

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Արմենուհի Գևորգի Ղազարյան

ԱՏՈՍԱԿԱՆ ԵՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՈՐՈՇ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԶՈՐ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա.04.02 – “Տեսական ֆիզիկա” մասնագիտությամբ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

Մեղմագիր

ԵՐԵՎԱՆ – 2015

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ
АРМЕНИЯ
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Казарян Арменуи Геворговна

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ АТОМНЫХ И ПЛАЗМЕННЫХ
ЯВЛЕНИЙ В МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ**

Автореферат

Диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
по специальности 01.04.02 - “Теоретическая физика”

ЕРЕВАН – 2015

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ

Ֆիզ.-մաթ.գիտ. դոկտոր, ՀՀ ԳԱԱ
թղթ.-անդամ, պրոֆեսոր, Ա.Հ. Մելիքյան
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր
Գ. Գ. Գրիգորյան
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր,
Ժ. Ս. Գևորգյան

Առաջատար կազմակերպություն

ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և
Էլեկտրոնիկայի ինստիտուտ

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2015թ. << 27 >> հունիսի ժամը 12:00 –ին
Երևանի պետական համալսարանի Ֆիզիկայի 049 Մասնագիտացված խորհրդի
նիստում.

Հասցեն 0025, Երևան, Ա. Մանուկյան փ.1

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքվել է << 20 >> մայիսի 2015թ.

Ֆիզիկայի 049 Մասնագիտացված
խորհրդի գիտական քարտուղար

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու,
դոցենտ Վ. Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Официальные оппоненты-

доктор физ.-мат. наук, член-корр.
НАН РА, профессор А.О. Меликян
доктор физ.-мат. наук,
Г. Г. Григорян
доктор физ.-мат. наук,
Ж. С. Геворгян

Ведущая организация-

Институт радиофизики и
электроники НАН РА

Защита состоится 27 -го июня 2015г. в 12:00 часов

на заседании Специализированного совета физики 049 при Ереванском
государственном университете

по адресу: 0025, Ереван, ул. А.Манукяна, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 20 -го мая 2015 г.

Ученый Секретарь

Специализированного совета физики 049

кандидат физ.-мат. наук,

доцент В. П. Калантарян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Достижение за последнее десятилетие фемтосекундных лазерных источников релятивистских интенсивностей, а в последние годы - сверхкоротких импульсов (с длительностью меньшей периода волны) превышающие уже эти интенсивности, инициировало развитие релятивистской Нелинейной оптики. Начались всестороннее теоретическое и экспериментальное исследования разных релятивистских эффектов в лазере-индуцированных процессах, в частности, надпороговой ионизации атомов (НПИ) с вынужденным тормозным рассеянием (ВТР) фотоэлектронов на атомном остове, генерации высших гармоник (ГВГ) - с целью создания когерентных источников коротковолнового излучения на атомных переходах через непрерывный спектр (один из возможных версий рентген-лазера на электронных переходах), не говоря уж о создании лазерной релятивистской плазмы твердотельных плотностей на тонких мишенях-нанопленках, с ожидаемым также лазерным нагревом управляемой плазмы до термоядерных температур.

При многофотонной НПИ атомов энергетический спектр фотоэлектронов представляет собой серию пиков, равноудаленных на величину энергии фотона, что выявляет важную роль ВТР испущенных атомами электронов на ионах атомного остатка. Теоретическое исследование этих процессов, требующее решение квантовых уравнений движения электрона в полях электростатического потенциала и ЭМ волны, в общем случае является трудной проблемой. С другой стороны, последовательные пики в энергетическом спектре фотоэлектрона сравнимы по величине, что приводит к серьезным противоречиям при применении теории возмущений для описания этого процесса. В рамках основного (вне рамок теории возмущений по полю) подхода – приближения Келдыша-Файзала-Риса пренебрегается процессом ВТР фотоэлектронов в поле атомного остатка. В дальнейших исследованиях в области применимости нерелятивистской теории был предпринят аналитический подход, позволяющий учесть ВТР фотоэлектрона при помощи факторизованной кулон-волковской волновой функции для конечного состояния фотоэлектрона, однако, основные попытки в этом направлении ограничены численными исследованиями. С другой стороны, в сильных электромагнитных (ЭМ) полях состояние электрона становится релятивистским независимо от его начальной энергии, и проблема НПИ атомов в современных интенсивных лазерных полях с учетом процесса ВТР фотоэлектрона требует релятивистского

рассмотрения. Таким образом, описание конечного состояния фотоэлектрона с учетом ВТР на электростатическом потенциале ионизованного атома остается одной из основных проблем наиболее полного описания процесса НПИ в рамках релятивистской теории, что имеет особенно важное значение в связи с явлением стабилизации атомов в поле ЭМ излучения сверхатомных напряженностей. Что касается проблем генерации высоких гармоник на атомах-ионах современными мощными короткими лазерными импульсами, а также нелинейного поглощения плазмы, направленных на создание рентгеновских лазеров и лазерного нагрева плазмы высоких температур, то их значения трудно переоценить.

Целью работы заключается в исследовании процессов надпороговой ионизации атомов с учетом релятивизма фотоэлектрона в поле лазерного излучения релятивистских интенсивностей и дальнедействующего кулоновского потенциала атомного остова – с эффектом перерасеяния фотоэлектрона и спинового взаимодействия; процесса генерации высоких гармоник на водородоподобных атомах-ионах в сверхсильных лазерных полях; а также лазеро-индуцированного тормозного рассеяния электронов в произвольном электростатическом поле и на основе этого обеспечение нелинейного поглощения сверхмощного ЭМ излучения в изотропной и анизотропной плазме ниже- и выше-критических плотностей вплоть до твердотельных, образованных на релятивистских плазменных мишенях.

Научная новизна. В диссертации развит новый подход к теоретическому решению проблемы нелинейного ВТР в рамках релятивистской квантовой теории. Состояние электрона в процессе ВТР описано вне рамок известных приближений, для чего в квантовой теории неупругого рассеяния, как скалярных, так и спиновых частиц, развито новое – обобщенное эйкональное приближение (ОЭП). Найденная волновая функция позволяет выйти за рамки ограниченной области взаимодействия, описываемого обычным эйкональным приближением. Кроме того, данная волновая функция учитывает одновременно воздействие рассеивающего и ЭМ полей на состояние частицы и, тем самым, более точно описывает динамику нелинейного рассеяния. Использование такой волновой функции в качестве волновой функции конечного состояния испущенного атомом фотоэлектрона с дальнейшим перерасеянием на атомном остове, позволило также исследовать многофотонную надпороговую ионизацию атомов или генерацию высших гармоник в сверхсильных лазерных полях.

Предложен релятивистский метод решения задачи вынужденного нелинейного тормозного поглощения сверхмощного лазерного излучения

релятивистских интенсивностей в низкочастотном (НЧ) приближении, найден коэффициент нелинейного поглощения лазерного излучения произвольно большой интенсивности релятивистской максвелловской и анизотропной плазмой в процессе тормозного рассеяния электронов на ионах-ядрах, а также на тонких твердотельных лазеро-индуцированных релятивистских плазменных мишенях.

Развита релятивистская квантовая теория надпороговой ионизации водородоподобных атомов-ионов в сверхинтенсивных полях ЭМ излучения с учетом вынужденного тормозного рассеяния фотоэлектронов в непрерывном спектре, а также спинового взаимодействия.

Предложены две новые схемы и развиты теории генерации высоких гармоник на водородоподобных атомах-ионах в релятивистском режиме с преодолением неизбежного негативного эффекта магнитного дрейфа сильного лазерного поля. Для этого выдвинуты два эффективных механизма – при взаимодействии со сильной стоячей волной, образованной мощными встречными лазерными импульсами релятивистских интенсивностей, с учетом спиновых эффектов, и ГВГ в плазме с параллельно распространяющимися сверхсильным лазерным и быстрым ионным пучками, когда устраняется магнитный дрейф сильной волны.

Научная и практическая ценность полученных результатов обусловлена важностью проблем надпороговой ионизации атомов-ионов в сверхсильных лазерных полях; генерации высших гармоник оптического излучения для создания когерентных источников в коротковолновой области ЭМ спектра, в частности, рентген-лазера на атомных переходах; нелинейным поглощением сверхмощного лазерного излучения плазмой (с ожидаемым нагревом ее до необходимых температур для лазерного термоядерного синтеза) с помощью современных сверхкоротких лазерных импульсов релятивистских интенсивностей.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

Развито новое – обобщенное эйконоальное приближение в рамках квантовой теории неупругого рассеяния для скалярных и спинорных частиц на произвольном электростатическом потенциале и в поле сильного ЭМ излучения, что позволяет выйти за ограничения обычного эйконоального приближения не применимого на больших расстояниях от рассеивающего центра.

Получены новые приближенные решения релятивистских квантовых уравнений движения заряженных скалярных и спинорных частиц, описывающие нелинейный процесс многофотонных свободно-свободных

переходов в процессе тормозного рассеяния в сверхсильных лазерных полях.

Вычислены многофотонные поперечные сечения индуцированного тормозного рассеяния электрона на произвольном электростатическом потенциале в поле сверхсильного лазерного излучения произвольной поляризации с учетом спинового взаимодействия в обобщенном эйкональном приближении. Показано, что релятивистские эффекты существенны уже при умеренных интенсивностях внешнего поля, когда рассмотрение в рамках нерелятивистской теории не правомерно.

Развита релятивистская теория надпороговой ионизации водородоподобных атомов в сверхсильных полях излучения с учетом индуцированного перерассеяния фотоэлектрона в непрерывном спектре. Показано, что учет кулоновского поля атомного остатка в конечном состоянии электрона дает вклад порядка самой (известной) вероятности надпороговой ионизации уже в первом борновском приближении.

Получены угловые и энергетические распределения фотоэлектронов и полная вероятность надпороговой ионизации водородоподобных атомов в развитой теории. Показан эффект стабилизации атомов в сверхсильных полях излучения – подавление скорости ионизации с увеличением интенсивности поля.

Получена формула для вероятности генерации высоких гармоник на водородоподобных ионах в релятивистском режиме взаимодействия со сильной стоячей волной, образованной мощными встречными лазерными импульсами релятивистских интенсивностей, с учетом спинового взаимодействия, тем самым устраняя негативный эффект релятивистского магнитного дрейфа сильной волны.

Получен гармонический спектр, отображающий существенную разницу по сравнению как с нерелятивистским, так и релятивистским спектрами при взаимодействии атома с бегущим лазерным импульсом, в частности, значительный сдвиг отсечки в сторону более низких гармоник.

Показано, что в релятивистском режиме взаимодействия вероятностью испускания гармоник для бегущего лазерного импульса можно пренебречь, в то время как вероятности ГВГ в поле стоячей волны - в области энергий фотонов приближающихся к МэВ- являются значительными.

Развита схема генерации высоких гармоник в плазме со сверхсильным лазерным и быстрым ионным пучками. Показано, что в предложенной схеме препятствующий фактор релятивистского магнитного дрейфа сильной волны полностью устранен, что делает возможным эффективную генерацию лазерных гармоник большого порядка. В отличие от

релятивистского режима ГВГ в поле бегущей волны в вакууме, вероятность ГВГ в плазме значительна при энергии фотонов в области до МэВ.

Предложен релятивистский метод решения задачи вынужденного тормозного поглощения сверхмощного лазерного излучения в низко-частотном приближении. Найден коэффициент нелинейного поглощения лазерного излучения произвольно большой интенсивности в релятивистской максвелловской плазме в процессе тормозного рассеяния электронов на ионах. Получены аналитическая формула для коэффициента поглощения при асимптотически больших значениях лазерного поля в случае круговой поляризации и аналитическая-числовая формула в случае линейной поляризации.

Найдены зависимости вероятности вынужденного тормозного поглощения и коэффициента нелинейного поглощения от интенсивности волны и температуры плазмы. Численные результаты демонстрируют, что вероятность процесса идет к насыщению с увеличением интенсивности поля и температуры плазмы.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах кафедры Теоретической физики ЕГУ, НИЛ Физики плазмы, Нелинейной электродинамики, кафедры Квантовой электроники и Центра физики сильных полей ЕГУ; а также представлены на Международных конференциях 5-ой, 6-ой, 9-ой, 44-ой по атомной и молекулярной физике (Эдинбург, Великобритания, 1995; Сиена, Италия, 1998; Крит, Греция, 2007; Готтенберг, Швеция, 2012), LASERS'98^{cc} (Тьюксон, Аризона, США) Photons, Atoms, and Qubits (Лондон, Великобритания, 2007), 26-ой ICPEAC'09 (Мичиган, США, 2009), 38-ой, 39-ой по 42-ой по физике плазмы (ICOPS) (Чикаго, США, 2012, Эдинбург, Великобритания, 2011, СанФранциско, США, 2012, Белек, Турция, 2015), и Европейских конференциях 1-ой по Сверхинтенсивным лазерным взаимодействиям и их применениям (Элоунда, Греция, 1999), Ежегодном собрании EOS (Париж, Франция, 2010), 38-ой по плазменной физике (EPS'2011) (Страсбург, Франция, 2011), и 8-ом симпозиуме по лазерно-плазменным взаимодействиям- IWLS-LPI (Ханчжоу, Китай, 2014).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 34 работы.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы из 255 наименований. Общий объем диссертации 251 страниц, включая 54 рисунка.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дана общая характеристика работы, сделан обзор литературы по теме диссертации, очерчен круг вопросов, рассмотренных в ней, сформулированы основные задачи исследования.

Первая глава посвящена описанию нерелятивистской теории ВТР в развитом нами приближении ОЭП, при лазеро-индуцированном рассеянии электрона в электростатическом поле произвольного вида (с эффективным короткодействующим или далекодействующим радиусом) и НПИ водородоподобных атомов-ионов с учетом ВТР – эффекта перерасеяния фотоэлектрона на атомном остове. На основе решения уравнения Шредингера в указанных полях получена динамическая волновая функция электрона, учитывающая одновременное воздействие обоих полей, в отличие от известных факторизованных волновых функций ВТР. Однако более важным является выход за рамки обычного эйконольного приближения в теории рассеяния, существенно ограничивающего область применения такой волновой функции (она не применима на больших расстояниях вне области взаимодействия $z \ll pa^2 / \hbar$, где z - координата вдоль направления начального импульса \mathbf{p} частицы, a - радиус действия поля). С помощью найденной в ОЭП волновой функции электрона вычислена вероятность многофотонной надпороговой ионизации водородоподобного атома-иона, учитывающая в конечном состоянии ионизованного атома эффект перерасеяния фотоэлектрона в электростатическом поле атомного остатка. Такой подход к проблеме НПИ более реалистичен, если учесть также сопровождающий эффект стабилизации атома при ионизации в сверхатомных полях $F_a = Z_a^3 m^2 e^5$ (F_a - напряженность атомного поля, Z_a - зарядовое число). Таким образом, найденная волновая функция в ОЭП применима для процесса ВТР на произвольном расстоянии от рассеивающего центра, в частности на асимптотически больших расстояниях.

В §1.1 найдено решение уравнения Шредингера в приближении ОЭП для электрона в произвольном электростатическом и ЭМ волновом полях. Оно имеет вид ($\hbar = c = 1$)

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp \{i[S_0(\mathbf{r}, t) + S_1(\mathbf{r}, t)]\}, \quad (1)$$

где

$$S_1(\mathbf{r}, t) = i \frac{m}{4\pi^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\omega t} \int \frac{\tilde{U}(\mathbf{q}) J_n(\alpha(\mathbf{q}/m\omega))}{\mathbf{q}^2 + \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} - 2mn\omega - i0} \times \exp\{i[\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} + \alpha(\mathbf{q}/m\omega) \sin[\omega t - \theta(\mathbf{q})] + \theta(\mathbf{q})n]\} dq, \quad (2)$$

$$\alpha\left(\frac{\mathbf{q}}{m\omega}\right) = \frac{eA_0}{m\omega} \sqrt{(\mathbf{q} \cdot \hat{e}_1)^2 + \zeta^2 (\mathbf{q} \cdot \hat{e}_2)^2}, \quad \theta(\mathbf{q}) = \arctan\left(\frac{\mathbf{q} \cdot \hat{e}_2}{\mathbf{q} \cdot \hat{e}_1} \zeta\right), \quad (3)$$

а S_0 есть классическое действие электрона с начальным импульсом \mathbf{p} в поле плоской ЭМ волны.

В §1.2 приводятся условие применимости волновой функции в ОЭП (2) и его связь с борновским и эйкональным приближениями. Единственное приближение, использованное при выводе данной волновой функции - это пренебрежение членом $(\nabla S_1)^2$ при условии $(\nabla S_1)^2 \ll 2m|U|$ в уравнении Шредингера, что эквивалентно условию

$$|U| \ll \frac{1}{m} \left[p - eA_0 + \frac{1}{a} \right]^2. \quad (4)$$

Полученная волновая функция обеспечивает большую точность, чем известные приближения, и в различных пределах переходит в волновую функцию борновского (как для быстрых, так и медленных частиц) и эйконального приближений. Так, в случае, когда удовлетворяются условия

$$|U| \ll \frac{1}{ma} |p - eA_0| \quad (5)$$

для быстрых ($|p - eA_0|a \gg 1$) или

$$|U| \ll \frac{1}{ma^2} \quad (6)$$

для медленных ($|p - eA_0|a \leq 1$) частиц, формула (1) переходит в волновую функцию борновского приближения, а при выполнении условий

$$|\nabla S_1| \ll 2m|U|, \quad \Delta S_1 \ll 2|(\mathbf{p} - e\mathbf{A}_0)\nabla S_1| \quad (7)$$

она переходит в волновую функцию эйконального приближения. В частности, как следует из сравнения формул (4) и (5) для рассеяния быстрых частиц, найденная волновая функция (1) применима для потенциалов в $|p - eA_0|a \gg 1$ раз превышающих те, которые позволяет волновая функция в приближении Борна.

В §1.3 получены многофотонные сечения ВТР в ОЭП. Поскольку на асимптотически больших расстояниях волновая функция в ОЭП переходит в волновую функцию борновского приближения в соответствующем пределе, то дифференциальные поперечные сечения многофотонного ВТР в этом пределе совпадают с известными сечениями борновского приближения. Согласно последнему, сечения ВТР факторизованы по процессам испускания или поглощения фотонов в поле ЭМ волны и упругого рассеяния в электростатическом поле. Однако, благодаря

устранению условия ограничения области применения обычного эйконольного приближения, найденная здесь динамическая волновая функция электрона позволяет построить поперечные сечения процесса ВТР через амплитуду рассеяния в формализме функции Грина. Найденные таким образом сечения ВТР в ОЭП, в отличие от известных результатов, учитывают динамику одновременного взаимодействия электрона с обоими полями с учетом фазовых соотношений, что особенно важно для выявления когерентных эффектов. Далее рассмотрен процесс НПИ вместе с ВТР фотоэлектрона в нерелятивистском пределе, поскольку теоретические исследования этой проблемы, основным из которых является подход Келдыша-Файзала-Риса [1,2], по сути развиты для нерелятивистского фотоэлектрона, пренебрегая эффектом ВТР.

В параграфах 1.4 и 1.5 диссертации найдены вероятности НПИ в ОЭП и приближении Борна с учетом процесса ВТР фотоэлектрона. В частности, для циркулярно-поляризованной волны в первом борновском приближении по потенциалу ионизованного атома для дифференциальной вероятности процесса НПИ найдена следующая формула:

$$\frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \frac{8\omega \left(\frac{E_B}{\omega} \right)}{\pi \left(\frac{\omega}{\omega} \right)} \sum_{N=N_0}^{\infty} \frac{(N-2z-E_B/\omega)^{1/2}}{(N-2z)} J_N^2 \left(\alpha \left(\frac{\mathbf{p}}{m\omega} \right) \right) \times \left\{ 1 + \frac{N-2z-E_B/\omega}{N-2z} \right\}^2, \quad (8)$$

$$z = \frac{e^2 A_0^2}{4m\omega}, N_0 = \left\langle \frac{p^2}{2m\omega} - \frac{E_B}{\omega} + 2z \right\rangle.$$

Первый член в фигурных скобках в формуле (8) соответствует результату приближения Келдыша-Файзала-Риса. Второй член показывает зависимость вероятности НПИ от процесса ВТР испущенного фотоэлектрона в кулоновском поле. Как видно из этой формулы, вклад ВТР фотоэлектрона в многофотонной вероятности процесса ионизации водородоподобного атома уже в первом борновском приближении по кулоновскому полю порядка самой вероятности НПИ в рамках подхода Келдыша-Файзала-Риса [1,2].

Глава 2 диссертации посвящена релятивистской квантовой теории ВТР для скалярной и спинорной частиц на произвольном электростатическом потенциале в мощных лазерных полях релятивистских интенсивностей. Здесь специально рассматривается сначала случай скалярной частицы, чтобы выявить чисто спиновые эффекты в процессе ВТР в дальнейшем рассмотрении.

В высокоинтенсивных лазерных полях выше упомянутые процессы электрон-атомных столкновений в лазерных полях, в частности НПИ

атомов, требует релятивистского рассмотрения. В §2.1 приближение ОЭП применяется для нахождения решения уравнения Клейна-Гордона для релятивистской скалярной частицы в полях произвольного вида электростатического потенциала и сильной ЭМ волны, которое имеет вид

$$\Phi(x) = \exp[i(S_0(x) + S_1(x))] \quad (9)$$

где $S_0(x)$ есть соответствующее релятивистской волковской волновой функции классическое действие, и

$$S_1(t, \mathbf{r}) = \frac{i}{4\pi^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\varphi} \int \frac{\tilde{U}(\mathbf{q}) \left[\varepsilon D_n + \omega Z D_{2,n} - \omega \alpha \left(\frac{\mathbf{p}}{kp} \right) D_{1,n} \right]}{q^2 + 2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q} + 2Z\mathbf{k} \cdot \mathbf{q} - 2n(kp - \mathbf{k} \cdot \mathbf{q}) - i0} \times \exp[i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} + \alpha_1(\mathbf{q}) \sin[\varphi - \theta_1(q)] - \alpha_2 \sin 2\varphi + n\theta_1(\mathbf{q}))] d\mathbf{q}. \quad (10)$$

Здесь $\alpha_1(\mathbf{q})$, $\alpha_2(\mathbf{q})$, $\theta_1(\mathbf{q})$, $Z = e^2 \bar{A}_0^2 / 4kp$ - динамические параметры взаимодействия и D_n , $D_{1,n}$, - специальные функции, которые выражаются через ряды функций Бесселя.

В §2.2 рассматриваются волновая функция в ОЭП в различных пределах и условия их применимости. Показано, что найденная волновая функция имеет более широкую область применимости, чем позволяют известные приближения и описывает процесс вынужденного рассеяния в обоих -квантовом и квазиклассическом пределах, включая обычное эйкональное и борновское приближения. В §2.3 построены релятивистские дифференциальные поперечные сечения многофотонного ВТР в произвольном электростатическом поле с помощью волновой функции в ОЭП. Получены простые аналитические формулы для дифференциальных поперечных сечений ВТР релятивистской скалярной частицы на произвольном электростатическом потенциале и в поле ЭМ излучения больших мощностей, в предельном случае борновского приближения. Исследован также случай экранированного кулоновского потенциала при циркулярной и линейной поляризациях ЭМ волны.

Далее исследуется процесс ВТР для спинорных частиц. В параграфах §2.4 и §2.5 решается уравнение Дирака в упомянутых полях и рассматриваются различные предельные случаи полученной в ОЭП волновой функции для спинорной частицы и условия их применимости.

В §2.6 построены дифференциальные поперечные сечения многофотонного ВТР релятивистского электрона на произвольном электростатическом потенциале с помощью спинорной волновой функции ОЭП. Сравнительно простые окончательные формулы для амплитуд перехода и поперечных сечений многофотонного ВТР для произвольной поляризации волны получены в пределе борновского приближения:

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{\Pi}_n|}{16\pi^2|\mathbf{\Pi}|} |\tilde{U}(\mathbf{q}_n)|^2 \left\{ 4 \left| \varepsilon D_n + \omega Z D_{2,n} - \omega \alpha \left(\frac{\mathbf{p}}{kp} \right) D_{1,n} \right|^2 - \mathbf{q}_n |D_n|^2 - \frac{1}{(kp)(kp')} (\omega^2 \mathbf{q}_n^2 - (\mathbf{kq}_n)^2) \left(|\mathbf{D}|^2 - \frac{e^2 \bar{A}_0^2}{2} \operatorname{Re} |D_n D_{2,n}^*| \right) \right\}, \quad (11)$$

где $\mathbf{\Pi}_n = \sqrt{\mathbf{\Pi}^2 + n\omega(2\Pi_0 + n\omega)}$ - конечный “квазиимпульс”;
 $\mathbf{q}_n = \mathbf{\Pi}_n - \mathbf{\Pi} - n\mathbf{k}$ - импульс отдачи ядра.

Сравнение поперечных сечений ВТР для скалярной и спинорной частиц показывает, что спиновые эффекты в этом процессе имеют порядок величины квадрата импульса отдачи ядра \mathbf{q}_n^2 .

В §2.7 рассмотрены многофотонные поперечные сечения ВТР в случае рассеяния на малые углы в экранированном кулоновском и сверхсильном лазерном полях. Полученные формулы исследованы при циркулярной и линейной поляризациях волны. Заметные отличия между релятивистскими и нерелятивистскими дифференциальными поперечными сечениями при рассеянии на малые углы имеются уже при интенсивности волны $\xi \sim 0.1$ ($\xi = e\bar{A}_0/m$ - релятивистски инвариантный параметр интенсивности плоской ЭМ волны), что соответствует интенсивности оптических лазеров $I \sim 10^{16}$ Вт/см². Сравнением релятивистских и нерелятивистских сечений рассматриваемого процесса установлено, что кроме добавочных членов, обусловленных спин-орбитальным и спин-лазерным взаимодействиями ($\mathbf{q}_n^2 \ll m^2$) и эффектом интенсивности сильной волны ($\xi^2 \ll 1$), релятивистские эффекты в процессе ВТР проявляются при меньших интенсивностях волны, чем предполагалось в рамках нерелятивистской теории. Результаты численных расчетов для энергетического распределения и дифференциальных сечений проиллюстрированы на графиках как для циркулярной, так и линейной поляризаций лазерного излучения. В случае коллинеарных векторов \mathbf{k} и \mathbf{p} имеется азимутальная симметрия по отношению к направлению распространения волны. Для сравнения построена огибающая парциальных поперечных дифференциальных сечений при линейной поляризации ЭМ волны и выявлена зависимость дифференциальных сечений ВТР релятивистского электрона от поляризации волны накачки. В этом случае нет азимутальной симметрии и конечный импульс электрона находится в одной плоскости с векторами \mathbf{A} и \mathbf{k} . Изменение энергии растет при больших углах отклонения и при больших интенсивностях волны. Построена также огибающая парциальных дифференциальных поперечных сечений как

функция числа испущенных или поглощенных фотонов при циркулярной поляризации волны. Чтобы показать зависимость процесса ВТР от интенсивности ЭМ волны, построен график зависимости полных дифференциальных сечений от релятивистского параметра интенсивности ($0 \leq \xi \leq 1$), изображающий дифференциальное сечение ВТР ($d\sigma/d\Omega$), и дифференциальное эффективное сечение многофотонного поглощения-излучения $d\sigma_{AE}/d\Omega$. Показана также угловая зависимость процесса ВТР для разных значений интенсивности лазерного излучения круговой поляризации (импульс электрона $\mathbf{p} \parallel \mathbf{k}$). Построены графики для дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ и $d\sigma_{AE}/d\Omega$ как функция угла отклонения θ . Сравнение этих результатов показывает, что различия между случаями с интенсивностями лазерного излучения $\xi=0.3$; $\xi=0.2$; $\xi=0.1$ и с нерелятивистским случаем значительны. Последнее отражает нарушение дипольного приближения и существенность релятивистских эффектов уже при нерелятивистских параметрах взаимодействия. Численные исследования показали также зависимости эффективных дифференциальных сечений многофотонного поглощения-излучения σ_{AE} для круговой поляризации лазерного излучения от числа фотонов при различной интенсивности лазера (импульс электрона \mathbf{p} параллелен вектору \mathbf{k}), согласно которым для выбранной геометрии процесс поглощения является доминирующим, но с увеличением интенсивности волны сечения уменьшаются.

В отличие от циркулярной поляризации волны, при линейной поляризации нет азимутальной симметрии, но поскольку основной вклад в сечение дает рассеяние в плоскости, образованной векторами $\hat{\mathbf{e}}$ и \mathbf{k} , приведены результаты численного моделирования для азимутального угла $\varphi=0$ и релятивистского фотоэлектрона с энергией $2U_p$ - пороговой при НПИ (с такой энергией испускается фотоэлектрон). Показаны сечения $d\sigma^{(n)}/d\Omega$ в зависимости от числа испущенных или поглощенных фотонов для титан-сапфирового лазера при интенсивности лазерного поля $\xi=0.6$ для угла отклонения $\theta=0.6 \text{ мрад}$, при $\xi=1$ для угла отклонения $\theta=60 \text{ мкрад}$, и при $\xi=1.5$ для угла отклонения $\theta=6 \text{ мкрад}$. Сравнение этих результатов показывает, что различия между случаями параллельности и антипараллельности начального импульса электрона к направлению распространения волны, значительны (и номер обрыва огибающей парциальных дифференциальных сечений превышает на несколько порядков номер обрыва в случае антипараллельного движения).

Для выяснения зависимости процесса ВТР от поляризации лазерного поля при больших интенсивностях показаны парциальные дифференциальные сечения для круговой поляризации волны при одинаковых значениях параметров. Отличаются позиции обрыва при поглощении и излучении и существенно отличаются пиковые значения и при тех же параметрах показаны сечения $d\sigma/d\Omega$ и $d\sigma_{AE}/d\Omega$ для линейной поляризации ЭМ волны при больших углах отклонения и различных интенсивностях лазера. Показана также зависимость дифференциальных сечений ВТР от интенсивности ξ лазерного излучения для различных углов отклонения. Эта зависимость существенно нелинейная, в отличие от теории возмущений, где сечения n -фотонного ВТР $\sim \xi^{2n}$.

Глава 3 диссертации посвящена исследованию проблемы нелинейного поглощения сверхсильного лазерного излучения в плазме благодаря обратному тормозному эффекту электронов на ионах-ядрах (кулоновских центрах) в рамках релятивистской классической теории. Рассмотрена область плотностей от ниже критических до выше критических - твердотельных плотностей. Констатирована сильная зависимость поглощения от поляризации излучения в случае больших интенсивностей как изотропной релятивистской максвелловской, так и анизотропной плазмой с гауссовским распределением по импульсам (например, электронный пучок). В §3.1 рассмотрено нелинейное поглощение циркулярно-поляризованного лазерного излучения в плазме докритических плотностей при умеренной интенсивности лазерного излучения. В случае анизотропного распределения электронов (гауссовский пучок) поглощение имеет место не при всех углах взаимодействия с волной - между векторами \mathbf{k} и \mathbf{p} , поэтому чтобы определить углы падения θ релятивистского электронного пучка к волновому вектору лазерного излучения \mathbf{k} , при которых имеет место эффективное поглощение, построены графики зависимости коэффициента поглощения (КП) α ($\alpha > 0$) от угла падения θ (после численного интегрирования по начальным фазам электронов). Исследовано также влияние разбросов пучка на величину КП пространственно однородного пучка. Численное исследование показывает, что влияние энергетического и углового разбросов пучка слабое и оно приводит лишь к незначительным изменениям в поведении КП, поэтому рассмотрение здесь случая моноэнергетического пучка в процессе ВТР оправдано (в отличие, например, от вынужденного

комптоновского рассеяния). В §3.1 показана также зависимость КП от температуры релятивистской плазмы для различных интенсивностей лазерного излучения: $\xi=1-10$, для изотропной релятивистской максвелловской плазмы в процессе ВТР, при циркулярной поляризации излучения. Найден новый закон для нелинейного КП в обоих случаях нерелятивистских и релятивистских пучков, обратно пропорциональный квадрату напряженности электрического поля волны: $1/\xi^2$. Кроме того, для слабо-релятивистских электронов вероятность поглощения света имеет пик при $\xi \approx v_0/c$, и при интенсивностях $\xi \ll 1$ поглощение слабого излучения таким пучком более эффективно, чем релятивистским пучком. Однако при больших интенсивностях ($\xi \geq 1$) ЭМ волны поглощение становится эффективным в случае релятивистских пучков.

В §3.2 представлена релятивистская теория ($\xi > 1$) обратного тормозного поглощения сверхсильного лазерного излучения в плазме и найден нелинейный КП плазмы разных плотностей. Для ЭМ излучения произвольной интенсивности и поляризации в общем случае однородного ансамбля электронов с концентрацией n_e и с функцией распределения $f(\mathbf{p})$ по импульсу \mathbf{p} при рассеянии на кулоновских центрах с концентрацией n_i , КП можно представить в виде:

$$\alpha = \frac{n_e}{I} \int W f(\mathbf{p}_0) d^3 \mathbf{p}_0, \quad (12)$$

где W - классическая энергия, поглощаемая одним электроном в единицу времени из волны с интенсивностью $I = (1 + \zeta^2) \omega^2 A_0^2 / 8\pi c$ и в общем случае эллиптической поляризации ζ излучения ($\zeta = 0, 1$ - для линейной и циркулярной поляризации, соответственно) в процессе ВТР на рассеивающих центрах плазмы. Получена формула для нелинейного КП в НЧ приближении в процессе ВТР, когда взаимодействие электрона с рассеивающим потенциалом и ЭМ волной можно рассмотреть как независимые процессы. НЧ приближение справедливо, когда длина волны лазерного излучения $\lambda \gg R_U$, (R_U - длина эффективного рассеяния). Электрон с начальным импульсом $\mathbf{p}(\psi_s)$ после рассеяния приобретает импульс $\mathbf{p}'(\psi_s)$ и энергию $\varepsilon'(\psi_s) = \varepsilon(\psi_s)$ при той же фазе

волны ψ_s , которая определяется из условия упругого рассеяния. Конечную формулу для вероятности поглощения можно представить в виде нормированных величин:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{2\pi(1+\zeta^2)\xi_0^2} \int d\bar{\mathbf{p}}_0 \bar{f}(\bar{\mathbf{p}}_0) \int_0^{2\pi} d\psi_s \frac{\gamma(\psi_s)}{\bar{p}^3(\psi_s)\Lambda^3} L_{cb} \quad (13)$$

$$\times \left(\frac{\xi^2(\psi_s) + \langle \xi^2(\psi_s) \rangle}{2} (\gamma(\psi_s)\Lambda - 1) + \bar{\mathbf{p}}_0 \xi(\psi_s) + \xi^2(\psi_s) \right) \left[\frac{m^2 c^2 \varepsilon(\psi_s)}{\Lambda^3 p^3(\psi_s)} \right],$$

Здесь $\alpha_0 = 4Z^2 r_e^3 \lambda^2 n_i n_e$, r_e - классический радиус электрона, $\bar{\mathbf{p}} = \mathbf{p}/mc$ - нормированный импульс, $\gamma(\psi_s) = \varepsilon(\psi_s)/mc^2$ - энергия, $T_n = k_B T_e / mc^2$ - температура плазмы и $\xi(\psi_s) = \xi_0 (\hat{\mathbf{e}}_1 \cos \psi_s + \zeta \hat{\mathbf{e}}_2 \sin \psi_s)$ - параметр интенсивности ЭМ волны. Полная вероятность обратного тормозного поглощения плазмы и КП при линейной и круговой поляризациях лазерного излучения в зависимости от интенсивности поля и температуры плазмы численно изучены в §3.3. Результаты численных расчетов показаны графиками для нормированной вероятности α/α_0 в зависимости от плазменной температуры для промежуточных интенсивностей лазерного излучения в интервале $\xi = 0.1-1$ и при релятивистских интенсивностях $\xi > 1$ для обеих поляризаций волны. Исследование показало, что вероятность ВТР существенно зависит от поляризации волны и она идет к насыщению с увеличением интенсивности ξ_0 , а для больших значений последней демонстрирует несущественную зависимость от плазменной температуры. Для циркулярно-поляризованного лазерного излучения интерполированный график показывает уменьшение коэффициента поглощения α по закону $1/\xi_0^2$, а для линейно-поляризованного - $1/\xi_0^{5/4}$.

В §3.4 обсуждаются ограничения и особенности коэффициента нелинейного поглощения релятивистской плазмы в низкочастотном приближении.

Глава 4 посвящена релятивистскому описанию процесса надпороговой многофотонной ионизации водородоподобных атомов в сверхинтенсивных лазерных полях, учитывая влияние вынужденного рассеяния испущенного атомом фотоэлектрона в дальнедействующем кулоновском поле атомного остатка (вынужденные свободно-свободные

переходы электрона в непрерывном спектре или неупругий процесс ВТР) на вероятности НПИ.

В параграфе §4.1 решение проблемы НПИ в релятивистском рассмотрении проведена в S-матричном формализме, используя релятивистскую волновую функцию в ОЭП в качестве волновой функции конечного состояния испущенного фотоэлектрона (пренебрегается спиновым взаимодействием). Для водородоподобных атомов ($Z_a \ll 137$) начальные скорости атомных электронов нерелятивистские, поэтому в качестве волновой функции начального состояния в амплитуде перехода взята стационарная волновая функция связанного состояния водородоподобного атома в нерелятивистском пределе. Следует отметить, что к настоящему времени аналитические формулы для вероятностей НПИ с учетом перерасеяния фотоэлектрона не известны даже в первом борновском приближении по кулоновскому полю. Поэтому, для получения сравнительно не очень сложных выражений, в §4.2 находятся релятивистские вероятности многофотонной НПИ в пределе борновского приближения с учетом перерасеяния фотоэлектрона на атомном остатке. Состояние фотоэлектрона в поле сильной ЭМ волны и соответственно вероятность ионизации существенно зависят от ее поляризации [нелинейный эффект интенсивности обусловлен действием сильного магнитного поля волны]. Последнее приводит к принципиально иному характеру процесса ионизации и существенной зависимости от поляризации сильной волны. Поэтому, в параграфе §4.3 отдельно исследованы случаи циркулярной и линейной поляризаций волны. В случае циркулярной поляризации волны получена следующая формула для многофотонных вероятностей НПИ:

$$\frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \frac{16}{\pi m a^5} \sum_{N=N_0}^{\infty} \frac{(N-2Z)^2 (k\Pi)^2}{\mathbf{g}^8} J_N^2 \left(\alpha \left(\frac{\mathbf{\Pi}}{k\Pi} \right) \right) \times \left\{ 1 + \frac{\mathbf{g}^2}{2(N-2Z)(k\Pi)} \right\}^2, \quad (14)$$

$$\text{где } \mathbf{g} = \mathbf{\Pi} - N\mathbf{k}, |\mathbf{\Pi}| = \sqrt{(\varepsilon_0 + \omega N)^2 - m_*^2}, N_0 = \left\langle \frac{m_* - \varepsilon_0}{\omega} \right\rangle.$$

Для других поляризаций волны дифференциальная вероятность НПИ имеет несравнительно сложное представление из-за суммы по всем виртуальным промежуточным состояниям, и вместо обычной функции

Бесселя, которая входит в (14), фигурирует обобщенная функция Бесселя $J_n(u, \nu, \theta)$. Такое осложнение в поведении НПИ соответствует факту, что в отличие от циркулярной поляризации, в поле линейно-поляризованной волны продольная скорость электрона осциллирует на всевозможных гармониках основной частоты волны и вместе с эффектом интенсивности сильного поля вызывает нелинейные ангармонические токи переходов.

Вклад эффекта перерасеяния фотоэлектрона в вероятности процесса НПИ представлен вторым членом в фигурных скобках в формуле (14). Этот член для наиболее вероятного числа поглощенных фотонов, при котором функция Бесселя имеет максимум, равен

$$\frac{\mathbf{g}^2}{2(N - 2Z)(k\Pi)} \approx 1.$$

Следовательно, эффект перерасеяния фотоэлектрона имеет одинаковый порядок с вероятностью прямого перехода при подходе Келдыша-Файзала-Риса [1,2]. Более того, в работе [2] утверждается, что результаты в рамках указанного приближения наиболее верны при высоких интенсивностях ЭМ волны. Однако, эти предположения, согласно которым с ростом интенсивности волны эффект перерасеяния в релятивистской области должен быть пренебрежимо мал, не оправдываются, в особенности для дальнедействующего кулоновского потенциала. К тому же, вне области применимости борновского приближения вклад эффекта перерасеяния в процессе НПИ будет более существенным (например, в рассмотренном выше ОЭП).

В параграфе §4.3 исследованы угловое и энергетическое распределения и полная вероятность процесса НПИ для водородоподобных атомов. В области применимости борновского приближения, когда $\xi \gg Z_a/137$, получена приближенная формула (аналитическая) для полной вероятности ионизации. При условии $\xi \gg Z_a/137$, аргумент функции Бесселя $X(N) \gg 1$, $N \gg 1$, при этом всегда $X(N) < N$. Поэтому в (14) основной вклад в сумме дают члены с $N \approx X(N)$. Кроме того, в этом пределе можно заменить суммирование по N интегрированием и аппроксимировать функцию Бесселя функцией Эйри. В итоге, наиболее вероятное число фотонов, участвующих в процессе ионизации, а также угол испускания фотоэлектрона относительно направления распространения волны определяются следующими выражениями:

$$N_m \approx \frac{m}{\omega} \xi^2, \quad \cos \theta_m \approx \frac{\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}}. \quad (15)$$

Для вероятности ионизации получена приближенная формула, которая непосредственно выражает зависимость от интенсивности волны при $F \gg F_a$ (F - напряженность волнового поля):

$$W_{i \rightarrow f} \cong \frac{2^{7/3}}{3^{4/3} \Gamma^2(2/3)} \pi \omega \left(\frac{\omega}{E_B} \right)^3 \left(\frac{F_a}{F} \right)^{11/3}. \quad (16)$$

Формула (16) выражает подавление вероятности процесса НПИ при увеличении напряженности ЭМ волны – эффект стабилизации. В связи с последним отметим, что заключение об эффекте стабилизации относится к водородоподобным атомам в основном состоянии или к квантовым системам с дальнедействующим кулоновским остовом.

Для так называемого туннельного режима, когда $F \ll F_a$, вероятность ионизации определяется формулой

$$W_{i \rightarrow f} \cong 2\omega \left(\frac{\omega}{E_B} \right)^3 \left(\frac{F_a}{F} \right)^3 \exp \left\{ -\frac{2F_a}{3F} \right\}, \quad (17)$$

которая с точностью до предэкспоненты совпадает с известным выражением для вероятности туннельной ионизации атома в постоянном электрическом поле.

Как показано в предыдущем параграфе, угловые и энергетические распределения фотоэлектронов при НПИ атома при циркулярной поляризации лазерного излучения достаточно точно описываются аналитически при помощи полученных в §4.3 приближенных формул. Поэтому в §4.4 акцент поставлен на исследование НПИ атома линейно-поляризованной волной. С помощью рекуррентной формулы, приведенной в Приложении диссертации, после преобразований удастся провести суммирование в §4.1 в формуле для $W_{i \rightarrow f}$ по промежуточным переходам фотоэлектрона через виртуальные состояния атомного континуума (сумма по n). В результате, для численного исследования НПИ водородоподобного атома в поле сильной линейно-поляризованной ЭМ волны получена упрощенная конечная формула для вероятности НПИ:

$$\frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \frac{16}{\pi m a^5} \sum_{N=N_0}^{\infty} \frac{(N-2Z)^2 (k\Pi)^2}{\mathbf{g}^8} J_N^2 \left(\alpha \left(\frac{\Pi}{k\Pi} \right), -\frac{Z}{2} \right)$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{\varepsilon_0 \mathbf{g}^2}{2m(N-2Z)(k\Pi)} J_N \left(\alpha \left(\frac{\Pi}{k\Pi}, \frac{Z}{2} - \alpha' \right) \right)^2 \right\}, \quad (18)$$

$$\alpha' = \frac{e^2 \bar{A}_0^2}{4(kp + \mathbf{kg})}, \quad \mathbf{g} = p - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\omega} \mathbf{k}.$$

Далее проиллюстрированы угловые и энергетические распределения фотоэлектронов на основании формулы (18): представлена вероятность ионизации как функция числа N участвующих в процессе фотонов или энергетический спектр фотоэлектронов при частоте линейно-поляризованного излучения неодимового лазера ($\omega = 0.043$ ат.ед.) и интенсивности $\xi = 0.1$. Показана также зависимость этой же функции (просуммированной по N) от угла испускания фотоэлектрона относительно направления распространения волны для фиксированного значения азимутального угла $\varphi = 0$ с учетом вторичного процесса ВТР фотоэлектрона и без него для атома водорода, при той же лазерной частоте и параметрах интенсивности $\xi = 0.001$, $\xi = 0.01$, и $\xi = 0.1$.

Как показали исследования, для циркулярно-поляризованной ЭМ волны вклад перерасеяния на угловое распределение фотоэлектронов несущественен. На Рис.1 показана дифференциальная вероятность $dW_{i \rightarrow f}(\varphi, \theta) / d\Omega$ процесса НПИ атома водорода как функция двух углов φ, θ , при интенсивности $\xi = 0.01$, с учетом процесса перерасеяния фотоэлектрона. Сравнение построенных графиков с известными результатами показывает особенности углового распределения вылетевшего электрона. Так, из рис.1 видно существенное смещение наиболее быстрых фотоэлектронов в сторону направления распространения излучения при увеличении интенсивности поля, которое более выражено заметно при бо́льших интенсивностях лазерного излучения $\xi > 0.1$.

Численное исследование релятивистских вероятностей НПИ водородоподобного атома с $Z_a = 5$ в поле сверхсильной волны титан-сапфирового лазера линейной поляризации проведено в §4.5: графически показаны энергетические спектры фотоэлектронов и угловые распределения парциальных вероятностей для фиксированных значений азимутального угла и числа фотонов с учетом (и без) вторичного процесса

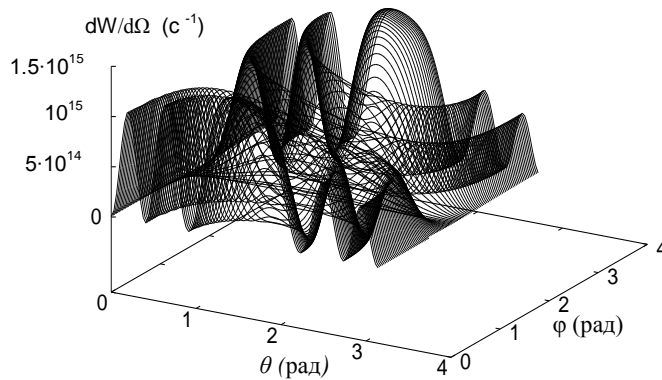


Рис. 1. Дифференциальная вероятность $dW_{i \rightarrow f}(\varphi, \theta)/d\Omega$ процесса надпороговой ионизации атома водорода как функция двух углов θ, φ , составленных импульсом фотоэлектрона \mathbf{p} и волновым вектором \mathbf{k} и двумя плоскостями, созданными векторами \mathbf{A}, \mathbf{k} и \mathbf{A}, \mathbf{p} , соответственно, при линейной поляризации лазерного поля с вектором поляризации \mathbf{A} и частоте излучения $\omega = 0.043$ ат.ед. и интенсивности $\xi = 0.01$, найденная с учетом процесса перерасеяния. Углы даны в радианах. Максимумы вероятности соответствуют значениям $\theta = 1.53938$ рад, $\varphi = 0$.

ВТР фотоэлектронов. Сравнение вероятностей НПИ для линейной и круговой поляризаций показывает, что в случае линейной поляризации ЭМ волны вероятность НПИ по крайней мере на два порядка больше по величине, при тех же параметрах процесса.

Исследование зависимости вероятностей НПИ при релятивистских интенсивностях ЭМ волны показывает подавление скорости НПИ с увеличением напряженности поля, что свидетельствует об эффекте стабилизации в сверхсильных полях. Графики для полной вероятности НПИ от угла между импульсом испускаемого электрона и вектором поля показывают, что с увеличением напряженности поля есть тенденция сдвига углового распределения фотоэлектрона в направлении волнового вектора ЭМ волны.

§4.6 посвящен многофотонной НПИ водородоподобного атома из возбужденного состояния с наборами квантовых чисел $n=1, L=0, M=0$, $n=2, L=0, M=0$ и $n=3, L=0, M=0$, соответственно, в сильном циркулярно-поляризованном лазерном поле: для численных расчетов использована упрощенная формула (18) для переходов из произвольного возбужденного состояния электрона без учета процесса перерасеяния клейн-гордоновского фотоэлектрона в кулоновском потенциале остаточного иона. Показана зависимость парциальной вероятности НПИ от числа фотонов N и графики функций, просуммированных по N - от угла вылета фотоэлектрона, при частоте $\omega=1/8$ ат.ед. и релятивистском параметре интенсивности $\xi=1$ лазерного поля. Интересная особенность выявлена при ионизации из состояния $n=2, L=1$, когда наблюдается более одного пика - вместо одного пика в НПИ (при угле $\theta=0.785$ рад вероятность НПИ равна $dW/\sin\theta d\theta=5.14\times 10^{10} \text{ Bm/cm}^2$) из основного состояния атома, для кривой функции $dW/\sin\theta d\theta$ получены два максимума: при $\theta=1.4$ рад ($dW/\sin\theta d\theta=2.2\times 10^8 \text{ Bm/cm}^2$) и при $\theta=1.55$ рад ($dW/\sin\theta d\theta=2.17\times 10^8 \text{ Bm/cm}^2$). Сравнение этих графиков показывает, что в поле сильной ЭМ волны вероятность многофотонной ионизации электрона из более сильно связанного с кулоновским полем состояния больше, чем из слабо связанного состояния, в отличие от случая НПИ атома в поле слабой ЭМ волны. Действительно, сечения ионизации из состояний с большим угловым моментом меньше, чем из состояний с меньшим угловым моментом. Центробежный барьер заставляет волновую функцию электрона быть отличным от нуля вдали от ядра. Поскольку ионизация происходит только вблизи ядра, это ведет к уменьшению вероятности, а иногда даже падению выхода ионизации. Максимумы приведенных зависимостей находятся в согласии с аналитическими результатами как для N_m, θ_m (15), так и для угловых и энергетических ширин

$$\delta\theta \approx 2^{1/3} \left(\frac{\omega}{E_B} \right) \left(\frac{F_a}{F} \right)^{2/3} / \sqrt{1 + \xi^2}; \quad \delta N \approx 2^{1/3} \left(\frac{2E_B}{\omega} \right)^2 \left(\frac{F}{F_a} \right)^{4/3}. \quad (19)$$

Глава 5 диссертации посвящена исследованию процесса генерации высоких гармоник (ГВГ) на водородоподобных атомах или ионах лазерным излучением релятивистской интенсивности. Чтобы преодолеть в релятивистском режиме подавление ГВГ, вызванное магнитным полем сильного лазерного импульса (релятивистский эффект дрейфа), в

параграфе §5.1 изучена релятивистская ГВГ на водородоподобных ионах в поле стоячей волны (на расстояниях много меньше длины волны лазера), образованной двумя линейно-поляризованными встречными лазерными пучками релятивистских интенсивностей $\xi \equiv E/c\omega \approx 1$, когда вероятностью туннельной ионизации атома можно пренебречь. Для релятивистской скалярной частицы на основе уравнения Клейна-Гордона рассмотрено излучение гармоник в направлении напряженности поля, для чего необходимо иметь ток в перпендикулярном к вектору поляризации $\hat{\mathbf{e}}$ направлении, т.е. среднее значение z -компоненты плотности тока электронов:

$$J(t) = \frac{1}{2} \int [\Psi^+ \hat{t}(\hat{\mathbf{e}}\mathbf{p}\Psi) - (\hat{\mathbf{e}}\mathbf{p}\Psi^+) \hat{t}\Psi] d\mathbf{r}, \quad (20)$$

с помощью которой нами была получена конечная формула для плотности тока:

$$J(t) = \sum_{t_b} C_{ion}(t_b) C_{pr}(t, t_b) C_{rec}(t, t_b) + c.c. \quad (21)$$

Формула (20) и есть аналог нерелятивистской формулы для дипольного момента трехэтапной модели. Поскольку задачу не удастся решить аналитически до конца, при интегрировании по импульсу электрона и времени - воспользовались методом перевала. Суммирование в формуле (21) ведется по решениям уравнения для значений точек перевала времени. Амплитуда туннельной ионизации $C_{ion}(t_b)$ имеет вид:

$$C_{ion}(t_b) = \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{3-\epsilon}{2}\right)}{\sqrt{\Gamma(3-2\epsilon)}} \frac{|E(t_b)|^{\frac{\epsilon}{2}}}{2^{\frac{3\epsilon}{2}} E(t_b)} \times \frac{Z_a^{\left(\frac{3-3\epsilon}{2}\right)}}{\sqrt{\Gamma(1-\epsilon)\left(\frac{1-\epsilon}{2}\right)}} \exp\left(-\frac{Z_a}{|E(t_b)|} \left(c^2\epsilon - \frac{Z_a^2}{6}\right)\right). \quad (22)$$

Амплитуда распространения определяется выражением:

$$C_{pr}(t_b) = \frac{(2\pi)^{3/2}}{\sqrt{i}} \frac{\exp\{-iS(\mathbf{p}_S, t, t_b) + i\epsilon(t - t_b)\}}{\sqrt{|\det S''_{pp}|}}, \quad (23)$$

где $-S(\mathbf{p}, t, t')$ - классическое действие релятивистского электрона в поле, а функция $\mathfrak{S}(\mathbf{p})$ определена следующим образом

$$\mathfrak{S}(\mathbf{p}) = \frac{Z_a^{5/2}}{\pi c} \frac{2^{3/2}}{\sqrt{\mathfrak{S}(\mathbf{p})}} \frac{cp_z}{(Z_a^2 + p^2)^2}. \quad (24)$$

Результаты численного моделирования задачи излучения гармоник высокого порядка приведены в § 5.2. Обрыв энергетического спектра электрона по числу гармоник определяется максимальной кинетической энергией после ускорения фотоэлектрона в лазерном поле. Последнее, из-за квазиклассического характера волновой функции $\exp(-iS(\mathbf{p}, t, t'))$, соответствует максимальному темпу роста кинетической энергии, вытекающее из релятивистского классического уравнения движения для случая, когда электрон появляется в континууме с нулевым начальным импульсом в момент времени t_b и возвращается в момент t к ядру, излучая гармоники. На Рис. 2 показана зависимость максимального темпа роста энергии фотоэлектрона от релятивистского параметра интенсивности волны ξ^2 . Как видно из графика, релятивистский обрыв по числу гармоник существенно отличается от нерелятивистского случая для $\xi \geq 1$, и сдвиг отсечки в сторону более низких значений гармоник при той же интенсивности лазерного поля становится заметным. Рис. 2 показывает также характер нескольких плато в спектре гармоник, как и в нерелятивистском случае.

Интенсивность излучения N -ой гармоники пропорциональна $|N|^2 |J_N|^2$, где J_N является N -ой компонентой Фурье-преобразования плотности тока (20), индуцированного полем. Для нахождения J_N был использован алгоритм быстрого Фурье-преобразования.

На Рис. 3 показана интенсивность излучения гармоник, выраженная через $\lg(|N|^2 |J_N|^2)$ в зависимости от энергии фотонов (в единицах ω) для иона с $Z_a = 7$. Черная (синяя) линия соответствует стоячей волне с интенсивностью 10^{19} Вт/см² ($\xi = 1.1$); серая (желтая) линия соответствует стоячей волне с интенсивностью 8.6×10^{18} Вт/см² ($\xi = 1$).

Аналогично, в § 5.2, показаны интенсивности излучения гармоник в зависимости от энергии фотона для различных параметров атома или иона и лазерного излучения стоячей волны: для иона с $Z_a = 5$ и с

частотой $\omega = 0.057$ ат. ед. (800 нм); для $Z_a = 7$ и $\omega = 0.114$ ат. ед. (400 нм); $Z_a = 8$ и $\omega = 0.184$ ат. ед. (248 нм).

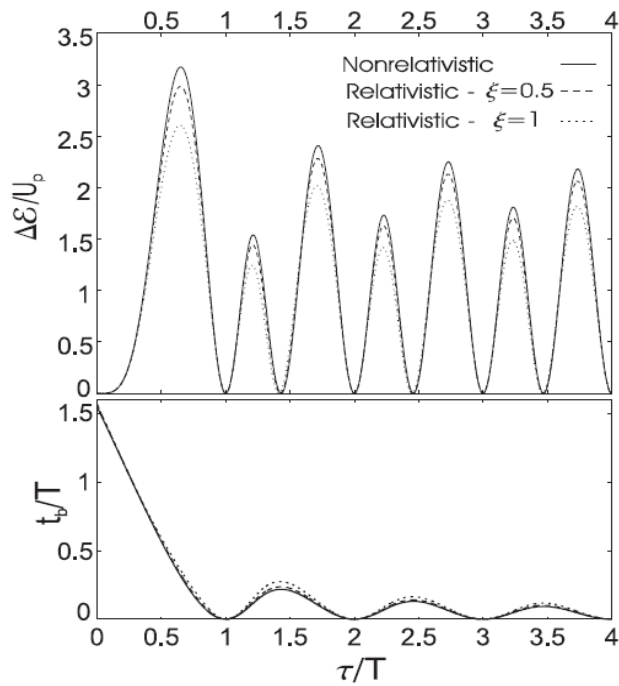


Рис. 2. Максимальный темп роста энергии фотоэлектрона в единицах пондеромоторной энергии $U_p = c^2 \xi^2 / 4$ и времени ионизации электрона, в зависимости от времени эволюции в континууме, при различной интенсивности лазера (t_b и τ нормированы к периоду стоячей волны T).

Для этих параметров позиции обрыва гармоник находятся в хорошем согласии с квазиклассическим анализом. Для рассматриваемых значений параметров взаимодействия вероятности излучения гармоник при бегущей волне пренебрежимо малы, в то время как релятивистские вероятности ГВГ в поле стоячей волны, в области энергий фотонов близких к МэВ, значительны.

В §5.3 рассмотрен процесс ГВГ сильными лазерными полями с учетом спинового взаимодействия, и параграфе 5.4 приведены спектры

гармоник для различных ионов и параметров поля с учетом спинowego взаимодействия. Релятивистские вероятности ГВГ в §5.3 получены на основе решения уравнения Дирака для электрона в поле эффективной стоячей волны, образованной двумя линейно-поляризованными плоскими волнами с равными несущими частотами и амплитудами электрического поля, распространяющихся в вакууме навстречу друг к другу, взаимодействуя с водородоподобным ионом Z_a .

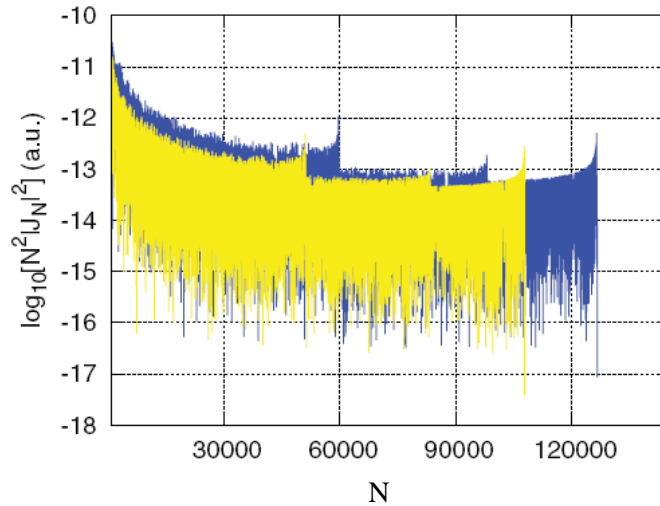


Рис. 3. Вероятность излучения гармоник в зависимости от энергии фотонов (в единицах Ω) для иона с $Z_a = 7$ и стоячей волны частоты $\omega = 0.114$ ат.ед. (400 нм). Черная (синяя) линия соответствует стоячей волне с интенсивностью 10^{19} Вт/см² ($\xi = 1.1$); серая (желтая) линия соответствует стоячей волне с интенсивностью 8.6×10^{18} Вт/см² ($\xi = 1$).

Здесь считается, что $\lambda \gg a$, где a - характерный размер иона и λ - длина волны накачки (для ГВГ это условие выполняется всегда). Для нахождения вероятности излучения гармоник необходимо знать среднее значение электронной плотности тока $J(t) = c \langle \Psi | \hat{\alpha}_z | \Psi \rangle$. С помощью последнего получен атомный дипольный матричный элемент связанно-свободного перехода в релятивистской области. В качестве начальной волновой функции связанного состояния $|\eta_0\rangle$ взята биспинорная волновая функция основного состояния для водородоподобного иона с

квантовыми числами $n=1, j=1/2, l=0$, и $M=1/2$. Спектры гармоник для различных ионов и параметров поля с учетом спинового взаимодействия показаны в §5.4: представлены вероятности излучения гармоник, выраженные через квадрат Фурье-преобразования плотности тока $|J_N|^2$ как функция порядка N гармоник для иона с $Z_a=3$ и интенсивности поля 1.5×10^{17} Вт/см², $\omega = 0.057$ ат.ед ($\xi = 0.265$) и $\omega = 0.043$ а.у. ($\xi = 0.35$), а также вероятность излучения гармоник для иона с $Z_a=4$ при интенсивности поля 3.4×10^{17} Вт/см² ($\xi=0.4$) с частотой волны $\omega = 0.057$ ат.ед. Для сравнения представлены также спектры в случае бегущей волны. Исследования показали, что с увеличением интенсивности лазерного излучения при ГВГ вероятность в поле стоячей волны на много порядков превосходит вероятность при ГВГ в случае бегущей волны. Кроме того, согласно релятивистской квантово-механической теории место отсечки гармоник смещается в сторону более низких значений порядка гармоник по сравнению с нерелятивистской теорией, когда позиция отсечки соответствует $\cong 2.61U_p$, что находится в хорошем согласии с результатом квазиклассического анализа. Для этих параметров интенсивность излучения гармоник в случае бегущей волны незначительна, в то время как в поле стоячей волны релятивистские вероятности излучения гармоник с энергией фотонов, близкой к МэВ, уже значительно велики.

Для эффективной ГВГ нужно преодолеть проблему, связанную с реализацией синхронного излучения гармоник разными ионами. Для конфигурации стоячей волны, полная вероятность ГВГ определяется вкладом ионов, расположенных в узлах на расстоянии $k\Delta x \ll 1$ (в соответствии с рассмотренной моделью $\Delta x \leq 10^{-1}/k$). Таким образом, эффективную длину когерентности можно оценить как $L_c \approx r_0\lambda/20\pi$, где r_0 - число узлов в стоячей волне (отделенных друг от друга на $\lambda/2$). Для коротких лазерных импульсов можно предположить, например, $r_0 \approx 10$ и длину когерентности: $L_c \approx \lambda/2\pi$. Очевидно, что при релятивистской ГВГ длина когерентности для конфигурации стоячей волны много меньше по сравнению со случаем бегущей волны при нерелятивистской ГВГ (для последнего $L_c \gg \lambda$). Однако в связи с экспоненциальным подавлением гармоник в релятивистском случае

бегущей волны, конфигурация стоячей волны является более предпочтительной для окончательной релятивистской ГВГ благодаря эффективному излучению одним единичным атомом.

Параграф 5.5 посвящен исследованию процесса релятивистской ГВГ в плазме другим механизмом – со сверхсильным лазерным и ионным пучками (с учетом спиновых эффектов), при котором также устраняется релятивистский дрейф магнитного поля сильной волны, имеющий негативную роль в процессе ГВГ. Такой –альтернативный стоячей волне– “бездрейфовый” механизм возможен в плазме с сонаправленными сверхсильным лазерным и ионным пучками (при той же скорости лазерных и ионных пучков магнитное поле лазера, влияющее на ионы в плазме, точно равно нулю). Задача решена аналитически на основе уравнения Дирака для указанных пучков в плазме при релятивистских интенсивностях бегущего лазерного импульса.

Численное рассмотрение этого процесса проведено в §5.6, где выявлены особенности излучения высоких гармоник в плазме докритических плотностей. Результаты для вероятности ГВГ в плазме ионным пучком представлены на графиках, выраженной через $\lg(|N|^2|J_N|^2)$, в зависимости от энергии фотона (в единицах ω), для различных умеренно-релятивистских ионных пучков с $Z_a=4$ при $\xi=0.45$ с частотой $\omega=0.043$ ат.ед.; и релятивистских пучков с $Z_a=2$ и Лоренц-фактором $\gamma_L = \omega/\omega_p = 10$, с частотой волны $\omega=0.057$ ат.ед. и $\xi=0.5$ (ω_p -плазменная частота); для ионного пучка с Лоренц-фактором $\gamma_L = \omega/\omega_p = 20$ и с частотой волны $\omega=0.184$ ат.ед. и $\xi=0.33$. Чтобы найти плотность тока J_N , использован алгоритм быстрого Фурье-преобразования. Для сравнения приведены спектры при ГВГ для бегущей волны в вакууме. Как видно из графиков, в релятивистской области место обрыва ГВГ существенно отличается от нерелятивистского случая, для $\xi \geq 1$ сдвиг происходит в сторону более низких значений числа N гармоник, при одинаковых значениях интенсивности эффективного лазерного излучения. Для рассматриваемых значений параметров, вероятностью излучения гармоник для бегущей волны в вакууме можно пренебречь, тогда как релятивистские вероятности ГВГ значительны в плазме при энергиях фотона в области МэВ.

Для эффективной ГВГ уже реализуемых рентген-лазеров следует преодолеть проблемы, связанные с реализацией фазовой синхронизма излучения гармоник разными ионами. В плазме, где реализуется поле вида стоячей волны, фотоэлектроны от разных ионов возбуждаются одновременно и излучают гармоники синхронно по фазе, но из разных пространственных точек. Для получения когерентного излучения от пучка ионов, пропорционального N_i^2 , нужно иметь пространственно упорядоченные пучки ионов.

Литература

- [1]. L.V. Keldysh, ZETF v. 47, p. 1945 (1964).
- [2]. H.R. Reiss, J. Opt. Soc. Am. B v. 7, p. 574 (1990).

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Avetissian H.K., Hatsagortsian K.Z., Markossian¹ A.G., Movsissian S.V., Generalized eikonal wave function of a Dirac particle interacting with an arbitrary potential and radiation fields, Phys. Rev.A, 1999, v.59, pp. 549-558.
2. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Relativistic theory of the above-threshold multiphoton ionization of hydrogenlike atoms in ultrastrong laser fields, Phys. Rev. A, 2001, v. 64, pp. 053404: (1)-(10).
3. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., The relativistic treatment of the above-threshold multiphoton ionization of the hydrogen-like atoms in the strong laser fields, Euroconference on Ultraintense Laser Interactions and Applications-1, Conference Proceedings, Elounda, 1999, v. 1, pp. 13: (1)-(6).
4. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Movsissian S.V., Generalized eikonal wave function of an electron in stimulated bremsstrahlung in the field of a strong electromagnetic wave, Phys. Rev. A, 1997, v. 56, pp. 4905-4915.
5. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Relativistic theory of the above-threshold multiphoton ionization of hydrogen-like atoms in the ultrastrong laser fields, Quant-Phys, v. 1, 9911070: (1)-(12).

¹ прежняя фамилия автора

6. Markossian A.G., Relativistic cross sections for stimulated bremsstrahlung on arbitrary static potential in generalized eikonal approximation, Int'l. Conf. LASER'98, Book of Abstracts, Tucson, 1998, p. THC5: (1)-(2).
7. A.G. Markossian, Above-threshold ionization of atoms with allowance for the Coulomb scattering, Journal of Contemporary Physics, 2006, v. 41, No. 1, p. 11-17.
8. Avetissian H.K., Markossian A.G., Movsissian S.V., Influence of the continuum-continuum transitions on the above-threshold ionization of atoms by strong laser fields, 5-th EPS Conf. on Atomic and Molecular Physics, Contributed Papers, Edinburgh, 1995, v. 19A Part II, p. 492: (1)-(13).
9. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Multiphoton ionization of hydrogen-like atoms in strong laser fields, 16-th Int'l. Conf. on Atomic Physics, Conference Proceedings, Windsor, 1998, p. 217: (1)-(11).
10. Hovhannisyan T.R., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., On the theory of the relativistic cross-sections for stimulated bremsstrahlung on an arbitrary electrostatic potential in the strong electromagnetic field, Eur. Phys. J. D, 2002, v. 20, pp. 17-25.
11. Avetissian H.K., Hatsagortsian K.Z., Markossian A.G., Movsissian S.V., Generalized relativistic eikonal wave function for stimulated bremsstrahlung in arbitrary atomic field, 6-th EPS Conf. on Atomic and Molecular Physics, Contributed Papers, Siena, 1998, v. 22D, p. 4-14: (1)-(7).
12. Markossian A.G., Multiphoton above-threshold ionization of a hydrogen-like atom from an excited state, Journal of Contemporary Physics, 2006, v. 41, No. 6, p. 11-15.
13. Hovhannisyan T.R., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., The relativistic cross sections of multiphoton bremsstrahlung in the strong electromagnetic field, Quant-Phys, v. 1, 9912059: (1)-(12).
14. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Quantum theory of high harmonic generation on atoms/ions with laser fields of relativistic intensities, Photons, Atoms and Qubits (PAQ'07), Conference Proceedings, London, 2007, p. [47]: (1)-(12).
15. Avetissian H.K., Markossian A.G., Above-threshold ionization of atoms in linearly polarized laser fields of relativistic intensities, Phys. Rev. A, 2007, v. 76, pp. 053406: (1)-(7).
16. Avetissian H.K., Markossian A.G., Photoelectron rescattering signature in above threshold ionization of atoms by intense laser radiation of linear polarization, European Conf. on "Atoms, Molecules and Photons IX", Contributed Papers, Crete-Greece, 2007, v. 31C, p. Tu2-20: (1)-(14).

17. Avetissian H.K., Markossian A.G., Stimulated bremsstrahlung of electrons in underdense plasma at relativistic intensities of laser radiation, Int'l. Conf. of Photonic, Electronic, Atomic Collisions "ICPEAC'09", Conference Proceedings, Michigan, 2009, p. We-040: (1)-(10).
18. Markossian A.G., Stimulated bremsstrahlung in linearly polarized laser fields of relativistic intensities, Armenian Journal of Physics, 2009, v. 2, N 3, pp. 184-199.
19. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Nonlinear absorption of ultrapower laser radiation by relativistic underdense plasma, EOS Annual Meeting'2010, Conference Proceedings, Paris, 2010, p. Tom 6,_3240,_26: (1)-(3).
20. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Relativistic quantum theory of high harmonic generation on atoms/ions by strong laser fields, 2011, Physics. Atom-ph, v. 1, 1106.2239: (1)-(8).
21. Avetissian H.K., Markossian A.G., Nonlinear absorption of superintense laser radiation by monoenergetic electron beam due to bremsstrahlung on plasma ions, 38th Annual European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS), Contributed Papers, Strasbourg, 2011, p. P4. 012: (1)-(11).
22. Avetissian H.K., Markossian A.G., Nonlinear absorption of superpower laser radiation of ultrarelativistic intensities in plasma, 38th IEEE Int'l. Conf. on Plasma Science (ICOPS) and 24th Symposium on Fusion Science (SOFE), Conference Proceedings, Chicago, 2011, p. IP1A-1: (1)-(9).
23. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., High-order harmonic generation on atoms and ions with laser fields of relativistic intensities, Phys. Rev. A, 2011, v. 84, pp. 013418: (1)-(6).
24. Avetissian H.K., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., High-order harmonic generation in plasma with ultraintense laser and ion beams, Phys. Lett. A, 2011, v. 375, p. 3699-3703.
25. Avetissian H.K., Avchyan B.R., Ghazaryan A.G., Mkrtchian G.F., Harmonic generation on highly charged hydrogen-like ions at the multiphoton resonant interaction with x-ray laser, 44th European Group on Atomic Systems (EGAS), Conference Proceedings, Gothenburg, 2012, p. PO-122: (1)-(6).
26. Avetissian H.K., Avetissian A.K., Ghazaryan A.G., Mkrtchian G.F., Absorption of intense x-ray radiation in plasma by multiphoton inverse-bremsstrahlung, The 39th IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS2012), Contributed Papers, Edinburgh, 2012, p. 1P-39: (1)-(9).
27. Israelyan S.S., Markossian A.G., Mkrtchian G.F., Sedrakian Kh.V., Comment on "The influence of laser-induced drift on the electron's interaction with

- crossed laser beams”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2012, v. 45, pp. 058001: (1)-(3).
28. Avetissian H.K., Ghazaryan A.G., Mkrtchian G.F., Nonlinear absorption of ultrapower laser radiation by relativistic underdense plasma, 2013, *Physics. Atom-phys*, v. 1, 1305 0426: (1)-(13).
 29. Avetissian H.K., Ghazaryan A.G., Mkrtchian G.F., Inverse-Bremsstrahlung absorption of intense laser field in cluster plasma, 19th IEEE Pulsed Power Conference (PPC) and the 40th IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), Book of Abstracts, San Francisco, 2013, p. P2-14: (1)-(2).
 30. Avetissian H.K., Ghazaryan A.G., Mkrtchian G.F., Relativistic theory of inverse-bremsstrahlung absorption of ultrastrong laser radiation in plasma, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2013, v. 46, pp. 205701: (1)-(9).
 31. Ghazaryan A.G., Investigation of phase matching effect in high harmonic generation on plasma ions in superstrong laser fields, The 8th International West Lake Symposium on Laser Plasma Interactions (IWLS-LPI'2014), Book of Abstracts, Hangzhou, 2014, p. IWLS-LPI14_0005: (1)-(2).
 32. Ghazaryan A.G., Nonlinear absorption of superstrong circularly polarized laser radiation in plasma owing to inverse bremsstrahlung on coulomb centers, *Armenian Journal of Physics*, 2014, v. 7 (1), pp. 1-10.
 33. Avetissian A.K., Ghazaryan A.G., Israelyan S.S., Sedrakian Kh.V., Nonlinear absorption of superintense linearly polarized laser radiation in relativistic plasma via bremsstrahlung, The 42nd IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), Contributed Papers, Belek, 2015, p. PL-1640: (1)-(12).
 34. Ghazaryan A.G., Treatment of the plasma nonlinear absorption law at linearly polarized laser radiation of relativistic intensities, *Armenian Journal of Physics*, 2015, v. 8 (2), pp. 64- 72.

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Աշխատանքը նվիրված է ատոմա-իոնական համակարգերում և պլազմայում հզոր լազերային դաշտերով ինդուկցված մի շարք կարևոր երևույթների ուսումնասիրությանը, որոնք ժամանակակից Ոչ-գծային օպտիկայի, Պլազմայի ֆիզիկայի համար հիմնարար նշանակություն ունեն: Դրանք են. գերհզոր լազերային դաշտերում ատոմների վերջեմային իոնիզացիան, բարձր կարգի հարմոնիկների գեներացիան, կամայական էլեկտրաստատիկ դաշտում էլեկտրոնների հարկադրական արգելակային ցրման ոչ-գծային պրոցեսների ուսումնասիրությունը դասական և քվանտային ռելյատիվիստիկական տեսությունների շրջանակներում:

Ստացվել են հետևյալ հիմնական արդյունքները.

Ոչ-առաձգական ցրման քվանտային տեսության մեջ զարգացվել է նոր՝ ընդհանրացված էյկոնալային մոտավորություն (ինչպես սկալյար, այնպես էլ սպինորային մասնիկների համար) կամայական տեսքի և գործողության շառավղով (կարճ և հեռահար ազդեցության) ցրող պոտենցիալային և ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտերում լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության պրոցեսում, որը թույլ է տալիս դուրս գալ հայտնի էյկոնալային մոտավորության կիրառելիության սահմանափակ տիրույթից:

Ստացվել են Շրեդինգերի, Քլեյն-Գորդոնի և Դիրակի հավասարումների նոր մոտավոր լուծումներ սկալյար և սպինորային մասնիկների համար, որոնք նկարագրում են բազմաֆոտոն ազատ-ազատ անցումները կամայական տեսքի էլեկտրաստատիկ դաշտում հարկադրական արգելակային ցրման պրոցեսում, ինդուկցող ալիքի կամայականորեն մեծ ինտենսիվությունների դեպքում:

Գտնվել են էլեկտրոնի հարկադրական արգելակային ցրման կտրվածքները կամայական տեսքի էլեկտրաստատիկ և էլիպտիկ բևեռացմամբ գերհզոր ճառագայթային դաշտերում՝ ընդհանրացված էյկոնալային մոտավորությամբ, սպինային փոխազդեցության հաշվառմամբ: Ցույց է տրված, որ ռելյատիվիստիկ էֆեկտները էական են արդեն ոչ մեծ ինտենսիվությունների դեպքում, այսինքն՝ գոյություն ունեցող արդյունքները ոչ-ռելյատիվիստիկ տեսության սահմաններում կիրառելի չեն:

Զարգացվել է ջրածնանման ատոմների վերջեմային իոնիզացիայի ռելյատիվիստիկ տեսությունը գերհզոր ճառագայթային դաշտում, հաշվի առնելով ֆոտոէլեկտրոնի վերացումը ատոմական-իոնային մնացորդի էլեկտրաստատիկ դաշտում, որի ներդրումը իոնիզացիայի հավանականության մեջ նույն կարգի է, ինչ ուղիղ անցման հավանականությունը ըստ հայտնի արդյունքների, նույնիսկ Բորնի մոտավորությամբ:

Գտնվել են գերհզոր լազերային դաշտերում ռեյատիվիստիկ բազմաֆոտոն վերշենային իոնիզացիայի լրիվ հավանականությունը գծային և շրջանային բևեռացումներով, ինչպես նաև ֆոտոէլեկտրոնների անկյունային և էներգետիկ բաշխումները: Ցույց է տրված ատոմի ստաբիլիզացիայի երևույթը գերհզոր ճառագայթային դաշտերում:

Զարգացվել է ջրածնանման ատոմների-իոնների համակարգում երկու հանդիպակաց գերկարճ լազերային իմպուլսներով ստեղծված հզոր կանգուն ալիքի դաշտում բարձր կարգի հարմոնիկների գեներացիայի արդյունավետ ռեյատիվիստիկ մեխանիզմ՝ չեզոքացնելով ուժեղ դաշտի մագնիսական դրեյֆի խոչընդոտող էֆեկտը: Որոշվել է առաջարկված մեխանիզմով հարմոնիկների գեներացիայի հավանականությունը, սպինային էֆեկտների հաշվառմամբ:

Գտնվել է բարձր կարգի հարմոնիկների ճառագայթման սպեկտրը ռեյատիվիստիկ ռեժիմում՝ հզոր կանգուն ալիքի դաշտում և ցույց է տրվել, որ կոհերենտ ճառագայթման այսպիսի մեխանիզմը առավել արդյունավետ է ՄԷԼ-անոց ֆոտոնների տիրույթում, ինչը կարող է հիմք հանդիսանալ ատոմական-իոնային համակարգերում գամմա-ճառագայթման կոհերենտ աղբյուրների իրականացման համար:

Առաջարկվել է գերհզոր լազերային իմպուլսներով բարձր կարգի հարմոնիկների կոհերենտ ճառագայթման նոր ռեյատիվիստիկ սխեմա՝ պլազմայում իոնային փնջի միջոցով, որը ճշգրիտ վերացնում է գեներացիան խոչընդոտող մագնիսական դրեյֆի էֆեկտը: Զարգացվել է այսպիսի փոխազդեցության նկարագրության ռեյատիվիստիկ տեսությունը, որը թույլ է տալիս կոշտ գամմա-քվանտների ինտենսիվ կոհերենտ ճառագայթում:

Գտնվել է ռեյատիվիստիկ մաքսվելյան և անիզոտրոպ պլազմայում գերհզոր լազերային ճառագայթման ոչ-գծային կլանման օրենքը իոնների վրա էլեկտրոնների հարկադրական արգելակային ցրման պրոցեսում, հայտնի ցածր հաճախային մոտավորության շրջանակներում: Ի հայտ է բերվել կլանման գործակցի էպսես նոր կախում ալիքի ինտենսիվությունից և բևեռացումից:

Որոշվել են պլազմայի ոչ-գծային կլանման գործակցի կախումները ալիքի ինտենսիվությունից և պլազմայի ջերմաստիճանից, խտությունների հնարավոր լայն տիրույթում՝ կրիտիկականից ինչպես ցածր, այնպես էլ բարձր, ընդհուպ պինդ մարմնային խտության (լազերային-պլազմային նանոթաղանթներ):

Ստացվել է ռեյատիվիստիկ ինտենսիվության գերհզոր ալիքի ոչ-գծային կլանման գործակցի համար անալիտիկ բանաձև շրջանագծային բևեռացման և անալիտիկ-թվային բանաձև՝ գծային բևեռացման դեպքերում, որոնք ցույց են տալիս հագեցման էֆեկտի գոյությունը ալիքի ինտենսիվության և պլազմայի ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց:

RESUME

This work is devoted to theoretical investigation of series of important processes and phenomena in atomic-ionic systems and plasma media induced by powerful laser fields, which have fundamental significance for contemporary Nonlinear Optics and Plasma Physics. These are the investigation of relativistic nonlinear processes in superstrong laser fields: Above Threshold Ionization (ATI), High Harmonic Generation (HHG), Stimulated Bremsstrahlung (SB) of electrons in arbitrary electrostatic field in the scope of relativistic classical and quantum theories.

The following main results have been obtained:

A new – Generalized Eikonal Approximation (GEA) in nonelastic quantum scattering theory (as non-relativistic, as well as in relativistic) is developed for scalar and spinor particles' nonelastic scattering in the arbitrary electrostatic (with short-range and long-range effective radiuses) and strong radiation fields that allows to come out beyond the restriction of the common eikonal approximation.

New approximate solutions of Schrodinger, Klein-Gordon and Dirac equations for scalar and spinor particles have been obtained which describe the multiphoton free-free transitions in the electrostatic field of arbitrary form in SB process, at the arbitrary high intensities of stimulating radiation field.

The cross sections of SB in the fields of arbitrary electrostatic and superpower radiation fields of elliptic polarization in developed by us GEA approximation taking into account the spin interaction have been obtained. It is shown that the relativistic effects are essential already at the not so high intensities, i.e. the existing results in the scope of non relativistic theory are not applicable.

The relativistic theory of ATI of hydrogen-like atoms in the superstrong laser radiation field is developed taking into account the photoelectron rescattering in the electrostatic field of the atomic-ionic remainder, the contribution of which in the ionization probability is of the same order that the probability of the direct transition according to known results even in the Born approximation.

The total probability of ATI by superintense laser fields of circular and linear polarizations, as well as the angular and energetic distributions of photoelectrons have been obtained. The stabilization phenomenon of atoms in the superstrong laser fields has been shown.

The effective relativistic mechanism of high harmonic generation in hydrogen-like atomic-ionic systems in the field of a power standing wave formed by the two opposite supershort laser pulses has been developed eliminating the negative relativistic effect of the strong magnetic field drift. The probability of relativistic HHG by the proposed mechanism taking into account the spin effects has been determined.

The radiation spectrum of HHG in relativistic regime -in the field of a power standing wave has been defined, and shown that this mechanism of coherent radiation

is more effective for the photons of MeV energies. This can serve a basic for implementation of coherent sources in gamma-range in the atomic-ionic systems.

A new scheme in relativistic regime of HHG via the fast ionic beam in plasma has been proposed, which eliminates exactly the negative relativistic effect of the strong magnetic field drift. The relativistic theory for description of such interaction has been developed that allows the intense coherent radiation of hard gamma-quanta.

The nonlinear absorption law of superstrong laser radiation by relativistic maxwellian and anisotropic electron distribution in plasma via the electrons SB on the ions in the known low frequency approximation has been found. The essentially new dependence for the coefficient of nonlinear absorption on the intensity and polarization of superstrong radiation has been revealed.

The dependences of coefficient of nonlinear absorption of relativistic plasma on the intensity of superstrong radiation and plasma temperature in the possible wide range of densities – as for underdense plasma, as well as at the above critical plasma densities up to solid-state ones (laser-plasma-nanofilms) has been defined.

An analytic formula for the coefficient of nonlinear absorption of superpower radiation of circular polarization and analytic-digital formula for the case of linear polarization has been obtained, which evidence the existence of the saturation effect within the increase of the wave intensity and plasma temperature.