

на уменьшение темпа ускорения (по сравнению с использованием коротковолновых лазеров) из-за уменьшения плотности плазмы, CO₂-лазеры рассматриваются как весьма перспективные драйверы для создания многокаскадных лазерно-плазменных ускорителей для физики высоких энергий [35].

В настоящее время разработано и находится в стадии реализации несколько проектов создания лазерных ускорителей на кильватерной волне до энергии, превышающей 1 ГэВ (см., например, [36]). Каждый из таких проектов содержит параметры лазерной системы, инжектора электронов и ускоряющего плазменного промежутка. Как правило, для подавления дифракционного распыления лазерного импульса предполагается использовать плазменный канал.

Можно думать, что успешная реализация этих проектов откроет новые перспективы для многокаскадных компактных ускорительных систем и для достижения более высоких энергий ускоренных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Гранты РФФИ 97-02-16537, 98-02-16263.

Список литературы

1. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
2. Maine P et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24** 398 (1988)
3. Файнберг Я Б *Физика плазмы* **13** 607 (1987)
4. Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
5. Горбунов Л М, Кирсанов В И *ЖЭТФ* **93** 509 (1987)
6. Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
7. Буланов С В, Кирсанов В И, Сахаров А С *Письма в ЖЭТФ* **50** 176 (1989)
8. Bereziani V I, Murusidze I G *Phys. Lett. A* **148** 338 (1990)
9. Горбунов Л М, Кирсанов В И *Труды ФИАН* **219** 3 (1992)
10. Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
11. Marques J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3566 (1996); **78** 3463 (1997); Siders C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3570 (1996)
12. Nakajima K et al., in *AIP Conf. Proc.*, Vol. 335 (New York: AIP, 1995)
13. Dewa H et al. *Joint ICFA/JAERI-Kansai Int. Workshop* (Kyoto, Japan, July 14–18 1997)
14. Андреев Н Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 551 (1992)
15. Antonsen T M Jr., Mora P *Phys. Rev. Lett.* **69** 2204 (1992); *Phys. Fluids B* **5** 1440 (1993)
16. Sprangle P et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2200 (1992); Krall J et al. *Phys. Rev. E* **48** 2157 (1993)
17. Andreev N E et al. *Phys. Scripta* **49** 101 (1994); *Phys. Plasmas* **2** 2573 (1995)
18. Mori W B et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1482 (1994); Decker C D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 379 (1996)
19. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **3** 3121 (1996); in *New Modes of Particle Acceleration: Techniques and Sources* (AIP Conf. Proc. Vol. 396) (New York: AIP, 1997) p. 61
20. Umstadter D et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1224 (1994); *Phys. Rev. E* **51** 3484 (1995)
21. Nakajima K et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428 (1995)
22. Coverdale C et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4659 (1995)
23. Modena A et al. *Nature* **337** 606 (1995); Clayton C et al., in *7th Workshop on Advanced Accelerator Concepts* (Lake Tahoe, US, 12–18 October 1996)
24. Umstadter D et al. *Science* **273** 472 (1996)
25. Ting A et al. *Phys. Plasmas* **4** 1889 (1997)
26. Leemans W P et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 331 (1996)
27. Milchberg H M et al. *Phys. Plasmas* **3** 2149 (1996); Clark T R, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **78** 2373 (1997)
28. Jackel S et al. *Optics Lett.* **20** 1086 (1995)
29. Ehrlich Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4186 (1996)
30. Shvets G et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 351 (1996)
31. Andreev N E et al. *Phys. Plasmas* **4** 1145 (1997)
32. Andreev N E et al. *J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **410** 469 (1998); *Plasma Phys. Rep.* **24** (10) 1 (1998)
33. Andreev N E et al., in *Proc. of LASERS'97* (New-Orleans, LA, December 15–19 1997) (McLean, WA: STS Press, 1998) p. 875
34. Kimura W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 546 (1995)
35. Pogorelsky I V, in *Proc. of LASERS'97* (New-Orleans, LA, December 15–19 1997) (McLean, WA: STS Press, 1998) p. 861
36. Ogata A, Nakajima K, Andreev N J. *Nucl. Mater.* **248** 392 (1997)

PACS number: 42.65.Tg

От фемтосекундных к аттосекундным импульсам

А.В. Ким, М.Ю. Рябикин, А.М. Сергеев

1. Введение

Достигнутый в настоящее время уровень оптических технологий позволяет генерировать лазерные импульсы длительностью менее 5 фс [1], что составляет всего несколько периодов оптических колебаний. Возможность создания столь коротких импульсов связана, с одной стороны, с открытием нового класса лазерных кристаллов с исключительно широкой полосой усиления, позволяющей потенциально генерировать импульсы длительностью в 2–3 периода оптического поля (одним из важных представителей этого класса является кристалл Ti:Sa), с другой — с использованием быстрой керровской нелинейности для самосинхронизации мод в лазере за счет индуцированной линзы в показателе преломления и/или уширения спектра за счет фазовой самомодуляции. Характерное время отклика керровской нелинейности в прозрачных конденсированных средах составляет обычно менее 1 фс [2]. После столь впечатляющих достижений естественно встает вопрос о возможности получения электромагнитных импульсов еще меньшей длительности. Очевидно, что задача перехода от фемтосекундных к аттосекундным импульсам требует продвижения из видимого диапазона в область более коротких длин волн и исследования физических механизмов, способных обеспечить сверхбыстрый нелинейный отклик среды, необходимый для преодоления аттосекундного барьера. Надежды на успешное решение этой задачи во многом связаны с достижениями физики взаимодействия сильных оптических полей с веществом на сверхкоротких временных интервалах.

Одно из наиболее важных и широко исследуемых нелинейных явлений, имеющих место при взаимодействии сильных лазерных полей с веществом, — генерация высоких гармоник оптического излучения в газовых средах. При полях с интенсивностями выше 10^{14} Вт см⁻² характерной особенностью спектра излучения, прошедшего через газовую среду, является наличие в нем широкого плато, простирающегося до частот, в сотни раз превышающих частоту падающего излучения. С точки зрения нелинейной оптики спектральное преобразование оптического излучения в область столь высоких частот с очевидностью свидетельствует о существовании сверхбыстрой оптической нелинейности с характерным временем отклика, существенно меньшим времени движения электрона в атоме \hbar/I , где I — потенциал ионизации, \hbar — постоянная Планка. Действительно, в

таких сильных полях атом подвергается быстрой ионизации, и, как показано в [3–5], только ионизирующий атом способен стать ответственным за столь быструю нелинейность, приводящую к генерации высокоэнергичных фотонов.

Как известно [6], скорость полевой ионизации атома — чрезвычайно резкая функция амплитуды лазерного поля. Это приводит к тому, что ионизация атома даже при плавной огибающей лазерного импульса происходит уже в течение нескольких периодов электромагнитных колебаний на его переднем фронте. Именно в этот сравнительно небольшой промежуток времени нелинейная поляризация атомов становится наиболее сильной, и особенности микроскопической динамики должны быть наиболее отчетливо представлены в спектрах возбуждаемого в среде излучения. На этом основании в работе [5] показано, что использование даже обычных фемтосекундных импульсов длительностью порядка 50 фс или более позволяет генерировать всплески высоких гармоник длительностью в несколько фемтосекунд.

Цель настоящей работы — исследование генерации аттосекундных импульсов на быстро ионизируемых атомах в полях сверхкоротких оптических импульсов. В разделе 2 с классических и квантовых позиций дано описание нелинейного отклика атома в быстро нарастающем поле сверхкороткого импульса и показана принципиальная возможность создания аттосекундных импульсов. Раздел 3 посвящен изучению пространственно-временной динамики нелинейно-оптического процесса формирования ультракороткого импульса в протяженной газовой среде. В разделе 4 продемонстрирована возможность управления спектром излучаемых атомом частот, а следовательно, и параметрами аттосекундных импульсов с помощью поляризационной структуры исходного оптического излучения. И, наконец, в разделе 5 изучено влияние магнитной компоненты лазерного излучения, играющей исключительно важную роль именно для сверхкоротких импульсов, когда величины воздействующих на атом полей могут существенно превышать атомные значения.

2. Нелинейный отклик атома

Так как доминирующим фактором в формировании нелинейного отклика атома в сильном оптическом поле является его ионизация, то возбуждаемое при этом излучение по природе может быть только тормозным и возникает при освобождении электрона из внутриатомного потенциала либо при соударениях ускоренного лазерным полем электрона с атомами и ионами. В случае разреженного газа, когда взаимодействием освободившихся электронов с соседними атомами за время прохождения сверхкороткого импульса можно пренебречь, особую роль приобретают так называемые возвратные соударения с родительскими ионами [3, 4]. Как показывает классический анализ движения возникающих свободных электронов в линейно-поляризованном оптическом поле заданной амплитуды, около половины этих частиц возвращаются назад к родительским ионам и взаимодействуют (соударяются) с ними хотя бы еще один раз. Если средняя осцилляторная энергия $U_p = e^2 E_0^2 / 4m\omega_0^2$, которую набирает электрон, двигаясь свободно, велика по сравнению с потенциалом ионизации атома, возвратные соударения могут сопровождать-

ся излучением квантов с частотами, значительно превышающими характерные атомные значения, что и является причиной возникновения своеобразного высокочастотного плато в спектре нелинейного поляризованного отклика атома. Природа этого плато находит объяснение в известных свойствах тормозного излучения заряженной частицы при рассеянии на притягивающем кулоновском центре. Максимальная частота испускаемого кванта, очевидно, должна соответствовать максимально возможной энергии электронов при возвратных соударениях. Эта простая закономерность выражается в знаменитой теперь формуле для частоты обрезания плато $\hbar\omega_{\max} \approx 3,2U_p + I$ и подтверждается многочисленными экспериментальными наблюдениями. В случае линейно-поляризованного лазерного импульса благодаря повторяемости с периодом оптического поля актов ионизации, происходящих с различными атомами в каждом физически малом объеме, излучение ансамбля атомов, соответствующее плато, сфазировано во времени и представляет собой набор высоких нечетных гармоник частоты лазерного поля. Однако ясно, что для импульсов с плавной огибающей ввиду резкой зависимости скорости ионизации от амплитуды электрического поля эффективная энергия осцилляторного движения электрона ограничена значением поля, при котором наступает быстрая ионизация атома. Типичные значения данного порогового поля обычно соответствуют величинам на уровне $0,1E_a$ ($E_a \approx 5,19 \times 10^9$ В см⁻¹ — характерное атомное значение электрического поля). Данное ограничение, как было показано в работах [7, 8], может быть преодолено при использовании лазерных импульсов длительностью порядка 10 фс. При этом оказывается возможным существенное повышение эффективности описанного выше процесса преобразования частот оптического излучения и дальнейшее продвижение в сторону уменьшения длины волны и укорочения импульсов генерируемого излучения, что важно с точки зрения создания перестраиваемых источников сверхкоротких импульсов в УФ и мягком рентгеновском диапазоне частот. Наиболее успешно эта идея была реализована в недавней работе [9], где при воздействии на атомы гелия импульсов длительностью 26 фс, генерируемых титан-сапфировой лазерной системой с $\lambda = 800$ нм, была впервые достигнута генерация ультракоротких импульсов когерентного рентгеновского излучения с длиной волны 2,7 нм, попадающей в область "водяного окна".

Ряд преимуществ использования сверхкоротких лазерных импульсов [8, 10] может быть легко понят из рассмотрения классических траекторий электронов, ответственных за генерацию высокоэнергичных фотонов при возвратных соударениях. В случае поля с постоянной амплитудой возвратными являются только траектории электронов, дрейфовая скорость которых направлена к родительскому иону, что имеет место для электронов, высвобождающихся из атомов в интервалы времени, когда напряженность электрического поля падает по абсолютному значению от максимума до нуля. Максимальную кинетическую энергию в момент возврата к родительскому иону имеют электроны, вылетевшие из атомов при фазе поля $\varphi \approx 108^\circ$ ($E = E_0 \sin \omega_0 t$). В случае, когда амплитуда поля растет со временем, траектории оказываются возвратными и для части электронов с $\varphi < 90^\circ$. Для примера на рис. 1 представ-

лена зависимость кинетической энергии электрона в момент столкновения от начальной фазы φ и скорости роста амплитуды поля для случая, когда передний фронт лазерного импульса характеризуется экспоненциальным нарастанием с инкрементом β . Энергия электронов выражена в единицах U_p , инкремент β — в единицах частоты лазерного поля ω_0 . Из рисунка видно, что с увеличением темпа нарастания переднего фронта лазерного импульса в процесс генерации тормозного излучения при возвратных соударениях вовлекается все большая доля электронов, причем их энергия в момент столкновения с родительскими ионами может быть существенно выше, чем при $\beta = 0$. При $\beta \geq 0,28$ возвратными становятся траектории всех высвобожденных из атомов электронов. Если вероятность ионизации атома до смены знака поля близка к единице, то в результате образуется локализованный электронный волновой пакет, ускоренно движущийся под действием поля как целое и налетающий после смены его знака на родительский ион с высокой скоростью, что порождает мощный всплеск излучения высокоэнергичных фотонов длительностью в доли периода лазерного поля.

Ясно, однако, что процесс генерации всплесков довольно чувствителен к конкретному временному профилю импульса, и поэтому можно представить себе противоположную ситуацию, когда эффект невозвращения основного сгустка освобожденных электронов приведет к резкому понижению эффективности тормозного

излучения. Это возможно, например, в случае, если поле проходит диапазон критических для атома напряженностей на растущем участке, но близко к центру импульса, когда амплитуда осцилляций перестает нарастать. При этом рождение сгустка свободных электронов происходит, в основном, при $\varphi < 90^\circ$, а значение β близко к 0 (см. рис. 1). Таким образом, для определенного класса профилей лазерных импульсов с малым числом периодов поля существует эффект запрета генерации всплесков аттосекундных импульсов.

Из проведенного выше рассмотрения, основанного на анализе классических траекторий электронов, следует, что эффективность возвратно-столкновительного механизма генерации высокоэнергичных фотонов и характеристики генерируемого излучения существенным образом зависят не только от интенсивности и частоты падающего излучения, но и от длительности и формы импульса возбуждающего поля. Достаточно полный анализ влияния этих, а также ряда других важных факторов (поляризации падающего излучения, влияния его магнитной компоненты и др.) требует детального квантовомеханического рассмотрения. Результаты таких расчетов приводятся ниже. Все расчеты проводились нами в одноэлектронном приближении, при этом взаимодействие электрона с ионным остовом описывалось с помощью сглаженного кулоновского потенциала

$$V(r) = -V_0(a^2 + r^2)^{-1/2}. \quad (1)$$

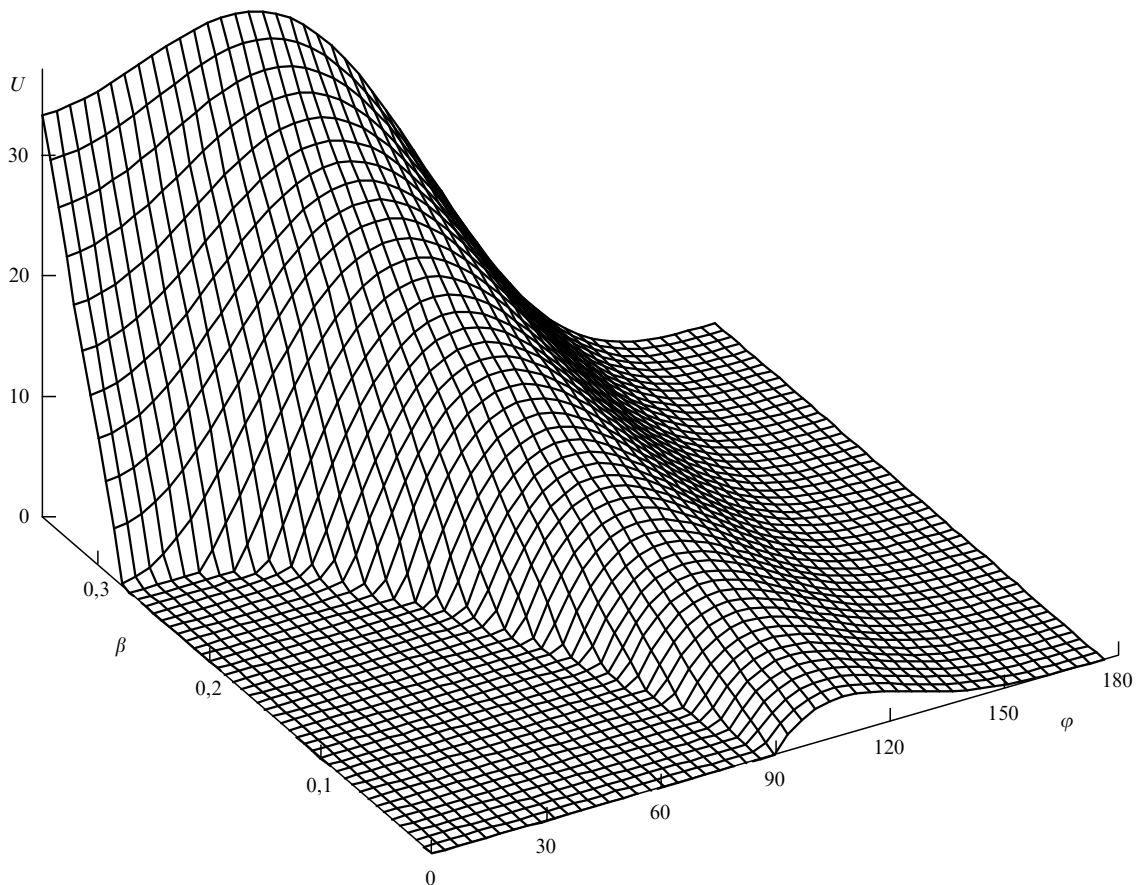


Рис. 1. Зависимость кинетической энергии электрона в момент возврата к родительскому иону от начальной фазы поля φ и инкремента нарастания β переднего фронта возбуждающего импульса.

Примером, подтверждающим выводы, сделанные из классического рассмотрения, служат результаты численного решения уравнения Шрёдингера, представленные на рис. 2 в виде временной зависимости поляризационного отклика одномерного атома

$$R(t) = \int |\Psi|^2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) dx \quad (2)$$

с внутриатомным потенциалом (1) ($V_0 = a = 1$) в электрическом поле оптического импульса, содержащего два периода колебаний (см. раздел 3). Как видно из рисунка, атом практически полностью ионизируется за время, меньшее первого полупериода поля. Далее сформированный таким образом электронный волновой пакет, оставаясь свободным, набирает энергию в лазерном поле и к концу следующего полупериода ($t \sim 120$ на рис. 2) возвращается к иону, порождая в результате соударения с ним всплеск тормозного излучения. Длительность всплеска высокоэнергичных фотонов имеет порядок 0,1 доли периода оптического поля, что соответствует нескольким сотням аттосекунд для лазеров ближнего инфракрасного диапазона.

3. Динамика генерации аттосекундных импульсов

При увеличении плотности газа в спектрах излучения появляются, а затем могут стать и доминирующими особенности, связанные с коллективными процессами в веществе. Одним из важных здесь является вопрос об оптимальной длине нелинейного взаимодействия, обеспечивающей максимальную эффективность генерации аттосекундных импульсов в заданном интервале частот, в частности, представляющем наибольший интерес диапазоне мягкого рентгена. Для детального анализа интересующих нас вопросов были проведены численные исследования в рамках самосогласованной модели, развитой нами ранее для изучения генерации высоких гармоник в полях мощных фемтосекундных импульсов [5]. Отметим, что основными моментами при построении модели в случае оптического импульса с малым числом периодов поля являются отказ от приближения медленно изменяющейся комплексной амплитуды и необходимость использования действительного электрического поля и действительной поляризации среды. Это связано не только с большой шириной спектра самого импульса, но и с невозможностью описать нелинейный отклик среды только как функцию амплитуды колебаний оптического поля.

Рассмотрим одномерный импульс с линейно-поляризованным вдоль оси x электрическим полем, который распространяется по направлению оси z в среде, состоящей из однотипных квантовых частиц. Используемая нами модель состоит из уравнений Максвелла для реального электрического поля волны $E(z, t)$, записанных в простейшей форме редуцированного (в пренебрежении отраженной волной) одномерного скалярного волнового уравнения, и нестационарного уравнения Шрёдингера для волновой функции электрона в потенциале $V(x)$ и в поле лазерной волны, взаимодействие с которой описывается в дипольном приближении:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial t} = -\frac{1}{2}(E + R), \quad (3)$$

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V(x)\Psi + xE(z, t)\Psi. \quad (4)$$

Поскольку в данной задаче динамика квантовой частицы определяется, в основном, действием возбуждающего линейно-поляризованного электрического поля, мы ограничиваемся здесь одномерным уравнением Шрёдингера, пренебрегая поперечной квантовой диффузией, не играющей в данном случае принципиальной роли. Таким образом, эффективную размерность модели можно определить как $1+1$. Для удобства представления результатов мы разбили поляризационный отклик среды (правая часть уравнения (3)) на два слагаемых, выделив компоненту $R(t)$ (см. (2)), которая является источником интересующих нас коротковолновых всплесков излучения. В уравнениях (3), (4) $t \rightarrow t - z/c$ — время, отсчитываемое от передней границы импульса; координата z вдоль направления распространения лазерного излучения измеряется в единицах $me^4 c / \omega_p \hbar^3$, где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N / m$ — характерная плазменная частота, соответствующая плотности газа. Время, внутриатомная координата, потенциал и электрическое поле в импульсе нормированы на соответствующие атомные величины: $t_a = \hbar^3 / me^4$, $x_a = \hbar^2 / me^2$, $V_a = me^4 / \hbar^2$ и $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4$.

Несмотря на внешнюю краткость формулировки, эта система уравнений имеет весьма универсальный характер и может быть использована для описания широкого круга явлений нелинейной оптики. Выбирая потенциал $V(x)$ в соответствующем виде, можно моделировать нелинейный отклик практически любой оптической системы, от двухуровневой до пространственно-периодической с зонной структурой уровней. В частности, эта модель оказывается удобной для изучения процессов возбуждения и ионизации атомов и ионов в лазерном поле.

Выберем атомный потенциал в форме (1) с $V_0 = a = 1$ (энергия связи при этом равна примерно 0,67 а.е.) и рассмотрим взаимодействие сверхкороткого лазерного импульса, содержащего небольшое число оптических осцилляций, с газом квантовых частиц.

Ниже представлены результаты (рис. 2–4) для случая, когда падающий лазерный импульс характеризуется несущей частотой 0,2 а.е. и гауссовой огибающей с амплитудой поля, равной 2,1 а.е. (см. рис. 2, штриховая кривая). На рисунке 2 представлена временная зависи-

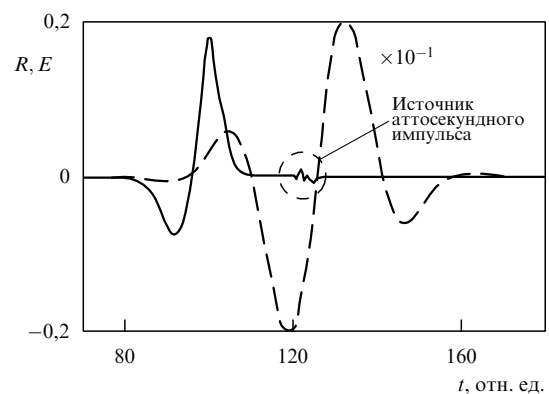


Рис. 2. Временная зависимость электрического поля возбуждающего импульса (штриховая кривая) и атомного поляризационного отклика (сплошная кривая).

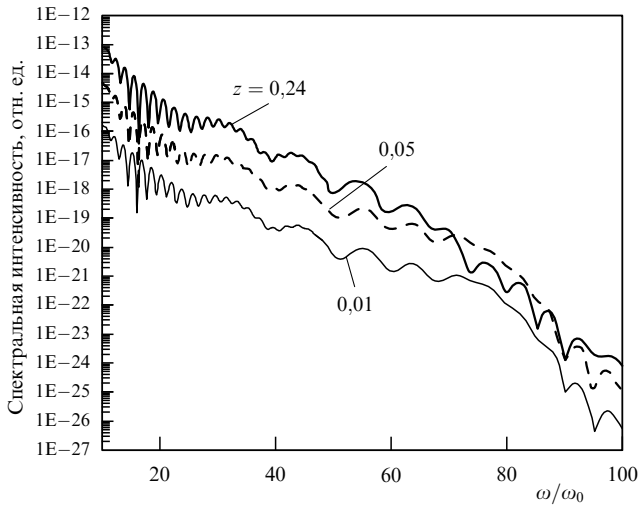


Рис. 3. Спектр поля при различных длинах трассы распространения.

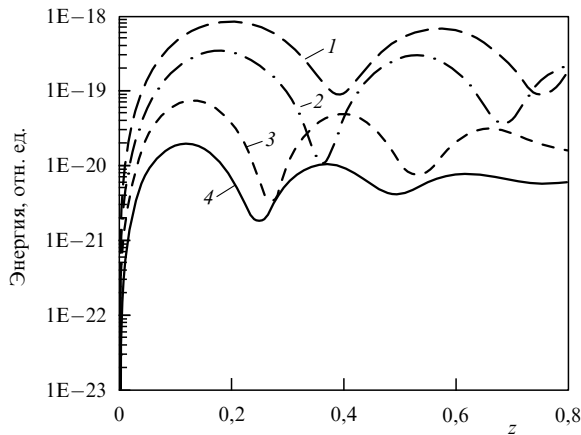


Рис. 4. Зависимость энергии высокочастотных компонент поля от длины трассы распространения в спектральных интервалах $(55-60)\omega_0$ (1), $(60-65)\omega_0$ (2), $(65-70)\omega_0$ (3), $(75-80)\omega_0$ (4).

мость поляризационного отклика атома, находящегося на границе газовой среды ($z = 0$), когда воздействующее на атом поле соответствует своему вакуумному распро-

делению. Спектр возбуждаемых полей на границе среды и вдоль трассы распространения показан на рис. 3. Как видно из рисунка, различные компоненты спектра претерпевают разные изменения по мере распространения исходного импульса накачки в газе, причем наиболее существенными эти различия оказываются в области высоких частот. Особенно наглядно это видно на рис. 4, где представлены зависимости энергии, содержащейся в определенных спектральных интервалах, от длины трассы распространения. Видно, что эти зависимости носят осциллирующий характер с постепенным выходом на определенный, характерный для каждого частотного диапазона квазистационарный уровень.

Как отмечалось выше, источник всплесков в поляризованном отклике атома в поле сверхкороткого ионизирующего импульса локализован в узком временном интервале с длительностью, много меньшей оптического периода (см. рис. 2), что может быть использовано для генерации аттосекундных импульсов. Для исследования пространственно-временной динамики возбуждаемых всплесков мы использовали технику вейвлет (wavelet)-анализа [11], в котором в качестве базиса был выбран вейвлет Морле:

$$W(t, t_0) = \exp(i t) \exp \left[-\frac{(t - t_0)^2}{\sigma^2} \right].$$

Здесь σ — фиксированный параметр, значение которого должно быть больше 2π . На рисунке 5 представлена нелинейная динамика генерации и распространения рентгеновского ультракороткого импульса длительностью менее 150 аттосекунд, соответствующего спектральному диапазону 13,0–14,2 нм, при возбуждении лазерной накачкой на длине волны 800 нм.

4. Поляризационное управление спектром излучения

Важная особенность атомной нелинейности в сверхсильных полях — ее сильная зависимость от поляризации оптического поля. Хорошо известно, например, что высокие гармоники отсутствуют в нелинейном отклике атома на циркулярно-поляризованное поле. Если же основной вклад в генерацию гармоник вносит тормозное излучение при возвратных соударениях, эффективность этого процесса должна драматически падать даже в

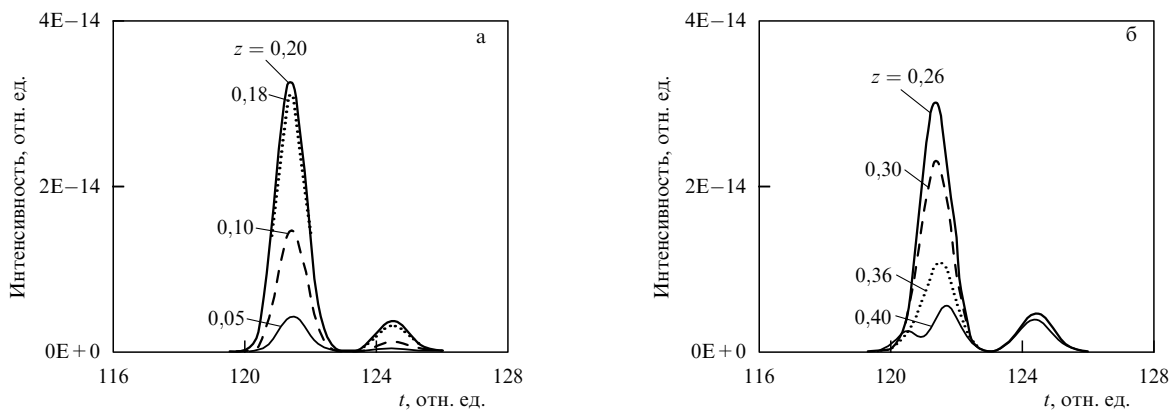


Рис. 5. Временной профиль аттосекундного импульса в различных точках вдоль трассы распространения. Импульс содержит спектральные компоненты в интервале от $55\omega_0$ до $60\omega_0$.

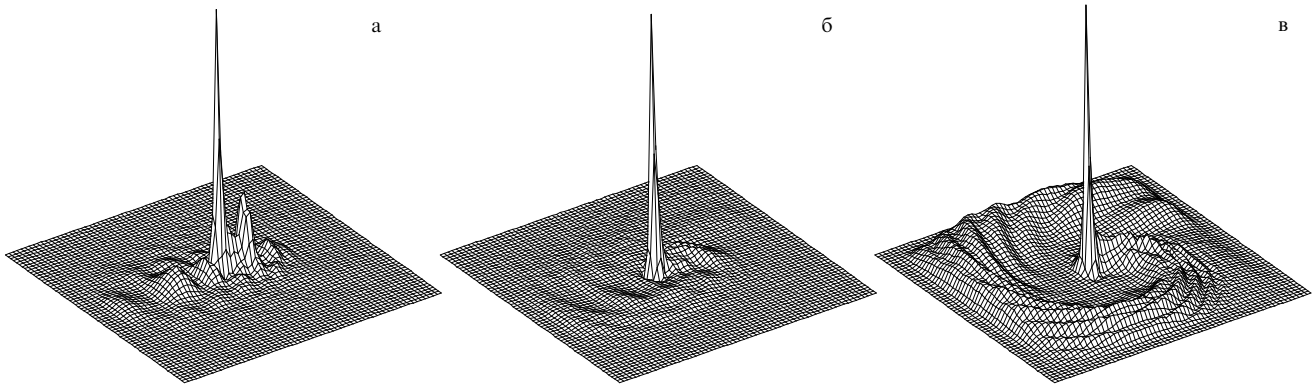


Рис. 6. Пространственное распределение электронной вероятности для линейной (а), эллиптической (б) и циркулярной (в) поляризации лазерного поля (здесь $\omega_0 = 0,4$ и $E_y = 0,7$).

присутствии малой циркулярно-поляризованной компоненты на фоне сильного линейно-поляризованного поля. Причина этого заключается в отклонении вновь родившихся электронов при движении вне атома от прямолинейной траектории за счет действия циркулярной компоненты и исчезновении возвратных соударений. Высокая чувствительность возвратно-столкновительного механизма генерации высоких гармоник к поляризации исходного оптического излучения дает возможность эффективного управления характеристиками генерируемого излучения. Так, использование возбуждающего излучения с модулированной во времени эллиптичностью поляризации позволяет, в принципе, осуществить генерацию импульсов излучения высоких гармоник субфемтосекундной длительности [12]. Ниже проводится анализ зависимости нелинейного отклика атома от поляризации падающего излучения [13, 14]. Рассмотрение проводится в рамках двумерной квантовомеханической модели.

Будем считать, что электрическое поле лазерной волны эллиптически поляризовано в плоскости (x, y) , при этом временная зависимость обоих компонент характеризуется огибающей $f(t)$:

$$\mathbf{E}(t) = f(t)(\mathbf{e}_x E_x \cos \omega_0 t + \mathbf{e}_y E_y \sin \omega_0 t). \quad (5)$$

Если взаимодействие атома с полем описывается в дипольном приближении, движение атомного электрона под действием поля (5) происходит в плоскости, совпадающей с плоскостью его поляризации. Это позволяет при квантовомеханическом описании динамики атома ограничиться двумерной моделью. Уравнение Шрёдингера в этом случае имеет вид (в атомных единицах)

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi + V(x, y) \Psi + f(t)(xE_x \cos \omega_0 t + yE_y \sin \omega_0 t) \Psi. \quad (6)$$

Уравнение (6) решалось нами численно спектральным методом расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье. Взаимодействие электрона с ионным остовом описывалось с помощью двумерного сглаженного кулоновского потенциала вида (1).

На рисунке 6 приведено пространственное распределение электронной вероятности $|\Psi(x, y)|^2$ в момент

времени $t = 2T$ в случае, когда

$$f(t) = \begin{cases} \sin^2 \frac{\omega_0 t}{4}, & t \leq T \\ 1, & t > T \end{cases} \quad \left(T = \frac{2\pi}{\omega_0} \right),$$

для линейной ($E_x = 0, E_y = 0,7$), эллиптической ($E_x = 0,3, E_y = 0,7$) и циркулярной ($E_x = E_y = 0,7$) поляризации лазерного поля. Вычисления были проведены при $\omega_0 = 0,4$ и $a = 0,1$ (потенциал ионизации здесь равен $I \approx 1,3$). Из рисунка 6а видно, что в случае поля с линейной поляризацией значительная часть волнового пакета, высвободившегося из атомного потенциала в течение первого полупериода оптического поля вследствие туннельной ионизации, после смены знака поля возвращается к родительскому иону и рассеивается на нем. В результате в спектре атомного нелинейного отклика образуется медленно убывающий высокочастотный хвост вплоть до частот, в несколько десятков раз превышающих частоту падающего излучения (рис. 7). В случае эллиптической поляризации (рис. 6б) наличие перпендикулярной компоненты электрического поля приводит к отклонению траектории центральной части волнового пакета от прямой линии. В этих условиях

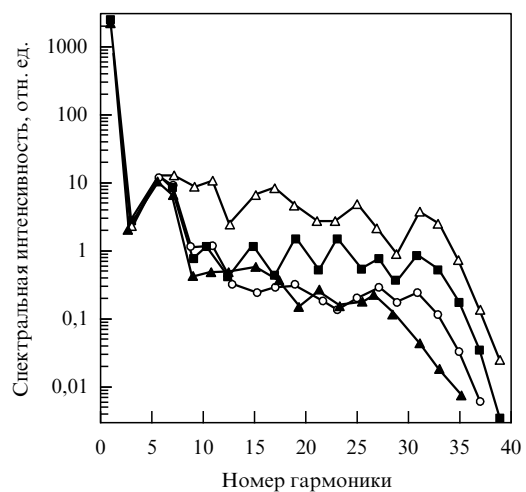


Рис. 7. Интенсивности гармоник в спектре нелинейного атомного отклика при различных эллиптичностях падающего излучения (здесь $\omega_0 = 0,2$ и $E_y = 0,5$): \triangle — $E_x = 0$; \blacksquare — $E_x = 0,10$; \circ — $E_x = 0,15$; \blacktriangle — $E_x = 20$.

взаимодействие электронного волнового пакета с ионом уменьшается и оказывается возможным лишь благодаря его поперечному квантовому распыливанию. Дальнейшее увеличение эллиптичности падающего излучения приводит к дальнейшему уменьшению роли возвратных соударений в формировании спектра нелинейного отклика атома (см. рис. 7). В случае циркулярной поляризации (рис. 6в) пространственное распределение вероятности высвободившихся электронов имеет форму спирали, раскручивающейся с течением времени от атомного центра, т.е. возвратные соударения полностью отсутствуют. В спектре отклика соответственно исчезает высокочастотная часть и остаются только черты, обусловленные тормозным излучением электронов при вылете из атомного потенциала. Таким образом, применение света различной поляризации позволяет подчеркнуть или ослабить отдельные черты нелинейного отклика атома и тем самым управлять характеристиками генерируемого излучения и селективно диагностировать микропроцессы в атоме в присутствии сверхсильного лазерного поля.

5. Влияние магнитной компоненты излучения

Из сказанного выше следует, что использование более коротких и мощных лазерных импульсов создает, в принципе, лучшие условия для возбуждения субфемтосекундных всплесков рентгеновского излучения. Однако необходимо учесть, что в световых полях с интенсивностями $I \geq 3 \times 10^{16}$ Вт см⁻² электроны разгоняются до скоростей $v \geq 0,1c$ (c — скорость света). В этих условиях на их движение начинает оказывать заметное влияние сила Лоренца со стороны магнитного поля лазерной волны, отклоняющая их траектории от прямолинейных. В связи с этим возникает вопрос о том, как это обстоятельство влияет на эффективность описанного выше возвратно-столкновительного механизма генерации высокоэнергичных фотонов. Рассмотрим этот вопрос на основе прямого численного решения уравнения Шрёдингера [15].

Степень влияния магнитной компоненты поля лазерного излучения на формирование высокочастотной составляющей поляризационного отклика системы электрон + ион при возвратных соударениях в значительной мере зависит от ширины электронного волнового пакета при его прохождении вблизи родительского иона. Это влияние может оказаться существенным, если средняя скорость дрейфа электронного волнового пакета в направлении распространения лазерной волны (\bar{v}_z) больше или порядка скорости его распыливания в этом направлении (v_{sp}). Из решения классического уравнения движения электрона в поле плоской линейно-поляризованной монохроматической электромагнитной волны следует, что при $v_z \ll c$ средняя за период поля скорость дрейфа электрона вдоль оси z составляет

$$\bar{v}_z = \frac{c}{4} \left(\frac{v_{osc}}{c} \right)^2 (1 + 2 \cos^2 \varphi), \quad (7)$$

где $v_{osc} = E_0/\omega_0$ — скорость осцилляторного движения электрона вдоль электрического поля волны (в атомных единицах). Скорость распыливания электронного волнового пакета в атомных единицах приблизительно равна $1/\Delta$ (Δ — начальная ширина пакета), что в размерных

единицах составляет величину порядка $v_{sp} \sim 10^8$ см с⁻¹. Отсюда следует оценка критического значения напряженности электрического поля: $E_0^{cr} \sim 10\omega_0$. Отметим, что влияние магнитной компоненты падающего излучения возрастает с уменьшением его частоты и для излучения видимого диапазона становится существенным при полях порядка атомных.

Поскольку классические траектории движения электрона в поле линейно-поляризованной электромагнитной волны лежат в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, то при квантовомеханических расчетах можно ограничиться двумерной моделью. Такой подход позволяет, с одной стороны, учесть как влияние магнитного поля волны, так и распыливание электронного волнового пакета и, с другой стороны, требует гораздо меньших затрат компьютерных ресурсов по сравнению с более реалистичными трехмерными расчетами. Выберем ось x декартовой системы координат вдоль электрического поля падающей линейно-поляризованной волны, а ось z — в направлении ее распространения.

Для учета магнитного поля волны необходимо отказаться от обычно используемого дипольного приближения, записав уравнение Шрёдингера в более общем виде:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = V(r) \Psi + \frac{1}{2} \left(\mathbf{p} + \frac{\mathbf{A}}{c} \right)^2 \Psi. \quad (8)$$

Так как скорость распыливания электронного волнового пакета намного меньше скорости света, его ширина в течение одного периода лазерного поля остается намного меньше, чем длина волны падающего излучения. Это позволяет в разложении векторного потенциала по координате z ограничиться линейным членом:

$$\mathbf{A}(z, t) = \mathbf{e}_x A(z, t) \approx \mathbf{e}_x [A_0(t) + B(t)z], \quad (9)$$

где $A_0(t) = A(0, t)$, $B(t) = \partial A(z, t) / \partial z|_{z=0}$. Поскольку $\mathbf{A} = \mathbf{A}(t - z/c)$, то $B(t) = -(1/c)(dA_0/dt)$.

Пренебрегая в коэффициенте при $\partial \Psi / \partial x$ малым слагаемым, пропорциональным z , и осуществляя унитарное преобразование

$$\tilde{\Psi} = \exp \left[-i v_z z + \frac{i}{2} \int_{-\infty}^t (v_x^2 + v_z^2) dt \right] \Psi, \quad (10)$$

где

$$v_x = \frac{A_0}{c}, \quad v_z = -\frac{1}{c^2} \int_{-\infty}^t A_0 B dt = \frac{v_x^2}{2c},$$

получаем уравнение Шрёдингера в следующем виде:

$$i \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial t} = V \tilde{\Psi} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{\Psi} - i v_x \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial x} - i v_z \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial z}. \quad (11)$$

Уравнение (11) решалось численно с помощью спектрального метода расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье. В качестве внутриатомного потенциала $V(x, z)$ использовался потенциал вида (1).

Представленные ниже результаты получены при значениях параметров потенциала $a = 0,3$ и $V_0 = 0,712$, при этом энергия основного состояния равна потенциалу ионизации атома водорода ($\epsilon_0 = -0,5$). Электрическое поле на переднем фронте лазерного импульса записыва-

лось в виде

$$E(\tau) = E_0 f(\tau) \sin \omega_0 \tau, \quad (12)$$

где $\tau = t - z/c$, $f(\tau) = \exp(2\omega_0 \tau/\pi) - 1$. Ниже приведены результаты численных расчетов при $E_0 = 0,36$ и $\omega_0 = 0,114$ (что соответствует второй гармонике излучения титан-сапфирового лазера). При выбранных значениях параметров ионизация атома с вероятностью, близкой к единице, происходит в течение первой половины оптического цикла, что позволяет при расчетах ограничиться временным интервалом $0 \leq t \leq T$.

На рисунке 8 представлены фрагменты эволюции пространственного распределения электронной вероятности $|\Psi(x, z)|^2$ под действием лазерного поля. Начальные условия соответствуют основному состоянию в потенциале (1). Мгновенные снимки соответствуют различным стадиям движения электронного волнового пакета: (а) $t = 0,45T$ — движение после высвобождения из атомного потенциала в результате подавления кулоновского барьера; (б) $t = 0,675T$ — движение вблизи точки поворота; (в) $t = 0,8T$ — возврат к родительскому иону. Значения координат даны в атомных единицах. Линии уровня построены с шагом, равным 0,1 максимального значения. Видно, что под действием магнитного поля центр волнового пакета к моменту столкновения смещается от начала координат в направлении распростра-

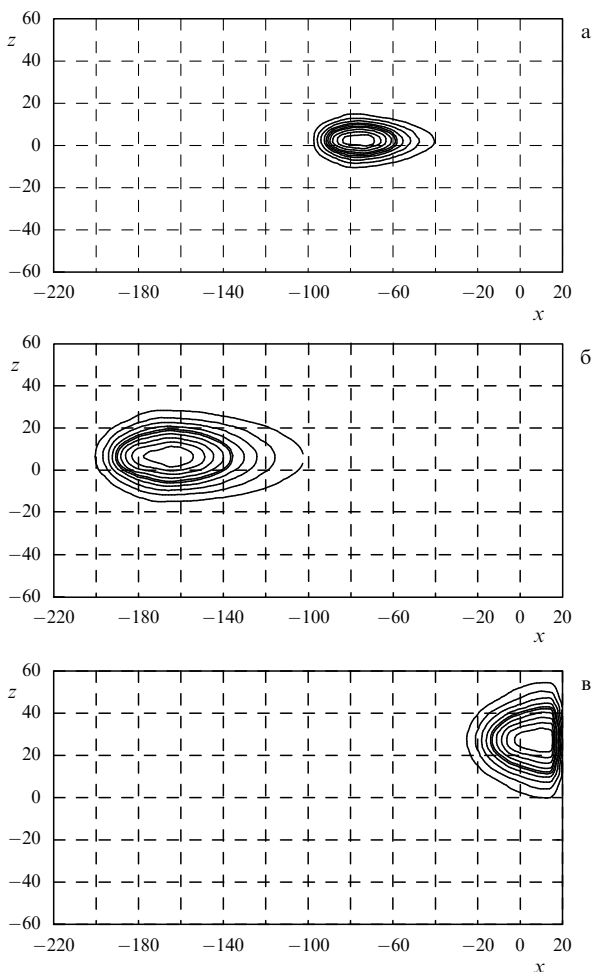


Рис. 8. Динамика электронного волнового пакета в лазерном поле.

нения лазерной волны на расстояние более 20 боровских радиусов, что примерно вдвое превышает его полуширину в этом направлении.

Фрагмент временной зависимости поляризационного отклика $R(t)$, соответствующий стадии возвратного движения электронного волнового пакета, приведен на рис. 9. Штриховой линией для сравнения изображена аналогичная кривая, полученная без учета магнитного поля. Как видно из рисунка, высокочастотный всплеск, ответственный за генерацию высокоэнергичных фотонов, имеет длительность порядка $0,1T$, что составляет величину порядка 100 аттосекунд. Дрейф электронного волнового пакета в магнитном поле лазерной волны приводит к существенному подавлению этого всплеска, что находит свое отражение в спектре генерируемого излучения.

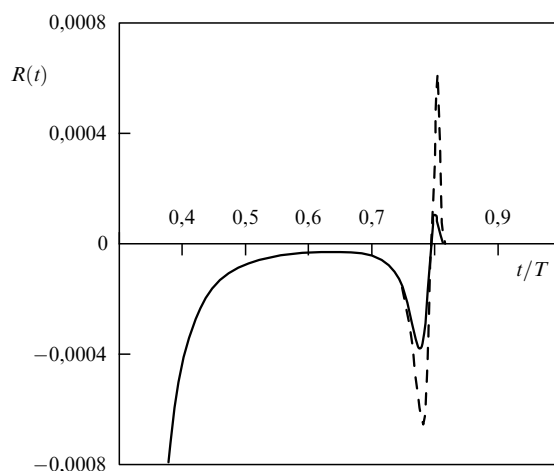


Рис. 9. Временная зависимость атомного поляризационного отклика с учетом магнитной компоненты светового импульса (сплошная кривая) и без него (штриховая кривая).

На рисунке 10 приведены спектры поляризационного отклика $R(t)$, вычисленные с учетом магнитного поля (нижняя кривая) и без него (верхняя кривая). Низкочастотная область спектра формируется, в основном, за счет тормозного излучения электронов при вылете из атомов и практически не зависит от магнитного поля волны. Формирование высокочастотной области спектра, в основном, обусловлено тормозным излучением электронов при возвратных соударениях, и снижение эффективности этого механизма в результате отклонения электронов от прямолинейных траекторий в магнитном поле приводит к существенному (в несколько десятков раз) уменьшению интенсивности высоких гармоник.

В исследованном нами процессе отчетливо проявляются как классические, так и квантовые черты динамики электронного волнового пакета. С одной стороны, движение центра пакета с хорошей точностью подчиняется законам классической механики: его траектория оказывается очень близкой к классической траектории электрона в поле (12) с начальной фазой $\varphi \approx 60^\circ$. Это, в частности, позволяет на основе решения классических уравнений движения провести анализ применимости используемого нерелятивистского приближения. Сравнение указанной выше классической траектории

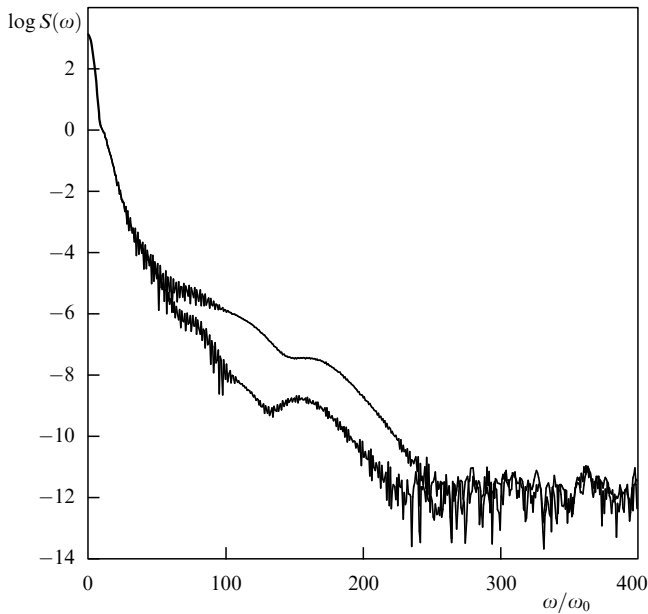


Рис. 10. Спектральная зависимость атомного поляризационного отклика с учетом магнитной компоненты светового импульса (нижняя кривая) и без него (верхняя кривая).

электрона с аналогичной траекторией, получаемой из решения релятивистского уравнения, показывает, что они начинают заметно различаться при $t > 0,8T$, в то время как столкновение происходит при $t \approx 0,79T$. Это свидетельствует о том, что движение волнового пакета в рассмотренных условиях является слаборелятивистским, чем оправдывается использование уравнения Шрёдингера. С другой стороны, в рассмотренном процессе генерации высокоэнергичных фотонов при возвратных соударениях важную роль играет квантовая диффузия. Роль диффузии оказывается двойкой: хотя она приводит к уменьшению электронной плотности в области взаимодействия, в то же время она частично компенсирует действие факторов (магнитное поле волны, эллиптичность поляризации), приводящих к искривлению электронных траекторий. Благодаря этому, хотя к моменту столкновения траектория электронного волнового пакета может отклоняться от прямолинейной на расстояние, намного превышающее атомные размеры, полного срыва генерации высокоэнергичных фотонов при этом не происходит.

6. Заключение

В работе сформулирован и теоретически изучен метод создания аттосекундных импульсов, основанный на трансформации мощных фемтосекундных лазерных импульсов на быстро ионизируемых атомах. Вопросы генерации аттосекундного излучения непосредственно входят в общую проблему нелинейно-оптических взаимодействий импульсов, содержащих небольшое число периодов поля, которая только начинает исследоваться как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах. В этом плане сформулированная и изученная нами модель взаимодействия оптического поля с газом квантовых частиц носит универсальный характер и может применяться для широкого круга сред и нелинейно-оптических явлений.

Работа финансировалась по Государственной научно-технической программе "Физика квантовых и волновых процессов" и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 97-02-17525 и 98-02-17015).

Список литературы

1. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
2. Ахманов С А, Вислоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988)
3. Kulander K C, Shafer K J, Krause J L, in *Super-Intense Laser-Atom Physics* (NATO AST Series, Series B: Physics, Vol. 316, Eds B Piraux, A L' Huillier, K Rzazewski) (New York: Plenum Press, 1993) p. 95
4. Corkum P V *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
5. Ванин Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 964 (1993)
6. Делоне Н Б, Крайнов В П *Атом в сильном световом поле* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
7. Zhou J et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 752 (1996)
8. Sergeev A M, Kim A V, Vanin E V, in *Generation, Amplification, and Measurement of Ultrashort Laser Pulses III* (SPIE Proc., Vol. 2701, Eds W E White, D H Reitze) (Bellingham, Washington: SPIE — The International Society for Optical Engineering, 1996) p. 416
9. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
10. Kim A V et al., in *Applications of High Field and Short Wavelength Sources VII* (OSA Technical Digest Series, Vol. 7) (Washington, DC: Optical Society of America, 1997) p. 223
11. Астафьева Н М *УФН* **166** 1145 (1996)
12. Corkum P V, Burnett N H, Ivanov M Y *Opt. Lett.* **19** 1870 (1994)
13. Бабин А А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 713 (1996)
14. Ryabikin M Yu et al. *Abst. of the VII Intern. Conf. on Multiphoton Processes ICOMP VII* (Garmisch—Partenkirchen, Sept. 30—Oct. 4, 1996)
15. Kim A V et al., *Post-deadline report WP10 of XVI Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics ICONO '98* (Moscow, June 29—July 3, 1998) (unpublished)

PACS numbers: 39.90. + d, 42.50.—p

Стабилизация атомов в сильном лазерном поле

М.В. Федоров

1. Введение

Стабилизация атомов в сильном лазерном поле — это явление, первоначально предсказанное и описанное теоретически [1, 2] и лишь в последнее время получившее свое первое экспериментальное подтверждение [3, 4]. Идея о стабилизации атомов не соответствует простым интуитивным соображениям об увеличении скорости ионизации атомов по мере роста интенсивности лазерного поля. По определению стабилизация означает, что в зависимости от интенсивности I или напряженности поля ε , начиная с некоторых критических значений I_c или ε_c , скорость ионизации Γ или полная вероятность ионизации за импульс w_i перестают расти (т.е. насыщаются на уровне $w_i \ll 1$) или даже становятся убывающими функциями I или ε . При этом время ионизации атома t_i или же остаточная вероятность "неионизации" $w_{\text{res}} = 1 - w_i$ либо также выходят на некоторые постоянные значения, либо становятся растущими функциями I или ε (рис. 1). Выбор между этими типами поведения функций $w_{\text{res}}(\varepsilon)$, $\Gamma(\varepsilon)$ и $w_i(\varepsilon)$ в сильном поле, а также определение критических полей I_c и ε_c составляют предмет современных исследований по физике стабилизации атомов.