

Влияние поляризации излучения на спектры и угловые распределения фотоэлектронов в RABBITT-интерферометрии.

Доклад науч.сотр. Поповой М.М., науч.сотр. Юдина С.Н.,
вед.науч.сотр. Грум-Гржимайло А.Н., ст.науч.сотр. Грызловой Е.В.

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ — 2025

27 марта 2025 г.

АТТОСЕКУНДНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПРИ УЧАСТИИ ДИСКРЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ

М. М. Попова ^{a,b*}, С. Н. Юдин ^b, Е. В. Грызлова ^b, М. Д. Киселев ^{a,b,c,d},
А. Н. Грум-Гржимайло ^{b,d}

^a Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет
119991, Москва, Россия

^b Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

^c Лаборатория моделирования квантовых процессов,
Тихоокеанский государственный университет
680035, Хабаровск, Россия

^d Университет ИТМО, Физический факультет
197101, Санкт-Петербург, Россия

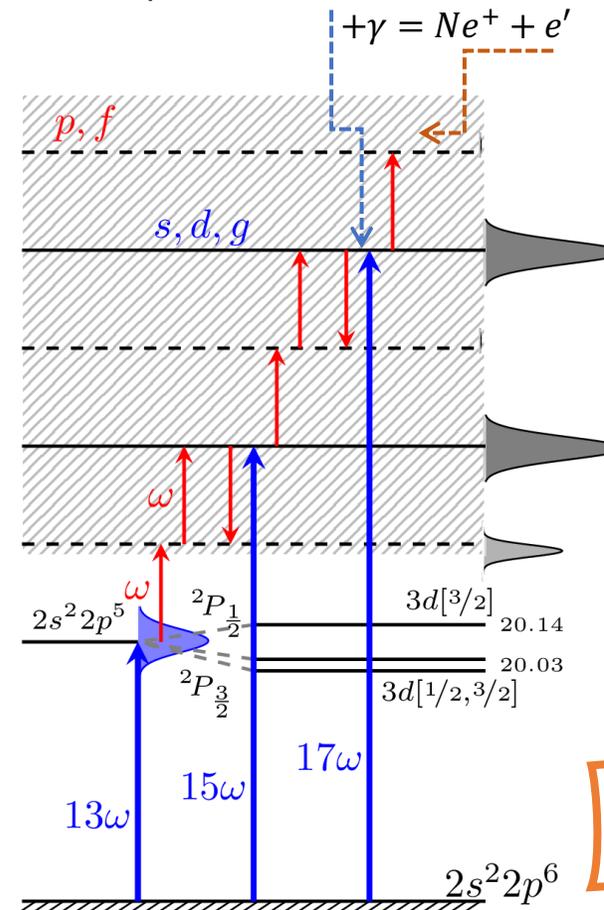
Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.,
после переработки 4 октября 2022 г.
Принята к публикации 20 октября 2022 г.

Теоретически рассматриваются особенности RABBITT (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two-photon Transitions) спектроскопии в условиях, когда существенную роль играют переходы через состояния дискретного спектра. Применяется два подхода: численное решение скоростных уравнений с дискретизацией континуума и теория возмущений в третьем порядке по амплитуде. Оба подхода используют матричные элементы переходов и амплитуды фотоионизации, полученные высокоточным методом R -матрицы. В рамках этих подходов получены фотоэлектронные спектры, амплитуда и фаза RABBITT-осцилляций, изучено влияние интенсивности затравочного оптического поля и отстройки от резонанса при возбуждении дискретных состояний.

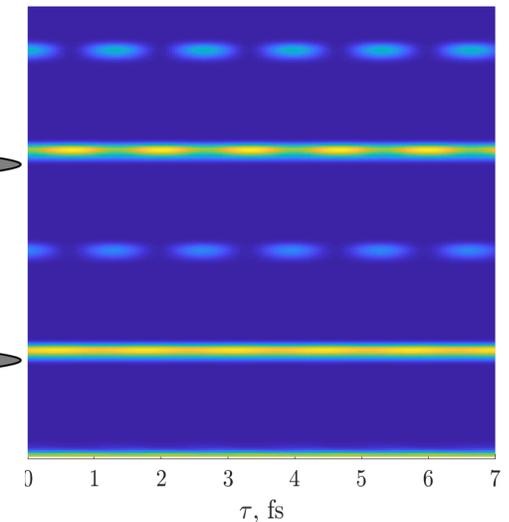
Линейно поляризованное поле:

$$E(t) = \sum_N \cos^2(t/\sigma_N) E_N \cos(\omega_N t + \phi_N) + E_{\text{ir}} \cos^2(t/\sigma_{\text{ir}}) \cos(\omega_{\text{ir}} t + \phi_{\text{ir}})$$

$$Ne + \gamma = Ne^+ + e'$$



798÷806нм	I, Вт/см ²	T, фс
ω_{IR}	$0.25 \div 4 \cdot 10^{12}$	20
ω_{XUV}	$4 \cdot 10^9$	10



$$SB(\tau) = a + b \cos(2\omega\tau - \phi)$$

Методы: TD PT, SRE
Спектроскопия: BSR, Mercuris

В прошлых сериях

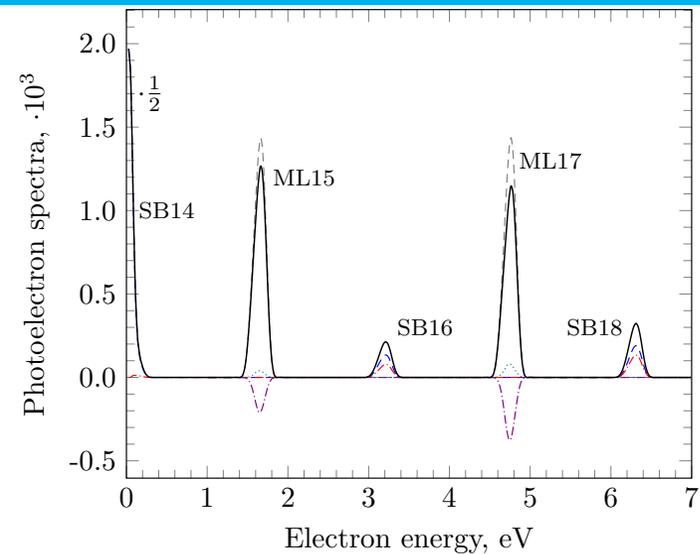
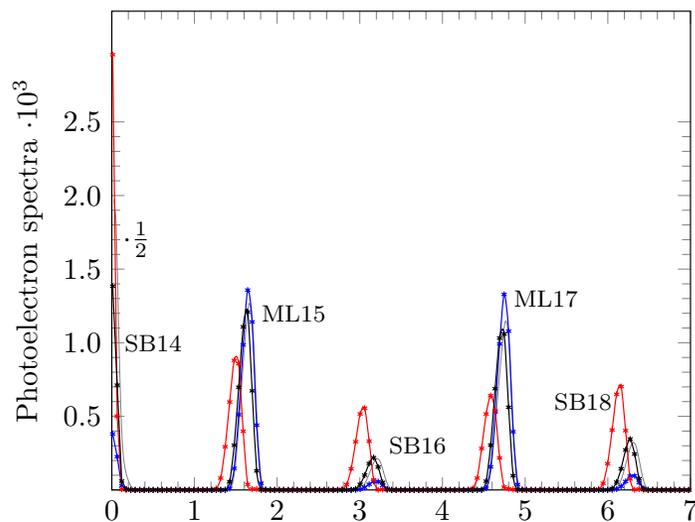
$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = (\hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_{\text{int}}(t)) \Psi(\mathbf{r}, t).$$

$$\hat{H}_{\text{at}} \varphi_{n,\varepsilon}(\mathbf{r}) = E_{n,\varepsilon} \varphi_{n,\varepsilon}(\mathbf{r}),$$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n a_n(t) \varphi_n(\mathbf{r}) e^{-iE_n t} + \int d\varepsilon a_\varepsilon(t) \varphi_\varepsilon(\mathbf{r}) e^{-iE_\varepsilon t}$$

$$\frac{da_f(t)}{dt} = -i \sum_i e^{i(\varepsilon_f - \varepsilon_i)t} \langle \varphi_f | \hat{H}_{\text{int}}(t) | \varphi_i \rangle a_i(t)$$

Решение системы скоростных уравнений



Переход к теории возмущений

$$a_f(t) = a_f^{(0)}(t) + a_f^{(1)}(t) + a_f^{(2)}(t) + \dots$$

$$a_f^{(0)}(t) = \delta_{fi}$$

$$\frac{da_f^{(1)}(t)}{dt} = -ie^{i(\varepsilon_f - \varepsilon_i)t} \langle \varphi_f | \hat{H}_{\text{int}}(t) | \varphi_i \rangle$$

$$\frac{da_f^{(2)}(t)}{dt} = -i \sum_n e^{i(\varepsilon_f - \varepsilon_n)t} \langle \varphi_k | \hat{H}_{\text{int}}(t) | \varphi_n \rangle a_n^{(1)}(t)$$

etc

Аттосекундная интерферометрия атома неона: угловые распределения фотоэлектронов

С. Н. Юдин,^{1,*} М. М. Попова,^{1,2} М. Д. Киселев,^{1,2,3}
С. М. Бурков,³ Е. В. Грызлова,¹ А. Н. Грум-Гржимайло¹

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

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Тихоокеанский государственный университет, Лаборатория моделирования квантовых процессов. Россия, 680035, Хабаровск, Тихоокеанская, д. 136

(Поступила в редакцию 10.02.2023; после доработки 02.03.2023; принята к публикации 07.03.2023)

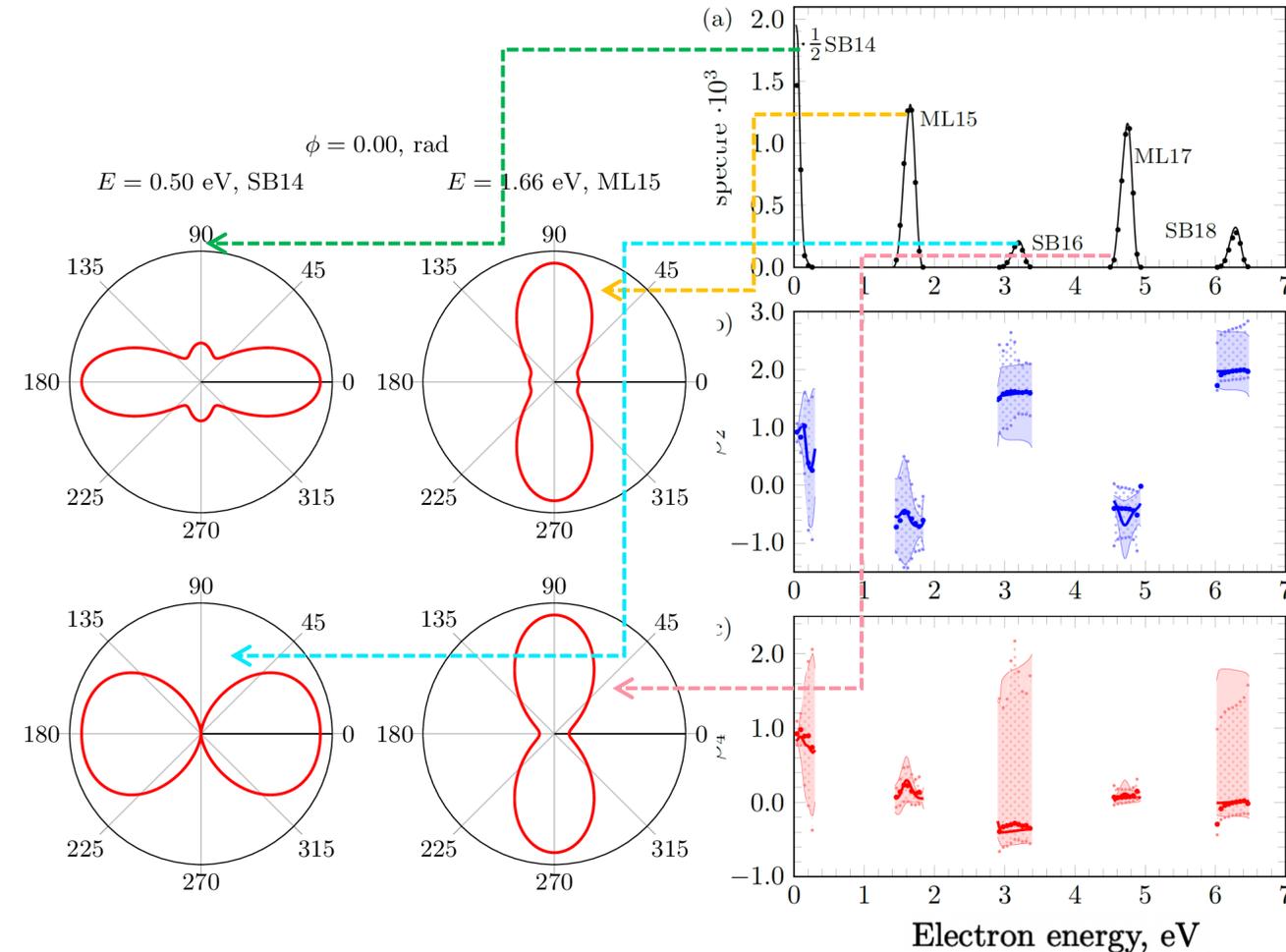
В работе представлены угловые распределения фотоэлектронов при ионизации атома неона полем нескольких кратных частот. Рассматриваемая схема принадлежит к классу RABBITT (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two-photon Transitions) спектроскопии, а частоты поля подобраны таким образом, что важную роль играют резонансные переходы через дискретные состояния. Проанализировано влияние фазы затравочного инфракрасного поля на угловые распределения фотоэмиссии. Показано существенное отличие параметров анизотропии припороговой линии, вызванное переходами через дискретные состояния. Выполнено сравнение двух методов: численного решения скоростных уравнений с дискретизацией континуума и теории возмущений третьего порядка.

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb, 32.80.Qk, 32.90.+a УДК: 539.1, 535.2.

Ключевые слова: аттосекундные пучки, RABBITT-спектроскопия, генерация гармоник, фазовый контроль, многофотонная ионизация, угловые распределения фотоэлектронов, матричные элементы переходов, амплитуда фотоионизации, R-матрица.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330401](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330401)

$$W(\varepsilon_f, \vartheta) = \frac{\sigma}{4\pi} (1 + \beta_2 P_2(\cos \theta) + \beta_4 P_4(\cos \theta))$$

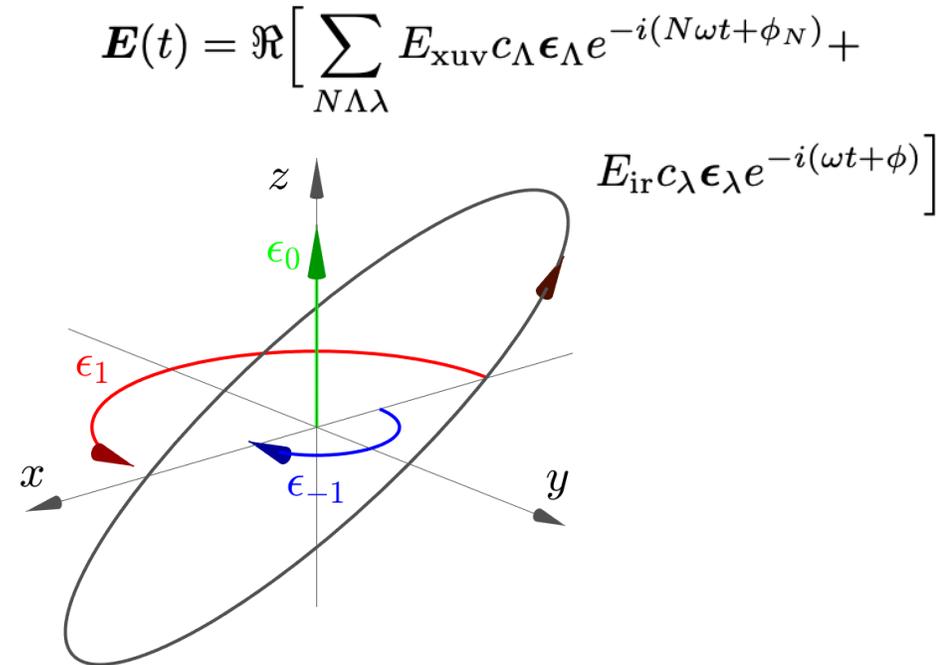


The Advantages of Polarization Control in RABBITT

- Уход от ионизации через возбужденные состояния → упрощение спектроскопии (BSR Jk → MCHF LS).
- Исследование влияния поляризации излучения на спектры RABBITT.

Рассматриваемые геометрии:

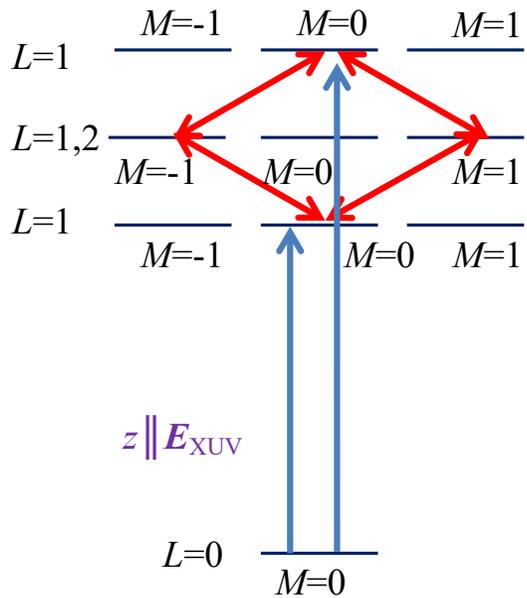
- Линейно поляризованные в перпендикулярных направлениях XUV и IR — $\uparrow\rightarrow$
- Линейно поляризованный XUV комб и циркулярно поляризованное IR поле — $\uparrow\circlearrowright$
- Линейно поляризованное IR поле и XUV комб круговой поляризации — $\circlearrowright\uparrow$
- И IR поля, и XUV комб круговой поляризации — $\circlearrowright\circlearrowright$



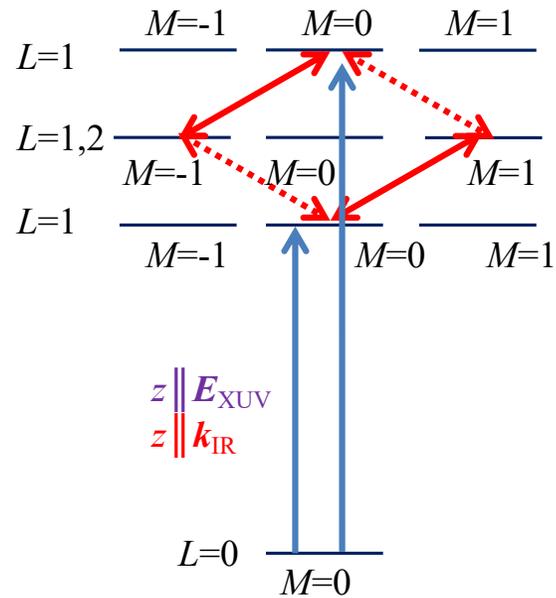
geometry system	$\uparrow\rightarrow$ $z \parallel \mathbf{E}_{\text{xuv}}$	$\uparrow\circlearrowright$ $z \parallel \mathbf{E}_{\text{xuv}}$	$\circlearrowright\uparrow$ $z \parallel \mathbf{k}_{\text{xuv}}$	$\circlearrowright\circlearrowright$ $z \parallel \mathbf{k}_{\text{xuv}}$
c_{xuv}	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 0, 1\}$	$\{0, 0, 1\}$
c_{ir}	$\{\frac{e^{i\gamma}}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{e^{-i\gamma}}{\sqrt{2}}\}$	$\{0, 0, 1\}$	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 0, 1\}$
He-like	$\epsilon d^{u,d}$	$\epsilon d^{u,d}$	$\epsilon d^{u,d}$	$\epsilon d^{u,d}, \epsilon s^d$
Noble gases	- $\epsilon p^1 P^{u,d}$ $\epsilon p^1 D^{u,d}$ $\epsilon f^1 D^{u,d}$	- $\epsilon p^1 P^{u,d}$ $\epsilon p^1 D^{u,d}$ $\epsilon f^1 D^{u,d}$	- $\epsilon p^1 P^{u,d}$ $\epsilon p^1 D^{u,d}$ $\epsilon f^1 D^{u,d}$	$\epsilon p^1 S^u$ $\epsilon p^1 P^u$ $\epsilon p^1 D^{u,d}$ $\epsilon f^1 D^{u,d}$

Возможные пути ионизации в LS-схеме связи

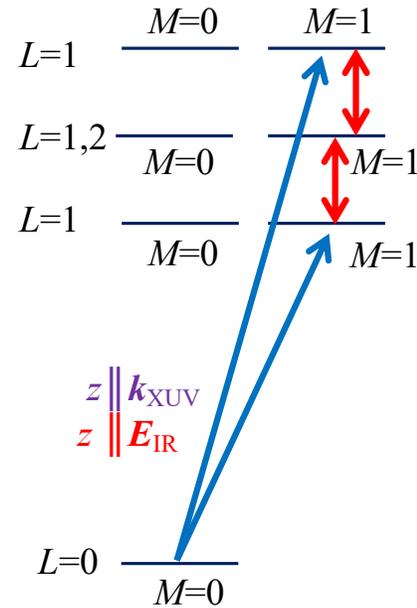
(a) *Linear XUV + perpendicular linear IR*



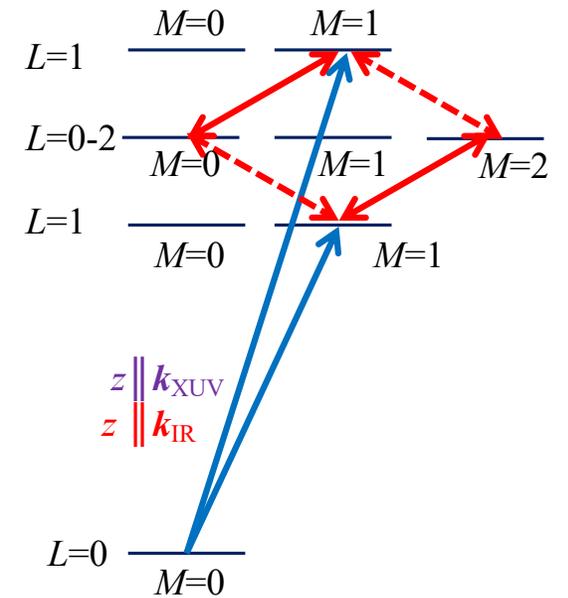
(b) *Linear XUV + right (left) IR*



(c) *Right XUV + linear IR*



(d) *Right XUV + right (left) IR*



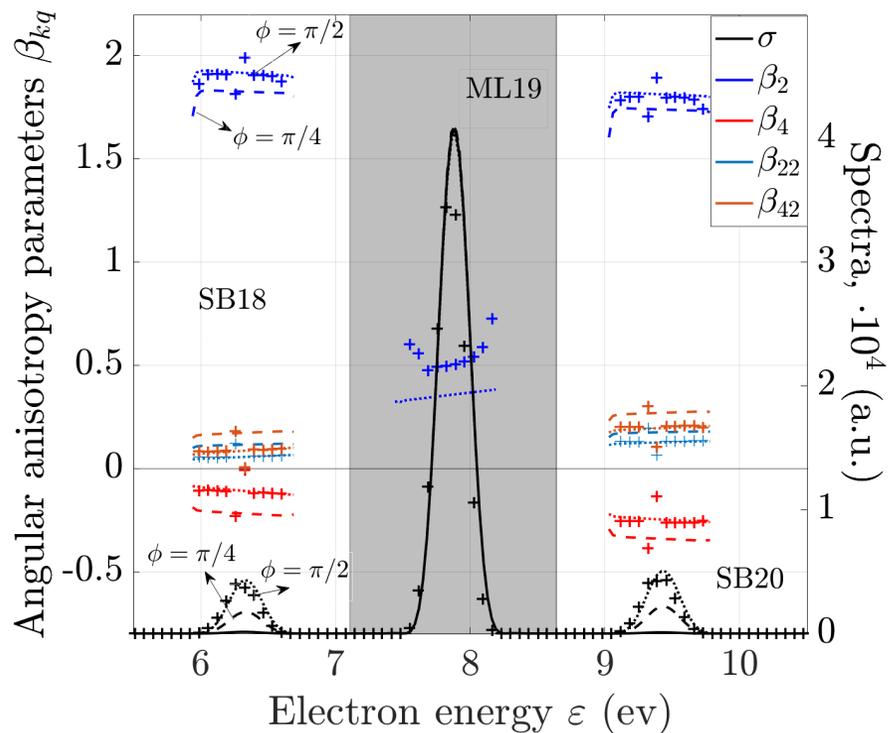
$$W(\varepsilon_f, t; \vartheta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\substack{kql'l'LL' \\ nn'\nu\nu'}} (-1)^{L_c+L+L'+k-M'} \hat{l} \hat{l}' \hat{L} \hat{L}'$$

$$(l0, l'0 | k0)(LM, L' - M' | kq) \begin{Bmatrix} l & L & L_c \\ L' & l' & k \end{Bmatrix}$$

$$\mathcal{U}_{(L_c l)LM}^{(n),\nu}(\varepsilon_f, t) \mathcal{U}_{(L_c l')L'M'}^{(n'),\nu'*}(\varepsilon_f, t) \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} Y_{kq}(\theta, \varphi), \quad ($$

U^n — амплитуда ионизации в SRE/TD PT, использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша — Гордона, 6j-символов Вигнера и сферических гармоник

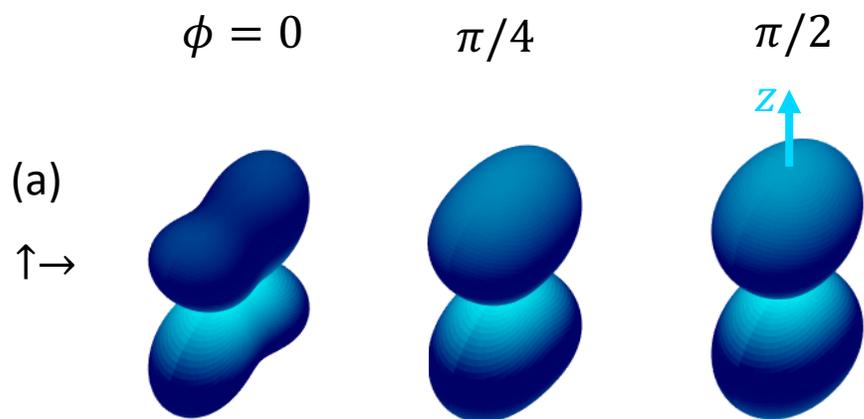
(a) Линейно поляризованные в перпендикулярных направлениях XUV и IR



$$W^{\uparrow\rightarrow}(\theta, \varphi) = \sum_{kLL'} \frac{(-1)^{L+L'+1}}{2} (B_k^{(dd)}[L, L'] + B_k^{(uu)}[L, L'] + B_k^{(ud)}[L, L'] + B_k^{(du)}[L, L']) \times \\ \times ((L1, L' - 1 | k0)P_k(\cos\theta) + (-1)^{L'}(L1, L'1 | k2) \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} (\eta Y_{k2}(\theta, \varphi) + \eta^* Y_{k-2}(\theta, \varphi))) \\ = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow}}{4\pi} \left(1 + \sum_{k=2,4} \beta_k^{\uparrow\rightarrow} P_k(\cos\theta) + \beta_{k2}^{\uparrow\rightarrow} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} (\eta Y_{k2}(\theta, \varphi) + \eta^* Y_{k-2}(\theta, \varphi)) \right);$$

$$B_k^{(\mu\mu')} [L, L'] = \frac{(-1)^{L_f+L+L'}}{12\pi} \sum_{l'} \hat{l}' (l0, l'0 | k0) \\ \left\{ \begin{matrix} L & L' & k \\ l' & l & L_f \end{matrix} \right\} D_{(L_c l) L}^{(2), \mu} D_{(L_c l) L}^{(2), \mu'*}$$

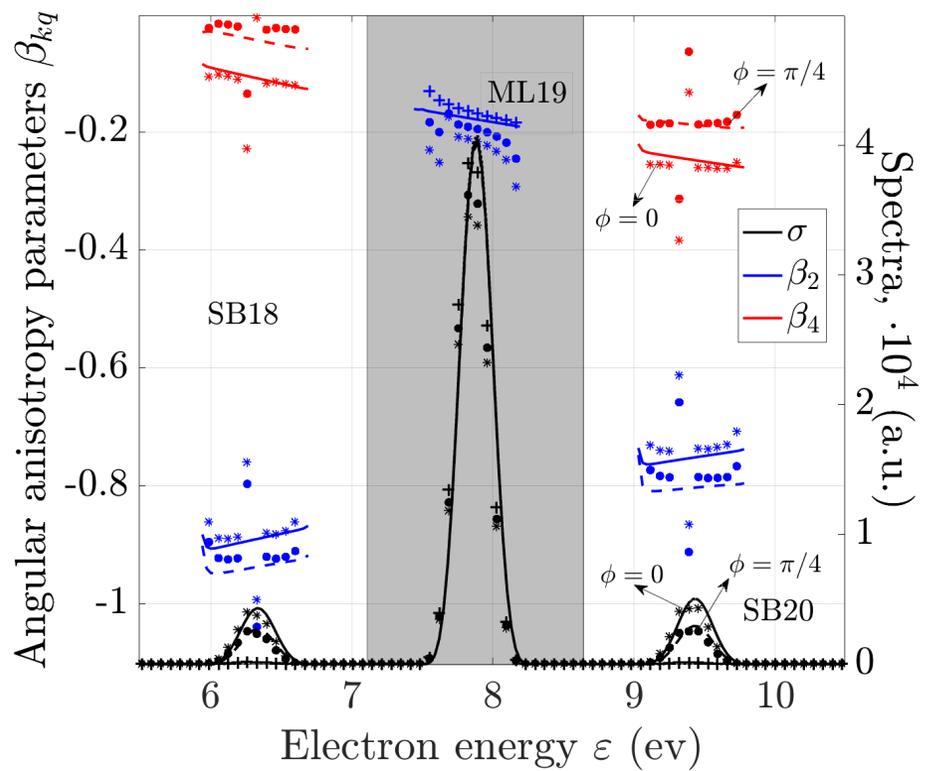
$D^{(2)}$ — приведенная амплитуда ионизации в SRE/TD PT, параметр B не зависит от геометрии испульса



Для этой геометрии фаза IR влияет как на общую вероятность испускания электрона при заданной энергии ($\sigma = \sigma(\phi)$), так и на параметры угловой анизотропии ($\beta = \beta(\phi)$); все параметры угловой анизотропии являются действительными; PAD наследует симметрии результирующего поля: имеются три ортогональные плоскости симметрии

(в) Линейно поляризованное IR поле и XUV комб круговой поляризации

Можно повторить все те же выводы, что и для схемы (а)



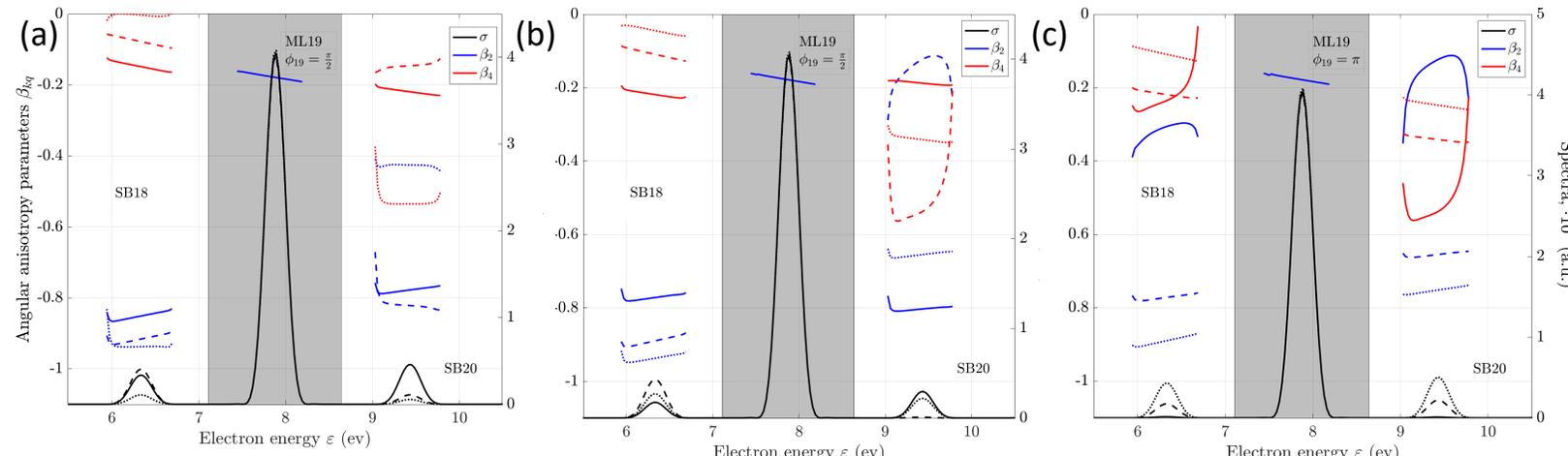
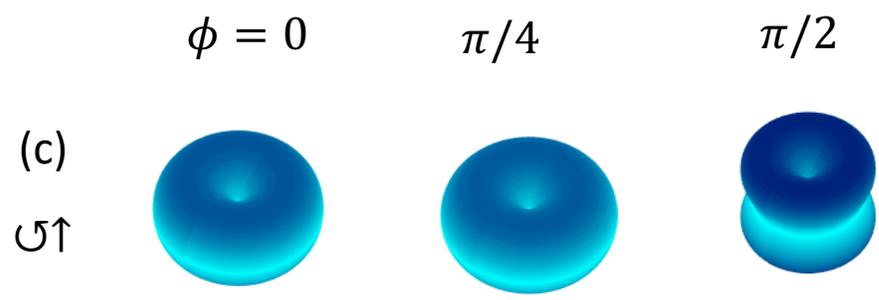
$$W^{\circ\uparrow}(\theta, \varphi) = \sum_{kLL'} (L1, L' - 1 | k0) \frac{-1}{2} (B_k^{(dd)}[L, L'] + B_k^{(uu)}[L, L'] + B_k^{(ud)}[L, L'] + B_k^{(du)}[L', L]) P_k(\cos \theta);$$

$$= \frac{\sigma^{\circ\uparrow}}{4\pi} \left(1 + \sum_{k=2,4} \beta_k^{\circ\uparrow} P_k(\cos \theta) \right)$$

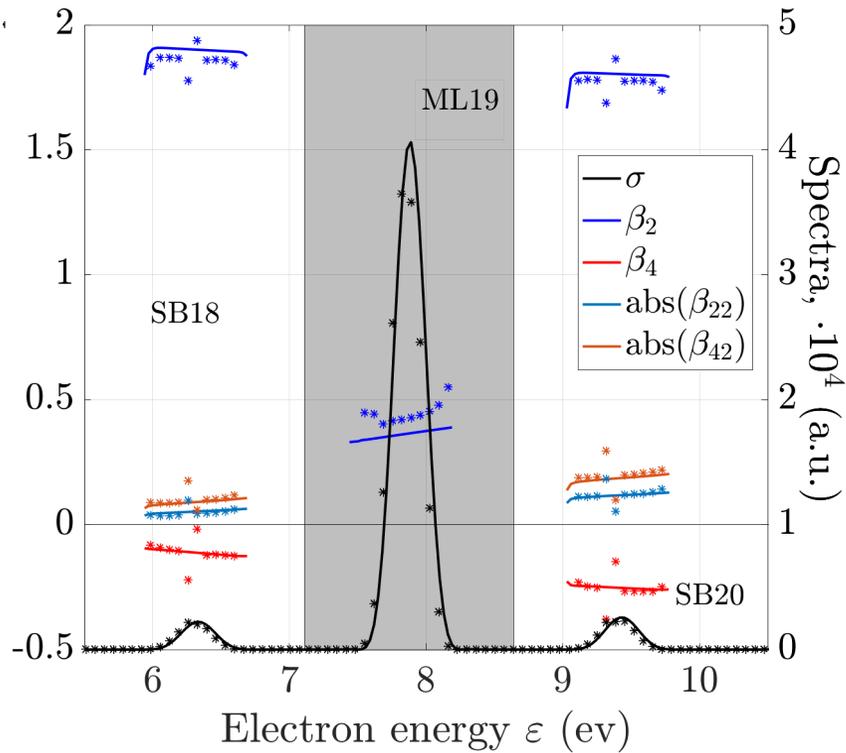
$$B_k^{(\mu\mu')} [L, L'] = \frac{(-1)^{L_f+L+L'}}{12\pi} \sum_{l'l'} \hat{l}'(l0, l'0 | k0)$$

$$\left\{ \begin{matrix} L & L' & k \\ l' & l & L_f \end{matrix} \right\} D_{(L_c l)L}^{(2), \mu} D_{(L_c l)L}^{(2), \mu' *}$$

$D^{(2)}$ — приведенная амплитуда ионизации в SRE/TD PT, параметр B не зависит от геометрии испульса



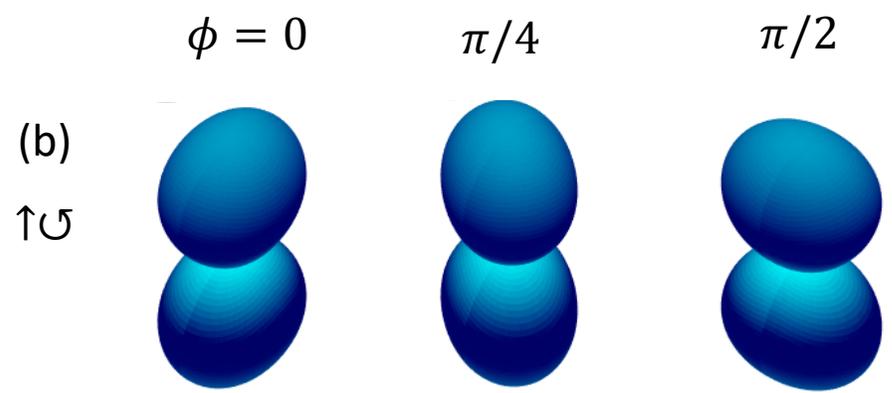
(б) Линейно поляризованный XUV комб и циркулярно поляризованное IR поле



$$W^{\uparrow\circ}(\theta, \varphi) = \sum_{kLL'} \frac{(-1)^{L+L'+1}}{2} (L1, L' - 1 | k0) (B_k^{(dd)}[L, L'] + B_k^{(uu)}[L, L']) P_k(\cos \theta) + (L1, L'1 | k2) \frac{(-1)^L}{2} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} (B_k^{(ud)}[L, L'] Y_{k2}(\theta, \varphi) + B_k^{(du)}[L', L] Y_{k-2}(\theta, \varphi)) = \frac{\sigma^{\uparrow\circ}}{4\pi} \left(1 + \sum_{k=2,4} \beta_k^{\uparrow\circ} P_k(\cos \theta) + \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} \left(\beta_{k2}^{\uparrow\circ} Y_{k2}(\theta, \varphi) + \beta_{k2}^{\uparrow\circ*} Y_{k-2}(\theta, \varphi) \right) \right);$$

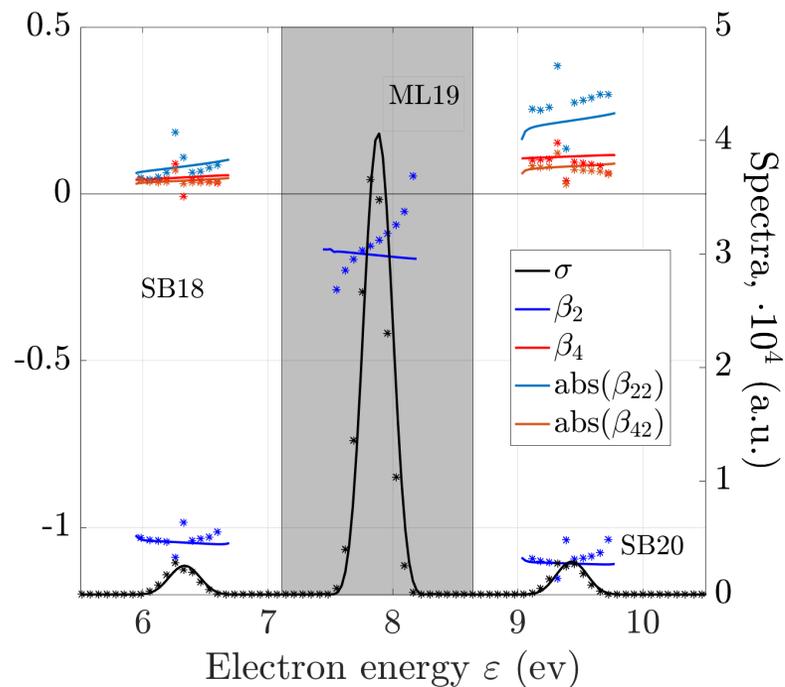
$$B_k^{(\mu\mu')} [L, L'] = \frac{(-1)^{L_f+L+L'}}{12\pi} \sum_{l'l'} \hat{l}l' (l0, l'0 | k0) \left\{ \begin{matrix} L & L' & k \\ l' & l & L_f \end{matrix} \right\} D_{(L_c l)L}^{(2),\mu} D_{(L_c l)L}^{(2),\mu'*}$$

$D^{(2)}$ — приведенная амплитуда ионизации в SRE/TD PT, параметр B не зависит от геометрии импульса



Для этой геометрии усредненная по фазе часть угловых распределений, которая содержит B_{dd} и B_{uu} , является аксиально-симметричной, в то время как интерференционный член содержит B_{ud} и B_{du} , которые зависят от азимутального угла φ ; в результате полный PAD обладает **единственной** плоскостью симметрии, ортогональной направлению распространения ИК-излучения. Ни усредненный по углу спектр, ни PAD не изменяются с изменением фазы ИК-излучения φ , за исключением вращения последнего вокруг оси z . Параметры угловой анизотропии $\beta_{2(4),2}$, вызванные интерференцией, являются комплексными.

(д) И IR поле, и XUV комб круговой поляризации



Можно повторить все те же выводы, что и для схемы (б)

$$W^{\circ\circ}(\theta, \varphi) = \sum_{kLL'} ((L0, L'0 | k0)(11, 1-1 | L0)(11, 1-1 | L'0)B_k^{(dd)}[L, L'] + (22, 2-2 | k0)B_k^{(uu)}[2, 2])P_k(\cos \theta) - (22, L'0 | k2)(11, 1-1 | L'0)\frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}}(B_k^{(ud)}[2, L']Y_{k2}(\theta, \varphi) + B_k^{(du)}[L', 2]Y_{k-2}(\theta, \varphi)) = \frac{\sigma^{\circ\circ}}{4\pi} \left(1 + \sum_{k=2,4} \beta_k^{\circ\circ} P_k(\cos \theta) + \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} (\beta_{k2}^{\circ\circ} Y_{k2}(\theta, \varphi) + \beta_{k2}^{\circ\circ*} Y_{k-2}(\theta, \varphi)) \right).$$

$$B_k^{(\mu\mu')}[L, L'] = \frac{(-1)^{L_f+L+L'}}{12\pi} \sum_{l'l'} \hat{l}l' (l0, l'0 | k0) \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ l' & l & L_f \end{Bmatrix} D_{(L_c l)L}^{(2),\mu} D_{(L_c l)L}^{(2),\mu'*}$$

$D^{(2)}$ — приведенная амплитуда ионизации в SRE/TD PT, параметр B не зависит от геометрии импульса

$\phi = 0$

$\pi/4$

$\pi/2$

(d)

⊗⊗



Только в этой схеме возможен циркулярный магнитный дихроизм, однако он несущественен в области гладкого континуума.

Ионизация s-оболочки

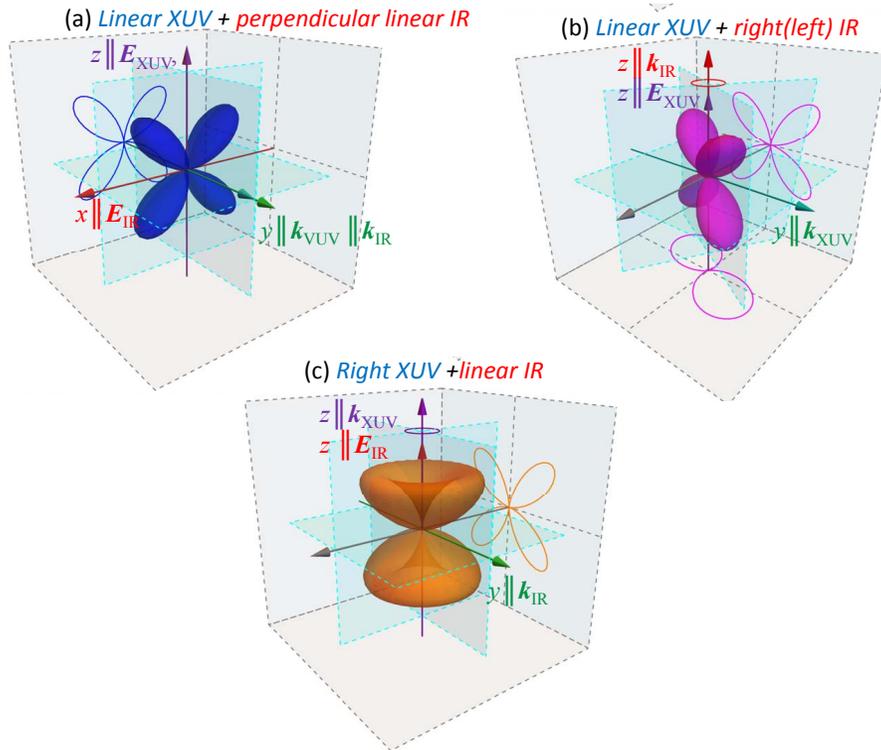
geometry system	$\uparrow \rightarrow$ $z \parallel \mathbf{E}_{\text{XUV}}$	$\uparrow \circ$ $z \parallel \mathbf{E}_{\text{XUV}}$	$\circ \uparrow$ $z \parallel \mathbf{k}_{\text{XUV}}$	$\circ \circ$ $z \parallel \mathbf{k}_{\text{XUV}}$
C_{XUV}	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 0, 1\}$	$\{0, 0, 1\}$
C_{IR}	$\{\frac{e^{i\gamma}}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{e^{-i\gamma}}{\sqrt{2}}\}$	$\{0, 0, 1\}$	$\{0, 1, 0\}$	$\{0, 0, 1\}$
He-like	$\varepsilon d^{u,d}$	$\varepsilon d^{u,d}$	$\varepsilon d^{u,d}$	$\varepsilon d^{u,d}, \varepsilon s^d$
Noble gases	$\varepsilon p^1 P^{u,d}$ $\varepsilon p^1 D^{u,d}$ $\varepsilon f^1 D^{u,d}$	$\varepsilon p^1 P^{u,d}$ $\varepsilon p^1 D^{u,d}$ $\varepsilon f^1 D^{u,d}$	$\varepsilon p^1 P^{u,d}$ $\varepsilon p^1 D^{u,d}$ $\varepsilon f^1 D^{u,d}$	$\varepsilon p^1 S^u$ $\varepsilon p^1 P^u$ $\varepsilon p^1 D^{u,d}$ $\varepsilon f^1 D^{u,d}$

$$W^{\uparrow \rightarrow}(\theta, \varphi) = \frac{1}{8\pi} (|D_{\varepsilon d}^u|^2 + |D_{\varepsilon d}^d|^2 + D_{\varepsilon d}^u D_{\varepsilon d}^{d*} + D_{\varepsilon d}^d D_{\varepsilon d}^{u*}) \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2(\varphi - \phi - \gamma)$$

$$W^{\uparrow \circ}(\theta, \varphi) = \frac{1}{16\pi} (|D_{\varepsilon d}^u|^2 + |D_{\varepsilon d}^d|^2 + e^{2i\varphi} D_{\varepsilon d}^u D_{\varepsilon d}^{d*} + e^{-2i\varphi} D_{\varepsilon d}^d D_{\varepsilon d}^{u*}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta.$$

$$W^{\circ \uparrow}(\theta, \varphi) = \frac{1}{16\pi} (|D_{\varepsilon d}^u|^2 + |D_{\varepsilon d}^d|^2 + D_{\varepsilon d}^u D_{\varepsilon d}^{d*} + D_{\varepsilon d}^d D_{\varepsilon d}^{u*}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta;$$

$$W^{\circ \circ}(\theta, \varphi) = \frac{1}{12\pi} \sum_{kl'l'} (l0, l'0 | k0)^2 (11, 1-1 | l0)(11, 1-1 | l'0) D_{\varepsilon l}^d D_{\varepsilon l'}^{d*} P_k(\cos \theta) + \frac{1}{32\pi} |D_{\varepsilon d}^u|^2 \sin^4 \theta - \frac{1}{12\pi} \sum_{kl'l'} (20, l'0 | k0)(22, l'0 | k2)(11, 1-1 | l'0) \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} (D_{\varepsilon d}^u D_{\varepsilon l'}^{d*} Y_{k2}(\theta, \varphi) + D_{\varepsilon d}^{d*} D_{\varepsilon l'}^d Y_{k-2}(\theta, \varphi))$$



Меньшее число каналов приводит к тому, что форма угловых распределений становится чисто аналитической для случаев (а), (в) и практически аналитической для случая (б).

PHYSICAL REVIEW A 111,003105 (2025)

17.10.1103/PhysRevA.00.003100

Advantages of polarization control in RABBITT

Maria M. Popova and Elena V. Gryzlova

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, [Lomonosov Moscow State University](#), 119991 Moscow, Russia
and A.V. Gaponov-Grekhov [Institute of Applied Physics](#), Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Sergei N. Yudin and Alexei N. Grum-Grzhimailo

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, [Lomonosov Moscow State University](#), 119991 Moscow, Russia

Спасибо за внимание!

