

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. Скобельцына. 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 полей 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)

ВВЕДЕНИЕ

Появление интенсивных источников ультракоротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) и рентгеновском диапазонах, основанных на методе генерации гармоник высокого порядка (ННГ) [1–3], позволило экспериментально изучать динамику малых квантовых систем на аттосекундных масштабах времени [4–8]. К методам, применяемым для изучения динамики электронов в атомах, молекулах и твердых телах, относится RABBITT-спектроскопия (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two-photon Transitions) [9].

Метод основан на облучении мишени комбинированным электромагнитным полем, состоящим из мощного инфракрасного (ИК) импульса и нескольких его гармоник высокого порядка в диапазоне вакуумного ультрафиолета. Поглощение высокоэнергетического фотона переводит электрон в состояние непрерывного спектра (см. рис. 1) — основную линию (ML), а последующее — возможное в кулоновском поле иона — поглощение или испускание инфракрасного фотона может перевести его в боковые линии (SB) [10]. Варьирование времени задержки ИК-импульса τ относительно ВУФ приводит

к появлению характерных осцилляций в фотоэлектронных спектрах и позволяет управлять результирующими характеристиками фотоэлектронов и получать информацию об относительных фазах амплитуд переходов [11].

Изначально и экспериментальные и теоретические исследования RABBITT-спектроскопии относились к интегральным по углу вылета электрона величинам [12–14]. Недавно были проведены измерения RABBITT с разделением по углу [15–20]. Соответствующие расчеты были проведены для атомов инертных газов [16, 21–24]. Особенного интереса заслуживают исследования RABBITT с разрешением по углу, проведенные в окрестности резонанса [25]. Общие закономерности могут быть эффективно прослежены с использованием аналитических методов [26–30].

В настоящей работе мы развиваем теоретическое исследование особенностей RABBITT-спектроскопии неона, начатое в [31], где были получены фотоэлектронные спектры, амплитуда и фаза RABBITT-осцилляций, изучено влияние интенсивности затравочного ИК-поля и отстройки от резонанса при возбуждении дискретных состояний. Аналогично [31] для получения угловых распределений фотоэлектронов мы используем два различных подхода: решение скоростных уравнений и теорию возмущений. Результаты обоих подходов анализируются и сравниваются между собой. Матричные элементы переходов между различными состо-

* E-mail: yudinsn@gmail.com

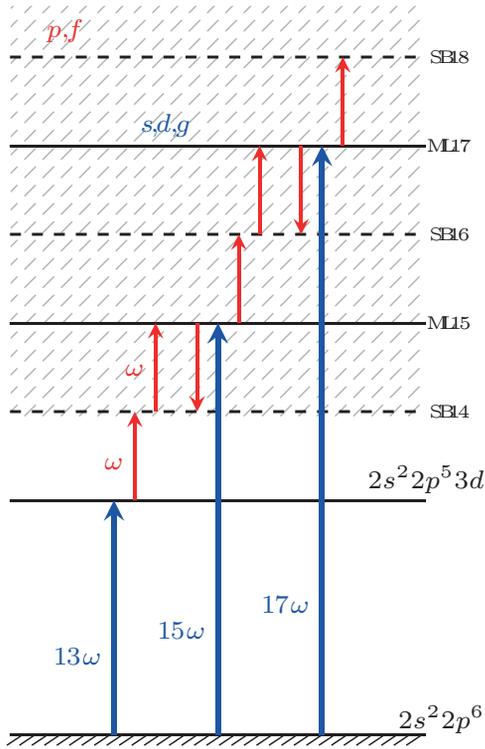


Рис. 1. Схема многочастотной ионизации Ne при длине волны ИК-излучения $\lambda = 800$ нм и 13, 15 и 17 его гармоники как ВУФ

яниями дискретного спектра и состояниями дискретного спектра и континуума были получены методом стационарной R-матрицы [32]; для описания переходов между различными состояниями континуума использовался метод устранения расходимости [33, 34] с использованием одноэлектронных волновых функций, полученных с помощью [35].

Везде, где не отмечено иное, используется атомная система единиц.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПРИМЕНЯЕМЫХ МЕТОДОВ

Детальное описание применяемых методов, то есть численного решения системы скоростных уравнений (PCY) и нестационарной теории возмущений (ТВ), а также описание спектроскопической модели, изложено в [31]. Здесь мы приводим только базисные положения методов.

Волновая функция системы $\Psi(\mathbf{r}, t)$, подвергающейся воздействию электромагнитного поля с векторным потенциалом $A(t)$, которое в экспериментах RABBITT представляет собой сумму ИК-

импульса и нескольких его гармоник N -го порядка в ВУФ-диапазоне, разлагается по собственным функциям $\phi_n(\mathbf{r})$ невозмущенного (атомного) гамильтониана \hat{H}_{at} . Получающаяся система дифференциальных уравнений первого порядка для коэффициентов разложения $a(t)$, определяющих эволюцию заселенности атомных состояний,

$$\frac{da_f(t)}{dt} = -i \sum_i e^{i(\varepsilon_f - \varepsilon_i)t} \frac{1}{c} \langle \phi_f | A(t) \mathbf{p} | \phi_i \rangle a_i(t) \quad (1)$$

решается в методе PCY численно посредством оригинальной программы [37] с условием, что во время начала действия электромагнитного поля система находилась в основном состоянии; здесь индексы i и f в коэффициентах разложения обозначают все квантовые числа, определяющие состояние, ε — энергия состояния, \mathbf{p} — оператор импульса. Для описания состояний непрерывного спектра применялся метод дискретизации континуума.

При переходе к нестационарной ТВ коэффициенты $a_f(t)$ в уравнении (1) раскладываются в ряд:

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

где $a_f^{(0)}(t) = \delta_{fi}$ — решение в отсутствии возмущения.

В теории возмущений первый порядок $a_f^{(1)}(t)$ описывает однофотонные переходы из основного состояния в возбужденные дискретные состояния и в континуум в область основных линий ML, происходящие за счет поглощения ВУФ-фотона ω_n , второй порядок $a_f^{(2)}(t)$ — переходы из возбужденных состояний и из основных линий в боковые SB, вызванные поглощением или испусканием инфракрасного фотона ω_{ir} , а третий порядок $a_f^{(3)}(t)$ и его интерференция с $a_f^{(1)}(t)$ — переходы с поглощением и(или) испусканием двух инфракрасных фотонов.

Основное качественное отличие PCY и ТВ состоит в том, что второй метод не учитывает эффекты сильного поля, такие как штарковский сдвиг и многофотонное поглощение. Кроме того, в теории возмущений отсутствует уменьшение заселенности состояний, вызванное последующими переходами, то есть не сохраняется полная заселенность.

Как правило, в экспериментах RABBITT и ИК-, и ВУФ-компоненты линейно поляризованы. Угловое распределение фотоэлектронов после окончания импульса для линейно поляризованных полей в используемом нами представлении jK -связи, необходимом для описания фотоэлектронных спектров вблизи порога, определяется выражением [38]:

$$W(\varepsilon, \theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{JJ'KK'l'l'} (-1)^{J_f - \frac{1}{2}} \hat{K} \hat{K}' \hat{J} \hat{J}' \hat{l} \hat{l}' (l_0, l'_0 | k_0) (J_0, J'_0 | k_0) \begin{Bmatrix} k & l & l' \\ J_f & K' & K \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k & J & J' \\ \frac{1}{2} & K' & K \end{Bmatrix} \times \\ \times a_f a_f^* i^{l'-l} \exp(i(\sigma_l + \delta_l - \sigma_{l'} - \delta_{l'})) P_k(\cos \theta), \quad (3)$$

где $P_k(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра k -го порядка, угол θ отсчитывается от направления вектора поля-

ризации; конструкция в фигурных скобках — это $6j$ -символ Вигнера; δ_l и σ_l — кулоновская фаза и фаза рассеяния парциального канала l ; l и l' — орбитальные моменты электрона, J_f — полный момент остаточного иона, K и K' — сумма моментов иона и электрона. Подчеркнем, что угловое распределение (3) аксиально симметрично относительно вектора поляризации.

Это распределение можно представить в хорошо известной форме:

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

являющейся определением параметров угловой анизотропии β_2 и β_4 ; $\sigma(\varepsilon)$ — вероятность фотоэмиссии электрона с энергией ε .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мы используем линейно поляризованное вдоль оси квантования электромагнитное поле с напряженностью в форме:

$$E(t) = \sum_N \cos^2(t/\sigma_N) E_N \cos(\omega_N t + \phi_N) + E_{\text{ir}} \cos^2(t/\sigma_{\text{ir}}) \cos(\omega_{\text{ir}} t + \phi_{\text{ir}}). \quad (5)$$

Полупериод косинуса использовался как огибающая, так как он обладает необходимыми условиями гладкости поля и его первой производной в начале и конце импульса и интегрируется аналитически в отличие от поля с гауссовой огибающей.

В настоящей работе используются типичные, реализуемые на установках ННГ значения параметров электромагнитного излучения: 800 нм ИК-импульс с напряженностью в максимуме $E_{\text{ir}} = 25.7 \times 10^6$ В/см ($5 \cdot 10^{-3}$ а.е.) и шириной (длительностью) на половине амплитуды напряженности $\sigma_{\text{ir}} = 20\sqrt{2}$ фс и ВУФ-импульс, содержащий гармоники кратностью $N = 11, 13, 15, 17, 19$ с длительностью, меньшей в два раза, и напряженностью, меньшей в 50 раз. Отметим, что ширина гауссова импульса с таким же поведением в максимуме составляет 20 фс. При такой ширине в импульс укладывается порядка 30 оптических циклов. Для импульсов, содержащих большое число оптических циклов, изменение задержки импульса эквивалентно изменению фазы ИК-поля $\phi_{\text{ir}} = \omega_{\text{ir}}\tau$ относительно ВУФ. При такой длине волны 13-я гармоника оказывается близка к резонансному возбуждению $2p^5(2P_{1/2})3d[3/2]_1$ состояний.

Следуя описанным в разд. 1 методам, мы получили коэффициенты разложения a_f после окончания импульса и параметры анизотропии $\beta_{2,4}$, которые представлены на рис. 2, б, в. Точками показаны результаты, полученные методом РСУ, сдвинутые для удобства сравнения на 0.05 эВ вправо по энергии фотоэлектрона, чтобы нивелировать эффект штарковского сдвига (см. [31]), а сплошные

линии — ТВ. Ярким цветом отмечены усредненные по фазе инфракрасного поля величины, а бледным — их возможные максимальные и минимальные значения. Черным цветом изображен усредненный спектр фотоэлектронов (рис. 2, а). Параметры угловой анизотропии испытывают периодические изменения, так как коэффициенты при каждом полиноме Лежандра в (3) осциллируют на удвоенной частоте ИК-поля. Однако безразмерные параметры в (4) не являются гармоническими функциями. Поскольку параметры угловой анизотропии представляют собой отношение некоторой величины к сечению, при энергиях, для которых вероятность испускания электрона находится на границе машинной точности, параметры анизотропии испытывают резкие скачки, не имеющие физического смысла, и поэтому не приведены.

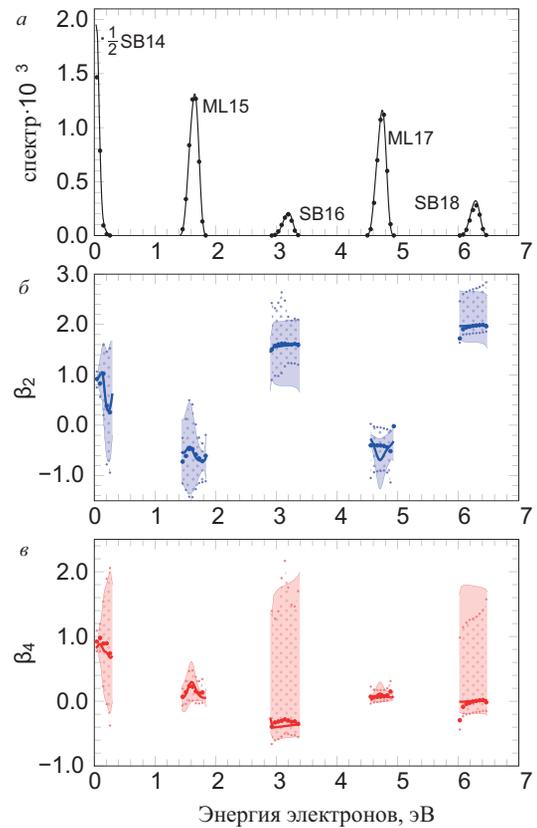


Рис. 2. Усредненные по фазе инфракрасного поля спектр (а), параметры угловой анизотропии фотоэлектронов β_2 (б) и β_4 (в), полученные методом РСУ (точки) и по теории возмущений (линии); тонкие линии и светлые точки, ограничивающие заштрихованные области на панелях (б) и (в), отмечают область изменения параметров в соответствующем методе

Переходы в основные линии происходят с поглощением или испусканием нечетного числа фотонов, и четность таких состояний противоположна четности основного, а для переходов в боковые линии необходимо четное число фотонов. При ионизации валентной оболочки неона ($2p$) — рассматриваемой нами мишени — это приводит к четным орбитальным угловым моментам в МЛ (s, d, g), и нечет-

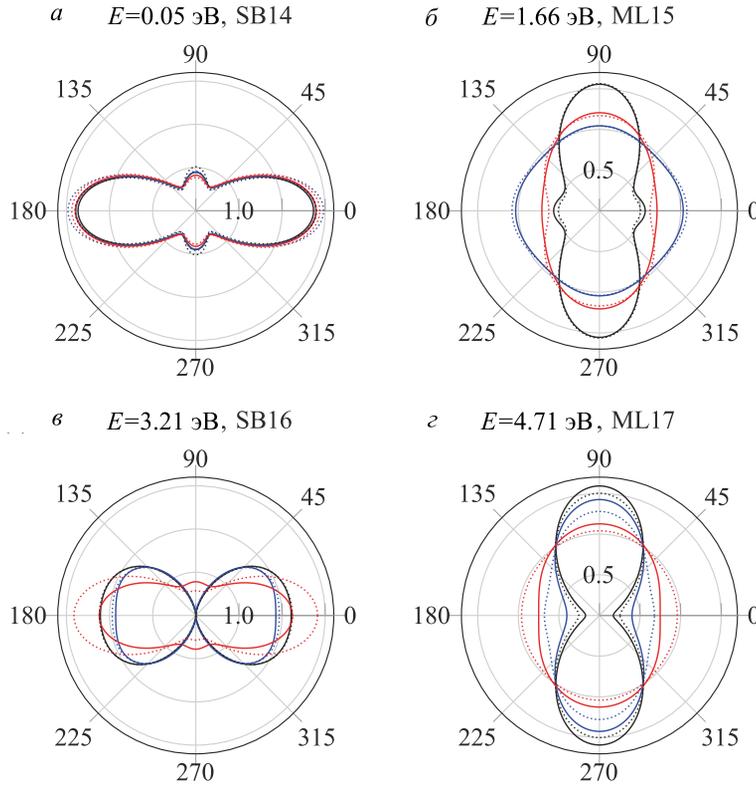


Рис. 3. Сечение углового распределения фотоэлектронов плоскостью, проходящей через ось симметрии, для трех фаз инфракрасного поля $\phi_{\text{ик}} = 0$ — черная линия, $\phi_{\text{ик}} = \pi/4$ — синяя, $\phi_{\text{ик}} = \pi/2$ — красная; сплошные линии показывают результаты ТВ, пунктирные — РСУ. Угловые распределения являются безразмерными величинами, масштаб для SB (*a* и *c*) и для ML (*b* и *d*) отличается в два раза

ным — в SB (p, f) (см. рис. 1), что объясняет различие в величинах $\beta_{2,4}$ основных и боковых линий.

Стоит также отметить, что для основных линий и SB14 сечение всегда ненулевое, а для боковых линий SB16,18 существует фаза инфракрасного поля, при которой оно стремится к нулю. Этим объясняется наблюдаемое при некоторых энергиях расхождение двух подходов при определении максимального значения $\beta_{2,4}$ в SB16,18 при совпадающей усредненной величине.

Параметр β_2 при энергиях фотоэлектронов, соответствующих ML, может сильно отличаться от того, что наблюдается при обычной однофотонной ионизации [39]; это говорит о большом вкладе в формирование анизотропии амплитуд третьего порядка по ТВ, не дающих заметного вклада в интегральное сечение. Параметр β_4 в ML возникает исключительно за счет наличия амплитуд третьего порядка с полным моментом $J = 3$.

На рис. 3 изображена форма углового распределения фотоэлектронной эмиссии при фиксированной энергии фотоэлектрона, соответствующей максимумам вероятности в SB14, ML15, SB16 и ML17 для трех фаз затравочного поля. Видно, что угловые распределения в SB14 и ML15 линиях слабо отличаются в различных подходах. Отличие в SB16 и ML17 более существенное. Это отличие объясняется тем, что хотя максимальные и минимальные значения параметров угловой анизотропии в РСУ

и ТВ совпадают, они достигаются при слегка различных фазах ИК-поля. В условиях реального эксперимента, когда происходит естественное усреднение по некоторому интервалу фазы ИК-поля и энергии фотоэлектрона, угловые распределения совпадут. Самое существенное различие угловых распределений, наблюдаемое для SB16 при $\phi_{\text{ир}} = \pi/2$ (красные линии рис. 3, *c*), объясняется тем, что вероятность фотоэмиссии при этих параметрах практически нулевая.

Особо подчеркнем, что SB14 образуется при участии переходов через дискретные состояния конфигурации $2p^53d$, возбуждаемые при поглощении $2p$ -электроном фотона 13-й гармоники, что приводит к существенному отличию этой части спектра от более высокоэнергетической области. Предсказываемая РСУ и ТВ вариация в зависимости от $\phi_{\text{ир}}$ параметров угловой анизотропии в SB14 лучше согласуются между собой, чем вариация интегральных спектров в этой области [31]. Слабая зависимость угловых распределений от фазы в SB14 (рис. 3, *a*) говорит о доминировании одного из путей перехода в этой области, а именно резонансного перехода через $2p^53d$ дискретные состояния с поглощением $13\omega_{\text{ир}}$ и последующей ионизацией $\omega_{\text{ир}}$ в состоянии с $l = 3$. Необычная зависимость ML15 от фазы (рис. 3, *b*) вызвана, в свою очередь, доминированием переходов из $l = 3$ с поглощением $\omega_{\text{ир}}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты расчетов угловых распределений фотоэлектронов при эмиссии из атома неона в поле нескольких гармоник, кратных затравочной инфракрасной. Показано и объяснено различие формы угловых распределений для основных и боковых линий. Проанализировано влияние переходов через состояния дискретного спектра.

Угловые распределения несут более детальную информацию о соотношениях фаз гармоник, чем интегральные спектры, так как в них заметен вклад каналов с более высокими моментами. Например, для эмиссии из валентной $2p$ -оболочки атома неона это каналы непрерывного спектра с орбитальным моментом $l = 4$ (g -волны).

Показано, что в то время как решение системы скоростных уравнений и теория возмущений дают одинаковые результаты для интегральной по углу вероятности уже для нижних не смежных с порогом линий (начиная с SB16, см. [31]), согласие в угловых распределениях несколько хуже. Это объясняется тем, что обсуждаемые угловые рас-

пределения являются по сути трижды дифференциальными: по углу вылета и энергии фотоэлектрона, и по фазе инфракрасного поля. При сведениях вероятности к дважды дифференциальной, то есть при усреднении по фазе ИК-поля или интегрировании по углу вылета фотоэлектрона, согласие восстанавливается.

Данное исследование — необходимый шаг к обобщению теории RABBITT-спектроскопии на системы с нестандартными геометриями, так как для многих из них (например, для гармоник круговой поляризации) RABBITT-осцилляции проявляются только в дифференциальных характеристиках.

Работа выполнена при финансовой поддержке: Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 20-52-12023; Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 075-15-2021-1353; Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 0818-2020-0005 с использованием вычислительных ресурсов ЦКП «Центр данных ДВО РАН».

- [1] Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M. Yu. et al. // *Phys. Rev. A* **49**. 2117. (1994).
- [2] Sansone G., Benedetti E., Calegari F. et al. // *Science* **314**. 443. (2006).
- [3] Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю., Стрелков В.В., Платоненко В.Т. // *УФН* **186**. 449. (2016).
- [4] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* **81**. 163. (2009).
- [5] Paul P. M., Toma E.S., Breger P. et al. // *Science* **292**. 1689. (2001).
- [6] Pazourek R., Nagele S., Burgdörfer J. // *Faraday Discuss* **163**. 353. (2013).
- [7] Vos J., Cattaneo L., Patchkovskii S. et al. // *Science* **360**. 1326. (2018).
- [8] Ossiander M., Riemensberger J., Neppel S. et al. // *Nature* **361**. 374. (2018).
- [9] Vénier V., Taïeb R., Maquet A. // *Phys. Rev. A* **54**. 721. (1996).
- [10] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, (2001).
- [11] Swoboda M., Fordell T., Klunder K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **103**. 103003. (2010).
- [12] Klünder K., Dahlström J.M., Gisselbrecht M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **106**. 143002. (2011).
- [13] Guénot D., Kroon D., Balogh E. et al. // *J. Phys. B* **47**. 245602. (2014).
- [14] Sabbar M., Heuser S., Boge R. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **115**. 133001. (2015).
- [15] Heuser S., Jiménez Galán A., Cirelli C. et al. // *Phys. Rev. A* **94**. 063409. (2016).
- [16] Hockett P. // *J. Phys. B* **50**. 154002. (2017).
- [17] Busto D., Vinbladh J., Zhong S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **123**. 133201. (2019).
- [18] Fuchs J., Douquet N., Donsa S. et al. // *Optica* **7**. 154. (2020).
- [19] Bharti D., Atri-Schuller D., Menning G. et al. // *Phys. Rev. A* **103**. 022834. (2021).
- [20] Peschel J., Busto D., Plach M. et al. // *Nature Commun.* **13**. 5205. (2022).
- [21] Dahlström J.M., Lindroth E. // *J. Phys. B* **47**. 124012. (2014).
- [22] Wätzel J., Moskalenko A.S., Pavlyukh Y., Berakdar J. // *J. Phys. B* **48**. 025602. (2014).
- [23] Ivanov I.A., Kheifets A.S. // *Phys. Rev. A* **96**. 013408. (2017).
- [24] Bray A.W., Naseem F., Kheifets A.S. // *Phys. Rev. A* **97**. 063404. (2018).
- [25] Cirelli C., Marante C., Heuser S. // *Nature Commun.* **9**. 955. (2018).
- [26] Frolov M.V., Manakov N.L., Sarantseva T.S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **102**. 243901. (2009).
- [27] Frolov M.V., Manakov N.L., Popov A.M. et al. // *Phys. Rev. A* **85**. 033416. (2012).
- [28] Galst'yan A., Popov Y.V., Mota-Furtado F. et al. // *Eur. Phys. J. D* **71**. 97. (2017).
- [29] Ghomashi B., Douquet N., Argenti L. // *Phys. Rev. A* **99**. 053407. (2019).
- [30] Астапенко В.А. // *ЖЭТФ* **162**. 1(7). 5 (2022).
- [31] Попова М.М., Юдин С.Н., Киселев М.Д. и др. // *ЖЭТФ* **163**, вып. 3. 297. (2023).
- [32] Zatsarinny O. // *Comput. Phys. Commun.* **174**. 273. (2006).
- [33] Mercouris T., Komninos Y., Dionissopoulou S., Nicolaidis C.A. // *J. Phys. B* **29**. 13. (1996).
- [34] Novikov S.A., Hoppersky A.N. // *J. Phys. B* **44**. 235001. (2011).
- [35] Fischer C.F., Brage T., Jonsson P. Computational Atomic Structure: An MCHF Approach, IOP Publishing, Bristol, 1997.
- [36] Варшалович Д.А., Херсонский В.К., Орленко Е.В., Москалев А.Н. Квантовая теория углового момента и ее приложения, Т. 1. М.: Физматлит, 2017.
- [37] Юдин С.Н., Бурков С.М., Грум-Гржимайло А.Н.,

Киселев М.Д., Севериненко В.И. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, N 2021681060 от 17.12.2021 г.

N.M. Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions: A Practical Theory Course, Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, 2000.

[38] Balashov V.V., Grum–Grzhimailo A.N., Kabachnik

[39] Codling K., Houlgatet R.G., West J.B., Woodrufft P.R. // J. Phys. B **9**. 5 (1976).

Attosecond Interferometry of Neon Atom: Photoelectron Angular Distributions

S. N. Yudin^a, M. M. Popova, E. V. Gryzlova, M. D. Kiselev, A. N. Grum–Grzhimailo

¹Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

²Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

³Laboratory for Modeling of Quantum Processes, Pacific National University, Khabarovsk, 680035 Russia

E-mail: ^ayudinsn@gmail.com

In the paper we present the angular distributions of photoelectrons in ionization of neon atom by a field of several multiple frequencies. The considered setup is referred to the RABBITT (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two-photon Transitions) spectroscopy under condition that the field frequencies are selected in such a way that resonant transitions through discrete states play an important role. The role of the phase of the seed infrared field on the angular distributions of photoemission is analyzed. A significant difference in the anisotropy parameters at the near-threshold sideband caused by transitions through discrete states is shown. Two methods are compared: numerical solution of rate equations with continuum discretization and third-order perturbation theory.

PACS: 36.10.-k, 34.20.-b, 32.70.Jz.

Keywords: attosecond beams, RABBITT spectroscopy, harmonic generation, phase control, multiphoton ionization, photoelectron angular distributions, transition matrix elements, photoionization amplitude, R-matrix.

Received 10 February 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 3. Pp. 347–352.

Сведения об авторах

1. Юдин Сергей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: yudinsn@gmail.com.
2. Попова Мария Михайловна — аспирант; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: mm.popova@physics.msu.ru.
3. Киселев Максим Дмитриевич — аспирант; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: md.kiselev94@gmail.com.
4. Бурков Сергей Михайлович — доктор техн. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: c_burkov@mail.ru.
5. Грызлова Елена Владимировна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: gryzlova@gmail.com.
6. Грум–Гржимайло Алексей Николаевич — доктор физ.-мат. наук, проф. гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-76, e-mail: algrgr1492@yahoo.com.