

*На правах рукописи*

**ПОПРУЖЕНКО Сергей Васильевич**

**НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ МЕТОДЫ  
В ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ИОНИЗАЦИИ  
И ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК  
В ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ**

01.04.02 — теоретическая физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Автор:

Москва — 2011

Работа выполнена в Национальном исследовательском  
ядерном университете “МИФИ”

### **Официальные оппоненты**

доктор физико-математических наук, чл.-корр. РАН, М.И. Высоцкий  
доктор физико-математических наук, профессор Б.А. Зон  
доктор физико-математических наук, профессор М.В. Федоров

### **Ведущая организация**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Защита состоится 5 октября 2011г. в 15 часов на заседании  
диссертационного совета Д 212. 130. 06 при НИЯУ МИФИ по  
адресу 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел. (495)323-95-  
26

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ.

Автореферат разослан 2011г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв  
в одном экземпляре, заверенный печатью организации, по адресу:  
115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, НИЯУ МИФИ, диссертационный  
совет Д 212. 130. 06

Ученый секретарь диссертационного совета В.П. Яковлев

# 1 Цель работы

Настоящая диссертация посвящена развитию приближенных непertурбативных методов расчета вероятностей многофотонных квантовомеханических процессов, протекающих при взаимодействии интенсивного электромагнитного излучения с микросистемами: атомами, молекулами, наноструктурами и т.п. В диссертации изложено дальнейшее развитие метода мнимого времени [1, 2] и метода квантовых траекторий [3] и представлены результаты применения этих методов для описания четырех эффектов: коррелированной двойной ионизации атомов полем сильной электромагнитной волны; пороговых явлений в спектрах однократной и двойной ионизации в интенсивном лазерном поле; кулоновских эффектов при нелинейной фотоионизации атомов и ионов и излучения высоких гармоник сильной электромагнитной волны фуллеренами  $C_{60}$ .

# 2 Актуальность

С момента создания более 50 лет назад первых источников когерентного инфракрасного и оптического излучения – мазеров и лазеров – физика взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом остается одной из наиболее быстро развивающихся областей современного естествознания. Основным фактором, поддерживающим постоянный интерес к этой области науки на протяжении нескольких десятилетий, является непрерывное поступательное развитие лазерной техники, делающее возможным достижение все больших и больших значений интенсивности, получение все более коротких импульсов и генерацию мощных электромагнитных полей в новых диапазонах длин волн. Современные лазерные установки позволяют получать импульсы, интенсивность которых достигает  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>. Напряженность электромагнитного поля в таких импульсах почти на три порядка превышает атомную, а движение электрона становится ультрарелятивистским. В настоящее время существуют технически обоснованные проекты [4] создания новых лазеров, обещающие увеличение максимально достижимой интенсивности еще на несколько порядков, вплоть до величин, близких к критическому полю квантовой электродинамики,  $\mathcal{E}_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar \approx 10^{16}$  В/см. С введением в течение последнего десятилетия в эксплуатацию мощных лазеров на свободных электронах [5] экспериментальная физика сильных полей распространилась в ультрафиолетовый и рентгеновский диапазоны длин волн: к настоящему времени на установке SLAC в Стенфорде получены импульсы интенсивностью до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> на длине волны 1.2 нм (что отвечает энергии фотона около 1 КэВ). Помимо этого стало возможным генерировать и использовать в эксперименте импульсы мощного оптического и инфракрасного излучения длительностью всего в несколько фемтосекунд ( $1 \text{ фс} = 10^{-15}$  с), то есть состоящие из одного-двух оптических периодов [6]. При помощи высоких гармоник оптических лазеров удалось получить импульсы субфемтосекундной длительности, что привело к созданию нового направления в физике сильных полей – аттосекундной оптики [7]. Новые эксперименты, позволяющие исследовать взаимодействие заряженных частиц с сильными электромагнитными полями в недоступных ранее условиях, стимулируют дальнейшее развитие теории в этой области физики.

Все четыре задачи, рассмотренные в диссертации, связаны с явлениями нелинейной фотоионизации и генерации высоких гармоник лазерного излучения. Среди многофотонных

эффектов, наблюдающихся при взаимодействии интенсивных электромагнитных полей с веществом, нелинейная или, как ее еще называют, многоквантовая ионизация – один из наиболее простых и фундаментальных. Интерес к нелинейной фотоионизации остается неизменно высоким уже более 40 лет, с тех пор, как это явление впервые наблюдалось в экспериментах. Он обусловлен несколькими причинами. Во-первых, нелинейная квантово-механическая система (атом, молекула, наноструктура) демонстрирует многообразие качественно различных режимов взаимодействия с интенсивным электромагнитным полем и поэтому представляют собой один из интересных объектов для исследования нелинейной динамики квантовых систем в присутствии зависящих от времени сил. Во-вторых, исследования ионизации имеют чисто утилитарную ценность для быстро развивающейся в настоящее время физики лазерной плазмы: зарядовый состав такой плазмы и импульсное распределение ее электронной компоненты определяются в том числе и динамикой нелинейной фотоионизации, а поэтому дифференциальные сечения последней являются важными входными параметрами в расчетах. Наконец, в третьих, амплитуда многоквантовой ионизации выступает в качестве составного элемента при построении амплитуд более сложных процессов в сильных полях, то есть, нелинейная фотоионизация “входит в состав” таких эффектов, как генерация высоких гармоник лазерного излучения, коррелированная многоэлектронная ионизация, возбуждение ядерных движений в молекулах и др. Излучение высоких гармоник атомарными и молекулярными газами под действием интенсивных лазерных полей, в свою очередь, лежит в основе современных методов генерации сверхкоротких – длительностью менее фемтосекунды – импульсов когерентного ультрафиолетового и рентгеновского излучения.

### 3 Общая характеристика работы

Задачи, рассмотренные в диссертации, объединены общей методологией решения, основанной на широко применяемой теории Келдыша [8], или приближении сильного поля [9]. В физике взаимодействия сильных лазерных полей с веществом известно не так много эффективных аналитических методов. Теория возмущений в ее стандартном виде может применяться лишь для расчета процессов не слишком высокого порядка, таких, например, как двух- или трехфотонная ионизация. Однако для описания существенно многофотонных процессов, с участием десятков и даже сотен квантов лазерного поля требуются непертурбативные подходы, которые развиваются в этой области уже более 40 лет. В настоящее время общепризнанной считается исключительная роль теории Келдыша в многофотонной физике. Напомним коротко основную идею работы Келдыша [8] (1964г.).

Если поле электромагнитной волны является достаточно сильным, то, начиная с уже небольших расстояний от атома, сила, действующая на электрон со стороны лазерного поля, доминирует над силой, действующей со стороны атомной системы. Поэтому в нулевом приближении состояния электрона в континууме можно описывать без учета атомного поля, а поле сильной лазерной волны учитывать точно. Волновые функции заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны известны [10]. Так, координатное представление для волновой функции нерелятивистской частицы с зарядом  $e$  и массой  $m$  в состоянии с определенным значением канонического импульса  $\mathbf{p}$  в поле, заданном векторным потенциалом

$\mathbf{A}(t)$ , имеет вид:

$$\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp \left\{ i \frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{\hbar} - \frac{i}{2m\hbar} \int_{-\infty}^t \left( \mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t_1) \right)^2 dt_1 \right\}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $e$  и  $m$  – заряд и масса частицы<sup>1</sup>. Канонический импульс  $\mathbf{p}$  есть средний по периоду импульс электрона в волне, а также (в отсутствие пондеромоторного рассеяния) импульс на бесконечности, в детекторе. Считая, что состояния континуума приближенно описываются волновой функцией (1), а начальное связанное состояние электрона в атоме  $|\Psi_0\rangle$  слабо искажаются внешним полем (такое предположение хорошо обосновано, так как ионизация происходит обычно в полях, все еще малых по сравнению с атомными), можно представить амплитуду многофотонной ионизации в виде:

$$M_{\mathbf{K}}(\mathbf{p}) = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \Psi_{\mathbf{p}} | \hat{V}(t) | \Psi_0 \rangle dt, \quad (2)$$

где  $V(t)$  – оператор взаимодействия электрона с полем лазерной волны. Именно это и было сделано в работе [8].

Амплитуда ионизации (2) вычисляется без особых усилий, во многих случаях аналитически, что позволяет получить для вероятности ионизации и импульсных спектров фотоэлектронов простые формулы, удобные для качественного анализа и выполнения оценок [11–13]. В этих работах, в частности, показано, что характер нелинейной ионизации и вид приближенных выражений для импульсных распределений и полных вероятностей определяется в основном значением параметра

$$\gamma = \frac{\sqrt{2mI\omega}}{e\mathcal{E}_0}, \quad (3)$$

известного в литературе как параметр Келдыша [8]. Здесь  $I$  – потенциал ионизации атомного уровня,  $\mathcal{E}_0$  и  $\omega$  – амплитуда и частота поля лазерной волны. При современном уровне развития вычислительной техники расчет амплитуды (2) обычно представляет собой несложную задачу, вполне реализуемую на средней мощности персональном компьютере. Кроме того, амплитуда (2) не только позволяет исследовать, по крайней мере на качественном уровне, спектры нелинейной фотоионизации, но входит в качестве составного элемента в амплитуды более сложных процессов, вычисление которых за рамками приближения Келдыша представляет собой трудоемкую задачу, либо вообще невозможно. Таким образом, модель нелинейной фотоионизации, базирующаяся на уравнениях (1), (2), лежит в основе многих аналитических или полуаналитических теорий многофотонных процессов в сильных полях. Так, например, обобщение амплитуды (2) в приложении к задаче о двойной ионизации впервые было сформулировано Кучиевым в 1987г. [14]. Позднее в работах [15, 16] было предложено сходное обобщение амплитуды (2), учитывающее в первом порядке теории возмущений взаимодействие фотоэлектрона с атомным остовом в конечном состоянии и позволившее

---

<sup>1</sup>В диссертации всюду используется нерелятивистское приближение; соответственно, лазерное поле рассматривается в дипольном приближении и можно считать, что векторный потенциал зависит только от времени.

объяснить и качественно описать эффекты генерации высоких гармоник лазерного излучения и коррелированной двойной ионизации. В современной физике сильных полей амплитуда (2) и ее различные модификации и обобщения являются рабочими инструментами, а термины *модель (теория) Келдыша*, и *приближение сильного поля* стали общеупотребительными.

В случае, когда речь идет о многофотонных процессах с участием отрицательно заряженных ионов  $H^-$ ,  $F^-$  и др., состояния континуума слабо отличаются от плоских волковских волн (1), так как взаимодействие электрона с нейтральным остовом – короткодействующее. Поэтому приближение Келдыша для таких систем работает хорошо, и амплитуда (2), как правило, описывает спектр фотоионизации с количественной точностью. В случае нейтральных и положительно заряженных систем кулоновское взаимодействие в конечном состоянии, не учитываемое в амплитуде (2), может оказаться весьма существенным. В настоящее время твердо установлено, что кулоновское взаимодействие количественно, а в ряде случаев и качественно меняет картину нелинейной ионизации и других многофотонных процессов. Важность учета кулоновского взаимодействия в задаче об ионизации и смежных проблемах была ясна уже на ранних этапах развития физики многофотонных процессов. В работах Никишова, Ритуса, Переломова и Попова были сделаны важные первые шаги в направлении включения кулоновского взаимодействия в теорию. Особенно следует отметить работу [17], в которой были получены аналитические формулы для скорости туннельной ионизации атомов и показано, что учет кулоновского поля повышает вероятность ионизации на несколько порядков. Не менее важным результатом работы [17] является указание на то, что, хотя влияние кулоновского поля значительно и приводит к численно большим эффектам, амплитуда (2) может быть использована в качестве нулевого приближения, а кулоновское поле учитывается с помощью квазиклассической теории возмущений для действия. Ряд результатов, полученных в настоящей диссертации, основан на применении и дальнейшем развитии этого метода.

Резюмируя, можно сказать, что значительная часть теоретических результатов в физике сильных полей получена на основе обобщений или усовершенствований модели, предложенной в работе [8]. Не являются исключением и задачи, решение которых изложено в диссертации: в Главах I, II и IV обсуждаются эффекты, порождаемые взаимодействием фотоэлектрона в конечном состоянии с квантовой системой, из которой этот электрон ионизован сильным лазерным полем. Наиболее эффективным аппаратом для описания этих эффектов является обобщенное приближение сильного поля, учитывающее взаимодействие в конечном состоянии по теории возмущений [14]. Глава III посвящена включению кулоновского взаимодействия в теорию фотоионизации.

Наконец, отметим еще одно обстоятельство, объединяющее обсуждаемые в диссертации задачи. Успехи, достигнутые за два-три прошедших десятилетия в развитии электронно-вычислительных машин и в совершенствовании программного обеспечения привели к тому, что многие задачи, точное или приближенное численное решение которых ранее назад представлялось совершенно нереальным или исключительно трудоемким, теперь решаются на персональном компьютере за несколько часов или дней даже без глубокого знания численных методов. Приведем характерный пример: для расчета спектрально-углового распределения фотоэлектронов при ионизации водорода из основного состояния полем линейно поляризованной лазерной волны интенсивностью порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> путем численного интегрирования временного уравнения Шредингера, требуется, в зависимости от того, какие энергии фотоэлектронов представляют интерес, от нескольких часов до

одного-двух дней работы однопроцессорного персонального компьютера со средними на 2008г. показателями. Для решения более ограниченной задачи о полной вероятности ионизации (т.е. без вычисления спектра) потребуется не более нескольких минут. На заре лазерной физики последняя задача уже была доступна для численных методов, но требовала больших затрат машинного времени, вычисление же спектров представлялось совершенно недостижимым. В связи с этим возникает вопрос о том, насколько актуальным остается развитие приближенных аналитических или полуаналитических моделей. Представляется, что широкое поле для приложения аналитических методов сохраняется, в частности, в исследованиях динамики сложных систем. Достаточно отметить, что численное решение зависящего от времени уравнения Шредингера для двухэлектронной системы (атом гелия, молекула  $H_2$ ) в сильном поле возможно в настоящее время только для ограниченного набора параметров и требует самых современных вычислительных мощностей. Точное решение аналогичных задач для многоэлектронных атомов, молекул и более сложных микросистем, очевидно, невозможно и не станет возможным ни в какой ближайшей перспективе. В этой области интенсивно развиваются численные методы, основанные на приближениях или моделях. В качестве примеров можно привести метод функционала плотности (Density Function method – DFT и Time-Dependent Density Function Method – TDDFT) [18] и метод частиц-в-ячейках (Particles-in-Cell) [19], которые являются одними из наиболее распространенных расчетных методов в теории многочастичных систем, в том числе во внешних полях. Общей проблемой приближенных теорий или моделей, требующих крупномасштабного численного моделирования, является трудность контроля достоверности полученных результатов, в особенности имеющих качественный характер. Действительно, если в численном расчете, основанном на достаточно сложной приближенной модели, обнаружен новый эффект, в первую очередь возникает вопрос о том, не является ли этот эффект артефактом, присущим модели, а не моделируемой системе. Ясно, что использование аналитических или простых численных (полуаналитических) подходов предоставляет мощный инструмент для проверки физической достоверности результатов крупномасштабных численных расчетов.

Методы, используемые и развиваемые в диссертации, относятся как раз к такому классу относительно несложных аналитических или полуаналитических теорий, дающих скорее качественное, чем количественное описание эффекта (исключением являются результаты, полученные в Главе III – они обеспечивают количественную точность), точное численное моделирование которого невозможно или очень затруднительно, а громоздкие численные расчеты, основанные на упрощенных моделях, нуждаются в качественной теоретической основе.

Подводя итог сказанному выше, сформулируем предмет диссертационной работы: она посвящена развитию метода комплексных классических траекторий (метода мнимого времени) в физике сильных электромагнитных полей. Развитые методы и подходы применены для решения четырех задач, объединенных, во-первых, общей тематикой нелинейной ионизации и генерации высоких гармоник в интенсивных лазерных полях, во-вторых, направленностью на получение качественных результатов, которые могут затем быть использованы в качестве отправной точки для более детальных количественных исследований, включая сложные численные расчеты.

Список работ по теме диссертации [P1-P16] приведен в конце автореферата.

## 4 Содержание работы

**Первая глава** посвящена теоретическому описанию эффекта коррелированной двойной ионизации атомов в интенсивном лазерном поле. При воздействии поля сильной электромагнитной волны на атомы наряду с образованием однократно заряженных ионов возможны и более сложные процессы, сопровождающиеся отрывом двух и более электронов. В полях рекордных интенсивностей  $10^{21} - 10^{22} \text{ Вт/см}^2$  возможна “обдирка” сложных атомов до очень высоких зарядовых состояний, порядка  $Z \gtrsim 30$ . Возникает вопрос о физическом механизме многократной ионизации<sup>2</sup>. Наиболее простым механизмом является каскадный, в котором электроны отрываются от атомного остова последовательно, один за другим, так что каждый раз имеет место похожий одноэлектронный процесс, меняется только начальное состояние. В этом случае скорость  $w(Z + 1)$  образования ионов кратности  $Z + 1$ , при условии, что ионы кратности  $Z$  уже существуют в мишени, может с хорошей точностью быть найдена в одноэлектронном приближении. Для нахождения зарядового распределения ионов в мишени после прохождения через нее лазерного импульса нужно решить систему линейных скоростных уравнений, коэффициенты которой определяются величинами  $w(\mathcal{I}, Z)$ , где  $\mathcal{I}(\mathbf{r}, t)$  – зависящая от точки и времени интенсивность лазерной волны. Однако согласно экспериментальным данным, в поле с линейной или близкой к линейной поляризацией и интенсивностью в интервале  $\simeq 10^{14} \div 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ , выход ионов с зарядом  $Z \geq 2$  оказывается на несколько порядков выше, чем это следует ожидать при каскадной ионизации. Впервые аномально высокий выход двукратно заряженных ионов ксенона наблюдался Запесочным и Сураном в 1975г. [20] и затем был многократно документирован в экспериментах.

В настоящее время твердо установлено, что в данном случае доминирует другой механизм ионизации, при котором два или несколько электронов высвобождаются из атома одновременно и не независимым образом. Такая ионизация называется *коррелированной*. Название отражает тот факт, что при ионизации по такому механизму принципиальную роль играет не только взаимодействие электронов с полем, но и друг с другом. Начиная с 2000г., когда в эксперименте стали применяться установки COLTRIMS (COLd Target Recoil-Ions Spectroscopy) [21], сделалось возможным измерение не только выхода многозарядных ионов, но и их импульсных распределений, а также импульсных распределений электронных пар (случае двукратной ионизации). Это позволило окончательно убедиться в том, что физическим механизмом, ответственным за коррелированную двойную и многократную ионизацию, является неупругое перерассеяние фотоэлектрона, в соответствии с предсказаниями теоретических работ [14, 15].

Экспериментальные измерения импульсных распределений ионов и электронных пар с помощью установки COLTRIMS стимулировали новую волну теоретических исследований эффекта коррелированной двойной ионизации в сильном поле. В работах [P1-P3], результаты которых изложены в Главе I, в рамках обобщенной модели Келдыша были получены и исследованы импульсные распределения ионов и электронных пар при двойной ионизации атомов в поле сильной лазерной волны. Были найдены простые аналитические и полуаналитические (т.е. требующие для своего применения только несложных численных процедур на уровне решения системы трансцендентных уравнений) выражения для импульсных распределений,

---

<sup>2</sup>Подчеркнем, что речь не идет о плазме, где дальнейшая ионизация может происходить за счет неупругих столкновений атомов (ионов) с электронами; в разреженной мишени каждый атом ионизуется только за счет взаимодействия с внешним полем.



позволяющие описать зависимость эффекта от параметров поля и атома. Сравнение с экспериментальными данными и результатами численных расчетов демонстрирует в основном хорошее согласие, а в тех случаях, когда расхождения значительны, удалось установить их причину и понять, как нужно улучшать теорию, чтобы эти расхождения устранить. Полученные в [P1-P3] результаты были одними из первых в данной области, вслед за работами [22].

**Глава II** посвящена исследованию пороговых эффектов в спектрах фотоионизации в интенсивном лазерном поле. Пороговые явления – так называются эффекты, возникающие вблизи закрытия канала какой-либо реакции, то есть, когда энергия системы близка к минимально возможной для данной реакции – характерны для различных систем и изучаются давно. Общие свойства сечений вблизи порога в настоящее время относятся к разряду хрестоматийных результатов, излагаемых в учебниках и монографиях по квантовой механике. Знание общих закономерностей околопорогового поведения сечений, однако, недостаточно для того, чтобы описать конкретные детали, зависящие от физической системы и типа реакции.

При нелинейной ионизации атомов или других квантовых систем в интенсивном поле фотоэлектрон обычно поглощает большее число фотонов, чем необходимо для выхода в континуум. Поглощение дополнительных фотонов приводит к образованию спектра, состоящего из нескольких или даже многих пиков, разделенных энергией кванта. Такой спектр традиционно называется надпороговым; соответственно, говорят о надпороговой ионизации. Впервые надпороговый спектр наблюдался в 1979г. в эксперименте с атомами ксенона, ионизуемыми полем неодимового лазера с длиной волны 1064нм [23]. В достаточно слабых полях спектр многоквантовой ионизации состоит из единственного порогового пика, а с ростом интенсивности лазерной волны (при фиксированных прочих параметрах) появляются надпороговые пики, число которых растет и в условиях туннельной ионизации может достигать сотен.

В коротких лазерных импульсах<sup>3</sup> минимально необходимое для ионизации число квантов дается выражением

$$N_{\min} = [n_{\text{tr}}] + 1, \quad n_{\text{tr}} = \frac{I + U_P}{\hbar\omega}, \quad (4)$$

где  $I$  – потенциал ионизации,  $U_P = 1/2 \langle mv^2 \rangle$  – средняя по времени колебательная (пондеромоторная) энергия электрона в лазерном поле, а квадратные скобки означают взятие целой части числа, например,  $[10.3]=10$ . Величину  $n_{\text{th}}$  назовем порогом фотоионизации. Из (4) видно, что порог зависит от частоты и амплитуды поля и поэтому при изменении этих величин  $n_{\text{th}}$  может проходить через целочисленные значения,  $n_{\text{th}} = s$ , при этом минимальное число квантов (4) скачком меняется на единицу. Происходит закрытие или открытие  $s$ -фотонного канала ионизации. При этом полное сечение (вероятность) ионизации ведет себя в соответствии с общими законами зависимости сечений вблизи порога [24]. В случае достаточно сильного низкочастотного поля, когда надпороговый спектр состоит из многих пиков, возникает вопрос о том, не испытывает ли также и форма спектра, а не только полное сечение фотоионизации, особого поведения вблизи закрытия канала? Ответ оказывается довольно неожиданным: закрытие канала  $s$ -фотонной ионизации приводит к

<sup>3</sup>Здесь под короткими подразумеваем импульсы, за время действия которых фотоэлектрон не успевает существенно изменить своего положения в пределах лазерного фокуса, так что пондеромоторного рассеяния не происходит. Фемтосекундные импульсы в этом смысле всегда являются короткими.

значительному – примерно на порядок – росту вероятности ионизации в высокоэнергетической части надпорогового спектра, т.е. для фотоэлектронов, поглотивших число квантов, которое значительно больше порогового! Напротив, в низкоэнергетической части спектра, непосредственно прилегающей к порогу фотоионизации, никаких существенных изменений не происходит.

Такое неожиданное проявление пороговых особенностей в спектрах нелинейной фотоионизации сначала было обнаружено на эксперименте [25]. Экспериментальные результаты послужили стимулом для теоретических работ, в которых аномальное поведение надпороговых спектров вблизи закрытия каналов ионизации было подробно исследовано. Удалось установить физический механизм, ответственный за возникновение эффекта: его причиной является когерентное сложение амплитуд перерасеяния фотоэлектрона на родительском атоме, а закрытие канала является необходимым условием возникновения когерентности. Другими словами, вблизи закрытия канала основной вклад в амплитуду многоквантовой ионизации дается состояниями с большим временем жизни в континууме. В Главе II излагаются результаты работы [P5], которая, наряду с [26], была одной из первых, посвященных данному вопросу. Вычисления выполнены на основе обобщенной модели Келдыша с использованием метода квантовых траекторий. В последующие годы эффекты, возникающие в спектрах фотоэлектронов и высоких гармоник при закрытии каналов многоквантовой ионизации, широко изучались экспериментально и в теории; по этой проблеме имеется в настоящее время достаточно обширная литература, в значительной мере основанная на результатах, полученных в работе [P5].

В работе [P8], также включенной в Главу II, рассмотрен другой эффект, связанный с промежуточными состояниями континуума, имеющими большое время жизни. В этой работе была исследована зависимость импульсных распределений двукратно заряженных ионов и электронных пар от степени эллиптической поляризации поля в случае коррелированной двойной ионизации атомов короткими лазерными импульсами. Оказалось, что использование ненулевой эллиптичности дает возможность наблюдать вклад в сечение двойной ионизации от квантовых траекторий с большим временем жизни: при поляризации излучения, не слишком близкой к линейной, вклад таких траекторий становится преобладающим.

**В Главе III** излагается решение задачи о влиянии кулоновского взаимодействия на нелинейную ионизацию атомов в сильном электромагнитном поле. Как упомянуто выше, в первоначальной формулировке теория многоквантовой ионизации не учитывает взаимодействие фотоэлектрона в континууме с кулоновским полем атомного остатка. Поэтому результаты пионерских работ [8, 9, 11, 12], а также многих последующих, применимы, строго говоря, для описания только ионизации отрицательно заряженных ионов, а не нейтральных атомов, молекул или ионов с положительным зарядом.

Уже в первые годы развития физики многофотонных процессов, вскоре после публикации работы [8], вопрос о влиянии кулоновского взаимодействия на нелинейную ионизацию атомов был рассмотрен Никишовым и Ритусом [27], которые предложили метод экспоненцирования для вычисления кулоновской поправки к амплитуде фотоионизации. Тогда же Переломов и Попов нашли кулоновскую поправку к скорости туннельной ионизации атомов [17]. Эта поправка представляет собой множитель в выражении для скорости ионизации (вероятности ионизации в единицу времени), который при характерных для нелинейной ионизации в интенсивном поле параметрах численно велик и может достигать нескольких порядков величины. В 80-е годы с появлением мощных инфракрасных лазеров, обеспечивающих туннельный режим ионизации, эффект увеличения вероятности ионизации за счет кулоновского

взаимодействия был надежно измерен в экспериментах, и в настоящее время считается твердо установленным, а формулы для скорости туннельной ионизации атомов и положительно заряженных ионов, найденные в [17], широко используются в расчетах и при анализе экспериментальных данных, в том числе для калибровки интенсивности лазерных импульсов.

Однако до недавнего времени оставались невыясненными два существенных вопроса:

- как выглядит кулоновская поправка в многофотонном и промежуточном режиме ионизации, когда параметр Келдыша, (3) велик или порядка единицы,  $\gamma \geq 1$ ? Вопрос о кулоновских поправках в многофотонном пределе стал особенно актуальным в последние годы, когда в результате ввода в строй мощных рентгеновских лазеров стало возможным экспериментальное исследование многофотонных процессов в сильных высокочастотных полях с энергией фотона в десятки эВ и выше. В таких полях многоквантовая ионизация многозарядных ионов происходит в режиме  $\gamma \gg 1$ .
- каким образом кулоновские эффекты проявляются в спектрах и угловых распределениях фотоионизации в сильных полях? Анализу кулоновских эффектов в импульсных распределениях фотоэлектронов посвящено немалое количество теоретических работ, однако, большинство из них основаны либо на анализе точных численных решений уравнения Шредингера для атома во внешнем поле, либо носят эмпирический, рецептурный характер, либо вовсе неправильны.

Другими словами, несмотря на большое количество частных результатов, значительная часть которых правильна, последовательный аналитический подход, позволяющий включить кулоновское взаимодействие в теорию многоквантовой ионизации в сильном электромагнитном поле при произвольных значениях параметра Келдыша, до последнего времени не был известен.

В Главе III излагаются решения обеих задач, полученные в работах [P7-P11,P13,P15]. Еще одна, более ранняя, работа по той же тематике [P6] посвящена упрощенному решению задачи о влиянии кулоновского взаимодействия на импульсное распределение фотоэлектронов в туннельном пределе. Метод, развитый в [P7-P11,P13,P15], основан на квазиклассической теории возмущений для действия и методе мнимого времени [1,2] и является обобщением подхода, сформулированного в [17]. Основная идея метода заключается в следующем: в той области пространства, где формируется амплитуда нелинейной ионизации, кулоновское поле ядра мало по сравнению с полем электромагнитной волны, вызывающим ионизацию. Поэтому в нулевом приближении можно вычислить амплитуду перехода, пренебрегая кулоновским полем – это и есть результат теории Келдыша. Влияние кулоновского взаимодействия может тогда быть учтено по теории возмущений, с помощью которой вычисляются поправки к действию фотоэлектрона. Хотя эти поправки и малы по сравнению с действием, набираемым в электроном в лазерном поле, иначе методы теории возмущений не были бы правомерны, они зачастую оказываются большими по сравнению с квантом действия  $\hbar$  и поэтому приводят к значительным эффектам, поскольку действие стоит в показателе экспоненты. Как отмечалось выше, кулоновская поправка к скорости ионизации в туннельном режиме, найденная в [17], увеличивает эту скорость на несколько порядков. В диссертации эта поправка вычислена для произвольных значений параметра Келдыша и показано, что ее характерные значения в многофотонном режиме,  $\gamma \gg 1$ , оказываются еще больше, чем в туннельном. Кроме того, сформулирован метод, позволяющий найти кулоновские

поправки к действию при произвольном значении конечного импульса фотоэлектрона. Это позволяет исследовать влияние кулоновского взаимодействия на спектрально-угловые распределения фотоэлектронов в интенсивном лазерном поле. Показано, что под действием кулоновского поля происходит качественное изменение спектрально-угловых распределений, в том числе их интерференционной структуры.

**Последняя глава** диссертации посвящена исследованию эффекта излучения высоких гармоник лазерного поля фуллереном  $C_{60}$ . Поясним, почему фуллерен был выбран в качестве объекта исследования. Генерация высоких гармоник при взаимодействии атомов или молекул в газовой фазе с интенсивными лазерными импульсами исследуется экспериментально с конца 80-х годов и в настоящее время представляет собой одно из наиболее перспективных направлений в многофотонной физике. Интерес к высоким гармоникам связан, в первую очередь, с тем, что они формируют короткие импульсы когерентного ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения, то есть такой источник высоких гармоник представляет собой одну из реализаций рентгеновского лазера. Приведем количественный пример: используя в качестве волны накачки фемтосекундные импульсы лазера на титан-сапфире с энергией фотона  $\hbar\omega \approx 1.55\text{эВ}$  (длина волны  $\lambda \approx 800\text{нм}$ ), а в качестве мишени разреженный газ аргона или ксенона с плотностью порядка  $10^{16}\text{см}^{-3}$ , можно получать импульсы, состоящие из нечетных гармоник с номерами  $s \simeq 11 \div 31$  (длина волны  $\lambda_s \simeq 80 \div 25\text{нм}$ ), суммарная интенсивность которых может достигать порядка  $10^{12}\text{Вт/см}^2$ . Конечно, такие импульсы не могут конкурировать по интенсивности с теми, что получаются при помощи современных лазеров на свободных электронах, но во многих случаях очень высокая интенсивность и не нужна. Кроме того, оказывается, что свойствами когерентных импульсов высоких гармоник можно управлять, получая, например, импульсы очень малой длительности. Именно таким образом в течение последних 10 лет были получены субфемтосекундные (атосекундные) импульсы, исследование и использование которых в эксперименте составляет сейчас содержание нового направления в многофотонной физике.

Фундаментальную роль в теории сыграли работы [15,16], в которых был идентифицирован физический механизм, ответственный за излучение гармоник разреженными атомарными и молекулярными мишенями. Оказалось, что квант высокой гармоники испускается при рекомбинации валентного электрона в основное состояние родительского атома (молекулы) после того, как этот электрон был вырван из атома полем лазерной волны и им же был к атому возвращен. Таким образом, излучение кванта высокой гармоники представляет собой один из трех каналов, в которые возможно перерасеяние фотоэлектрона на родительском атоме.

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач является оптимизация свойств импульсов высоких гармоник и управление ими. Сюда можно отнести поиск возможностей увеличения интенсивности гармоник, управление фазовыми свойствами, а через них – длительностью и формой импульса, получение гармоник с наибольшими возможными номерами и др. Дополнительные возможности управления свойствами гармоник возникают при использовании мишеней, различных как по составу (атомы, молекулы, кластеры), так и по конфигурации (газовые пучки, волноводы). В частности, рекордные интенсивности гармоник были получены при пропускании лазерной волны накачки через волновод, наполненный атомарным газом [28]. Широко обсуждаются возможности управления свойствами гармоник, излучаемых двухатомными молекулами [29]. В нескольких экспериментах с ван-дер-ваальсовыми кластерами, формирующимися в атомарных пучках [30], также были получены высокие

гармоники, спектры которых демонстрируют заметные отличия от случая атомарных и молекулярных мишеней. В рамках этого направления исследований возникает заслуживающий внимания вопрос: Какими будут спектры высоких гармоник лазерного излучения, взаимодействующего с мишенью из фуллеренов?

Фуллеренами называются замкнутые молекулы  $C_{60}$ ,  $C_{70}$ ,  $C_{76}$ ,  $C_{80}$ , в которых все атомы углерода находятся на сферической или сфероидальной поверхности и расположены в вершинах правильных шестиугольников или пятиугольников, которые покрывают поверхность сферы или сфероида [31]. Центральное место среди фуллеренов занимает молекула  $C_{60}$ , которая характеризуется наиболее высокой симметрией и, как следствие, наибольшей стабильностью. В этой молекуле, напоминающей по крышке футбольного мяча и имеющей структуру правильного усеченного икосаэдра, атомы углерода располагаются на сферической поверхности в вершинах 20 правильных шестиугольников и 12 правильных пятиугольников, так что каждый шестиугольник граничит с тремя шестиугольниками и тремя пятиугольниками, а каждый пятиугольник граничит только с шестиугольниками. Таким образом, каждый атом углерода в молекуле  $C_{60}$  находится в вершинах двух шестиугольников и одного пятиугольника и неотличим от других атомов углерода. Средний радиус молекулы  $C_{60}$   $R_0 \approx 6.7 \text{ \AA}$ .

В отношении электрических свойств фуллерены похожи на проводники: 240 валентных электронов (в случае  $C_{60}$ ) коллективизированы и образуют подобие зоны проводимости. У электронной подсистемы имеются коллективные степени свободы, известные как *поверхностный* и *объемный плазмоны*. В этом отношении фуллерены похожи на металлические кластеры, однако, есть и существенное различие: средняя плотность квазисвободных электронов в фуллерене  $C_{60}$  превышает  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ , что примерно на порядок больше, чем соответствующая величина для металлических кластеров. В результате, в то время как энергия поверхностного плазмона, например, в кластере золота составляет около 3.3эВ, для  $C_{60}$  она близка к 20эВ, а энергия объемного плазмона – около 35эВ. Эти энергии типичны для высоких гармоник лазерного излучения: в случае титан-сапфирового лазера с энергией кванта  $\hbar\omega = 1.55 \text{ эВ}$  поверхностный и объемный плазмон  $C_{60}$  отвечают гармоникам с номерами 13 и 23 соответственно. Возникает вопрос о том, каким образом наличие коллективных степеней свободы влияет на излучение гармоник с частотами, близкими к собственным частотам коллективных колебаний? Этот вопрос рассмотрен в Главе IV, содержание которой основано на результатах работы [P12]. Показано, что низкочастотное лазерное поле не возбуждает коллективные колебания напрямую<sup>4</sup>, но их может возбудить электрон, вернувшийся после ионизации к фуллерену под действием поля волны. Таким образом, в работе [P12] предсказан новый канал перерасеяния: фотоэлектрон, взаимодействующий с системой, из которой он был вырван полем сильной лазерной волны, может не только (i) упруго рассеяться, (ii) выбить другой связанный электрон или несколько, (iii) рекомбинировать с испусканием кванта высокой гармоники, но и (iv) возбудить многочастичное колебание в системе. Это коллективное колебание затем релаксирует по различным каналам, в основном за счет распада на одночастичные возбуждения, что может приводить в итоге к фрагментации фуллерена. Возможна и релаксация с испусканием фотона, то есть излучение высокой гармоники. Таким образом, в системах с коллективными степенями свободы, собственные

---

<sup>4</sup>Точнее, вероятность такого процесса весьма мала, так что прямое возбуждение поверхностных и объемных колебаний электронной подсистемы фуллерена полем инфракрасных лазеров вряд ли возможно наблюдать на эксперименте, хотя в численных расчетах этот слабый эффект виден.

частоты которых составляют десятки эВ, существует новый канал излучения высоких гармоник.

В работе [P12] рассмотрен вопрос о том, может ли такой канал быть более эффективным, чем стандартный, когда фотоэлектрон сразу рекомбинирует в основное одночастичное состояние, не возбуждая коллективных мод. В качестве рабочего инструмента здесь снова использовалась обобщенная модель Келдыша, в которую были введены коллективные степени свободы. В результате было показано, что для лазеров с длиной волны 800нм доминирует излучение гармоник через возбуждение поверхностного и объемного плазмонов, а при переходе к большей длине волны,  $\lambda \gtrsim 2000\text{нм}$ , преобладает стандартный одночастичный канал. Эти результаты, полученные в рамках простой аналитической теории, подтверждены при помощи численного моделирования динамики фуллерена в интенсивном внешнем поле, выполненного в той же работе методом зависящего от времени функционала плотности [18]. В недавнем эксперименте [32] впервые наблюдались спектры высоких гармоник, излучаемых в поле титан-сапфирового лазера мишенями, содержащими фуллерены  $C_{60}$ . Было зафиксировано предсказанное в [P12] увеличение вероятности излучения для гармоник с номерами 11-15, то есть вблизи частоты поверхностного плазмона.

## 5 Результаты, положения, выносимые на защиту, научная новизна, практическая ценность и апробация работы

Объем диссертации 146 страниц, включая 36 рисунков, 2 таблицы и список литературы из 224 наименований.

В работе получены следующие **основные результаты**:

1. Построена аналитическая теория коррелированной двойной ионизации атомов в интенсивном лазерном поле, с помощью которой вычислены импульсные распределения двукратно заряженных ионов и электронных пар. Полученные результаты сопоставлены с экспериментальными данными и предсказаниями других теоретических подходов, а также численных расчетов.
2. Показано, что импульсное распределение электронных пар при двойной ионизации в сильном линейно поляризованном поле обладает в плоскости поляризации  $V$ -образной формой, которая является проявлением кулоновского взаимодействия в сечении неупругого  $e \rightarrow 2e$  процесса. Предсказанное теорией свойство импульсного распределения наблюдается на эксперименте.
3. Рассчитаны импульсные распределения двукратно заряженных ионов и электронных пар при двойной ионизации атомов эллиптически поляризованным лазерным полем. Показано, что для не слишком малых значений эллиптичности форма импульсных распределений определяется вкладом траекторий фотоэлектрона с большим временем жизни в континууме, в то время как вклад наиболее короткой траектории, доминирующей в поле с линейной поляризацией, оказывается пренебрежимо малым. Исследованы параметры асимметрии распределений в зависимости от эллиптичности и интенсивности поля.

4. Построена квазиклассическая теория, описывающая возникновение особенностей в высокоэнергетической части спектра фотоионизации атомов в интенсивном лазерном поле вблизи закрытия канала многоквантовой ионизации. Показано, что физическим механизмом, вызывающим появление особенностей в спектре, является когерентное сложение амплитуд перерассеяния, отвечающих многим траекториям фотоэлектрона с разным временем жизни в континууме. С использованием развитой теории предсказан и исследован эффект закрытия каналов в импульсных распределениях электронных пар при двойной ионизации атомов в интенсивном линейно поляризованном лазерном поле.
5. Сформулирован метод, позволяющий вычислить кулоновские поправки к амплитуде фотоионизации атомов и положительно заряженных ионов в интенсивном лазерном поле при произвольных значениях параметра адиабатичности Келдыша и для произвольных значений конечного импульса электрона. Метод использован для расчета спектрально-угловых распределений фотоэлектронов с учетом кулоновского взаимодействия. Идентифицированы кулоновские эффекты в угловых распределениях в поле с эллиптической поляризацией и в импульсных распределениях в линейно поляризованном поле. Выполнено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и предсказаниями численных расчетов, основанных на интегрировании зависящего от времени уравнения Шредингера. Результаты сравнения с данными и эксперимента и численными расчетами показывают, что развитый метод кулоновских поправок обеспечивает количественную точность в теории нелинейной фотоионизации.
6. Вычислена кулоновская поправка к скорости многоквантовой ионизации атомов и положительно заряженных ионов в интенсивном линейно поляризованном электромагнитном поле при больших значениях параметра адиабатичности Келдыша. Показано, что она существенно, на несколько порядков, увеличивает вероятность ионизации. Найдена интерполяционная формула для скорости ионизации, применимая при произвольных значениях параметра адиабатичности. Высокая точность полученной формулы подтверждена сравнением с результатами численных расчетов.
7. Сформулирована аналитическая теория, описывающая эффект генерации высоких гармоник инфракрасного лазерного излучения фуллереном  $C_{60}$ . Предсказан новый канал излучения гармоник через возбуждение валентным электроном коллективного электронного колебания – поверхностного или объемного плазмона. Показано, что для длин волн лазера около 800 нм коллективный канал должен заметно преобладать над одночастичным, а с ростом длины волны до 2000-3000 нм одночастичный канал становится доминирующим. Сравнение с результатами численных расчетов, выполненных методом зависящего от времени функционала плотности, подтверждает теоретические предсказания.

Все результаты, полученные в диссертации, **являются новыми**. На их основе сформулированы **положения, выносимые на защиту**:

1. Аналитическая теория коррелированной двойной ионизации атомов в интенсивном лазерном поле и результаты расчетов импульсных распределений двукратно заряженных ионов и электронных пар, выполненных в рамках этой теории.

2. Полуклассическая модель двойной ионизации атомов в интенсивном поле с эллиптической поляризацией и результаты расчетов и качественные выводы, полученные с использованием этой модели.
3. Квазиклассическая теория, описывающая эволюцию спектра фотоэлектронов в интенсивном лазерном поле вблизи закрытия канала многоквантовой ионизации.
4. Результаты анализа влияния эффекта закрытия каналов на импульсные распределения электронных пар при двойной ионизации атомов в интенсивном линейно поляризованном лазерном поле.
5. Квазиклассический метод вычисления кулоновских поправок к амплитуде фотоионизации атомов и положительно заряженных ионов в интенсивном лазерном поле при произвольных значениях параметра адиабатичности Келдыша и для произвольных значений конечного импульса электрона. Результаты расчета спектрально-угловых распределений фотоэлектронов, выполненные с помощью этого метода.
6. Кулоновская поправка к скорости многоквантовой ионизации атомов и положительно заряженных ионов в поле интенсивных рентгеновских лазеров.
7. Аналитическая теория генерации высоких гармоник инфракрасного лазерного излучения многоэлектронными наносистемами с коллективными степенями свободы. Результаты расчета спектров высоких гармоник, излучаемых фуллереном  $C_{60}$ .

Полученные в диссертационной работе результаты прошли следующую **апробацию**:

1. Результаты опубликованы в известных реферируемых российских и зарубежных журналах, включая ЖЭТФ, Письма в ЖЭТФ, Physical Review Letters, Physical Review A и другие. Всего по теме диссертации автором опубликовано 16 работ [P1-P16] (все работы в соавторстве).
2. Результаты диссертационной работы многократно докладывались на российских и международных конференциях, посвященных исследованиям взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом. В рамках неполного списка можно указать следующие конференции, в которых автор или соавторы работ по теме диссертации принимали участие с устными докладами: Annual International Workshop on Laser Physics, LPNYS (Italy 2004, Mexico 2007, Norway 2008), Фундаментальная Атомная Спектроскопия, ФАС (Москва 2007, 2009), Novel Light Sources (Austria, 2008), Научная Сессия МИФИ (Москва, 2001-2010), International Symposium on Theoretical Chemistry (Canada, 2008), Annual Spring Meeting of the German Physical Society (Germany, 2007-2009), International Conference on Nonlinear Optics (ICONO) (Казань, Россия, 2010), EMMI workshop "Particle dynamics under extreme matter conditions" (Speyer, Germany, 2010). Автор выступал с докладами по результатам работы на нескольких регулярных или специальных научных семинарах, в том числе на Семинаре по многофотонным процессам ИОФ РАН, Семинаре теоретического отдела ИТЭФ, Семинаре теоретического отдела ФИАН, в Институте Оптики и Спектроскопии им. М.Борна (Berlin, Germany), Институте Ядерной Физики им.М.Планка (Heidelberg, Germany), в Институте Молекулярной физики Национального Исследовательского Совета Канады (Ottawa, Canada), в Университете Росток (Германия) и др.



3. В тех случаях, когда это было возможно, полученные в диссертации результаты сравнивались с предсказаниями других теоретических работ, данными численных расчетов и экспериментов. В большинстве случаев обнаружено количественное согласие с результатами численных расчетов, выполненных в рамках приближения сильного поля, но без тех упрощающих предположений, которые были сделаны в работе и позволили получить замкнутые аналитические выражения для функций распределения наблюдаемых. При современном уровне развития вычислительной техники возможно точное численное решение одноэлектронных и двухэлектронных (в последнем случае, как правило, в уменьшенной размерности) задач путем прямого численного интегрирования зависящего от времени уравнения Шредингера. Сравнение полученных в диссертационной работе результатов с данными таких расчетов также демонстрирует вполне удовлетворительное согласие; особенно хорошее количественное совпадение отмечено в задаче о кулоновских поправках к спектрально-угловым распределениям фотоэлектронов (Глава III). То же можно сказать и об экспериментальных данных, относящихся к кулоновским эффектам в спектрах – было обнаружено количественное согласие между ними и развитой в работе теорией. Для расчетов, относящихся к двойной ионизации (Глава I) и закрытию каналов многоквантовой ионизации (Глава II) результаты сравнения с экспериментом не столь однозначны, однако, качественного согласия имеет место во всех рассмотренных случаях.
4. В работах, вошедших в диссертацию, были сделаны несколько предсказаний результатов возможных экспериментов. В частности,
- (i) В работе [P3] было показано, что импульсные распределения электронных пар при двойной ионизации в сильном линейно поляризованном лазерном поле должно обладать  $V$ -образной формой в плоскости  $(p_{1||}, p_{2||})$ , где  $p_{||}$  – проекция импульса электрона на направление линейной поляризации поля. Такая форма распределения является проявлением дальнедействующего кулоновского взаимодействия в сечении ударной  $e \rightarrow 2e$  ионизации. При использовании модели с контактным потенциалом электрон-электронного взаимодействия распределение  $V$ -образной формы не возникает. В недавних экспериментах [33] были измерены импульсные распределения электронных пар в плоскости  $(p_{1||}, p_{2||})$  при ограниченных значениях поперечных по отношению к направлению поляризации поля импульсов, и  $V$ -образная форма распределения была обнаружена. Следует отметить, что согласие теории и эксперимента наблюдается только на качественном уровне. Причины количественных расхождений подробно обсуждаются в Главе I.
- (ii) В работе [P5] резонансно-подобные эффекты, возникающие при закрытии канала многоквантовой ионизации, обсуждались не только для случая спектров перерасеяния, но и для спектров электронных пар при двойной ионизации атомов. Было показано, что пороговые особенности должны присутствовать и здесь, хотя зарегистрировать их на эксперименте будет существенно сложнее, чем в случае перерасеяния при однократной ионизации. К настоящему моменту эффект экспериментально не наблюдался.
- (iii) В работе [12] генерация высоких гармоник инфракрасного лазерного излучения фуллереном  $C_{60}$  был рассмотрен до появления первых экспериментальных данных по этому вопросу. Предсказанный в работе эффект увеличения вероятности излучения гармоники за счет возбуждения коллективного колебания – плазмона – был экспериментально

обнаружен в работе [32].

5. Методы вычисления вероятностей многофотонных процессов в сильных полях, разработанные и использованные в диссертационной работе, получили затем дальнейшее развитие. Так, квазиклассический метод вычисления амплитуды перерасеяния вблизи закрытия канала многоквантовой ионизации, развитый в [P5], был обобщен и использован для детального анализа эффекта в [34] и других работах. Метод учета кулоновского взаимодействия в задаче о многоквантовой ионизации, реализованный через вычисление поправок к классическим траекториям фотоэлектрона в сильном лазерном поле [P6], был использован в работе [35] для расчета заселения ридберговских состояний атомов в процессе фотоионизации. В работе [36] развитый в [P9,P10] метод кулоновских поправок был реализован в виде численного алгоритма, близкого по духу к квантовому методу Монте-Карло. Такой подход оказался весьма эффективным для вычисления спектрально-угловых распределений и анализа экспериментальных данных. В свою очередь, предложенный в [36] численный алгоритм был использован в работе [P15], вошедшей в диссертацию.

Наконец, кратко обозначим **возможности дальнейшего развития и приложения** полученных в диссертации результатов.

1. Развитый в работах [P1,P2] метод вычисления амплитуды коррелированной двойной ионизации атомов может быть использован для расчета аналогичных по структуре амплитуд рассеяния, описывающих другие процессы в интенсивном лазерном поле, включая генерацию высоких гармоник, многократную ионизацию атомов, двойную ионизацию молекул и т.п.
2. Метод учета кулоновского взаимодействия, развитый в работах [P9-P11,P13,P15] в приложении к задаче о спектрально-угловых распределениях фотоэлектронов, может также быть использован для вычисления кулоновских поправок к амплитудам более сложных процессов в сильном поле, включая генерацию высоких гармоник и двойную (многократную) ионизацию, ионизацию молекул и др.
3. Полученные в [P11,P13] аналитические выражения для скорости ионизации атомов и ионов могут быть использованы для расчета распределения по зарядовым состояниям в плазме, взаимодействующей с рентгеновскими импульсами высокой интенсивности.
4. Результаты работы [P12] могут быть использованы для управления свойствами импульсов высоких гармоник.

## Список литературы

- [1] В.С. Попов, В.П. Кузнецов, А.М. Переломов, *ЖЭТФ* **53**, 331 (1967).
- [2] В.С. Попов, *ЯФ* **68**, 717 (2005).
- [3] P. Salières, B. Carré, L. Le Deroff *et al.*, *Science* **292**, 902 (2001).
- [4] Европейский проект Extreme Light Infrastructure (<http://www.extreme-light-infrastructure.eu>) предполагает создание около 2017г. лазерной установки, генерирующей импульсы интенсивностью до  $10^{25}$ Вт/см<sup>2</sup>.
- [5] J. Andruszkow, B. Aunte, V. Ayvazyan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3825 (2000); T. Shintake *et al.*, *Nat. Photonics* **2**, 555 (2008); <https://slacportal.slac.stanford.edu/>.
- [6] D.B. Milošević, G.G. Paulus, D. Bauer and W. Becker, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, R203 (2006).
- [7] P. Agostini and L. F. DiMauro, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813 (2004); Ferenc Krausz and Misha Ivanov, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163 (2009).
- [8] Л.В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
- [9] F.H.M. Faisal, *J. Phys. B* **6**, L89 (1973); H.R.Reiss, *Phys. Rev. A* **22**, 1786 (1980).
- [10] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Теоретическая физика. Квантовая электродинамика*, М.:Наука, 1989.
- [11] А.И. Никишов, В.И. Ритус, *ЖЭТФ* **50**, 255 (1966).
- [12] А.М. Переломов, В.С. Попов, М.В. Терентьев, *ЖЭТФ* **50**, 1393; **51**, 309 (1966).
- [13] В.С. Попов, *УФН*, **174**, 921 (2004).
- [14] М.Ю. Кучиев, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 319 (1987).
- [15] P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
- [16] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L’Huillier, and P. B. Corkum, *Phys. Rev. A* **49**, 2117 (1994); W. Becker, S. Long, and J.K. McIver, *Phys. Rev. A* **50**, 1540 (1994).
- [17] А.М. Переломов, В.С. Попов, *ЖЭТФ* **52**, 514 (1967).
- [18] R.M. Dreizler and E.K.U. Gross, *Density Functional Theory. An Approach to the Quantum Many-Body Problem*, Springer: Berlin, 1999.
- [19] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma Physics Via Computer Simulation*, Institute of Physics Publishing, 1991; В.А. Вшивков, М.П. Федорюк, Ю.Н. Григорьев, *Численное моделирование методом частиц-в-ячейках*, Изд-во Сибирского отделения РАН, 2004.
- [20] И.П. Запесочный, В.В. Суран, *Письма в ЖТФ* **1**, 420 (1975); *Письма в ЖЭТФ* **26**, 13 (1977).

- [21] J. Ullrich, R. Moshhammer, R. Dörner *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 2917 (1997); R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki *et al.*, Phys. Rep. **330**, 95 (2000).
- [22] R. Kopold, W. Becker, H. Rottke, and W. Sandner, Phys. Rev. Lett. **85**, 3781 (2000); A. Becker and F.H.M. Faisal, Phys. Rev. Lett. **84**, 3546 (2000).
- [23] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N.K. Rahman, Phys. Rev. Lett. **42**, 1127 (1979).
- [24] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов, *Реакции рассеяние и распады в нерелятивистской квантовой механике*, 2-е изд., М.: Наука, 1971, Глава IX.
- [25] P. Hansch, M.A. Walker, and L.D. Van Woerkom, Phys. Rev. A **55**, R2535 (1997); M. P. Hertlein, P.H. Bucksbaum, and H.G. Muller, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, L197 (1997); M.J. Nandor, M. A. Walker, L.D. Van Woerkom, and H.G. Muller, Phys. Rev. A **60**, R1771 (1999); G.G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, R. Kopold, and W. Becker, Phys. Rev. A **64**, 021401(R) (2001).
- [26] R. Kopold, W. Becker, M. Kleber and G.G. Paulus, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **35**, 217 (2002); Bogdan Borca, M.V. Frolov, N.L. Manakov, and Anthony F. Starace, Phys. Rev. Lett. **88**, 193001 (2002); Joseph Wassaf, Valérie Vénard, Richard Taïeb, and Alfred Maquet, Phys. Rev. Lett. **90**, 013003 (2003); Phys. Rev. A **67**, 053405 (2003).
- [27] А.И. Никишов, В.И. Ритус, ЖЭТФ **52**, 223 (1967).
- [28] Charles G. Durfee III, Andy R. Rundquist, Sterling Backus *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2187 (1999).
- [29] O. Smirnova, Y. Mairesse, S. Patchkovskii *et al.*, Nature **460**, 972 (2009).
- [30] T.D. Donnelly T. Ditmire, K. Neuman, M.D. Perry, and R.W. Falcone, Phys. Rev. Lett. **76**, 2472 (1996); J.W.G. Tisch, T. Ditmire, D.J. Fraser *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 709, (1997); C. Vozzi, M. Nisoli, J-P. Caumes *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 111121 (2005).
- [31] А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов, УФН **163**, 33 (1993); I.V. Hertel, T. Laarmann, and C.P. Schulz, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **50**, 219 (2005).
- [32] R.A. Ganeev, L.B. Elouga Bom, J. Abdul-Hadi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 013903 (2009).
- [33] A. Staudte, C. Ruiz, M. Schöffler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 263002 (2007); A. Rudenko, V.L.B. de Jesus, Th. Ergler *et al.*, *ibid.* 263003 (2007).
- [34] D.B. Milošević, E. Hasović, M. Busuladžić, A. Gazibegović-Busuladžić, and W. Becker, Phys. Rev. A **76**, 053410 (2007).
- [35] N.I. Shvetsov-Shilovski, S.P. Goreslavski, S.V. Popruzhenko, and W. Becker, Laser Physics **19**, 1550 (2009).
- [36] Y. Huismans, A. Rouzee, A. Gijsbertsen *et al.*, Science **331**, 61 (2011).

## Список публикаций автора по теме диссертации.

### Статьи в рецензируемых журналах

- P1. S.P. Goreslavski, S.V. Popruzhenko, *Nonsequential double ionization: a quasiclassical analysis of the Keldysh-type transition amplitude*, Optics Express **8**, 395-400 (2001).
- P2. S.V. Popruzhenko, S.P. Goreslavski, *Photoelectron momentum distribution for double ionization in strong laser fields*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34**, L239-L246 (2001).
- P3. S.P. Goreslavskii, S.V. Popruzhenko, R. Kopold, W. Becker, *Electron-electron correlation in laser-induced nonsequential double ionization*, Phys. Rev. A **64**, 053402 (2001).
- P4. В.Д. Мур, С.В. Попруженко, В.С. Попов, *Энергетические и импульсные спектры фотоэлектронов при ионизации в сильном лазерном поле (случай эллиптической поляризации)*, ЖЭТФ **119**, 893-905 (2001) [JETP **92**, 777-788 (2001)].
- P5. S.V. Popruzhenko, P.A. Korneev, S.P. Goreslavskii, W. Becker, *Laser-induced recollision phenomena: Interference resonances at channel closings*, Phys. Rev. Lett. **89**, 023001 (2002).
- P6. S.P. Goreslavski, G.G. Paulus, S.V. Popruzhenko, N.I. Shvetsov-Shilovskii, *Coulomb asymmetry in above-threshold ionization*, Phys. Rev. Lett. **93**, 233002 (2004).
- P7. В.С. Попов, В.Д. Мур, С.В. Попруженко, *Об учете кулоновского взаимодействия в теории многофотонной ионизации*, Письма в ЖЭТФ **85**, 275-278 (2007) [JETP Letters **85**, 223-226 (2007)].
- P8. N.I. Shvetsov-Shilovskii, S.P. Goreslavski, S.V. Popruzhenko, and W. Becker, *Ellipticity effects and the contributions of long orbits in nonsequential double ionization of atoms*, Phys. Rev. A **77**, 063405 (2008).
- P9. S.V. Popruzhenko, G.G. Paulus and D. Bauer, *Coulomb-corrected quantum trajectories in strong-field ionization*, Phys. Rev. A **77**, 053409 (2008).
- P10. S.V. Popruzhenko and D. Bauer, *Strong field approximation for systems with Coulomb interaction*, Journ. Mod. Opt. **55**, 2573-2589 (2008).
- P11. S.V. Popruzhenko, V.D. Mur, V.S. Popov, and D. Bauer, *Strong Field Ionization Rate for Arbitrary Laser Frequencies*, Phys. Rev. Lett. **101**, 193003 (2008).
- P12. M. Ruggenthaler, S.V. Popruzhenko, and D. Bauer, *Recollision-induced plasmon excitation in strong laser fields*, Phys. Rev. A **78**, 033413 (2008).
- P13. С.В. Попруженко, В.Д. Мур, В.С. Попов, Д. Бауэр *Многофотонная ионизация атомов и ионов интенсивными рентгеновскими лазерами*, ЖЭТФ **135**, 1092-1108 (2009) [JETP **108**, 947-962 (2009)].
- P14. В.М. Карнаков, V.D. Mur, S.V. Popruzhenko, V.S. Popov, *Strong Field Ionization by ultrashort laser pulse: Application of the Keldysh theory*, Physics Letters A **374**, 386-390 (2009).
- P15. Tian Min Yan, S.V. Popruzhenko, M.J.J. Vrakking, and D. Bauer, *Low-Energy Structures in Strong Field Ionization Revealed by Quantum Orbits*, Phys. Rev. Lett. **105**, 253002 (2010).
- P16. Б.М. Карнаков, В.Д. Мур, В.С. Попов и С.В. Попруженко, *Ионизация атомов и ионов интенсивным лазерным излучением*, обзор, Письма в ЖЭТФ, **93**, 256-258 (2011).

**Список публикаций автора по теме диссертации.**

**Статьи в сборниках трудов конференций**

P17. S.P. Goreslavskii, S.V. Popruzhenko, *Electron momentum distributions for double ionization in the strong field limit*, в сборнике “NATO Advanced Research Workshop on Super-Intense Laser-Atom Physics” Han Sur Lesse, Belgium, Sept. 24-30, 2000, NATO SCIENCE SERIES, SERIES II: MATHEMATICS, PHYSICS AND CHEMISTRY **12**, 41-50 (2001).

P18. С.П. Гореславский, С.В. Попруженко, *О механизме образования многозарядных ионов в сильном лазерном поле*, в сборнике “Научная Сессия МИФИ-2001. Сборник научных трудов” **5**, 138-139 (2001).

P19. S.P. Goreslavskii, P.A. Korneev, S.V. Popruzhenko, R. Kopold, W. Becker, *A closer look at electron-electron correlation in laser-induced non-sequential double ionization*. Proceedings of the International Seminar on Fundamentals of Laser interactions III, 13-18 January 2002, Obergurgl, Austria. Journ. Mod. Opt. **50**, 423-440 (2003).