

Мороз Надежда Николаевна

**Рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на
атомах и ионах в широком спектральном диапазоне**

01.04.21 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)».

- Научный руководитель:** Астапенко Валерий Александрович –
доктор физико-математических наук, профессор
- Научный консультант:** Лисица Валерий Степанович –
доктор физико-математических наук, профессор
- Официальные оппоненты:** Шапиро Давид Абрамович –
доктор физико-математических наук, профессор,
федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Новосибирский национальный исследовательский
государственный университет», заведующий кафедрой
теоретической физики
- Есеев Марат Каналбекович –
доктор физико-математических наук, доцент,
федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Северный (Арктический) федеральный университет
имени М. В. Ломоносова», заведующий кафедрой
фундаментальной и прикладной физики высшей школы
естественных наук и технологий
- Ведущая организация:** Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

Защита состоится «20» декабря 2018 года в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 212.156.09 в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», расположенному по адресу: 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ и на сайте университета:
<http://www.mipt.ru>

Автореферат разослан _____ 2018 года.

Ученый секретарь диссертационного совета, Токунов Юрий Матвеевич
кандидат физико-математических наук, доцент

Общая характеристика работы

Актуальность работы и степень проработанности темы диссертации

В последние годы активное развитие получили методы и техника генерации ультракоротких лазерных импульсов (УКЛИ) [1], [2]. Уже сейчас с помощью лазеров на свободных электронах (XFEL) возможно получать УКЛИ с длительностью порядка 1 фс, при этом непрерывно ведется работа по ее сокращению. Так, в работе [3] предложен метод генерации изолированных одноцикловых рентгеновских импульсов с длительностью 380 ас на средней длине волны 8,6 нм. В статье [4] описан подход, позволяющий генерировать субцикловые XFEL импульсы с длительностью 10,7 ас. Подобный интерес обусловлен широким спектром возможных применений УКЛИ не только для решения фундаментальных задач в физике [5], но и в прикладных сферах, например, медицине ([6]), биологии и химии ([7]) и других областях.

Однако, зачастую имеющиеся на данный момент методы и подходы, применяющиеся для описания процесса взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, не в состоянии объяснить получаемые результаты в случае ультракоротких длительностей лазерных импульсов. Так, например, в работе [8] при изучении нелинейного комптоновского рассеяния рентгеновских лазерных импульсов длительностью ~ 60 фс на атомах бериллия были зафиксированы энергии рассеянных фотонов намного меньше, чем до этого предсказывалось теорией. На недостатки имеющегося теоретического базиса и стандартных методов при описании фотопроцессов в поле ультракоротких импульсов указывают многие авторы. Например, в статье [9] демонстрируется неадекватность традиционного подхода, основанного на понятии вероятности фотопроцесса в единицу времени, и предлагается использовать полную вероятность фотопроцесса за все время действия импульса. В рамках теории возбуждений автором получена формула, описывающая широкий круг электромагнитных процессов и позволяющая установить ряд характерных особенностей в поле УКЛИ. Таким образом, традиционные методы и подходы в случае сверхкоротких длительностей во многих случаях оказываются несостоятельными, что делает актуальными исследования в области теоретического описания взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом.

В настоящее время наибольшее внимание как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения уделяется фотопоглощению ультракоротких лазерных импульсов на различных мишенях в широком спектральном диапазоне ([10], [11], [12] и другие работы). При этом процессы упругого и неупругого рассеяния освещены относительно мало.

В работе [13] предложена нерелятивистская квантовая теория описания двухквантового упругого рассеяния рентгеновских фотонов. В работе [14] разработана релятивистская теория упругого рассеяния лазерного излучения, применимая для энергий фотонов более чем 100 кэВ, однако, предложенный подход рассчитан на стандартные длительности импульсов и не может быть использован для УКЛИ. Упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на свободном электроне анализировалось в работе [15] в нерелятивистском пределе. Статья [16] посвящена исследованию изменения формы падающего УКЛИ при рассеянии на электронном газе и многоуровневых атомах в рамках классического подхода. Переизлучение УКЛИ на различных мишенях в рамках приближения мгновенного возмущения, которое предполагает, что длительность импульса много меньше всех характерных атомных времен, рассматривалось в работах [17], [18]. Однако, в указанном приближении связь электрона с ядром учитывается только атомным форм-фактором, что, вообще говоря, недостаточно для корректного описания зависимости вероятности фотопроцесса от всех параметров задачи в широком диапазоне их значений, в частности от длительности импульса.

Комптоновское рассеяние фотонов рассматривалось в работах [19], [20]. В работе [21] исследуется процесс нелинейного комптоновского рассеяния фотонов с испусканием одного «мега» фотона.

Предложенный в [9] подход получил свое развитие в работах [22] и [23], в частности, было продемонстрировано наличие нелинейной зависимости полной вероятности упругого рассеяния от длительности УКЛИ. Однако, обнаруженное явление на текущий момент мало исследовано, что говорит об актуальности проведения соответствующих расчетов для других мишеней, в том числе и таких «фундаментальных», как атомарный водород. Кроме того, в настоящее время в литературе отсутствуют работы, в которых при вычислении характерных для фотопроцессов величин (сечение и вероятность фотопроцесса) учитывалось бы состояние мишеней и их взаимодействие между собой, что всегда сопровождает реальные условия. Например, интенсивные рентгеновские пучки, генерируемые современными лазерами на свободных электронах, способны создавать над поверхностью металла-мишени горячую плазму, на многозарядных ионах которой, в свою очередь, лазерные импульсы могут поглощаться и рассеиваться. Указанные процессы представляют интерес в качестве объекта исследований, однако, должны учитывать характер движения иона в плазме.

В настоящей диссертации проводится исследование упругого и неупругого рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на различных атомах и ионах в широком спектральном диапазоне на базе подхода, предложенного в работе [9], при этом особое

внимание уделяется зависимости вероятности фотопроцессов от длительности импульса. Под понятием «ультракороткий импульс» понимается импульс, ширина спектра которого сопоставима или превышает ширину характерного спектра фотопроцесса. Таким образом, используемое определение учитывает свойства мишени, а не опирается исключительно на характеристики импульса.

Цель работы

Целью данной работы является теоретическое исследование особенностей упругого и неупругого рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на различных мишенях в широком спектральном диапазоне, а именно:

- Упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода, отрицательном ионе водорода и атомах благородных газов;
- Резонансное упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на водородоподобных ионах в плазме и в одноатомных парах щелочных металлов;
- Комptonовское рассеяние на атоме водорода, атомах благородных газов и щелочных металлов.

Для достижения указанной цели поставлены и решены следующие **задачи**:

- Предложен метод расчета сечения упругого рассеяния на атоме водорода, отрицательном ионе водорода, атомах криптона и ксенона, а также сечения комptonовского рассеяния на атомах водорода, аргона, криптона и натрия;
- Исследовано упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода, отрицательном ионе водорода, атомах криптона и ксенона для импульсов с различными типами огибающей;
- Рассчитана и проанализирована полная вероятность резонансного рассеяния ультракоротких лазерных импульсов с гауссовой огибающей на водородоподобных ионах в плазме;
- Рассмотрено упругое резонансное рассеяние ультракоротких лазерных импульсов с гауссовой огибающей в одноатомных парах лития и натрия;
- Изучено комptonовское рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атомах водорода, аргона, криптона и натрия.

Научная новизна работы

1. Впервые исследована полная вероятность упругого рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода, отрицательном ионе водорода, атомах ксенона и криптона для различных несущих частот и длительностей

скорректированного гауссовского импульса и вейвлет-импульсов без несущей частоты;

2. Впервые рассчитана и проанализирована полная вероятность резонансного рассеяния ультракоротких лазерных импульсов с гауссовой огибающей на водородоподобных ионах в плазме с учетом тонкого расщепления и доплеровского уширения линий радиационных переходов в зависимости от несущей частоты и длительности импульса, а также заряда ядра иона;
3. Впервые изучена полная вероятность резонансного рассеяния ультракоротких лазерных импульсов с гауссовой огибающей на атомах натрия и лития в одноатомных парах с учетом тонкого расщепления, доплеровского и ударного уширений линий радиационных переходов в зависимости от несущей частоты и длительности импульса, температуры и давления газа;
4. Впервые рассмотрена полная вероятность комптоновского рассеяния ультракоротких скорректированных гауссовских импульсов на атомах водорода, аргона, криптона и натрия для различных длительностей падающего импульса, частот и углов рассеяния.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты, полученные в ходе выполнения работы, существенно развивают и дополняют теоретическое описание процесса взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом.

Исследование вероятности упругого рассеяния на атоме водорода, отрицательном ионе водорода и атомах благородных газов представляет собой особый теоретический интерес. В частности, атом водорода, являясь универсальным базовым элементом, обладает тем свойством, что его характеристики, определяющие взаимодействие с излучением, точно вычисляются в рамках квантово-механического подхода. Исследование процессов в поле ультракоротких лазерных импульсов в далеком ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах представляет интерес в связи с активным развитием лазеров на свободных электронах и проведением большого числа недоступных ранее экспериментов. Точно так же, различные эксперименты с парами натрия и лития являются часто встречающимися в различного рода прикладных задачах.

Сделанные в диссертации выводы вносят вклад в понимание процесса взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом, что в дальнейшем позволит улучшить методы и техники, использующих их в своей работе. Полученные результаты впоследствии могут быть применены в фотонике, плазмонике, оптоэлектронике, субволновой ультрабыстрой оптической микроскопии и других сферах.

Методология и методы исследования

В работе последовательно применялись методы квантово-механической теории возмущений. Для расчета сечения комптоновского рассеяния на многоэлектронных атомах использовался подход с использованием комптоновского профиля. Рассмотрение процесса упругого рассеяния проводилась в рамках дипольного приближения, комптоновского рассеяния на атоме водорода – в рамках высокочастотного приближения, комптоновского рассеяния на многоэлектронных атомах – в рамках импульсного приближения.

Положения, выносимые на защиту

1. Нелинейная зависимость с максимумом полной вероятности упругого рассеяния от длительности импульса проявляется в областях несущих частот УКЛИ, соответствующих минимумам в спектрах сечения упругого рассеяния рассматриваемых мишеней.
2. Полная вероятность упругого рассеяния на водородоподобных ионах в плазме как функция длительности ультракороткого лазерного импульса содержит нелинейный участок с максимумом и минимумом, которые проявляются с ростом заряда ядра иона.
3. Зависимость полной вероятности упругого рассеяния в одноатомных парах натрия и лития от длительности УКЛИ при несущих частотах импульса, отстроенных от резонансных, имеет нелинейный вид, который сильно зависит от макроскопических параметров системы, а именно давления и температуры газа; в частности, исследуемая зависимость содержит максимум и минимум, которые исчезают с ростом давления.
4. Нелинейная зависимость полной вероятности комптоновского рассеяния УКЛИ на атомах водорода, аргона, ксенона и натрия от длительности импульса при различных несущих частотах импульса, частоты рассеянного излучения и угла рассеяния.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Высокая степень достоверности диссертационной работы обосновывается последовательным использованием подходов, базирующихся на хорошо апробированных методах квантовой механики.

Основные результаты представлены на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. VIII International Conference on Plasma Physics by Laser and Applications, PPLA 2017 (Мессина, Италия 2017 г.);
2. 60-я Всероссийская научная конференция МФТИ (Долгопрудный, Россия 2017 г.);

3. XVIII Международная конференция «Оптика лазеров – 2018», ICLO2018 (Санкт-Петербург, Россия 2018 г.);
4. XXIV International Conference on Spectral Line Shapes (Дублин, Англия 2018 г.);
5. XXVII Annual International Laser Physics Workshop, LPHYS'18 (Ноттингем, Англия 2018 г.).

Публикации

Материалы диссертации представлены в 7 публикациях в рецензируемых журналах, внесенных в перечень ВАК, 5 из которых входят в базы данных Web of Science и/или Scopus (2-6):

1. Астапенко В. А., Кротов Ю.А., Мороз Н. Н. Упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода // Труды МФТИ. – 2017. – Т. 9. – № 1. – С. 57-63.
2. Астапенко В.А., Мороз Н.Н. Рассеяние фемтосекундных лазерных импульсов на отрицательном ионе водорода // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 1. – С. 46-50.
3. Rosmej F.B., Astapenko V.A., Lisitsa V.S., Moroz N.N. Nonlinear resonance scattering of femtosecond X-ray pulses on atoms in plasmas // Physics Letters A. – 2017. – Vol. 381. – No 41. – P. 3576–3579.
4. Астапенко В.А., Мороз Н.Н. Резонансное рассеяние пикосекундных лазерных импульсов на атомах в парах щелочных металлов // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 154. – № 1. – С. 69.
5. Астапенко В.А., Мороз Н.Н. Упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атомах благородных газов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 7. – С. 131-138.
6. Астапенко В.А., Мороз Н.Н., Мутафян М.И. Комптоновское рассеяние аттосекундных рентгеновских импульсов на атоме водорода // Письма в ЖЭТФ. – 2018. – Т. 108. – № 3-4. – С. 165.
7. Астапенко В.А., Мороз Н.Н., Храмов Е.С. Упругое рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода // Труды МФТИ. – 2018. – Т. 10. – № 2. – С. 5-12.

Основное содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность работы, формулируются цели и задачи, определяется научная новизна и практическая ценность, представляются положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена теоретическому исследованию упругого рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на атоме водорода, отрицательном ионе водорода и атомах благородных газов, а именно криптона и ксенона. Рассмотрение проводится в терминах полной за все время действия импульса вероятности фотопроцесса в зависимости от несущей частоты и длительности импульса. В качестве моделей лазерного импульса используются:

1. скорректированный гауссовский импульс (СГИ) [24], фурье-образ которого задается выражением (1)

$$E_{CGP}(\omega', \omega, \tau, \varphi) = i E_0 \tau \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega'^2 \tau^2}{1 + \omega'^2 \tau^2} \left\{ e^{-i\varphi - (\omega - \omega')^2 \tau^2 / 2} - e^{i\varphi - (\omega + \omega')^2 \tau^2 / 2} \right\}, \quad (1)$$

2. синус и косинус вейвлет-импульсы [12], фурье-образы которых задаются выражениями (2) и (3), соответственно,

$$E_{SWP}(\omega') = 2 i \sqrt[4]{\pi} E_0 \omega' \tau^2 \exp(-\omega'^2 \tau^2 / 2), \quad (2)$$

$$E_{CWP}(\omega') = 2 \sqrt[4]{2/3} \sqrt[4]{\pi} E_0 \omega'^2 \tau^3 \exp(-\omega'^2 \tau^2 / 2), \quad (3)$$

где E_0 , ω , τ – амплитуда, несущая частота и длительность импульса, φ – начальная фаза.

Для определения интегральной (по частотам и углу) вероятности упругого рассеяния за все время действия импульса используется формула, полученная в рамках первого порядка теории возмущений [9] (здесь и далее вычисления производятся в атомной системе единиц $e = \hbar = m_e = 1$)

$$W = \frac{c}{4\pi^2} \int_0^\infty \sigma_{sc}(\omega') \frac{|E(\omega', \omega, \tau)|^2}{\omega'} d\omega', \quad (4)$$

где c – скорость света, $E(\omega', \omega, \tau)$ – фурье-образ напряженности электрического поля в импульсе, ω – несущая частота УКЛИ, τ – длительность УКЛИ, $\sigma_{sc}(\omega')$ – интегральное по углу сечение рассеяния излучения на частоте ω' . Так как рассмотрение проводится для импульсов, характеристики которых удовлетворяют условиям применимости дипольного приближения [24], справедливо следующее выражение

$$\sigma_{sc}(\omega') = \frac{8\pi}{3} \left| \frac{\omega^2}{c^2} \beta(\omega') \right|^2, \quad (5)$$

где $\beta(\omega')$ – дипольная динамическая поляризуемость атома/иона.

В главе предложен метод численного расчета дипольной динамической поляризуемости мишеней с использованием оптической теоремы [24] и/или соотношений Крамерса-Кронига на базе известных выражений или экспериментальных данных для

сечений фотоионизации, а также мнимых частей дипольной динамической поляризуемости. Так, в случае атома водорода с помощью сечения фотоионизации [25] рассчитывается добавка в сечение упругого рассеяния, учитывающая вклад «виртуальных» переходов электрона из основного состояния в непрерывный спектр. В случае отрицательного иона водорода искомая величина рассчитывается с использованием аналитического выражения для мнимой части дипольной динамической поляризуемости [26]. В случае атома ксенона для оценки сечения упругого рассеяния используются данные для сечения фотоионизации [27].

Показано, что полная интегральная вероятность упругого рассеяния СГИ на атоме водорода как функция несущей частоты (рисунок 1) при достаточно больших длительностях (около 1 фс и выше) имеет два ярко выраженных максимума, соответствующих переходам из основного состояния $1s \rightarrow 2p$ (10.2 эВ) и $1s \rightarrow 3p$ (12.089 эВ), и плечо, соответствующее последующим резонансным частотам: 12.75 эВ, 13.056 эВ и т.д. С уменьшением длительности импульса характерные максимумы уширяются и постепенно «размываются», в то время как их амплитуды уменьшаются. В диапазоне несущих частот, выше пороговой (13.6 эВ), вероятность рассеяния резко падает, что особенно проявляется для более длинных импульсов.

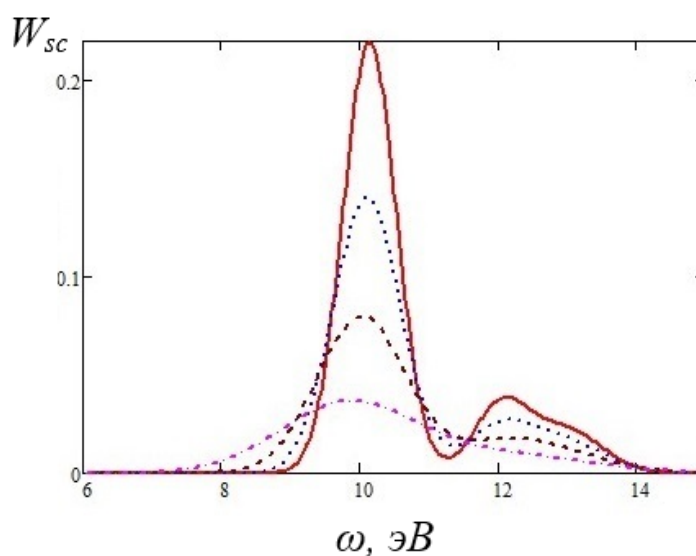


Рисунок 1 Зависимость вероятности упругого рассеяния СГИ различной длительности на атоме водорода от несущей частоты импульса: сплошная кривая – $\tau = 1.2$ фс, пунктир – $\tau = 0.96$ фс, штриховая кривая – $\tau = 0.72$ фс, штрихпунктир – $\tau = 0.48$ фс.

В отличие от нейтрального атома водорода, в его отрицательном ионе отсутствует дискретный энергетический спектр, поэтому спектр сечения упругого рассеяния не имеет резких максимумов, соответствующих резонансным частотам (рисунок 2). Небольшой максимум на кривой соответствует значению энергии сродства электрона $\varepsilon = 0.754$ эВ.

Полная интегральная вероятность упругого рассеяния СГИ как функция несущей частоты импульса представляет собой кривую с одним максимумом, который с уменьшением длительности импульса смещается в область больших частот, причем его амплитуда возрастает.

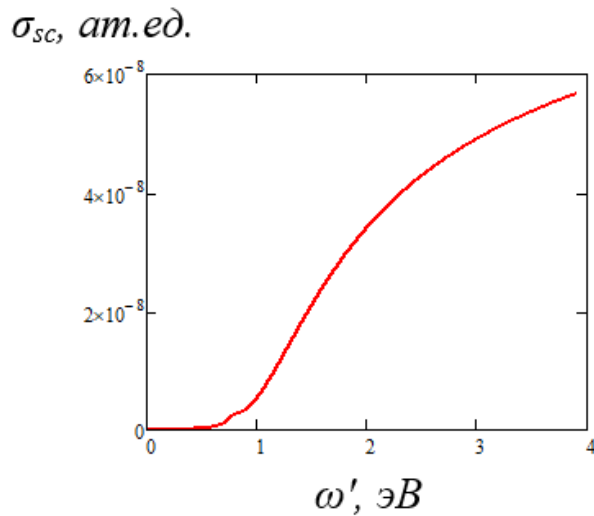


Рисунок 2 Спектральное сечение рассеяния излучения на отрицательном ионе водорода.

Зависимости полной вероятности упругого рассеяния СГИ на атоме и отрицательном ионе водорода от длительности импульса имеют нелинейный вид в фемтосекундной области. В случае атома водорода исследуемая величина представляет собой кривую с максимумом, положение которого смещается в область больших длительностей с приближением несущей частоты к резонансной (рисунок 3). При совпадении несущей частоты с собственной частотой одного из переходов вероятность рассеяния вначале квадратично возрастает с ростом длительности импульса, а далее приобретает линейный вид, соответствующий результатам традиционного рассмотрения. Аналогичные расчеты для несущих частот больших пороговой частоты показывают, что исследуемая зависимость всегда описывается кривой с максимумом, величина которого на несколько порядков меньше, чем в случае допороговых несущих частот, при этом сам максимум имеет асимметричную форму, затянутую в область больших длительностей.

В случае отрицательного иона водорода зависимость вероятности упругого рассеяния СГИ от длительности импульса (рисунок 4) с несущей частотой равной или меньшей частоты, соответствующей энергии сродства ($\omega = \varepsilon = 0.75$ эВ), всегда описывается функцией с максимумом. Когда частота импульса больше пороговой частоты, вероятность рассеяния монотонно увеличивается с ростом длительности импульса, при этом квадратичный рост вероятности при малых значениях τ сменяется линейным возрастанием при $\tau > 1$ фс.

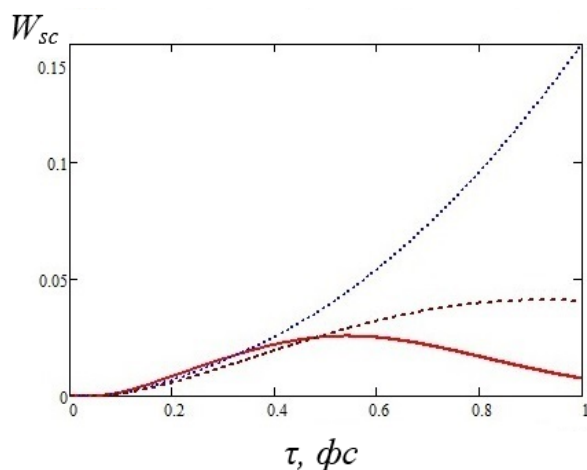


Рисунок 3 Зависимость вероятности рассеяния СГИ на атоме водорода от длительности импульса для различных несущих частот ниже пороговой: сплошная кривая – $\omega = 8.976$ эВ, пунктир – $\omega = 10.2$ эВ (первая резонансная частота), штриховая кривая – $\omega = 10.88$ эВ, $E_0 = 0.01$ ат.ед.

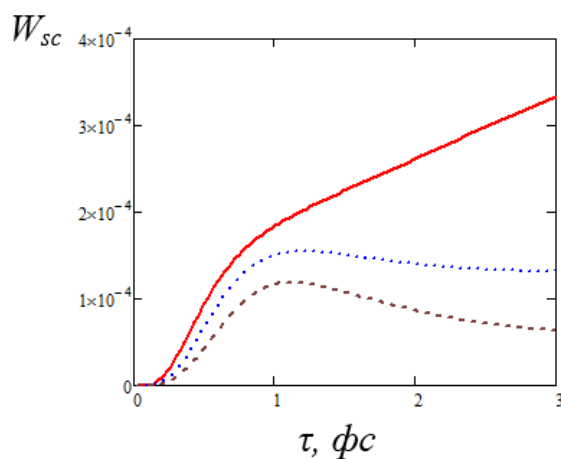


Рисунок 4 Зависимость вероятности рассеяния СГИ на отрицательном ионе водорода от длительности импульса для различных несущих частот: сплошная кривая – $\omega = 1.17$ эВ (неодимовый лазер), пунктир – $\omega = \varepsilon = 0.75$ эВ, штриховая кривая – $\omega = 0.544$ эВ, $E_0 = 1$ ат.ед.

В случае атомов ксенона и криптона нелинейности в зависимости полной интегральной вероятности упругого рассеяния СГИ от длительности импульса ярко проявляются в аттосекундной области для конкретных диапазонов частот. Указанные частотные диапазоны соответствуют минимумам в спектрах сечения рассеяния рассматриваемых атомов [28] и лежат в следующих областях энергий фотонов: 50 эВ, 570 эВ для ксенона и 108 эВ, 1650 эВ для криптона. На рисунке 5 для области первого минимума атома ксенона видно, что исследуемая зависимость имеет ярко выраженный максимум в диапазоне длительностей до 50 ас, а при больших длительностях воздействующего импульса приобретает линейный характер, как это и следует из стандартного рассмотрения, использующего понятие вероятности за единицу времени. Аналогичные расчеты для области второго минимума атома ксенона, а также в области первого минимума для атома криптона демонстрируют менее выраженный максимум, значительно сдвинутый в область коротких длительностей и меньший по амплитуде. Для больших несущих частот СГИ, лежащих в области второго минимума спектра поляризационного заряда атома криптона, нелинейность функции $W(\tau)$ проявляется только для импульсов с длительностями $\tau < 1$ аттосекунды, в то время как экстремумы вообще отсутствуют.

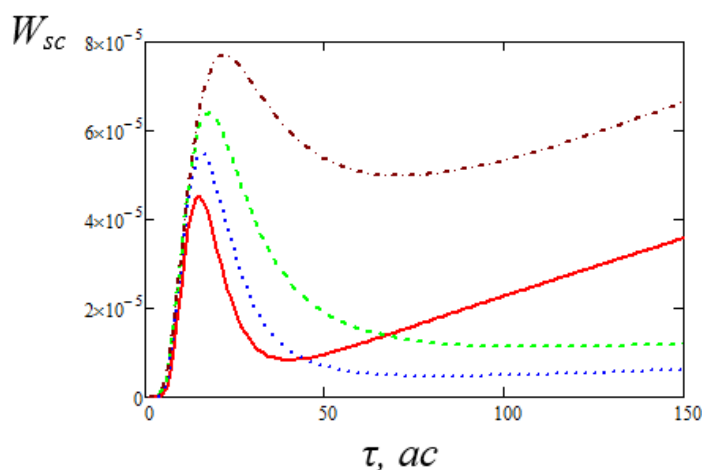


Рисунок 5. Полная вероятность рассеяния СГИ на атоме ксенона как функция длительности импульса для различных несущих частот в области первого минимума спектра поляризованного заряда $Z_{pol}(\omega')$: сплошная линия – $\omega = 40$ эВ, пунктирная линия – $\omega = 50$ эВ, штриховая линия – $\omega = 60$ эВ, штрихпунктирная линия – $\omega = 70$ эВ.

Наконец, в случае синус и косинус вейвлет-импульсов длительность является единственным параметром, определяющим вероятность упругого рассеяния. Для всех рассматриваемых мишеней функция $W(\tau)$ имеет колоколообразную форму. В случае атома и отрицательного иона водорода максимумы соответствующих кривых сдвинуты в субфемтосекундный диапазон длительностей, а их амплитуды меньше в сравнении с аналогичными зависимостями для СГИ. В случае атомов ксенона и криптона максимумы расположены в диапазоне 50-100 аттосекунд и 30-80 аттосекунд, соответственно, что значительно смещено в сторону больших длительностей по сравнению с аналогичными зависимостями в случае СГИ. Кроме того, значения вероятности рассеяния в максимуме для вейвлетов значительно выше аналогичных значений для СГИ. Более того, в случае атома ксенона имеется дополнительный малый максимум при длительности 10 аттосекунд (рисунок 6), который соответствует вкладу второго максимума в спектре поляризованного заряда атома ксенона при 720 эВ в процесс рассеяния. Действительно, по мере того как длительность вейвлет-импульса уменьшается, положение его максимума смещается в высокочастотную область и при достижении определенного значения длительности импульса становится равным положению второго максимума поляризации ксенона.

Вторая глава посвящена теоретическому исследованию резонансного рассеяния ультракоротких лазерных импульсов с гауссовой огибающей на водородоподобных ионах в плазме и в одноатомных парах щелочных металлов.

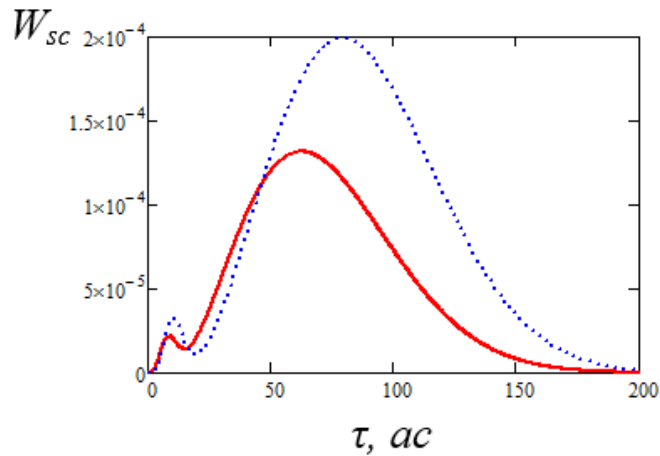


Рисунок 6 Полная вероятность рассеяния ультракоротких вейвлет импульсов на атомах ксенона (а) как функция длительности импульса: сплошная линия – синус-вейвлет, пунктирная линия – косинус-вейвлет.

Для определения дипольной динамической поляризуемости в случае резонансного рассеяния (несущая частота импульса лежит в окрестности собственных частот мишени) на переходах из основного состояния $1S \rightarrow nP_j$; $j=1/2; 3/2$ для водородоподобных ионов и $nS \rightarrow nP_j$; $j=1/2; 3/2$ для атомов щелочных металлов используется следующее выражение:

$$\beta_{res}(\omega', \omega_{1/2}, \omega_{3/2}) = \sum_{j=1/2, 3/2} \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega'^2 - 2i\omega'\Delta_j}, \quad (6)$$

где f_j – сила осциллятора электронного перехода, ω_j – собственная частота перехода, Δ_j – однородная ширина спектральной линии перехода. В случае водородоподобных ионов в плазме в качестве Δ_j была рассмотрена стандартная величина, связанная со спонтанным излучением и равная коэффициенту Эйнштейна для спонтанного излучения. В случае паров щелочных металлов было также учтено ударное уширение линии перехода за счет диполь-дипольного взаимодействия между атомами – второе слагаемое в выражении

$$\Delta_j = \frac{2f_j\omega_j^2}{3c^3} + 4\pi \frac{f_j}{\omega_j} N, \quad (7)$$

где N – концентрация атомов в паре [29].

Для учета доплеровского уширения линий переходов водородоподобных ионов в плазме и в одноатомных парах лития и натрия в выражении (5) производится усреднение модуля квадрата дипольной динамической поляризуемости по максвелловскому распределению скоростей ионов/атомов

$$\sigma_{sc}(\omega') = \frac{8\pi}{3} \frac{\omega'^4}{c^4} \left\langle |\beta(\omega')|^2 \right\rangle_D. \quad (8)$$

При усреднении квадрата модуля выражения (6) по распределению скоростей атомов при температуре T с учетом ударного уширения имеем

$$\langle |\beta(\omega')|^2 \rangle_D = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-y^2} \left| \sum_{j=1/2, 3/2} \frac{f_j}{\omega_j^2 (1 - (u/c)y)^2 - \omega'^2 - 2i\omega' \Delta_j} \right|^2, \quad (9)$$

где $u = \sqrt{2T/M}$ - тепловая скорость иона/атома с массой M при температуре T плазмы/пара.

Показано, что зависимость полной вероятности упругого резонансного рассеяния УКЛИ на водородоподобных ионах в плазме от длительности импульса имеет нелинейный вид в области до 1 фс для достаточно больших зарядов ядра. При фиксированной несущей частоте импульса, равной центральной частоте между переходами тонкой структуры $\omega = \omega_c$, вероятность монотонно возрастает с увеличением длительности импульса при $Z \leq 15$, что соответствует результатам традиционного рассмотрения, а в противоположном случае график $W(\tau)$ приобретает максимум и минимум (рисунок 7). При приближении значения несущей частоты к величине собственной частоты перехода иона указанные нелинейности слабеют, например, уже для $Z = 20$ максимум и минимум полностью исчезают, образуя небольшую «ступеньку» в области 0.5 фс.

Сравнение вероятности рассеяния с аналогичной, полученной в пределе «длинного» импульса в рамках традиционного подхода, демонстрируется на рисунке 8 для $Z = 17$ и $\omega = \omega_c$. Численные расчеты показывают, что переход к линейной моде имеет место при $\tau > 10$ фс, при этом максимум смещается в сторону более коротких импульсов для больших значений ядерного заряда и становится более выраженным. Последнее утверждение следует из того факта, что провал в спектре сечения рассеяния при увеличении заряда ядра иона Z становится глубже, так как отношение между тонким расщеплением и доплеровской шириной линии возрастает.

Расчеты для атомов лития и натрия проводятся с использованием данных из книги [29]. Результаты расчетов для сечения рассеяния атома натрия при температуре $T = 2000$ К и различных давлениях одноатомного пара p приведены на рисунке 9 в логарифмическом масштабе. Как видно из графиков, в диапазоне давлений до $p \approx 10^6$ Па указанная величина представляет собой двугорбую структуру с максимумами, соответствующими собственным частотам переходов атома натрия. По мере увеличения давления одноатомного пара амплитуда максимумов значительно уменьшается, а при давлении $p \approx 10^6$ Па зависимость вырождается в структуру с одним максимумом. Это связано с

соотношением между величинами ударного уширения и тонкого расщепления верхнего уровня атома натрия Δ_{fs} . Величина ударного уширения при температуре $T = 2000$ К и давлении одноатомного пара $p = 10^5$ Па составляет $\Delta_{col} = 1.51 \cdot 10^{-3}$ эВ, а при давлении $p = 10^6$ Па – $\Delta_{col} = 1.51 \cdot 10^{-2}$ эВ. Величина тонкого расщепления составляет $\Delta_{fs} = 2.1 \cdot 10^{-3}$ эВ. Таким образом, мы видим, что при давлении одноатомного пара натрия равного $p = 10^6$ Па величина ударного уширения уже значительно превалирует над тонким расщеплением, что и обуславливает вырождение в одногорбую структуру. В случае атома лития сечение рассеяния также имеет двугорбую структуру, однако, она вырождается в кривую с одним максимумом уже при давлении одноатомного пара $p = 10^4$ Па.

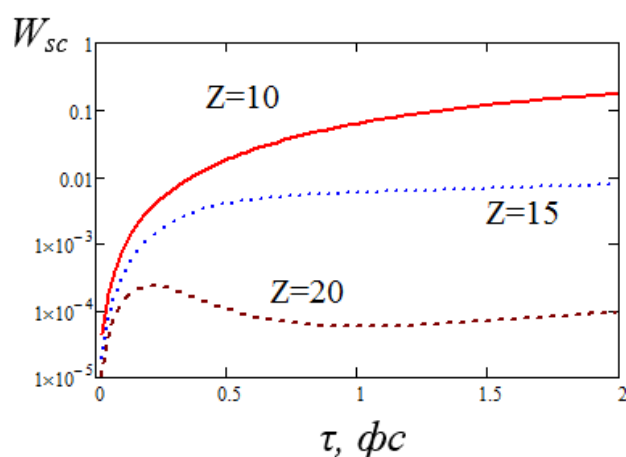


Рисунок 7 Зависимость вероятности рассеяния от длительности импульса для различных зарядов ядра водородоподобных ионов: сплошная линия – $Z = 10$, пунктир – $Z = 15$, штриховая линии – $Z = 20$; $\omega = \omega_c$.

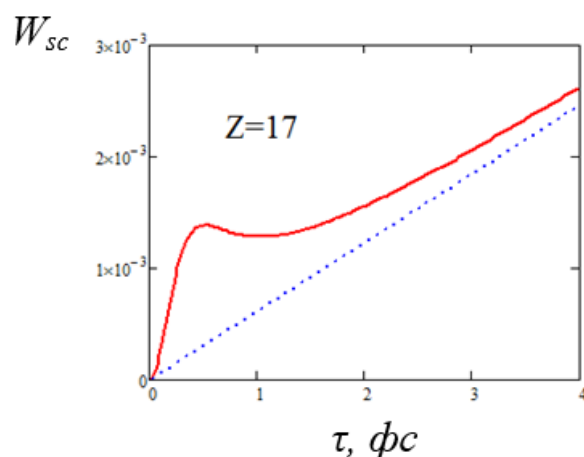


Рисунок 8 Зависимость вероятности рассеяния от длительности импульса для $Z = 17$, $\omega = \omega_c$ – сплошная линия, предел больших длительностей – пунктирная линия.

Описанные зависимости в спектре сечения рассеяния от давления пара также наследуются зависимостью полной вероятности резонансного рассеяния УКЛИ от несущей частоты: в области низких давлений она представляет собой структуру с двумя максимумами. При уменьшении длительности импульса максимумы уширяются, в конечном счете «сливаясь» в один, смещенный в сторону одной из собственных частот и меньший по своей величине. С уменьшением температуры пара амплитуда максимумов падает.

Зависимость вероятности рассеяния вблизи дублетов атомов щелочных металлов лития и натрия от длительности импульса содержит нелинейные участки в области давлений до $p = 10^3$ Па для паров лития и до $p = 10^5$ Па для паров натрия в случае отстройки несущей частоты от собственных частот. При данных параметрах задачи указанная зависимость содержит максимум и минимум, амплитуда которых растет с

ростом температуры, при этом для паров лития сами максимумы становятся менее выраженными, а для паров натрия – более выраженными (рисунки 10а и 10б). Данное различие объясняется тем, что в рассматриваемом диапазоне температур величины доплеровского уширения и тонкого расщепления верхнего уровня атома лития являются сопоставимыми, в отличие от таковых для натрия. Таким образом, с ростом температуры паров лития изменяется наклон прямой в линейной части зависимости вероятности рассеяния от длительности импульса.

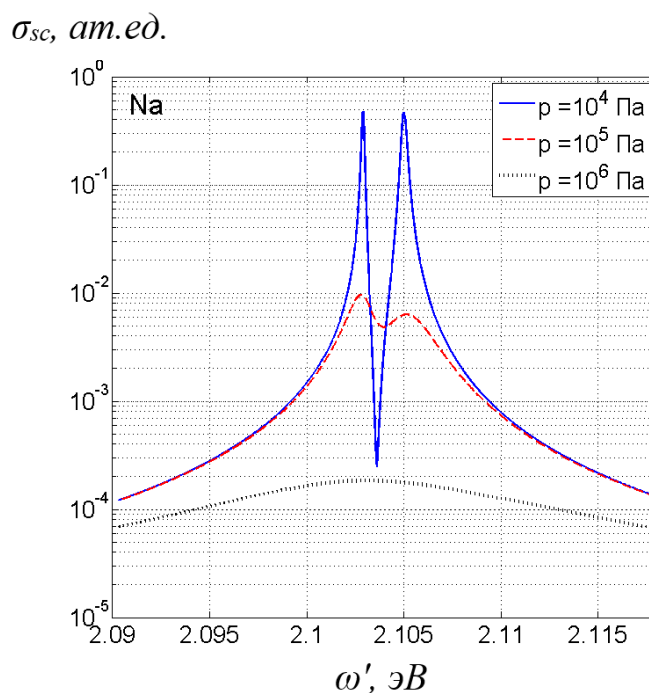


Рисунок 9 Спектр сечения рассеяния при температуре $T = 2000$ К и различных давлениях одноатомного пара натрия: сплошная линия - $p = 10^4$ Па, штриховая линия - $p = 10^5$ Па, пунктирная линия - $p = 10^6$ Па, логарифмический масштаб по оси ординат, ат.ед.

В области больших длительностей зависимость вероятности рассеяния вблизи дублетов атомов щелочных металлов лития и натрия от длительности импульса приобретает линейный характер, что отвечает традиционному описанию. Таким же образом функция ведет себя в области больших давлений одноатомных паров, а также при совпадении несущей частоты с собственной частотой атома (как и в случае атома водорода).

Третья глава посвящена теоретическому исследованию комптоновского рассеяния скорректированных гауссовских импульсов на атоме водорода, атомах благородных газов и щелочных металлов.

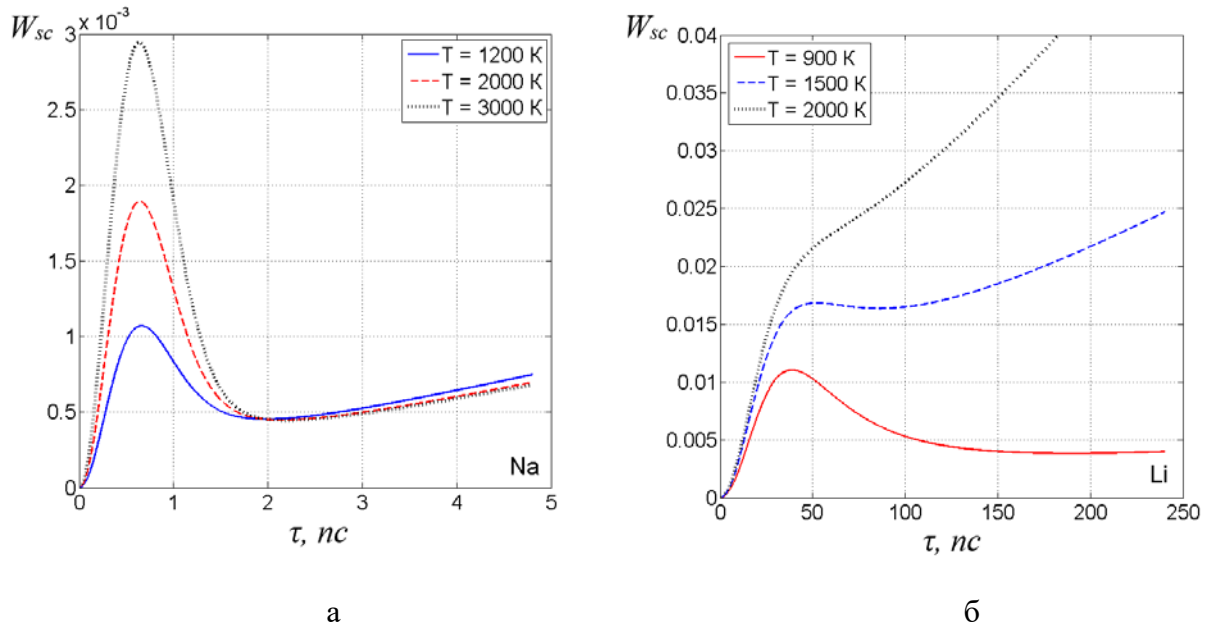


Рисунок 10 Вероятность рассеяния в зависимости от длительности импульса для несущей частоты импульса равной центральной частоте $\omega = \omega_c$ при давлении (а) $p = 10^4$ Па одноатомного пара натрия и (б) $p = 1$ Па одноатомного пара лития, а также различных температурах: (а) сплошная линия – $T = 1200$ К, штриховая линия – $T = 2000$ К, пунктирная линия – $T = 3000$ К; (б) сплошная линия – $T = 900$ К, штриховая линия – $T = 1500$ К, пунктирная линия – $T = 2000$ К.

Для расчета дифференциальной по углу и частоте вероятности рассеяния за все время действия ультракороткого электромагнитного импульса пользуемся выражением [28]

$$\frac{d^2W}{d\Omega' d\omega'} = \frac{c}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{d\sigma(\omega, \omega', \theta)}{d\Omega' d\omega'} \frac{|E(\omega, \omega_c, \tau)|^2}{\omega} d\omega, \quad (10)$$

где $E(\omega, \omega_c, \tau)$ – фурье-образ напряженности электрического поля в импульсе, ω – текущая частота, ω_c – несущая частота импульса, τ – длительность импульса, c – скорость света, ω' – частота рассеянного излучения, θ – угол рассеяния, $d\Omega'$ – элемент телесного угла рассеяния излучения. Спектрально-угловое сечение комптоновского рассеяния на связанном электроном водородоподобного атома, можно представить в виде [31]

$$\frac{d^2\sigma(\omega, \omega', \theta)}{d\Omega' d\omega'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th} \left(\frac{\omega}{\omega'} \right) \left\langle |M_{fi}(\omega, \omega', \theta)|^2 \right\rangle, \quad (11)$$

где $\left\langle |M_{fi}|^2 \right\rangle$ – матричный элемент комптоновского рассеяния, усредненный по направлениям испускания атомного электрона. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th}$ – дифференциальное по углу

сечение томсоновского рассеяния монохроматического излучения на свободном электроде в нерелятивистском приближении. В высокочастотном приближении $\omega \gg I_a$ (I_a – потенциал ионизации атома) матричный элемент $\langle |M_{fi}|^2 \rangle$ для водородоподобного иона был вычислен в работе [31].

В случае многоэлектронных атомов спектрально-угловое сечение комптоновского рассеяния может быть представлено в виде:

$$\frac{d^2\sigma(\omega, \omega', \theta)}{d\Omega' d\omega'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th} \left(\frac{\omega}{\omega'} \right) \frac{1}{q(\omega, \omega', \theta)} J(Q), \quad (12)$$

где $q(\omega, \omega', \theta)$ – модуль изменения волнового вектора, $J(Q)$ – комптоновский профиль атома, для вычисления которого в работе используются данные [32], аргумент Q задается следующим выражением:

$$Q(\omega, \omega', \theta) = \frac{\omega - \omega' - q^2/2}{q}. \quad (13)$$

Показано, что зависимость вероятности комптоновского рассеяния на атоме водорода от длительности УКЛИ носит, вообще говоря, немонотонный характер и при достаточно больших отстройках частоты рассеяния от частоты в максимуме сечения рассеяния функция $W(\tau)$ имеет максимум и минимум (рисунок 11). Для рассмотренных в работе несущих частот до 20 кэВ указанные экстремумы приходятся на длительность импульса порядка 10 ас. При уменьшении угла рассеяния максимум функции $W(\tau)$ становится более выраженным, а его положение смещается в область меньших длительностей импульса.

Зависимость дифференциальной по углу и частоте вероятности комптоновского рассеяния на многоэлектронных атомах за все время действия УКЛИ от длительности импульса в области $\omega' > \omega_c$ (частота рассеянной волны больше несущей частоты импульса) представляет собой структуру с одним максимумом, в то время как в области $\omega' < \omega_c$ (частота рассеянной волны меньше несущей частоты импульса) наблюдается нелинейность с максимумом и минимумом при $\tau = 1 - 2$ ас, а при длительности УКЛИ $\tau = 2 - 3$ ас зависимость приобретает линейный вид, который хорошо описывается в рамках классического подхода. Амплитуда максимумов падает с ростом отстройки величины рассеянной волны от несущей, при этом положение максимумов смещается в область более коротких длительностей. При увеличении значения несущей частоты воздействующего импульса указанные нелинейности становятся менее выраженными.

$$d^2W_{sc}/d\Omega' d\omega', \text{ ат.ед.}$$

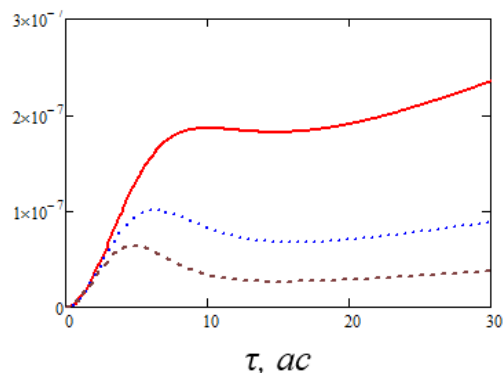
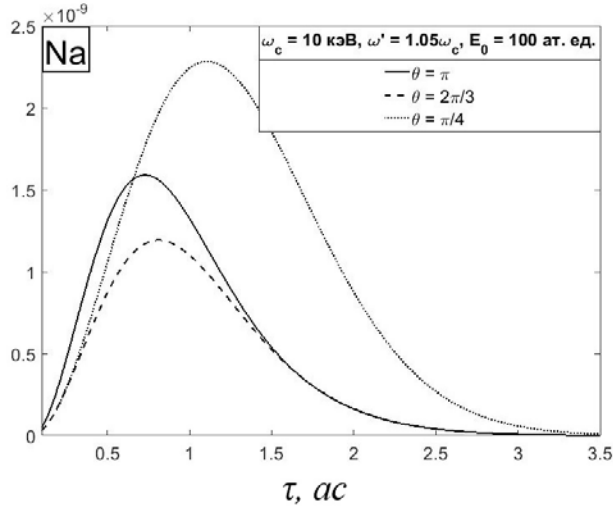


Рисунок 11. Зависимость вероятности комптоновского рассеяния УКИ на атоме водорода назад ($\theta = \pi$) как функция длительности импульса для несущей частоты, равной 5 кэВ и различных значений частоты рассеянного излучения: сплошная кривая – $\omega' = 4.787$ кэВ, пунктир – $\omega' = 4.76$ кэВ, штриховая кривая – $\omega' = 4.733$ кэВ

Зависимость дифференциальной по углу и частоте вероятности комптоновского рассеяния за все время действия УКИ от угла рассеяния неодинакова для рассматриваемых областей $\omega' > \omega_c$ и $\omega' < \omega_c$ (рисунки 12а и 12б для атома натрия). В первом случае амплитуда максимума зависимости достигает своей наибольшей величины при рассеянии на небольших углах относительно направления волнового вектора падающей волны. Наименьшее значение достигается при рассеянии под углом $\theta = \pi/2$. Во втором случае исследуемая величина приобретает свои наибольшие значения при рассеянии назад.

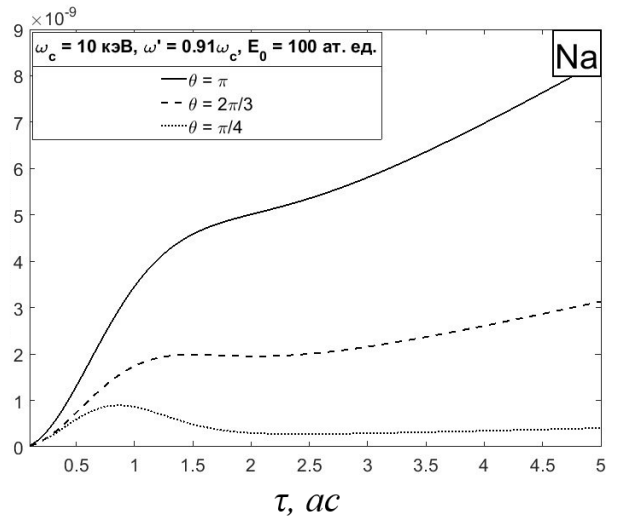
Описанные нелинейности в зависимостях вероятности комптоновского рассеяния от длительности импульса имеют схожие черты с аналогичными зависимостями для других фотопроцессов и мишеней. Это объясняется тем, что, как уже говорилось, в пределе длинных импульсов применим традиционный подход к описанию взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, и вероятность процесса линейно зависит от длительности импульса (в рамках применимости первого порядка теории возмущений). В противоположном пределе коротких импульсов из выражения (1) следует, что зависимость вероятности процесса от τ определяется значением $|E(\tau)|^2$ и пропорциональна τ^2 . Таким образом, имеются две асимптотики при стремлении длительности импульса к нулю и бесконечности, общие для всех фотопроцессов и мишеней. В промежуточной области значений τ вид функции $W(\tau)$ определяется отстройкой частоты рассеянной волны от несущей частоты.

$$d^2 W_{sc} / d\Omega' d\omega', \text{ ат.ед.}$$



а

$$d^2 W_{sc} / d\Omega' d\omega', \text{ ат.ед.}$$



б

Рисунок 12 Зависимость дифференциальной по углу и частоте вероятности комптоновского рассеяния на атоме натрия за все время действия УКЛИ от длительности импульса для несущей частоты $\omega_c = 10$ кэВ, частоте рассеянной волны $\omega' = 10.5$ кэВ (а) и $\omega' = 9.1$ кэВ (б) и различных углах рассеяния: (а) сплошная линия - $\theta = \pi$, штриховая линия - $\theta = 2\pi/3$, пунктирная линия - $\theta = \pi/4$; (б) сплошная линия - $\theta = \pi$, штриховая линия - $\theta = 2\pi/3$, пунктирная линия - $\theta = \pi/4$.

В **заключении** сформулированы основные выводы и результаты диссертационной работы.

Список литературы

- [1]. Hassan M., Wirth A., Grguras I. and etc. Attosecond photonics: Synthesis and control of light transients // *Review of Scientific Instruments*. — 2012. — Vol. 83. — DOI: 10.1063/1.4758310.
- [2]. Altucci C., Tisch J.W.G., Velotta R. Single attosecond light pulses from multi-cycle laser sources // *Journal of Modern Optics*. — 2011. — Vol. 58. — P. 1585-1610.
- [3]. Tanaka T. Proposal to Generate an Isolated Monocycle X-Ray Pulse by Counteracting the Slippage Effect in Free-Electron Lasers // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 114. — P. 044801.
- [4]. Kida Y., Kinjo R., Tanaka T. Synthesizing high-order harmonics to generate a sub-cycle pulse in free-electron lasers // *Applied Physics Letters*. — 2016. — V. 109. — P. 151107.
- [5]. Krausz F., Ivanov M. Attosecond physics // *Reviews of Modern Physics*. — 2009. — Vol. 81. — P. 163-234.
- [6]. Soong Kaz. H. Femtosecond Lasers in Ophthalmology // *American Journal of Ophthalmology*. — 2008. — Vol. 147. — P. 189-197.
- [7]. Igor Pastirk, Johanna M. Dela Cruz, Katherine A. Walowicz, Vadim V. Lozovoy and Marcos Dantus Selective two-photon microscopy with shaped femtosecond pulses // *Optics Express*. — 2003. — Vol. 11. — P. 1695-1701.
- [8]. Fuchs M. et al. Anomalous nonlinear X-ray Compton Scattering // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11. — P. 964-970.
- [9]. Astapenko V.A. Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field // *Physics Letters A*. — 2010. — Vol. 374. — P. 1585–1590.
- [10]. Rosmej F.B., Astapenko V.A., Lisitsa V.S. Generalized scaling laws for ionization of atomic states by ultra-short electromagnetic pulses // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2015. — Vol. 49.
- [11]. Bordyug N.V. Dynamics of two-level systems irradiated by sub-one-cycle laser pulses / N.V. Bordyug, V.P. Krainov // *Laser Physics Letters*. — 2007. — Vol. 4. — P. 674-677.
- [12]. Gets A. Ionization of atoms by attosecond pulses / A. Gets, V. Krainov // *Contributions to Plasma Physics*. — 2013. — Vol.53. — P. 140-147.
- [13]. Hopersky A.N., Nadolinsky A.M., and Novikov S.A. Rayleigh scattering of two x-ray photons by an atom // *Physical Review A*. — 2016. — Vol. 93.
- [14]. Volotka A.V., Yerokhin V.A., Surzhykov A., Stöhlker Th., Fritzsche S. Many-electron effects on x-ray Rayleigh scattering by highly charged He-like ions // *Physical Review A*. — 2016. — Vol. 93.
- [15]. Astapenko V. A., Sakhno S.V. Scattering of ultrashort electromagnetic pulses by a free electron in the nonrelativistic limit // *International Review of Atomic and Molecular Physics*. — 2015. — Vol. 5. — P. 83.
- [16]. Golovinkii P. A. and Mikhailov E. M. Scattering of ultrashort laser pulse by atomic systems // *Laser Physics Letters*. — 2006. — Vol. 3. — P. 256.

- [17]. Матвеев В.И. Излучение и электронные переходы при взаимодействии атома с ультракоротким импульсом электромагнитного поля // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 2003. — Т. 124. — С. 1023.
- [18]. Макаров Д. Н., Матвеев В. И. Спектры переизлучения импульсов электромагнитного поля аттосекундной и меньшей длительности многоэлектронными атомами // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 2017. — Т. 152. — С. 227.
- [19]. Hopersky A.N. and Nadolinsky A.M. Nonrelativistic quantum theory of the contact inelastic scattering of an x-ray photon by an atom // Physical Review A. — 2008. — Vol. 77.
- [20]. Hopersky A.N., Nadolinsky A.M., and Novikov S.A. Compton scattering of two x-ray photons by an atom // Physical Review A. — 2015. — Vol. 92.
- [21]. Mackenroth F. and Piazza A. Di Nonlinear Compton scattering in ultrashort laser pulses // Physical Review A. — 2011. — Vol. 83.
- [22]. Astapenko V.A., Svita S.Y. Scattering of electromagnetic pulses on metallic nanospheres with the inclusion of plasmon interference effects // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2015. — Vol. 121.
- [23]. Rosmej F. B., Astapenko V. A., Lisitsa V. S. XUV and x-ray elastic scattering of attosecond electromagnetic pulses on atoms // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. — 2017. — Vol. 50. — P. 235601.
- [24]. Astapenko V.A. Interaction of ultrashort electromagnetic pulses with matter // Springer Briefs in Physics. — Heidelberg, New York, Dordrecht, London, 2013.
- [25]. Berestetsky V.B., Lifschitz E.M., Pitaevsky L.P. Quantum electrodynamics // Science. — Moscow, 1989.
- [26]. Головинский П.А., Зон Б.А. Динамическая поляризуемость отрицательного иона водорода // Оптика и спектроскопия. — 1978. — Т. 48. — С. 854-857.
- [27]. West J.B., Morton J. Absolute photoionization cross-section tables for xenon in the VUV and the soft x-ray regions // Atomic data and nuclear data tables. — 1978. — Vol. 22. — P. 103-107.
- [28]. Astapenko V. A. Scattering of an ultrashort electromagnetic radiation pulse by an atom in a broad spectral range // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — V. 112. — P. 193-198.
- [29]. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров // Государственное издательство физико-математической литературы. — Москва, 1963.
- [30]. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей // Наука. — Москва, 1972.
- [31]. Eisenberg P. and Platzman P. M. Compton Scattering of X Rays from Bound Electrons // Physical Review A. — 1970. — Vol. 2. — P. 415.
- [32]. Biggs F., Mendelsonh L.B., Mann J.B. Hartree-Fock compton profiles for the elements // Atomic data and nuclear data tables. — 1975. — Vol. 16. — P. 201.