

На правах рукописи

Князева Дарья Валентиновна

**Аналитическая модель для описания
надпороговой ионизации атомов в сильном
лазерном поле**

01.04.02 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Воронеж – 2015

Работа выполнена в *ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный университет»*.

Научный руководитель: *доктор физико-математических наук, доцент
Фролов Михаил Владимирович.*

Официальные оппоненты: *Попруженко Сергей Васильевич,
доктор физико-математических наук,
Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ», кафедра теоретиче-
ской ядерной физики, профессор.*

*Рябикин Михаил Юрьевич,
кандидат физико-математических наук,
ФГБНУ «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Рос-
сийской академии наук» (ИПФ РАН), отдел
сверхбыстрых процессов, ведущий научный
сотрудник.*

Ведущая организация: *ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государ-
ственный университет» (СПбГУ).*

Защита состоится «3» декабря 2015 г. в 17³⁰ часов на заседании диссертацион-
ного совета Д 212.038.06 при *Воронежском государственном университете*,
расположенном по адресу: 394006, г. Воронеж, Университетская пл., д. 1,
ауд. 428.

С диссертацией можно ознакомиться в Зональной научной библиотеке
Воронежского государственного университета и на сайте ВУЗа по адресу
<http://www.science.vsu.ru/disser>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2015 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

*Дрождин
Сергей Николаевич*

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Нелинейные явления во взаимодействии сильного лазерного поля с атомами и молекулами представляют несомненный фундаментальный и практический интерес для атомной и лазерной физики. В частности, на основе явлений в сильном лазерном поле разработан ряд экспериментальных методик для создания компактных источников когерентного рентгеновского излучения [1], источников сверхкоротких импульсов [2], развиты новые методы спектроскопии [3–6], основанные на анализе спектров генерации высших гармоник и нелинейной ионизации, а также методы детектирования и визуализации сверхбыстрых процессов на временном масштабе в десятки аттосекунд [7–10].

В отличие от слабого светового поля, для которого с подавляющей вероятностью процесс ионизации атомной или молекулярной системы происходит при поглощении минимального числа фотонов, необходимых для ионизации в соответствии с законом сохранения энергии, в сильном лазерном поле со сравнимой вероятностью наблюдается и процесс ионизации с поглощением большего (в десятки и более раз!) числа фотонов. Такой процесс, называемый надпороговой ионизацией (НПИ), характеризуется спектром НПИ, который представляет зависимость выхода фотоэлектронов от их энергии или числа поглощенных фотонов. Как показывают теоретические оценки, экспериментально наблюдаемые эффекты в спектрах НПИ в сильном лазерном поле (такие как эффекты плато, интерференционные явления и т.д.) не могут быть описаны в рамках теории возмущений по взаимодействию атома с полем. Поэтому при теоретическом описании спектра НПИ необходимо точно учитывать взаимодействие оптического электрона атома как с лазерным полем, так и с атомным потенциалом, что для реальных атомов представляет весьма нетривиальную задачу, которая может быть решена лишь численными методами. Кроме того, спектр НПИ определяется как атомными, так и лазерными параметрами, поэтому для качественного и количественного описания НПИ актуальным является развитие аналитических моделей нелинейной ионизации.

В настоящей диссертации для анализа НПИ в коротком лазерном импульсе и двухчастотном поле используется метод эффективного радиуса, позволяющий непертурбативно описать взаимодействие оптического электрона как с сильным лазерным полем, так и с атомным потенциалом. В частности, в рамках данной аналитической модели впервые проанализированы интерференционные явления в спектрах НПИ и возникновение нескольких платообразных структур в спектрах НПИ. Особое внимание в диссертации уделяется исследованию факторизации вероятности НПИ в виде произведения лазерного и атомного параметров, поскольку такая факторизация позволяет извлечь из спектров НПИ сечение упругого рассеяния фотоэлектрона на атомном остове.

Значительный интерес представляет аналитическое описание процесса НПИ в двухчастотном поле со стабилизированной относительной фазой между ком-

понентами поля. Экспериментальные работы разных лет указывают на такие особенности спектра НПИ в двухчастотном поле, как асимметрия углового распределения электронов, возникновение нескольких платообразных структур в высокоэнергетической области спектра, а также фазовая зависимость выхода фотоэлектронов [11–14]. Предложенная в диссертации аналитическая модель дает возможность качественно описать указанные особенности спектра в случае двухчастотного лазерного поля, а также ряд новых физических эффектов, отсутствующих в случае монохроматического поля.

Цель диссертационной работы.

Цель настоящей диссертационной работы — построение аналитической модели для описания особенностей высокоэнергетической части спектра НПИ в коротком лазерном импульсе и двухчастотном лазерном поле в рамках метода эффективного радиуса, а также установление границ применимости факторизации вероятности НПИ на лазерные и атомные параметры.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Построена аналитическая модель надпорогового отрыва (НПО) слабосвязанного электрона и получены замкнутые аналитические выражения для вероятности НПО в произвольном периодическом поле.
2. Предложен метод расчета вероятности НПИ/НПО в коротком лазерном импульсе, основанный на известном выражении для вероятности НПИ/НПО в произвольном периодическом поле. На основе этого подхода получены аналитические выражения для вероятности НПО в коротком лазерном импульсе и выполнено их феноменологическое обобщение на случай НПИ.
3. В рамках предложенной теоретической модели исследованы основные особенности высокоэнергетического спектра НПИ в коротком лазерном импульсе и их зависимость от параметров лазерного поля и поляризационного состояния атомной мишени. Исследован вклад траекторий с однократным (ОВ траектории) и многократным (МВ траектории) возвращением электрона к атомному остову в формирование высокоэнергетического спектра НПИ под действием короткого лазерного импульса.
4. Исследована зависимость надпороговой ионизации атомных систем от относительной фазы между компонентами двухчастотного лазерного поля при различных значениях отношения β между напряженностями компонент поля.

Научная новизна.

Настоящая диссертация направлена на решение современных проблем взаимодействия сильного лазерного излучения с атомными и молекулярными системами и посвящена исследованию высокоэнергетической части спектров НПИ

в коротком лазерном импульсе и двухчастотном лазерном поле. На основе метода эффективного радиуса в диссертации впервые получены замкнутые аналитические выражения для амплитуды и вероятности НПО в коротком лазерном импульсе; предложено феноменологическое обобщение результатов, полученных в рамках теоретической модели, на реальные атомные системы; установлена точность аналитических выражений для вероятности НПИ в коротком лазерном импульсе. На основе развитой теории проанализированы основные особенности высокоэнергетической части спектра НПИ в коротком лазерном импульсе: возникновение нескольких платообразных структур в спектрах НПИ; асимметрия выхода фотоэлектронов в левую и правую полусферы относительно направления вектора поляризации лазерного поля; возникновение мелкомасштабных и крупномасштабных интерференционных структур в области высокоэнергетического плато НПИ. На основе полученных аналитических соотношений впервые установлены границы применимости факторизации выхода высокоэнергетических электронов на лазерные и атомные параметры для импульса конечной длительности. Впервые обнаружено возникновение провалообразных структур в фазовых зависимостях спектров НПИ в двухчастотном поле при $\beta \sim 1$, которые обусловлены подавлением парциальных вероятностей НПИ, ассоциированных с ОВ траекториями. Установлено, что в случае подавления ОВ траекторий форма высокоэнергетического спектра определяется МВ траекториями. Впервые обнаружены и описаны интерференционные структуры, возникающие в фазовых зависимостях спектров НПИ в двухчастотном поле при $\beta \gg 1$.

Практическая значимость.

Результаты диссертации могут быть использованы для описания процесса НПИ в сильном лазерном поле. Аналитические соотношения, полученные в диссертации на основании последовательного квантовомеханического расчета, позволяют качественно и количественно описать высокоэнергетическую часть спектра НПИ в сильном низкочастотном лазерном поле, расчет которой требует значительных временных затрат при численном интегрировании уравнения Шредингера. Полученные аналитические результаты дают возможность исследовать точность существующих аналитических результатов и предсказать новые эффекты, возникающие в спектрах НПИ в двухчастотном лазерном поле, в частности, возникновение провалообразных структур в фазовой зависимости спектров НПИ при соизмеримых интенсивностях компонент двухчастотного лазерного поля и возникновение специфических интерференционных особенностей в фазовой зависимости спектров НПИ в случае доминирующей компоненты поля с удвоенной частотой.

Результаты диссертации целесообразно использовать в научно-исследовательских организациях и центрах, занимающихся взаимодействием сильного лазерного излучения с веществом: Институт общей физики РАН, Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, лазерный центр МГУ, РИЦ Курчатовский институт, Санкт-Петербургский государственный университет, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Институт при-

кладной физики РАН, Воронежский государственный университет.

На защиту выносятся следующие основные положения и результаты:

1. Аналитические соотношения для амплитуды НПО с образованием высокоэнергетических фотоэлектронов в произвольном периодическом поле.
2. Аналитические соотношения для выхода высокоэнергетических фотоэлектронов в коротком лазерном импульсе и двухчастотном лазерном поле.
3. Сравнение аналитических расчетов спектров НПИ в коротком импульсе в рамках предложенной модели с численным решением нестационарного уравнения Шредингера для нейтральных атомов с последующим определением точности аналитических результатов.
4. Определение границ применимости факторизации выхода высокоэнергетических фотоэлектронов на лазерные и атомные параметры.
5. Эффекты подавления ОВ траекторий в двухчастотном лазерном поле, приводящие к возникновению резких провалов в фазовых зависимостях спектров НПИ при $\beta \sim 1$, и интерференционные явления в фазовой зависимости спектра НПИ в двухчастотном лазерном поле при $\beta \gg 1$.

Степень достоверности и апробация результатов.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. Научные сессии Воронежского государственного университета (2011–2013)
2. 20th International Laser Physics Workshop (LPHYS'11), 11 – 15 July, 2011, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina
3. XX Конференция по фундаментальной атомной спектроскопии (ФАС-XX), 23 – 27 сентября, 2013, Воронеж
4. 23th International Laser Physics Workshop (LPHYS'14), 14 – 18 July, 2014, Sofia, Bulgaria

Публикации.

Материалы диссертации опубликованы в 5 печатных работах, из них 2 статьи в рецензируемых журналах из списка ВАК РФ [A1, A2] и 3 публикации в сборниках трудов и тезисов конференций [A3, A4, A5].

Личный вклад автора.

Определение целей и задач диссертации осуществлялось научным руководителем. Автором совместно с научным руководителем разработана аналитическая модель. Автором лично проведены аналитические и численные расчеты

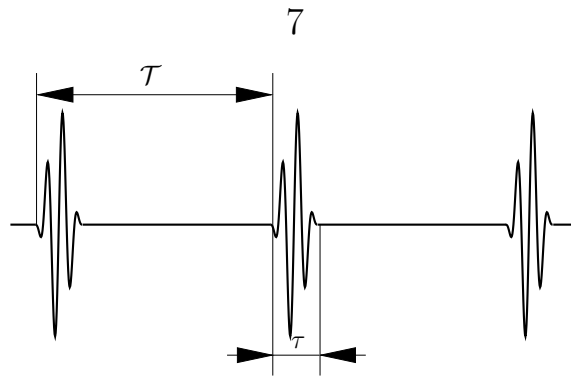


Рис. 1. Схематическое изображение периодической последовательности лазерных импульсов.

и интерпретированы результаты, представленные в диссертации. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был существенным. Результаты, составляющие содержание положений, выносимых на защиту, получены автором лично.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 122 страницы, из них 97 страниц текста, включая 19 рисунков. Библиография включает 149 наименований на 19 страницах.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, определена практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения. Приведены сведения о публикациях и апробации работы, а также сделан краткий обзор литературы по рассматриваемой в диссертации проблематике.

В первой главе дан краткий обзор основных теоретических методов, используемых для описания взаимодействия мощного лазерного излучения с атомами и молекулами: формализма квазистационарных квазиэнергетических состояний (ККЭС) и теории эффективного радиуса. Предложен метод расчета вероятности НПИ в коротком лазерном импульсе на основе формализма ККЭС.

В разделе 1.1 представлен краткий обзор метода ККЭС.

В разделе 1.2 предложен подход, позволяющий описать процесс НПИ в поле короткого лазерного импульса на основе метода ККЭС. В этом подходе для описания процесса НПИ в коротком лазерном импульсе длительностью τ рассматривается бесконечная последовательность коротких лазерных импульсов, следующих друг за другом через промежуток времени \mathcal{T} ($\mathcal{T} > \tau$) (см. рис. 1). Каждый импульс этой последовательности повторяет первоначально заданный короткий лазерный импульс. Так как оператор взаимодействия электрона с полем в этом случае является периодическим (с периодом \mathcal{T}), то для описания нелинейного взаимодействия последовательности коротких импульсов с атомной системой используется формализм ККЭС [15, 16]. В рамках этого формализма можно получить замкнутые выражения для амплитуды и вероятности

НПИ в произвольном периодическом поле.

Вероятность НПИ в коротком лазерном импульсе находится с помощью полученного выражения для вероятности НПИ в поле последовательности лазерных импульсов предельным переходом $\mathcal{T} \rightarrow \infty$:

$$\mathcal{P}(\mathbf{p}) = \frac{d^2 P}{dE_p d\Omega_{\mathbf{p}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \lim_{\omega_{\tau} \rightarrow 0} \frac{\Gamma(\mathbf{p})}{\omega_{\tau}^2}, \quad (1)$$

где $\frac{d^2 P}{dE_p d\Omega_{\mathbf{p}}}$ — дифференциальная вероятность вылета электрона с энергией в интервале $(E_p, E_p + dE_p)$ в интервал телесных углов $(\Omega_{\mathbf{p}}, \Omega_{\mathbf{p}} + d\Omega_{\mathbf{p}})$, $\Gamma(\mathbf{p})$ — вероятность вылета фотоэлектрона с импульсом \mathbf{p} (в единицу времени) в поле периодической последовательности лазерных импульсов, $\omega_{\tau} = 2\pi/\mathcal{T}$.

В разделе 1.3 приведены общие соотношения для волновых функций ККЭС в методе эффективного радиуса.

В разделе 1.4 сформулированы основные результаты первой главы.

Вторая глава является центральной в диссертации и посвящена исследованию процесса НПИ атомной системы в поле короткого лазерного импульса.

В разделе 2.1 кратко сформулирован общий подход к решению задачи о НПИ в коротком лазерном импульсе.

В разделе 2.2 в рамках метода эффективного радиуса получены основные выражения для амплитуды и вероятности НПО в произвольном периодическом поле.

Квазиклассический анализ НПИ показывает, что вероятность выхода высокоэнергетических фотоэлектронов может быть представлена в виде суммы прямого (Γ_{dir}) и интерференционного (Γ_{int}) слагаемых:

$$\Gamma(\mathbf{p}_n) = \left(\frac{\omega_{\tau}}{\omega}\right)^2 [\Gamma_{\text{dir}}(\mathbf{p}_n) + \Gamma_{\text{int}}(\mathbf{p}_n)], \quad (2)$$

где ω — несущая частота короткого лазерного импульса. «Прямое» слагаемое в (2) дается суммой «парциальных» вероятностей Γ_j , ассоциированных с j -тыми замкнутыми классическими траекториями электрона в лазерном поле:

$$\Gamma_{\text{dir}}(\mathbf{p}_n) = \sum_j \Gamma_j(\mathbf{p}_n). \quad (3)$$

Эти траектории задаются парой времен, определяющих моменты начала ($t_i^{(j)}$) и окончания ($t_f^{(j)}$) движения по траектории, которые могут быть найдены из

решения системы классических уравнений:

$$A_\tau(t_i^{(j)}) - \frac{1}{t_f^{(j)} - t_i^{(j)}} \int_{t_i^{(j)}}^{t_f^{(j)}} A_\tau(\tau) d\tau = 0, \quad (4a)$$

$$2F_\tau(t_f^{(j)}) + \frac{1}{c} \frac{A_\tau(t_f^{(j)}) - A_\tau(t_i^{(j)})}{t_f^{(j)} - t_i^{(j)}} = 0, \quad (4b)$$

где $\mathbf{F}_\tau(t) = \mathbf{e}_z F_\tau(t)$ и $\mathbf{A}_\tau(t) = \mathbf{e}_z A_\tau(t)$ — напряженность и векторный потенциал периодического поля последовательности импульсов. Каждая парциальная вероятность параметризуется в виде произведения трех факторов, описывающих три этапа в образовании высокоэнергетического электрона [17]:

$$\Gamma_j(\mathbf{p}_n) = \mathcal{I}_j \mathcal{W}_j \sigma(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j). \quad (5)$$

Ионизационный фактор (\mathcal{I}_j) выражается через вероятность Γ_{st} распада слабосвязанного электрона с энергией $E_0 = -\hbar^2 \kappa^2 / (2m)$ в единицу времени в «эффективном» постоянном электрическом поле с напряженностью $\tilde{F}_j \mathbf{e}_z$ ($\tilde{F}_j = |F_\tau(t_i^{(j)})|$) [18]:

$$\mathcal{I}_j = \frac{m}{\pi \hbar \kappa} \tilde{\gamma}_j^2 \Gamma_{\text{st}}(\tilde{F}_j), \quad \tilde{\gamma}_j = \hbar \omega \kappa / (e \tilde{F}_j), \quad (6)$$

где $e > 0$ — элементарный заряд.

Пропагационный фактор (\mathcal{W}_j) и сечение упругого рассеяния (или «перерассеяния») электрона на атомном остове (σ) в приближении эффективного радиуса определяются, соответственно, выражениями:

$$\mathcal{W}_j = \frac{p_n}{\hbar} \frac{\text{Ai}^2(\xi_j)}{\zeta_j^{2/3} [t_f^{(j)} - t_i^{(j)}]^3 \omega_{\text{at}}^2}, \quad (7)$$

$$\sigma(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j) = |f_l(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j)|^2, \quad (8)$$

где $\text{Ai}(z)$ — функция Эйри, $\omega_{\text{at}} = m e^4 / \hbar^3$, $E_{\text{at}} = \hbar \omega_{\text{at}}$, $F_{\text{at}} = e/a^2$, $a = \hbar^2 / (m e^2)$,

$$\xi_j = \frac{\Delta E_{\text{max}}^{(j)}}{E_{\text{at}} \zeta_j^{1/3}}, \quad \Delta E_{\text{max}}^{(j)} = \frac{\mathcal{P}_j^2}{2m} - \frac{e^2 [A_\tau(t_i^{(j)}) - A_\tau(t_f^{(j)})]^2}{2m c^2} - 2 \frac{F_\tau(t_f^{(j)})}{F_\tau(t_i^{(j)})} |E_0|, \quad (9)$$

$$\zeta_j = - \frac{\dot{F}_\tau(t_f^{(j)}) (\mathbf{e}_z \cdot [\mathbf{p}_n + e \mathbf{A}_\tau(t_i^{(j)}) / c])}{2 F_{\text{at}}^2 e} + \frac{F_\tau^2(t_f^{(j)})}{F_{\text{at}}^2} \left(4 \frac{F_\tau(t_f^{(j)})}{F_\tau(t_i^{(j)})} - 3 \right), \quad (10)$$

$$\mathcal{P}_j = \mathbf{p}_n + \frac{e}{c} \mathbf{A}_\tau(t_f^{(j)}), \quad (11)$$

$$f_l(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j) = \frac{(2l+1) (\tilde{\mathcal{P}}_j \cdot \mathcal{P}_j)^l}{\mathcal{R}_l(\mathcal{P}_j^2 / 2m) \hbar^{2l}}, \quad l = 0, 1, \quad (12)$$

$$\mathcal{R}_l(E) = -1/a_l + m r_l E / \hbar^2 - i (2m E / \hbar^2)^{l+1/2}, \quad (13)$$

где a_l и r_l — длина рассеяния и эффективный радиус, l — орбитальный момент исходного связанного состояния электрона (рассматриваются случаи начального s и p состояний), а $\tilde{\mathcal{P}}_j = s_\alpha \mathbf{e}_z |\mathcal{P}_j|$ и $s_\alpha = \text{sign}[A_\tau(t_f^{(j)})]$. Для электронов, вылетающих «влево», вектор $\tilde{\mathcal{P}}_j$ направлен по оси z , в то время как для электронов, вылетающих «вправо», он направлен против оси z .

Интерференция парциальных амплитуд, соответствующих различным парам времен ионизации и возврата, описывается интерференционным слагаемым $\Gamma_{\text{int}}(\mathbf{p}_n)$:

$$\Gamma_{\text{int}}(\mathbf{p}_n) = \sum_{j \neq j'} s_{j,j'} \sqrt{\Gamma_j(\mathbf{p}_n) \Gamma_{j'}(\mathbf{p}_n)} \cos \Phi_{j,j'}, \quad (14)$$

$$\Phi_{j,j'} = (\varphi_j - \varphi_{j'})/\hbar + \psi(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j) - \psi(\tilde{\mathcal{P}}_{j'}, \mathcal{P}_{j'}), \quad (15)$$

$$\varphi_j = S(\mathbf{p}_n, t_f^{(j)}) - \int_{t_i^{(j)}}^{t_f^{(j)}} [\mathcal{E}(t_i^{(j)}, t) - E_0] dt, \quad (16)$$

$$S(\mathbf{p}_n, t) = \int^t [\mathbf{P}_n^2(t)/(2m) - E_0] dt, \quad \mathbf{P}_n(t) = \mathbf{p}_n + \frac{e}{c} \mathbf{A}_\tau(t), \quad (17)$$

где $s_{j,j'} = \text{sign}[\text{Ai}(\xi_j) \text{Ai}(\xi_{j'})](\sigma_j \sigma_{j'})^l (= \pm 1)$, $\psi(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f)$ — фаза амплитуды упругого рассеяния электрона: $f_l(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j) = |f_l(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j)| \exp[i\psi(\tilde{\mathcal{P}}_j, \mathcal{P}_j)]$.

В разделе 2.3 рассматривается предельный переход от выражения для вероятности НПО в периодическом поле к соответствующему выражению для короткого лазерного импульса. Можно показать [A2], что этот переход достигается заменой $\mathbf{p}_n \rightarrow \mathbf{p}$ в выражении (2) (где \mathbf{p} — импульс электрона, вылетающего под действием лазерного импульса короткой длительности), а величины $\mathbf{A}_\tau(t)$ и $\mathbf{F}_\tau(t)$ заменяются векторным потенциалом $\mathbf{A}(t)$ и вектором напряженности $\mathbf{F}(t)$ для заданного короткого импульса. В результате предел в равенстве (1) вычисляется непосредственно и дает следующий результат для $\mathcal{P}(\mathbf{p})$ [A1, A2]:

$$\mathcal{P}(\mathbf{p}) = \frac{2\pi}{\hbar\omega^2} [\Gamma_{\text{dir}}(\mathbf{p}) + \Gamma_{\text{int}}(\mathbf{p})], \quad (18)$$

где суммирование по j в выражениях для $\Gamma_{\text{dir}}(\mathbf{p}_n)$ и $\Gamma_{\text{int}}(\mathbf{p}_n)$ представляет собой суммирование по всем решениям $\{t_i^{(j)}, t_f^{(j)}\}$ классической системы уравнений (4) для заданного короткого импульса.

В этом разделе также обсуждается обобщение полученного аналитического результата для $\mathcal{P}(\mathbf{p})$ на случай НПИ нейтральных атомов. Ввиду того, что все три сомножителя в выражении (5) для парциальной вероятности НПО имеют прозрачный физический смысл, а пропагационный фактор слабо зависит от атомной динамики, это обобщение реализуется заменой в формуле (5) ионизационного фактора для слабосвязанного электрона и сечения упругого рассеяния

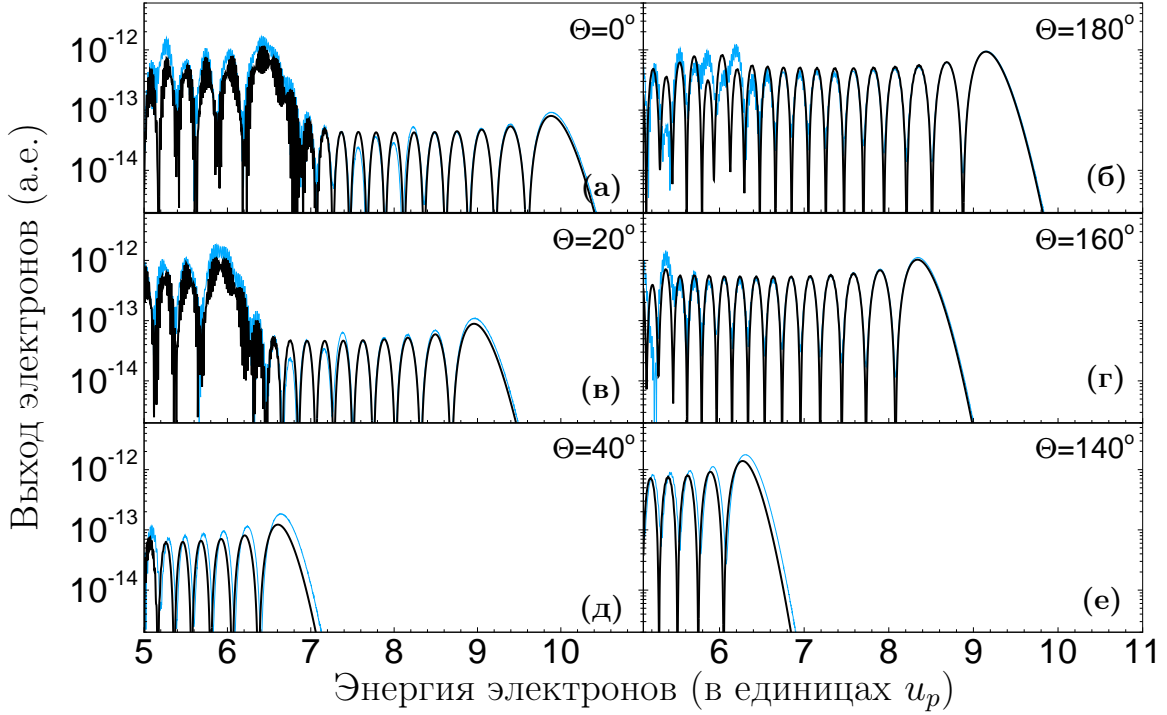


Рис. 2. Спектры НПИ атома гелия в поле лазерного импульса вида $A(t) = -\frac{cF}{\omega} f(t) \sin(\omega t + \phi)$ с пиковой интенсивностью $I = 2 \times 10^{14}$ Вт/см², $\lambda = 1.5$ мкм ($\hbar\omega = 0.83$ эВ), $N = 6$ и $\phi = \pi/2$. Огибающая импульса имеет вид $f(t) = \sin^2(t\pi/\tau)$ при $t \in (0, \tau)$, $\tau = 2\pi N/\omega$. Жирной сплошной линией (черного цвета) изображен аналитический результат (18), тонкой сплошной линией (голубого цвета) изображен результат численного решения уравнения Шредингера. Θ — угол между направлением импульса фотоэлектрона \mathbf{p} и осью поляризации лазерного поля.

электрона в приближении эффективного радиуса (см. формулы (8), (12), (13)) на соответствующие результаты для конкретной атомной системы.

В разделе 2.4 обсуждаются общие свойства парциальных вероятностей $\Gamma_j(\mathbf{p})$.

В разделе 2.5 выполнено сравнение аналитических результатов с результатами численного решения нестационарного уравнения Шредингера для атомов гелия и аргона, которое показало хорошее согласие для энергий перерассеянных электронов $\gtrsim 5u_p$ (где $u_p = e^2 F^2 / (4m\omega^2)$ — средняя энергия колебаний свободного электрона в лазерном поле с напряженностью F и частотой ω) и ионизации в область телесных углов с $\Theta < \pi/4$ ($\Theta > 3\pi/4$) для правой (левой) полусферы (см. рис. 2). Выполнено сравнение аналитических результатов с результатами так называемой количественной теории перерассеяния (КТП) [19] и получен явный вид лазерного параметра в приближении КТП. Показано, что лазерный параметр чувствителен к пространственной симметрии (орбитальному моменту) начального состояния электрона, и дана оценка области применимости КТП. Установлено, что лежащая в основе КТП феноменологическая факторизация выхода фотоэлектронов на лазерные и атомные параметры возможна либо для сверхкоротких лазерных импульсов, либо для монохроматического поля.

В рамках представленной аналитической теории исследованы основные

особенности высокоэнергетической части спектра НПИ в коротком лазерном импульсе: возникновение нескольких платообразных структур в высокоэнергетическом спектре НПИ (см. панели (а) и (в) на рис. 2), асимметрия выхода фотоэлектронов в правую и левую полусферы (сравн. панели (а) и (б), (в) и (г), (д) и (е) на рис. 2), а также крупномасштабные и мелкомасштабные осцилляции в выходе фотоэлектронов в области плато. Проанализирован вклад траекторий с однократным и многократным возвращением электрона к атомному остову и показано, что МВ траектории дают существенный вклад в формирование средней части высокоэнергетического плато в спектре НПИ. Исследована роль симметрии начального связанного состояния в формировании средней части плато.

В разделе 2.6 сформулированы основные выводы ко второй главе.

В третьей главе рассмотрена задача о НПИ в сильном линейно поляризованном двухчастотном лазерном поле, содержащем излучение фундаментальной частоты ω_τ и его второй гармоники. Напряжённость поля параметризуется следующим образом:

$$\mathbf{F}_\tau(t) = \mathbf{e}_z F_\tau(t) = \mathbf{e}_z F [\cos \omega_\tau t + \beta \cos(2\omega_\tau t + \varphi)] / \sqrt{1 + \beta^2}, \quad (19)$$

где напряжённость фундаментальной компоненты F определяет интенсивность I двухчастотного поля, $I = cF^2/(8\pi)$, β определяет «примесь» второй гармоники с частотой $2\omega_\tau$, \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении оси линейной поляризации поля, а φ — относительная фаза. Решение задачи основано на общем формализме, развитом выше в рамках метода эффективного радиуса для анализа процесса НПО слабосвязанного электрона в периодическом по времени поле.

В разделе 3.1 проведено сравнение свойств классических замкнутых экстремальных траекторий электрона в лазерном поле, дающих основной вклад в формирование высокоэнергетической части спектра НПИ в случаях монохроматического поля и двухчастотного поля при $\beta \ll 1$. Показано, что: 1) в случае двухчастотного поля максимальная классическая энергия электрона после перерасеяния (энергия обрыва плато в спектре НПИ) может превышать величину $10.007u_p$, характерную для НПИ в монохроматическом поле, где для двухчастотного поля $u_p = e^2 F^2 (1 + \beta^2/4) / [4m\omega_\tau^2(1 + \beta^2)]$; 2) значение энергии обрыва плато зависит от относительной фазы φ (см. рис. 3); 3) в случае двухчастотного поля время движения по замкнутой траектории отличается от соответствующего времени в монохроматическом поле и при заданном β уменьшается с ростом φ ; 4) характер движения электрона вдоль j -той замкнутой траектории не изменяется, то есть ОВ траектории для заданного j в монохроматическом поле будет соответствовать ОВ траектория в двухчастотном поле с тем же j , так же, как и МВ траектория при наложении дополнительного возмущения на частоте $2\omega_\tau$ не изменяет своего характера (при этом нумерация по j производится в порядке убывания энергии обрыва плато, соответствующей данной траектории).

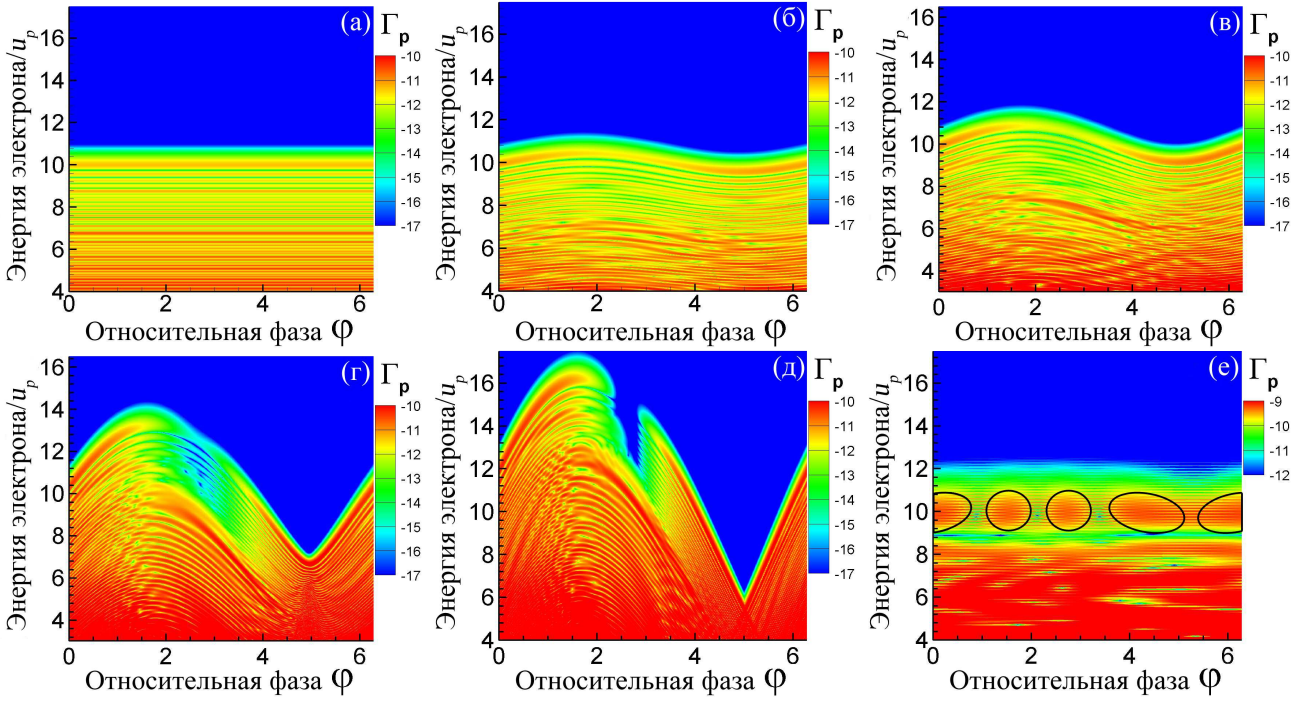


Рис. 3. Фазовая зависимость выхода фотоэлектронов в угол $\Theta = 0^\circ$ в двухчастотном лазерном поле (19) как функция энергии электрона (в единицах u_p) для различных значений β . Интенсивность лазерного поля $I = 1 \times 10^{14}$ Вт/см², $\hbar\omega_\tau = 0.62$ эВ. Фаза φ измеряется в радианах. Панель (а): $\beta = 0$; панель (б): $\beta = 0.05$; панель (в): $\beta = 0.1$; панель (г): $\beta = 0.4$; панель (д): $\beta = 0.9$; панель (е): $\beta = 100$.

В разделе 3.2 исследованы спектры НПИ в двухчастотном лазерном поле в случае соизмеримых интенсивностей компонент поля ($\beta \sim 1$). Показано, что на некотором интервале фаз основной вклад в формирование высокоэнергетической части спектра вносят МВ траектории, тогда как вклад ОВ траекторий оказывается подавлен из-за малого значения ионизационного фактора. В результате указанного подавления на некотором интервале фаз в спектре НПИ в двухчастотном поле возникают провалообразные структуры (см. панель (д) на рис. 3), указывающие на возможность контроля выхода электронов НПИ и длины высокоэнергетического плато путем варьирования фазы φ при прочих неизменных параметрах поля.

В разделе 3.3 исследованы спектры НПИ в двухчастотном поле в случае доминирующей второй гармоники ($\beta \gg 1$). Продемонстрированы и проанализированы специфические интерференционные особенности, возникающие в спектрах НПИ при $\beta \gg 1$ в окрестности обрыва плато (см. панель (е) на рис. 3). Показано, что эти интерференционные структуры обусловлены интерференцией двух ОВ траекторий, которым соответствуют наибольшие значения максимальной классической энергии электрона после перерассеяния.

В разделе 3.4 сформулированы основные выводы к третьей главе.

В **Заключении** приведены основные результаты диссертации:

1. Разработан модельный аналитический подход для описания высокоэнергетической части спектра НПИ в произвольном периодическом поле. На

его основе получено замкнутое аналитическое выражение для дифференциальной вероятности НПИ в коротком лазерном импульсе.

2. Предложено феноменологическое обобщение полученных модельных результатов на случай реальных атомных систем и установлена точность такого обобщения путем сравнения аналитических результатов с результатами численного решения нестационарного уравнения Шредингера.
3. В рамках предложенной модели проанализированы основные особенности высокоэнергетического спектра НПИ в коротком лазерном импульсе, а также вклад ОВ и МВ траекторий в формирование различных частей спектра НПИ и роль поляризационного состояния атомной мишени в формировании средней части плато в спектре НПИ.
4. Исследован вклад ОВ и МВ траекторий в формирование высокоэнергетического спектра НПИ в двухчастотном поле при различных значениях параметра β . Проанализированы фазовые зависимости спектров НПИ при различных значениях β , а также исследованы интерференционные особенности в фазовых зависимостях спектров НПИ, возникающие при $\beta \gg 1$. Исследовано возникновение резких провалов в зависимостях выхода высокоэнергетических электронов от относительной фазы между компонентами двухчастотного поля при $\beta \sim 1$.

Список публикаций по материалам диссертации

1. Публикации в изданиях, входящих в Перечень ВАК РФ:

- A1. Validity of factorization of the high-energy photoelectron yield in above-threshold ionization of an atom by a short laser pulse / M. V. Frolov, D. V. Knyazeva, N. L. Manakov et al. // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 108. — P. 213002.
- A2. Analytic model for the description of above-threshold ionization by an intense short laser pulse / M. V. Frolov, D. V. Knyazeva, N. L. Manakov et al. // Physical Review A. — 2014. — Vol. 89. — P. 063419.

2. Другие статьи и материалы конференций:

- A3. Analytic formulas for high-energy spectra of ATI/ATD electrons produced by an intense short laser pulse with the stabilized carrier-envelope phase / M. V. Frolov, D. V. Knyazeva, N. L. Manakov, A. F. Starace // 20th International Laser Physics Workshop (LPHYS'11), July 11-15, 2011, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina: Book of Abstracts. — 2011. — P. 41.

- A4. Ионизация атомов в сильном лазерном поле короткой длительности / М. В. Фролов, Н. Л. Манаков, Д. В. Князева и др. // Сборник тезисов докладов конференции и школы молодых учёных по фундаментальной атомной спектроскопии ФАС – XX – Воронеж. — 2013. — С. 252.
- A5. Chasm-like structures in ATI spectra for a two-color laser field: suppression of single-return trajectories / M. V. Frolov, D. V. Knyazeva, N. L. Manakov, A. F. Starace // 23th International Laser Physics Workshop (LPHYS'14), July 14-18, 2014, Sofia, Bulgaria: Book of Abstracts. — 2014. — P. 62.

Список цитированной литературы

1. The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation / T. Popmintchev, M.-C. Chen, P. Arpin et al. // Nature Photonics. — 2010. — Vol. 4. — P. 822–832.
2. Single-cycle nonlinear optics / E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter et al. // Science. — 2008. — Vol. 320. — P. 1614–1617.
3. Tomographic imaging of molecular orbitals / J. Itatani, J. Levesque, D. Zeidler et al. // Nature. — 2004. — Vol. 432. — P. 867–871.
4. Potential for ultrafast dynamic chemical imaging with few-cycle infrared lasers / T. Morishita, A.-T. Le, Z. Chen, C. D. Lin // New Journal of Physics. — 2008. — Vol. 10. — P. 025011.
5. Strong-field rescattering physics – self-imaging of a molecule by its own electrons / C. D. Lin, A.-T. Le, Z. Chen et al. // Journal of Physics B. — 2010. — Vol. 43. — P. 122001.
6. Imaging ultrafast molecular dynamics with laser-induced electron diffraction / C. I. Blaga, J. Xu, A. D. DiChiara et al. // Nature. — 2012. — Vol. 483. — P. 194–197.
7. Corkum P. Attosecond science / P. Corkum, F. Krausz // Nature Physics. — 2007. — Vol. 3. — P. 381–387.
8. Krausz F. Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Review of Modern Physics. — 2009. — Vol. 81. — P. 163–234.
9. Attosecond physics / Ed. by L. Plaja, R. Torres, A. Zair. — Springer-Verlag Berlin, 2013.
10. Attosecond and XUV Spectroscopy: Ultrafast Dynamics and Spectroscopy / Ed. by T. Schultz, M. Vrakking. — Wiley, 2014.

11. Above-threshold ionization with a two-colour laser field / H. G. Muller, P. H. Bucksbaum, D. W. Schumacher, A. Zavriyev // *Journal of Physics B*. — 1990. — Vol. 23. — P. 2761–2769.
12. Phase dependence of intense field ionization: a study using two colors / D. W. Schumacher, F. Weihe, H. G. Muller, P. H. Bucksbaum // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 73. — P. 1344–1347.
13. Phase-difference effect in two-color above-threshold ionization / L. Gao, X. Li, P. Fu, D.-S. Guo // *Physical Review A*. — 1998. — Vol. 58. — P. 3807–3812.
14. Two-colour experiments in the gas phase / M. Meyer, J. T. Costello, S. Düsterer et al. // *Journal of Physics B*. — 2010. — Vol. 43. — P. 194006.
15. Manakov N. L. Atoms in a laser field / N. L. Manakov, V. D. Ovsiannikov, L. P. Rapoport // *Physics Reports*. — 1986. — Vol. 141. — P. 319–433.
16. Telnov D. A. Adiabatic theory of multiphoton decay in an intense laser field: application to above-threshold photodetachment / D. A. Telnov // *Journal of Physics B*. — 1991. — Vol. 24. — P. 2967–2983.
17. Rescattering effects in above-threshold ionization: a classical model / G. G. Paulus, W. Becker, W. Nicklich, H. Walther // *Journal of Physics B*. — 1994. — Vol. 27. — P. L703.
18. Смирнов Б. М. Разрушение атомных частиц электрическим полем и электронным ударом / Б. М. Смирнов, М. И. Чибисов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1965. — Т. 49. — С. 841–851.
19. Accurate retrieval of structural information from laser-induced photoelectron and high-order harmonic spectra by few-cycle laser pulses / T. Morishita, A.-T. Le, Z. Chen, C. D. Lin // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100. — P. 013903.