) состояния может деградировать за счет сверхтонкого взаимодействия. Эффект деполаризации проявляется в самых разнообразных процессах, в данной работе исследовано проявление деполаризации в угловых распределениях фотоэлектронов при последующей ионизации полем, также поляризованным линейно или циркулярно (со спиральностью, равной или противоположной накачивающему полю).

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb, 32.80.Qk, 32.90.+a

УДК: 539.1, 535.2.

Ключевые слова: двухфотонная ионизация, угловые распределения фотоэлектронов, матричные элементы переходов, амплитуда фотоионизации, поляризованное поле, схема накачки-зондирования, деполаризация, сверхтонкое взаимодействие, теория фотоионизации, газовая мишень.

### ВВЕДЕНИЕ

Когда атом возбуждается поляризованным электромагнитным полем, он также приобретает поляризацию — то есть неравномерное распределение заселенности по проекциям полного или орбитального момента электронной оболочки. Поляризация проявляется в самых разных физических явлениях, в частности, в последующей фотоионизации. Схемы, состоящие из возбуждения и ионизации, получили название схем накачка-зондирование [1–3] и плотно вошли в аппарат фотоэлектронной спектроскопии. Важной особенностью является то, что частота, поляризация, интенсивность накачивающего и зондирующего полей может меняться независимо.

Однако приобретенная поляризация может теряться за счет столкновений или если проекция момента электронной оболочки оказывается не сохраняющимся квантовым числом. Первый механизм деполаризации зависит от условий эксперимента и исключается уменьшением плотности мишени [4, 6, 7]. Второй механизм — фундаментальный, и возникает тогда, когда ядро рассматриваемого атома обладает спином и нельзя пренебречь сверхтонким взаимодействием момента электронной оболочки и спина ядра.

Эта работа направлена на то, чтобы в доступной форме показать, как работает механизм деполариза-

ции, вызванный сверхтонким взаимодействием, и какие предельные значения в этом случае приобретают заселенности подуровней с различным значением магнитного квантового числа. Продемонстрировано, как перераспределение заселенности проявляется в угловых распределениях фотоэлектронов.

### 1. ОБЩИЕ ВЫРАЖЕНИЯ

В данной работе мы развиваем анализ схемы, предложенной в [8]: атом водорода облучается первым «накачивающим» полем и переходит из основного состояния  $|1s : 1/2\rangle$  в первое возбужденное  $|2p : j_i\rangle$  (см. рис. 1, а). Поскольку ядро атома водорода обладает спином  $I = 1/2$ , проекция момента электронной оболочки не является сохраняющимся квантовым числом, сам момент прецессирует (см. рис. 1, б), и заселенности различных проекций момента оболочки перераспределяются. Далее подготовленная мишень ионизируется («зондируется») вторым полем. Наблюдаться будет угловое распределение фотоэлектронов, испущенных на второй ступени.

Если ядро рассматриваемого атома обладает спином  $I$ , а электронная оболочка обладает орбитальным моментом  $l$  и спином  $s$ , тогда система описывается полным моментом  $= l + s + I$ . В [8] было показано, что распределение по углам вероятности фотоэмиссии определяется как:

\* gnedovskaia.ka22@physics.msu.ru

† mm.popova@physics.msu.ru

‡ algrgr1492@yahoo.com

§ gryzlova@gmail.com

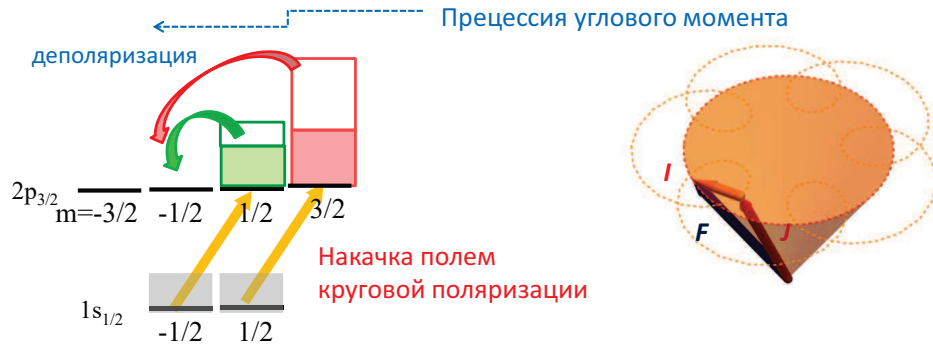


Рис. 1. а — Схематическое изображение накачки атома водорода полем круговой поляризации, настроенным в резонанс  $1p_{3/2}$ , и эффект деполяризации; б — прецессия полного момента электронной оболочки, вызванная наличием сверхтонкой структуры

$$\begin{aligned}
 W(\theta, \varphi) = & \frac{1}{4\pi} \frac{|d_{1s,2p}|^2}{3(2j_0 + 1)} \sum_{l'l'k} (-1)^{s-\lambda_2+l_i+l'+\lambda_1+j_0+f_0+I} \hat{l} \hat{l}' \hat{k}_i \hat{k}_\gamma \hat{j}_i^2 \hat{j}'_i^2 \hat{f}_i^2 \hat{f}'_i^2 (l_0, l'_0 | k_0) \times \\
 & \times (k_i 0, k_\gamma 0 | k_0) (1\lambda_1, 1 - \lambda_1 | k_i 0) (1\lambda_2, 1 - \lambda_2 | k_\gamma 0) \left(1 + \frac{\omega_{ff'}}{\Gamma^2}\right)^{-1} \left\{ \begin{matrix} j_i & j'_i & k_i \\ l'_i & l_i & s \end{matrix} \right\} \times \\
 & \times \left\{ \begin{matrix} f_i & f'_i & k_i \\ j'_i & j_i & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_i & f'_i & k_i \\ 1 & 1 & f_0 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f_i & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f'_i & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k_i & 1 & l \\ l_i & 1 & l' \\ k_i & k_\gamma & k \end{matrix} \right\} d_{\varepsilon l, n_i l_i} d_{\varepsilon' l', n_i l_i}^* P_k(\cos \theta). \quad (1)
 \end{aligned}$$

где  $P_k(\cos \theta)$  — полином Лежандра. Также введены стандартные обозначения для коэффициентов Клебша — Гордана,  $6j$ - и  $9j$ -символов Вигнера [9, 10] и использовано сокращенное обозначение нормировочного множителя  $\hat{a} = \sqrt{2a + 1}$ . Индекс «0» относится к основному состоянию  $|1s : 1/2\rangle$ , индекс «i» — к промежуточному  $|2p : j_i\rangle$ , моменты без индексов — к конечному  $|\varepsilon l : j\rangle$ . Был введен не зависящий от проекции приведенный матричный элемент между состояниями с определенным значением  $n, l$  или  $\varepsilon l$ :

$$d_{n_2 l_2, n_1 l_1} = \hat{l}_1 (l_1 0, 10 | l_2 0) I(n_1 l_1, n_2 l_2), \quad (2)$$

где  $I(n_1 l_1, n_2 l_2)$  — радиальный интеграл — интеграл от радиальных частей дипольного оператора и волновых функций [15]. В нашей задаче приведенный матричный элемент возбуждения  $d_{2p, 1s} \equiv I(2p, 1s)$ , радиальный интеграл для перехода в континуум является функцией энергии фотоэлектрона  $\varepsilon$  (индекс  $n \rightarrow \varepsilon$ ). Проекции  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определяются поляризацией накачивающего и зондирующего полей, соответственно. Фактор  $(1 + \omega_{f_i f'_i}^2 / \Gamma^2)^{-1}$  в выражении (1) учитывает, что в реальности импульсы обладают конечной длительностью и ненулевой спектральной шириной.

Степень когерентности заселения подуровней сверхтонкой структуры зависит от величины сверхтонкого расщепления данного уровня  $\omega_{ff'}$  и его ширины  $\Gamma$ , и для гауссовских импульсов фактор деполяризации был впервые представлен в таком виде в [11, 12]. Выражение (1) является обобщением полученного в [7, 13] для ненулевого момента электронной оболочки начального состояния.

Преобразуем выражение (1), явно выделив ориентацию ( $k = 1$ ) и выстроенность ( $k = 2$ ) [14] первого и второго фотона, соответственно:

$$\rho_{k_i 0}(E1, E1) = (-1)^{1-\lambda_1} (1\lambda_1, 1 - \lambda_1 | k_i 0) \quad (3)$$

$$\rho_{k_\gamma 0}(E1, E1) = (-1)^{1-\lambda_2} (1\lambda_2, 1 - \lambda_2 | k_\gamma 0). \quad (4)$$

В выражениях (3,4)  $E1$  обозначает электрический дипольный фотон. Для изначально неполяризованных мишеней при накачке возникают только те ранги поляризации, которыми обладает излучение, поэтому поляризация первого фотона  $\rho_{k_i 0}(E1, E1)$  и промежуточного состояния  $\rho_{k_i 0}(j_i, j_i)$  пропорциональны. Поляризация возбужденного состояния в момент поглощения второго фотона:

$$\begin{aligned}
 \rho_{k_i 0}(j_i, j_i) = & |D_{1s, 2p j_i}|^2 \sum_{f_i f'_i} (-1)^{f_0+f_i+f'_i+I+1+j_i} \hat{f}_i^2 \hat{f}'_i^2 \rho_{k_i 0}(E1, E1) \times \\
 & \times \left(1 + \frac{\omega_{f_i f'_i}^2}{\Gamma^2}\right)^{-1} \left\{ \begin{matrix} f_i & f'_i & k_i \\ j'_i & j_i & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_i & f'_i & k_i \\ 1 & 1 & f_0 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f_i & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f'_i & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Для краткости приведенный матричный элемент между состояниями с определенными значениями полного момента электронной оболочки  $j_0, j_i$  переобозначен как  $\langle 2p : j_i || D || 1s : 1/2 \rangle \equiv D_{1s,2p,j_i}$ . Этот матричный элемент выражается через мат-

ричный элемент между состояниями с определенным значением орбитального момента (2):  $D_{1s,2p,j_i} = (-1)^{j_0+j_i} \hat{j}_i d_{1s,2p}/\sqrt{3}$ . Таким образом получим:

$$W(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l'k} (-1)^{l'+l_i+1/2+j_i+k_i} \hat{l}' \hat{k}_i \hat{k}_\gamma \hat{j}_i^2 (l0, l'0 | k0)(k_i0, k_\gamma0 | k0) \times \times \rho_{k_i0}(j_i, j_i) \rho_{k_\gamma0}(E1, E1) \left\{ \begin{matrix} j_i & j_i' & k_i \\ l_i' & l_i & s \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k_i & 1 & l \\ l_i & 1 & l' \\ k_i & k_\gamma & k \end{matrix} \right\} d_{\varepsilon l, n_i l_i} d_{\varepsilon' l', n_i l_i}^* P_k(\cos \theta). \tag{6}$$

Стоит пояснить физическую причину неэквивалентности процесса возбуждения и зондирования: тонкая структура дискретного спектра, то есть расщепление за счет (1s) оператора намного более существенна, чем для состояния континуума. Поэтому при возбуждении приведенный матричный элемент берется между состояниями с определенным полным моментом электронной оболочки  $D_{1s,2p,j_i}$ , а при ионизации — между состояниями с определенным значением орбитального момента  $d_{\varepsilon l, n_i l_i}$ . Поскольку в дальнейшем мы планируем применять формулы (5, 6) к многоэлектронным мишеням, где

связь матричных элементов между состояниями с определенным полным моментом  $J$  и между состояниями с определенным орбитальным моментом  $L$  не так тривиальна, мы сочли целесообразным привести формулы в более универсальном виде.

Положив в (5)  $\omega_{f_i f_i'} = 0$  и выполнив аналитическое суммирование по  $f_i, f_i'$ , мы должны получить поляризацию промежуточного состояния в отсутствие сверхтонкой структуры. Таким образом можно ввести фактор деполяризации:

$$h_{k_i} = \sum_{f, f'} (-1)^{f_0+f_i+f_i'} \hat{f}^2 \hat{f}'^2 \left\{ \begin{matrix} f & f' & k_i \\ j_i & j_i & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f & f' & k_i \\ 1 & 1 & f_0 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f_i & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} f_0 & f_i' & 1 \\ j_i & j_0 & I \end{matrix} \right\} \left(1 + \frac{\omega_{f f'}^2}{\Gamma^2}\right)^{-1} \times \times (2j_0 + 1) (-1)^{I+k_i-j_0} \left\{ \begin{matrix} j_i & j_i' & k_i \\ 1 & 1 & j_0 \end{matrix} \right\}^{-1}, \tag{7}$$

который в отсутствие сверхтонкого взаимодействия обращается в единицу, а предельное минимальное значение зависит от ранга  $k_i$ , момента  $j_i$  и спина ядра  $I$ .

Используя выражение (5), можно определить поляризацию промежуточного состояния для любого отношения энергии сверхтонкого расщепления к ширине уровня  $a = \omega_{f f'}/\Gamma$ . При этом, для понимания физики процесса, полезно получить обратное преобразование, то есть выразить заселенность  $\mathcal{P}$  подуровня с конкретным значением момента и его проекции  $j_i, m_i$  через тензоры поляризации  $\rho_{k_i0}(J_i, J_i)$ . Для момента  $j_i = 1/2$ :

$$\mathcal{P}(1/2, \pm 1/2) = \frac{\rho_{00}}{\sqrt{2}} \pm \frac{\rho_{10}}{\sqrt{2}}, \tag{8}$$

для  $j_i = 3/2$ :

$$\mathcal{P}(3/2, \pm 3/2) = \frac{1}{10} (5\rho_{00} \pm 3\sqrt{5} \rho_{10} + 5\rho_{20}), \tag{9}$$

$$\mathcal{P}(3/2, \pm 1/2) = \frac{1}{10} (5\rho_{00} \pm \sqrt{5} \rho_{10} - 5\rho_{20}). \tag{10}$$

Для дальнейшего анализа полезно определить предельное значение заселенностей различных проекций и соответствующих ориентаций и выстроенностей в предположении, что сверхтонкое взаимодействие отсутствует. Начальное состояние неполяризовано, то есть проекции  $m_0 = \pm 1/2$  заселены равномерно. При накачке полем линейной поляризации заселяются только проекции  $\pm 1/2$ , также поровну:

$$\mathcal{P}(1/2, 1/2) = \frac{1}{4} (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} | 10 | \frac{1}{2}, \frac{1}{2})^2 |D_{1s,2p1/2}|^2 = \frac{1}{12} |D_{1s,2p1/2}|^2 \equiv \mathcal{P}(1/2, -1/2), \quad j_i = 1/2; \tag{11}$$

$$\mathcal{P}(3/2, 1/2) = \frac{1}{8} (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} | 10 | \frac{3}{2}, \frac{1}{2})^2 |D_{1s,2p1/2}|^2 = \frac{1}{12} |D_{1s,2p1/2}|^2. \tag{12}$$

При этом состояние с  $j_i = 1/2$  не может быть выстроено, а ориентация оказывается равна нулю:

$$\rho_{00} = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 00) \mathcal{P}(1/2) - (\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | 00) \mathcal{P}(-1/2) = \frac{1}{6\sqrt{2}} |D_{1s,2p1/2}|^2; \tag{13}$$

$$\rho_{10} = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 10) \mathcal{P}(1/2) - (\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | 10) \mathcal{P}(-1/2) = 0. \quad (14)$$

Для  $j_i = 3/2$  ориентация также равна нулю, но это состояние может быть выстроено:

$$\rho_{00} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 00) \mathcal{P}(3/2, 1/2) + (\frac{3}{2} - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} | 00) \mathcal{P}(3/2, -1/2) = \frac{1}{12} |D_{1s, 2p3/2}|^2; \quad (15)$$

$$\rho_{10} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 10) \mathcal{P}(3/2, 1/2) + (\frac{3}{2} - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} | 10) \mathcal{P}(3/2, -1/2) = 0; \quad (16)$$

$$\rho_{20} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 20) \mathcal{P}(3/2, 1/2) + (\frac{3}{2} - \frac{1}{2}, \frac{3}{2} | 20) \mathcal{P}(3/2, -1/2) = -\frac{1}{12} |D_{1s, 2p3/2}|^2. \quad (17)$$

Более того, при накачке линейно поляризованным полем выстроенность принимает предельное значение  $\rho_{20}/\rho_{00} = -1$ .

При накачке полем круговой поляризации в состоянии с  $j_i = 1/2$  заселяется только одна проекция:

$$\mathcal{P}(1/2) = \frac{1}{4} |(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 11 | \frac{1}{2})|^2 |D_{1s, 2p1/2}|^2 = \frac{1}{6} |D_{1s, 2p1/2}|^2; \quad (18)$$

$$\mathcal{P}(-1/2) = 0. \quad (19)$$

а для момента  $j_i = 3/2$  — две:

$$\mathcal{P}(1/2) = \frac{1}{8} |(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 11 | \frac{3}{2})|^2 |D_{1s, 2p3/2}|^2 = \frac{1}{24} |D_{1s, 2p3/2}|^2; \quad (20)$$

$$\mathcal{P}(3/2) = \frac{1}{8} |(\frac{1}{2}, 11 | \frac{3}{2})|^2 |D_{1s, 2p3/2}|^2 = \frac{1}{8} |D_{1s, 2p3/2}|^2; \quad (21)$$

$$\mathcal{P}(-1/2) = 0, \mathcal{P}(-3/2) = 0. \quad (22)$$

В этой ситуации состояние  $j_i = 1/2$  приобретает ориентацию:

$$\rho_{00} = (-1)^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 00) \mathcal{P}(1/2) = \frac{1}{6\sqrt{2}} |D_{1s, 2p1/2}|^2; \quad (23)$$

$$\rho_{10} = (-1)^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} (\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 10) \mathcal{P}(1/2) = \frac{1}{6\sqrt{2}} |D_{1s, 2p1/2}|^2, \quad (24)$$

при этом ориентация максимальна:  $\rho_{10}/\rho_{00} = 1$ . А для момента  $j_i = 3/2$  существует и ориентация, и выстроенность:

$$\rho_{00} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 00) \mathcal{P}(1/2) + (\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{3}{2} | 00) \mathcal{P}(3/2) = \frac{1}{12} |D_{1s, 2p3/2}|^2; \quad (25)$$

$$\rho_{10} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 10) \mathcal{P}(1/2) + (\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{3}{2} | 10) \mathcal{P}(3/2) = \frac{\sqrt{5}}{24} |D_{1s, 2p3/2}|^2; \quad (26)$$

$$\rho_{20} = -(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{2} | 20) \mathcal{P}(1/2) + (\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - \frac{3}{2} | 20) \mathcal{P}(3/2) = \frac{1}{24} |D_{1s, 2p3/2}|^2. \quad (27)$$

## 2. РАСЧЕТЫ И АНАЛИЗ

На рис. (2–5) представлены зависимости тензоров  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{10}$  и  $\rho_{20}$  от величины сверхтонкого расщепления, соответствующие распределения по проекции полного момента электронной оболочки и гистограммы заселенности для трех различных значений отношения сверхтонкого расщепления к ширине уровня

$a = \omega_{f_i f'_i} / \Gamma$   $a = 0, 1, \infty$ , то есть для ситуации, когда деполаризация отсутствует, когда  $\omega_{f_i f'_i} \approx \Gamma$  и при максимально возможной деполаризации. Мы поделили (5) на квадрат приведенного матричного элемента и не нормировали дополнительно, чтобы подчеркнуть, что суммарная заселенность, перешедшая в  $j_i = 1/2$  или  $j_i = 3/2$ , не зависит от поляризации накачивающего излучения, но зависит от момента (традиционная нормировка на  $\rho_{00}(j_i, j_i) = 1/\hat{j}_i$ ).

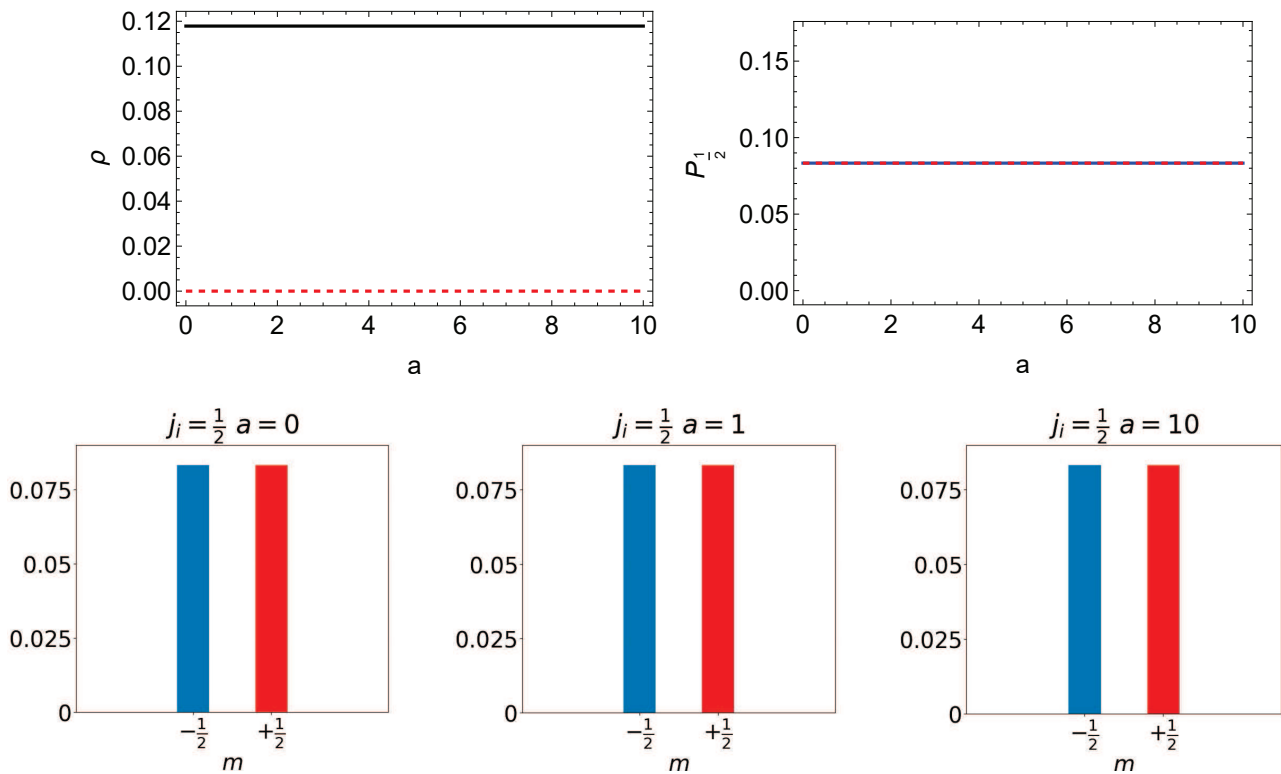


Рис. 2. Зависимость  $\rho_{00}$  (черная линия) и ориентации  $\rho_{10}$  (красная пунктирная линия) от относительного расстояния между подуровнями сверхтонкой структуры (слева); Относительная населенность проекций  $\pm 1/2$  — красная/синяя линии, соответственно (справа); нижний ряд представляет заселенности проекций для  $a = 0$ ,  $a = 1$  и  $a = \infty$ . Поле линейно поляризовано и накачивает уровень  $j_i = 1/2$

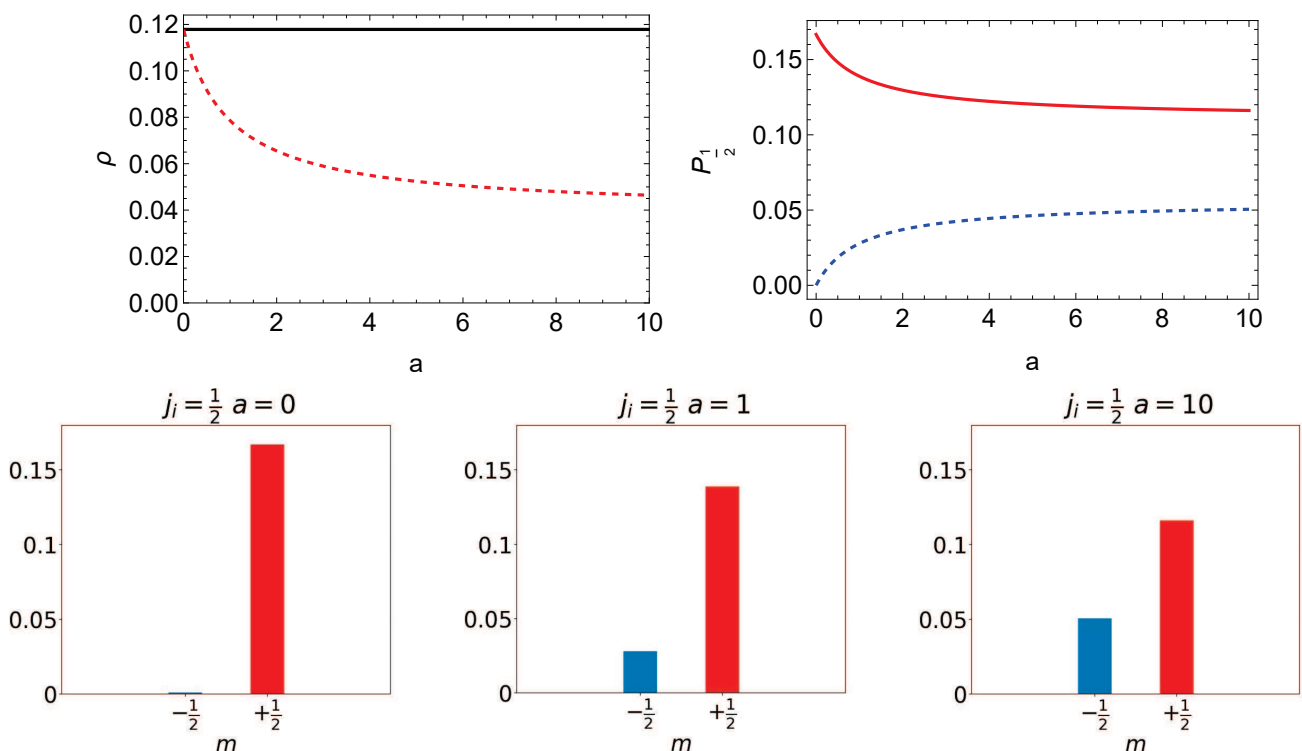


Рис. 3. Тоже, что на рис. 2, при накачке полем круговой поляризации

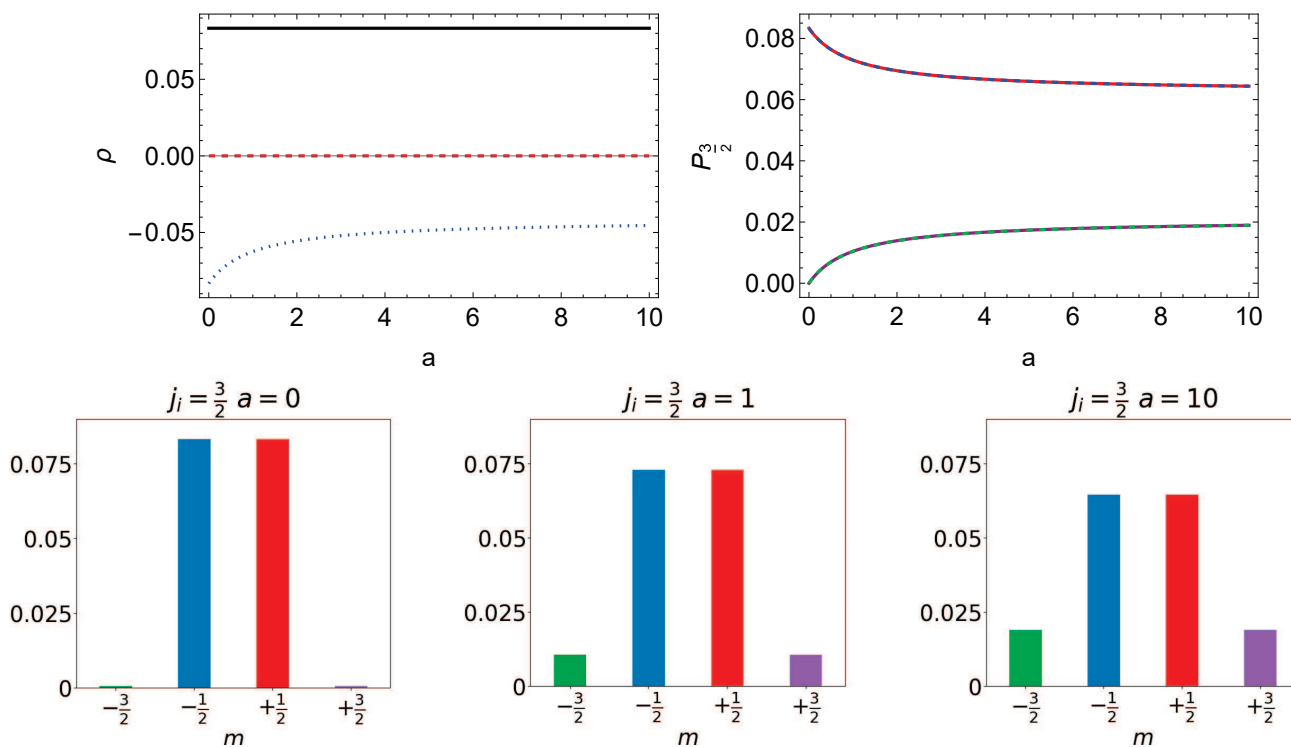


Рис. 4. Тоже, что на рис. 2, при накачке состояния  $j_i = 3/2$ . Синий пунктир показывает выстроенность состояния  $\rho_{20}$  (слева), сиреневая и зеленая линии для населенностей проекций  $\pm 3/2$ , соответственно (справа)

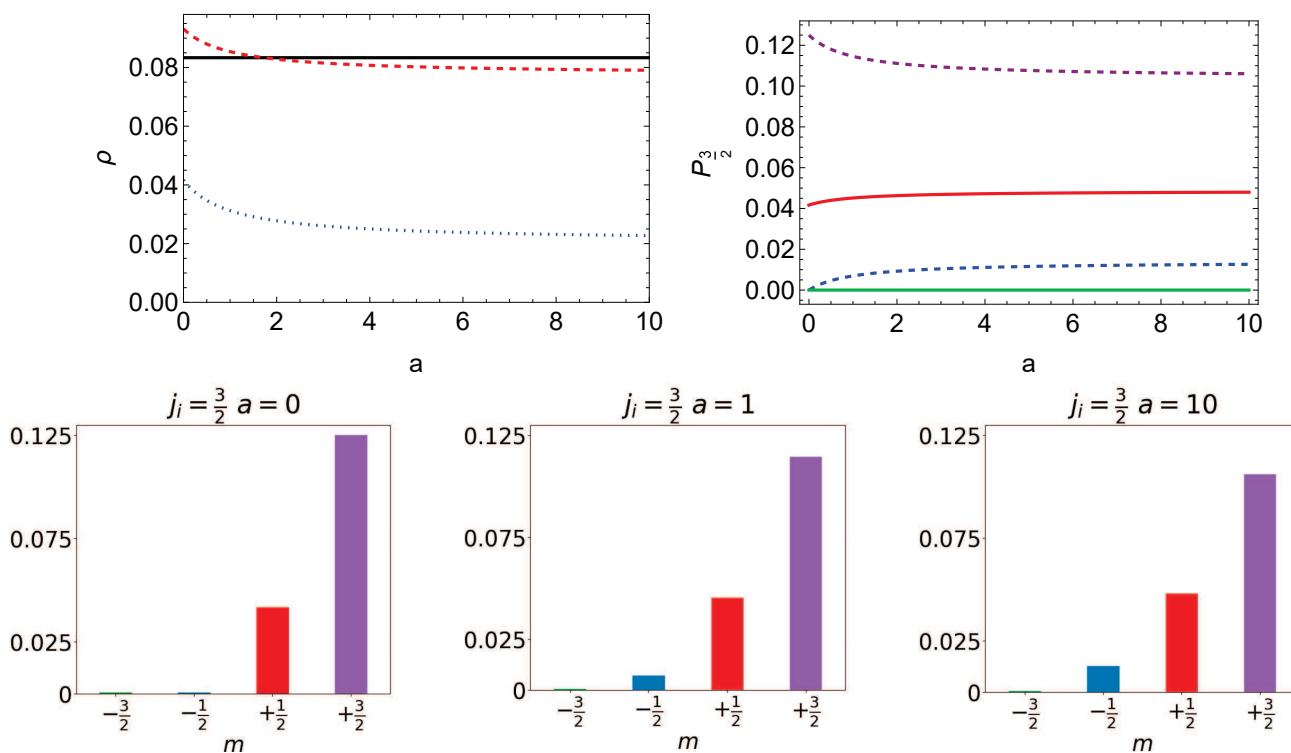


Рис. 5. Тоже, что на рис. 2, при накачке состояния  $j_i = 3/2$  полем круговой поляризации. Синий пунктир показывает выстроенность состояния  $\rho_{20}$  (слева), сиреневая и зеленая линии для населенностей проекций  $\pm 3/2$ , соответственно (справа)

Для  $j_i = 1/2$  при накачке линейно поляризованным полем проекции заселены равномерно и никакого перераспределения заселенности не происходит (рис. 2); при накачке круговым полем для  $a = 0$   $\rho_{10} = \rho_{00}$  (24), то есть ориентация максимальна, однако с ростом расстояния между уровнями она падает в три раза до значения  $\rho_{10} = 1/18\sqrt{2}$  (рис. 3), при котором заселенности перераспределяются как  $\mathcal{P}(1/2) = 1/9$  и  $\mathcal{P}(-1/2) = 1/18$ .

Для  $j_i = 3/2$  при накачке линейно поляризованным полем проекции  $\pm 1/2$  заселены равномерно и состояние выстроено (17), но не ориентировано ( $\rho_{10} = 0$ ), с увеличением сверхтонкого расщепления проекции  $\pm 3/2$  заселяются, что уменьшает выстроенность (рис. 4); в пределе выстроенность падает до  $\rho_{20}/\rho_{00} = -1/2$  и проекции заселены как  $\mathcal{P}(\pm 3/2) = 1/48$ ,  $\mathcal{P}(\pm 1/2) = 1/16$ . При накачке круговым полем при  $a = 0$  ориентация довольно велика —  $\rho_{10}/\rho_{00} = \sqrt{5}/2$  (26) — и уменьшается значительно медленнее, чем выстроенность (рис. 5), достигая в пределе значения  $\rho_{10}/\rho_{00} = 5\sqrt{5}/12$  и заселенно-

стей  $\mathcal{P}(3/2) = 5/48$ ,  $\mathcal{P}(1/2) = 7/144$ ,  $\mathcal{P}(-1/2) = 1/72$ ,  $\mathcal{P}(-3/2) = 0$ .

Вышеописанные эффекты возникают из-за перестройки возбужденного состояния. Чтобы пронаблюдать эту перестройку, необходимо состояние зондировать. Здесь мы рассматриваем ионизацию полем с энергией 4.55 эВ, которая соответствует утроенной гармонике Ti:Sap лазера. Радиальные интегралы дипольного перехода в состояние непрерывного спектра при данной энергии были получены из известного аналитического выражения для гипергеометрических функций [15]. Поляризация зондирующего поля выбрана линейной при накачке полем линейной поляризации и круговой при накачке полем круговой поляризации. Во втором случае рассматриваются поля одинаковой и противоположной спиральности. Такой выбор поляризаций неслучаен: в этих поляризационных геометриях угловое распределение фотоэлектронов обладает осевой симметрией и перпендикулярной этой оси плоскостью симметрии и зависит только от азимутального угла  $\theta$ .

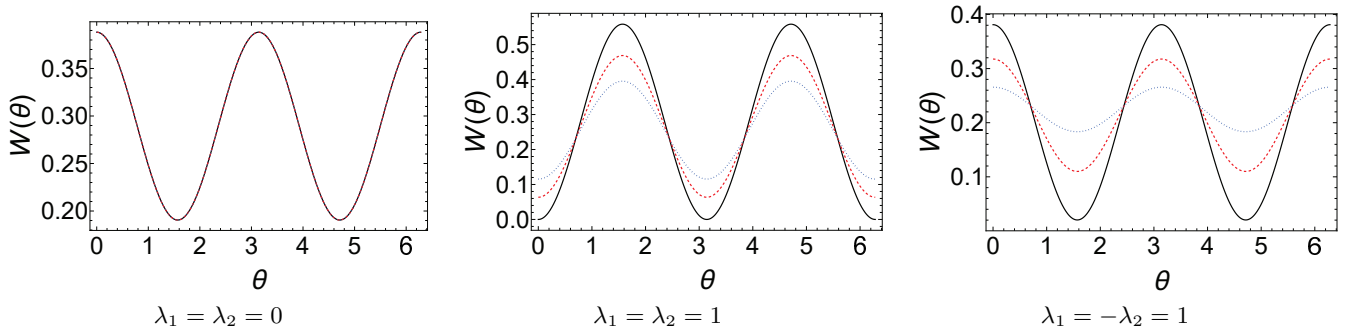


Рис. 6. Зависимость вероятности фотоэмиссии из состояния с моментом  $j_i = 1/2$  от угла  $\theta$  для трех значений постоянной сверхтонкой структуры  $a = 0, 1, \infty$  — черная сплошная, красная пунктирная, синяя точечная линия соответственно

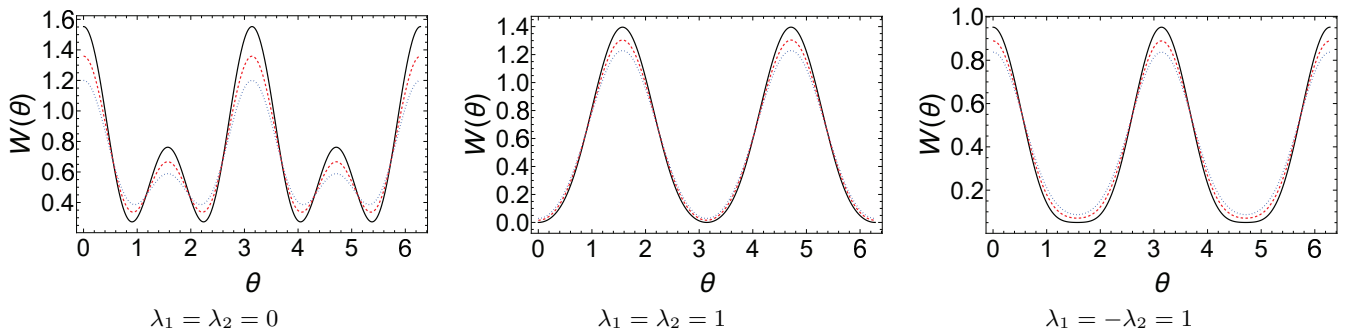


Рис. 7. Зависимость вероятности фотоэмиссии из состояния с моментом  $j_i = 3/2$  от угла  $\theta$  для трех значений постоянной сверхтонкой структуры  $a = 0, 1, \infty$  — черная сплошная, красная пунктирная, синяя точечная линия соответственно

На рисунках 6 и 7 представлена зависимость вероятности вылета фотоэлектрона от угла  $\theta$  для трех наборов поляризаций (линейная+линейная, правая+правая

и правая+левая) для накачки  $j_i = 1/2$  и  $j_i = 3/2$ , соответственно. Вероятность относительная, нормированная на 1. Расчеты выполнены для трех значений

постоянной сверхтонкой структуры  $a = 0, 1, \infty$ . При  $j_i = 1/2$  для полей круговой поляризации наблюдается существенное изменение вероятности эмиссии под углами  $\theta = 0, 90, 180, 270^\circ$  (рис. 6), особенно существенное для противоположных спиральностей (рис. 6с), где модуляция падает с 0.4 до 0.08.

Для  $j_i = 3/2$ , напротив, самое существенное изменение углового распределения наблюдается для полей, линейно поляризованных с одним направлением (см. рис. 6, а), а в двух других случаях угловое распределение практически не зависит от деполяризации.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье проведен анализ деполяризации, то есть изменения заселенности различных проекций момента электронной оболочки, вызванной сверхтонким взаимодействием для схемы накачка-зондирование. Анализ выполнен для водородоподобной мишени с накачкой нижнего возбужденного состояния полями круговой и линейной поляризации.

Показано, что для уровня  $j_i = 1/2$ , накаченного полем круговой поляризации, деполяризация, вызванная сверхтонким взаимодействием, в предельном случае уменьшает ориентацию в три раза. Для  $j_i = 3/2$  выстроенность, созданная линейным полем, может уменьшиться в два раза. Для  $j_i = 3/2$ , накаченного полем круговой поляризации, ориентация уменьшается незначительно (в 6/5 раз), а выстроенность падает в два раза.

Зондировать эффект перераспределения заселенности можно вторым ионизирующим излучением и наблюдать, например, изменение угловых распределений. Наш анализ показал, что для схемы с накачкой  $j_i = 1/2$  оптимальным будет использование полей противоположных спиральностей, а для  $j_i = 3/2$  — линейной поляризованных. В обоих случаях самая существенная перестройка углового распределения наблюдается вдоль оси симметрии и в плоскости, перпендикулярной ей.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

- [1] *Wuilleumier F.J., Meyer M.* // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. **39**. R425 (2006).
- [2] *Mitzner R., Sorokin A.A. et al.* // Phys. Rev. A. **80**. 025402 (2009).
- [3] *Radcliffe P., Duterer S. et al.* // Appl. Phys. Lett. **90**. 131108 (2007).
- [4] *Saquet N., Holland D. et al.* // Phys. Rev. A. **93**. 033419 (2016).
- [5] *Grum-Grzhimailo A.N., Fritzsche S., O'Keefe P., Meyer M.* // J. Phys. B. **38**. 2545 (2005).
- [6] *O'Keefe P., Gryzlova E.V. et al.* // Phys. Rev. Letters. **111**, N 24. 243002 (2013).
- [7] *Gryzlova E.V., O'Keefe P. et al.* // New J. Phys. **17**, 043054 (2015).
- [8] *Гнедовская К.А., Попова М.М., Грызлова Е.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. **80**, № 6. 9 (2025).
- [9] *Варшалович Д.А., Херсонский В.К., Орленко Е.В., Москалев А.Н.* // Квантовая теория углового момента и ее приложения. Т. 1. М.: Физматлит, 2017.
- [10] *Грызлова Е.В., Попова М.М., Сидоров С.В. и др.* // Теоретический практикум. Пособие по курсу Теоретическая субмолекулярная физика: алгебра углового момента в атомной и ядерной физике. М., 2024.
- [11] *Strand M.P., Hansen J., Chien R.-L., Berry R.* // Chem. Phys. Lett. **59**. 205 (1978).
- [12] *Chien R.-L., Mullins O.C., Berry R.S.* // Phys. Rev. A. **28**. 2078 (1983).
- [13] *Gryzlova E.V., Grum-Grzhimailo A.N.* // Effects of Hyperfine Interaction in Atomic Photoionization. Progress in Photon Science: Recent Advances (eds. K. Yamanouchi, S. Tunic, V. Makarov). **119**. 243. Springer Series in Chemical Physics, 2019.
- [14] *Balashov V.V., Grum-Grzhimailo A.N., Kabachnik N.M.* // Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions: A Practical Theory Course. Kluwer Academic/Plenum Publishers. NY, 2000.
- [15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Квантовая механика. Т. 5. Ч. 1. М., 1989.

## Dependence of photoelectron angular distributions on the magnitude of hyperfine interaction in hydrogen-like targets in a pump-probe scheme

**K. A. Gnedovskaya<sup>1</sup>, M. M. Popova<sup>2</sup>, A. N. Grum-Grzhimailo<sup>2</sup>, E. V. Gryzlova<sup>2a</sup>**

<sup>1</sup>Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>*gryzlova@gmail.com*

In the paper, we examine the ionization of a hydrogen-like target in a pump-probe scheme. We analyze the polarization of the target during pumping its levels with total angular momentum of the electron shell 1/2 and 3/2 by a linearly or circularly polarized field. We examine the extent to which the polarization of the prepared (pumped) state can

degrade due to hyperfine interactions. Depolarization itself is a phenomenon that manifests itself in a wide variety of processes. This work examines the manifestation of depolarization in the angular distributions of photoelectrons during subsequent ionization by a field also polarized linearly or circularly (with helicity equal or opposite to the pump field).

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb, 32.80.Qk, 32.90.+a

*Keywords:* two-photon ionization, photoelectrons angular distributions, transition matrix elements, photoionization amplitude, polarized field, pump-probe scheme, depolarization, hyper-fine interaction, photoionization theory, gas target.

*Received 25 March 2026.*

#### **Сведения об авторах**

1. Гнедовская Ксения Алексеевна: студент; e-mail: gnedovskaia.ka22@physics.msu.ru.
2. Попова Мария Михайловна: канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: mm.popova@physics.msu.ru.
3. Грызлова Елена Владимировна: доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: gryzlova@gmail.com
4. Грум-Гржимайло Алексей Николаевич: доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: algrgr1492@yahoo.com