

О возможностях использования лазеров среднего ИК диапазона для генерации высоких гармоник с субнанометровыми длинами волн в газах

М.Ю.Емелин, М.Ю.Рябкин

С помощью численных квантовомеханических расчетов исследовано влияние магнитного поля лазерного импульса и опустошения связанных уровней атомов рабочей среды на генерацию высоких гармоник лазерного излучения среднего ИК диапазона в газах. Для модельных атомов с различными потенциалами ионизации оценены достижимые предельные значения ширины спектра высоких гармоник с учетом указанных ограничивающих эффектов. В рамках двумерной модели показана возможность генерации высоких гармоник с длинами волн до нескольких ангстрем при воздействии на атомы гелия фемтосекундными импульсами мощного лазерного источника излучения [5] с центральной длиной волны 3.9 мкм. Продемонстрированы возможности экспериментального наблюдения релятивистских эффектов с использованием современных настольных лазерных источников излучения среднего ИК диапазона.

Ключевые слова: лазеры среднего ИК диапазона, атомы, ионизация, генерация высоких гармоник, рентгеновское излучение, релятивистские эффекты.

1. Введение

До недавнего времени основным инструментом экспериментальных исследований в физике сверхсильных световых полей был титан-сапфировый лазер, являющийся источником мощного фемтосекундного излучения с центральной длиной волны в области 800 нм. Однако в последние несколько лет достигнут значительный прогресс в создании мощных фемтосекундных параметрических лазерных источников излучения ближнего и среднего ИК диапазонов. Созданы источники различных типов, генерирующие ультракороткие импульсы длительностью в несколько периодов поля с энергией в импульсе порядка или более 1 мДж; длины волн излучения этих источников лежат в диапазоне 1.5–4 мкм [1–6]. Создание таких источников открывает новые перспективы в исследованиях взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом [7].

Важной характеристикой различных процессов, связанных с ионизацией газов интенсивным лазерным излучением, является средняя энергия осцилляций электрона в переменном электрическом поле с амплитудой E и частотой ω (пондеромоторная энергия)

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \sim I\lambda^2, \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона; I и λ – интенсивность и длина волны лазерного излучения соответственно. Величина U_p определяет, в частности, энергетические характеристики свободных электронов и фотонов, генерируемых при туннельной ионизации атомов и молекул. Так, положение высокоэнергетической границы платообраз-

ного распределения [8, 9] в спектре генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) в газах определяется универсальным выражением [10, 11]

$$\hbar\Omega_{\max} \approx I_i + 3.17U_p, \quad (2)$$

где I_i – потенциал ионизации атома, а положение высокоэнергетической отсечки в спектре свободных электронов при надпороговой ионизации высокого порядка определяется [12, 13] как

$$E_{\max}^c \approx 10U_p. \quad (3)$$

Пропорциональность пондеромоторной энергии электрона (1) квадрату длины волны лазерного излучения является одним из важнейших обстоятельств, определяющих преимущества использования длинноволновых источников для получения высокоэнергетичных фотонов и электронов. Это, в частности, дает возможность значительного расширения плато в спектре ГГВП в высокочастотную область, что впервые было экспериментально продемонстрировано в работе [14]. При этом, согласно (1), интенсивность входного излучения может быть взята даже меньшей, чем при использовании более коротковолнового источника. Данное обстоятельство привлекает внимание с точки зрения снижения нежелательного влияния эффектов, связанных с сильной ионизацией газа и приводящих как к снижению количества нейтральных атомов, участвующих в процессе генерации гармоник, так и к фазовому рассогласованию атомных излучателей и дефокусировке лазерного пучка, вызываемым ростом концентрации плазмы.

Облегчение достижения фазового синхронизма в макроскопическом объеме газовой среды при использовании длинноволновых источников [15, 16] позволяет, в свою очередь, работать с более плотными газами, чем значительно компенсируется быстрое уменьшение (пропорциональное $\lambda^{-5} - \lambda^{-6}$ [17–19]) эффективности генерации гар-

М.Ю.Емелин, М.Ю.Рябкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: emelin@ufp.appl.sci-nnov.ru, mike@ufp.appl.sci-nnov.ru

моник отдельными атомами с ростом λ . Такой подход был успешно продемонстрирован в недавнем эксперименте [20], где на основе ГГВП излучения мощного источника фемтосекундных импульсов [5] с центральной длиной волны 3.9 мкм, взаимодействующего с атомами гелия в капилляре при высоком (до 35 атм) давлении, был получен когерентный широкополосный суперконтинуум с максимальной энергией фотонов, достигающей 1.6 кэВ. Яркость рентгеновского излучения в области 1 кэВ, полученная в [20] с использованием излучения источника с $\lambda = 3.9$ мкм при пиковой интенсивности 3.3×10^{14} Вт/см², на четыре-пять порядков превысила достигнутую в [21] при облучении гелия и неона, находящихся в газовых ячейках при пониженном (0.5 атм) давлении, излучением с $\lambda = 0.8$ мкм и пиковой интенсивностью 2×10^{16} Вт/см².

Прогресс в осуществлении генерации короткоимпульсного когерентного рентгеновского излучения с использованием ГГВП излучения компактных источников ближнего и среднего ИК диапазонов важен для развития спектроскопии высокого временного разрешения в области энергий от долей до единиц килоэлектронвольт. Широкие энергетические распределения электронов и фотонов, получаемые в соответствии с (1)–(3) при ионизации газов излучением длинноволновых источников сравнительно невысокой интенсивности, дают при реализации методов извлечения динамической структурной информации об атомах и молекулах [22], основанных на анализе спектров ГГВП и надпороговой ионизации, ряд преимуществ. Это более высокое пространственное разрешение, уменьшение ряда нежелательных побочных эффектов, возможность работы с легко ионизируемыми веществами и др. [23–25].

Большая спектральная ширина когерентного (квази) суперконтинуума, генерируемого при ГГВП излучения среднего ИК диапазона, обеспечивает принципиальную возможность получения импульсов длительностью от единиц до долей аттосекунды. Важным обстоятельством при этом является то, что, согласно полуклассической модели ГГВП, дисперсия групповой задержки («атточирп») высоких гармоник должна убывать с длиной волны лазера накачки как $1/\lambda$, что подтверждается экспериментальными измерениями [26]; это облегчает осуществление компенсации атточирпа для укорочения аттосекундных импульсов. С точки зрения получения одиночных аттосекундных импульсов важным является то, что с увеличением длины волны накачки период следования аттосекундных импульсов растет пропорционально λ , а пороговая эллиптичность (определяемая как эллиптичность лазерной накачки, при которой эффективность генерации гармоники в два раза ниже, чем для линейно поляризованной накачки) убывает как $1/\lambda$ [27]. Это приводит к смягчению требований к быстрой поляризационной затворе [28] для выделения одиночного импульса и повышает его эффективность при использовании источников среднего ИК диапазона.

Таким образом, фемтосекундные источники среднего ИК диапазона представляют несомненный интерес как новые перспективные инструменты для исследований в физике сильных полей и в аттосекундной физике. В связи с этим представляется важным выяснение вопросов о предельных возможностях, которые дает их использование в тех приложениях, где уже нашли широкое применение более коротковолновые источники, а также о появляющихся принципиально новых возможностях. В данной

работе эти вопросы рассматриваются в приложении к генерации высоких гармоник.

Известно, что одним из основных факторов, ограничивающих ширину спектра наблюдающихся в экспериментах гармоник, является связанное с пространственной дисперсией фазовое рассогласование элементарных излучателей в объеме среды. Именно вследствие нарушения условий фазового синхронизма для высших гармоник ширина реально наблюдаемых спектров ГГВП оказывается зачастую значительно меньше, чем предсказывается формулой (2) для энергии высокочастотной отсечки. Возможные пути решения проблемы фазового синхронизма в случае ГГВП в поле излучения среднего ИК диапазона обсуждались в ряде работ. В связи с этим следует отметить широко обсуждаемые в литературе различные варианты реализации условий квазисинхронизма. Этот круг вопросов лежит за рамками рассмотрения данной работы; соответствующие обсуждения можно найти, например, в [15, 16].

В настоящей работе мы сосредоточимся на тех факторах, ограничивающих предельно достижимые энергии высших гармоник и эффективность их генерации, которые определяются особенностями отклика самих элементарных атомных излучателей. Одним из таких факторов является влияние магнитного поля высокоинтенсивного лазерного излучения на динамику свободных электронов. Это влияние выражается в отклонении траекторий электронов, движущихся с субрелятивистскими скоростями, от прямолинейных и, как следствие [29, 30], в уменьшении эффективности механизма генерации высоких гармоник, в основе которого лежат столкновения электронов с родительскими ионами. При взаимодействии излучения видимого или ближнего ИК диапазона с нейтральными атомами этот фактор оказывается несущественным, т. к. ионизация атомов происходит при интенсивностях излучения, значительно меньших тех, при которых могут проявляться такого рода релятивистские эффекты. Следует, однако, ожидать, что в силу скейлинга (1) при использовании длинноволновых источников влияние этого фактора может оказаться значительным даже при весьма умеренных пиковых интенсивностях лазерных импульсов.

Другим важным ограничивающим фактором является опустошение связанных уровней атомов рабочей среды. Поскольку испускание высокоэнергетичных фотонов в рассматриваемом режиме ГГВП обусловлено в первую очередь свободно-связанными переходами, для существования высокочастотной индуцированной поляризации необходима ненулевая населенность как свободных, так и связанных состояний. В связи с этим быстрое опустошение связанных уровней при интенсивностях лазерного излучения, соответствующих возникновению надбарьерной ионизации, приводит к подавлению ГГВП [31, 32]. Совместное рассмотрение указанных факторов важно как для выяснения их относительной роли в процессе генерации высоких гармоник при различных условиях, так и для формулировки общих выводов о предельных возможностях генерации высокоэнергетичных фотонов посредством ГГВП лазерного излучения среднего ИК диапазона в газах.

2. Детали численных расчетов

Задача об ионизации атома фемтосекундным лазерным импульсом и генерации высоких гармоник решалась путем численного интегрирования нестационарного урав-

нения Шредингера в одноэлектронном приближении. Для исследования влияния магнитного поля лазерного импульса на эффективность ГВВП проводилось сравнение результатов расчетов, сделанных в электродипольном приближении и за его рамками. В первом случае решалось уравнение Шредингера, в котором векторный потенциал электромагнитного поля считается зависящим только от времени (здесь и далее, как правило, используются атомные единицы):

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \left[\mathbf{p} + \frac{\mathbf{A}(t)}{c} \right]^2 \Psi + V(\mathbf{r}) \Psi, \quad (4)$$

где \mathbf{p} – оператор импульса электрона; c – скорость света в вакууме; $V(\mathbf{r})$ – потенциал взаимодействия электрона с родительским ионом; $\mathbf{A}(t)$ – векторный потенциал лазерного поля.

При рассмотрении за рамками электродипольного приближения мы, учитывая малость масштабов локализации электронного волнового пакета по сравнению с длиной волны лазерного излучения, использовали разложение векторного потенциала по пространственным координатам, ограничившись учетом линейного члена разложения по координате z , выбранной вдоль направления распространения линейно поляризованного вдоль оси x лазерного излучения:

$$A(z, t) \approx e_x [A_0(t) + B(t)z] = e_x \left[A_0(t) - \frac{1}{c} \frac{dA_0}{dt} z \right].$$

После унитарного преобразования исходное уравнение преобразуется к виду [29], отличающемуся от уравнения в электродипольном приближении дополнительным слагаемым $-iv_z(\partial \Psi / \partial z)$, описывающим движение электрона вдоль оси z под действием магнитного поля лазерного излучения. Здесь $v_z = (1/2c)[A_0(t)/c]^2 - z$ -компонента скорости классического электрона, вычисленная в низшем порядке по v/c .

Лазерное поле задавалось в виде гауссова импульса с длительностью на полувывоте максимума интенсивности, равной шести периодам поля. Длина волны лазерного излучения полагалась равной 3.9 мкм, а интенсивность варьировалась в диапазоне $10^{14} - 2 \times 10^{15}$ Вт/см².

Нелинейный отклик атома на лазерное поле вычислялся с использованием теоремы Эренфеста, в соответствии с которой вторая производная дипольного момента атома может быть найдена следующим образом [33]:

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{d}}(t) &= -\frac{d^2}{dt^2} \langle \mathbf{r} \rangle = \left\langle \Psi(\mathbf{r}, t) \left| \frac{\partial V(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{E}(t) \right| \Psi(\mathbf{r}, t) \right\rangle \\ &= \mathbf{E}(t) + \mathbf{R}(t), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\mathbf{R}(t) = \int |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \frac{\partial V}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (6)$$

– нелинейная часть атомного отклика. Интегрирование уравнения Шредингера осуществлялось при помощи метода операторного расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье [34]. Вероятность сохранения электрона в связанном состоянии после окончания действия лазерного импульса вычислялась как норма волновой функции по области с размерами, в сто раз превышающими борковский радиус.

Для корректного численного описания динамики атомного электрона в высокоинтенсивном лазерном поле и

нахождения его высокочастотного отклика требуется выполнение ряда условий. Во-первых, поскольку, согласно квантовомеханической теории процесса генерации высоких гармоник в режиме туннельной ионизации [35], высокочастотный поляризационный отклик атома возникает как следствие интерференции волн де Бройля, соответствующих связанному электрону и электрону, возвращающемуся под действием переменного лазерного поля к родительскому иону, все части электронного волнового пакета, которые после отрыва от атома могут вернуться в малую окрестность родительского иона, не должны покидать границ расчетной области. Это условие ограничивает размеры расчетной области снизу. Во-вторых, весь спектр длин волн де Бройля, возникающих в результате ускорения электронного волнового пакета полем лазерного импульса, должен хорошо разрешаться координатной сеткой. Это условие накладывает ограничения на максимально допустимый шаг сетки в координатном пространстве. В-третьих, все частоты, которые могут появиться в атомном поляризационном отклике в результате взаимодействия атома с лазерным полем, также должны адекватно разрешаться. Это условие ограничивает максимально допустимый шаг по времени при расчете эволюции волновой функции.

В совокупности все эти факторы приводят к тому, что объем вычислений при расчете атомарного поляризационного отклика в сильном поле растет с длиной волны лазерного излучения как λ^5 . Поэтому если при моделировании процесса ГВВП в поле излучения Ti:сапфирового лазера или других источников видимого или ближнего ИК диапазона трехмерные квантовомеханические расчеты вполне осуществимы, то при переходе к источникам среднего ИК диапазона требуемые для проведения вычислений время и объем вычислительных ресурсов возрастают настолько, что трехмерные расчеты оказываются практически невозможными. В связи с этим в данной работе мы ограничиваемся численными расчетами в рамках двумерной модели. Подход, использующий модели пониженных размерностей, широко применяется в задачах физики сильных полей (см. [36] и цитируемую там литературу). Имеющиеся в литературе многочисленные примеры демонстрируют, что такой подход дает адекватное (по крайней мере, качественное) описание процессов в сильных полях, если используемый набор координат включает в себя все координаты, имеющие принципиальное значение для исследуемой физической задачи. В нашем случае такими физически важными координатами являются те, которые описывают движение классического электрона в плоскости, образуемой электрическим полем и волновым вектором падающей электромагнитной волны (в дальнейшем изложении это соответственно координаты x и y).

В используемой в настоящей работе двумерной модели потенциал взаимодействия электрона с родительским ионом задается выражением

$$V(\mathbf{r}) \equiv V(x, y) = -\frac{Z}{\sqrt{a^2 + x^2 + y^2}}, \quad (7)$$

где Z – эффективный заряд ядра атома; a – параметр сглаживания кулоновской сингулярности. Расчеты были проведены для $a = 0.8$ и $Z = 1$ и 2 . Модельный потенциал (7) является двумерным обобщением [37] предложенного в [38] сглаженного кулоновского потенциала. В определенном смысле, принимая во внимание асимптотику потен-

циала (7) при $r \rightarrow \infty$, можно говорить, что модель, задаваемая этим потенциалом, при $Z = 1$ и $Z = 2$ является двумерным аналогом атома водорода и однократно заряженного иона гелия соответственно. Более того, в случае $Z = 1$ при выбранном значении параметра сглаживания a энергия основного состояния в потенциале (7) равна потенциалу ионизации атома водорода ($I_i \approx 13.6$ эВ).

Следует, однако, подчеркнуть, что для решения поставленной здесь задачи принципиально важным является адекватное описание вероятности ионизации атомов. Известно [36], что при одном и том же значении I_i модели пониженной размерности дают существенно более высокую скорость ионизации, чем их трехмерные аналоги. Проведенное нами исследование показало, что среди нейтральных атомов инертных газов с точки зрения скорости ионизации модель (7) при $Z = 1$ ближе всего к ксенону, а при $Z = 2$ – к гелию. В более общем виде можно утверждать, что два рассмотренных в данной работе случая соответствуют атомам с низким (при $Z = 1$) и высоким (при $Z = 2$) потенциалами ионизации.

3. Результаты расчетов

Результаты численных расчетов представлены на рис.1–4.

На рис.1 и 2 приведены спектры нелинейного поляризационного отклика, вычисленные для модельных атомов с $Z = 1$ и $Z = 2$ при разных пиковых интенсивностях лазерного импульса.

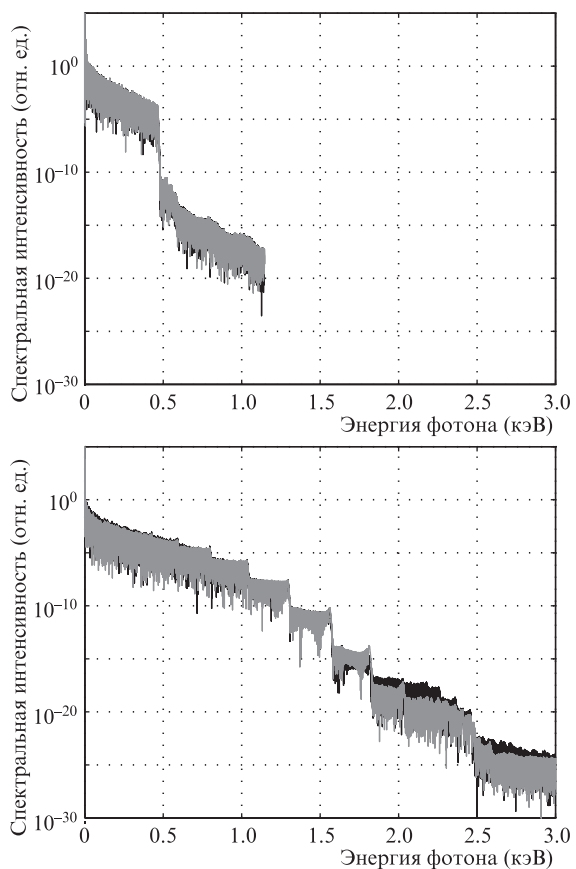


Рис.1. Спектры нелинейного поляризационного отклика для модельного атома с $Z = 1$. Пиковая интенсивность лазерного импульса с центральной длиной волны 3.9 мкм и длительностью 78 фс равна 10^{14} (а) и 5×10^{14} Вт/см² (б). Черным и серым цветами изображены спектры, вычисленные без учета и с учетом магнитного поля лазерного импульса соответственно.

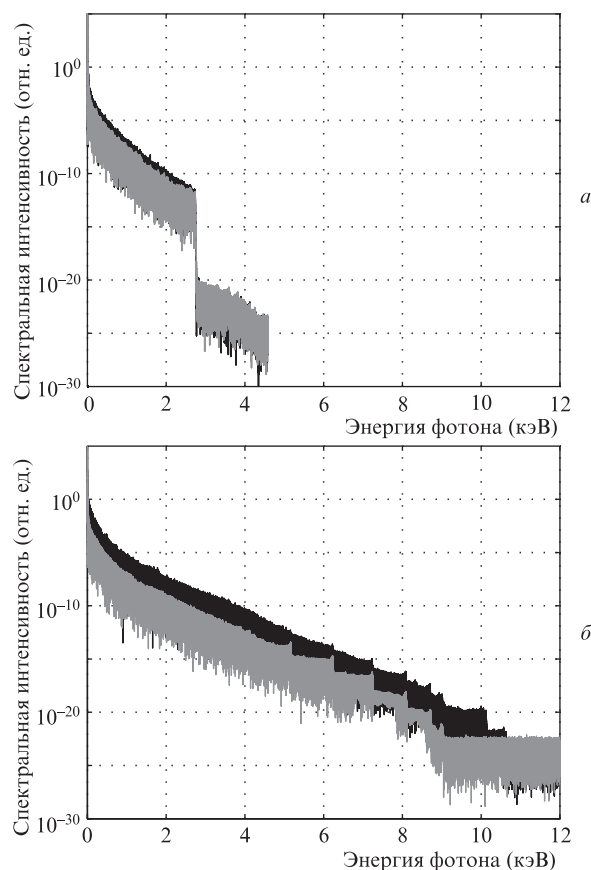


Рис.2. То же, что на рис.1, но для модельного атома с $Z = 2$, при пиковых интенсивностях лазерного импульса 6×10^{14} (а) и 2×10^{15} Вт/см² (б).

зерных импульсов. Спектры, представленные на рис.1,а и 2,а, соответствуют пиковым интенсивностям, значительно меньшим интенсивности насыщения ионизации. Признаки опустошения связанных уровней в этих случаях еще практически отсутствуют; спектры имеют гладкий платообразный профиль с ярко выраженной отсечкой при энергиях, хорошо согласующихся с классическим выражением (2). После отсечки следует резкое (на семь-восемь порядков величины) падение спектральной интенсивности нелинейного отклика.

Отметим, что в случае $Z = 1$ даже при относительно невысокой пиковой интенсивности лазерного импульса (10^{14} Вт/см²) значительная часть платообразного распределения (энергия отсечки около 465 эВ) попадает в важную для многих приложений область так называемого водяного окна (282.1 – 530.4 эВ). В случае $Z = 2$, соответствующем атому с примерно в 2.5 раза более высоким потенциалом ионизации, чем в случае $Z = 1$, при интенсивности 6×10^{14} Вт/см², лишь незначительно превышающей порог ионизации (вероятность ионизации за весь импульс при такой интенсивности оказывается менее 0.25%), энергия высокочастотного края плато равна примерно 2.7 кэВ, что соответствует длине волны 0.46 нм. Что касается влияния магнитного поля, то при указанных интенсивностях это влияние в случае $Z = 1$ почти отсутствует, тогда как в случае $Z = 2$ оно приводит к подавлению генерации гармоник более чем в три раза.

Изменение роли обсуждаемых эффектов, ограничивающих эффективность генерации гармоник для рассматриваемых модельных атомов, с ростом пиковой интен-

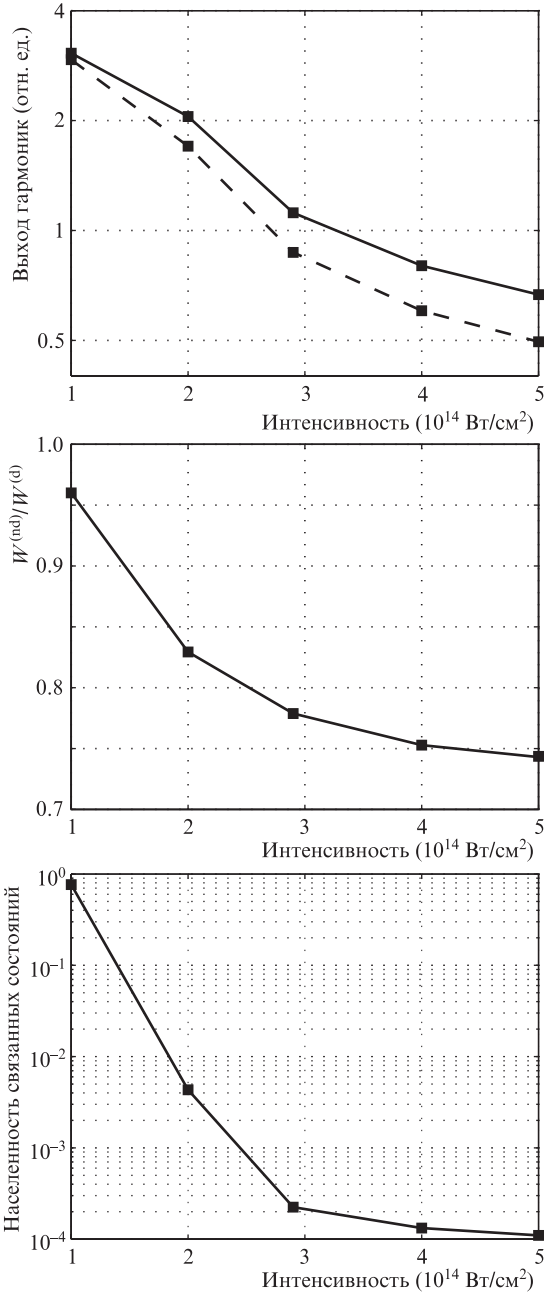


Рис.3. Модельный атом с $Z = 1$. Вычисленные зависимости от пиковой интенсивности лазерного импульса: *a* – интегральная интенсивность нелинейного отклика в области энергий, превышающих энергию низкочастотной границы водяного окна (сплошная и штриховая кривые соответствуют значениям интегрального выхода гармоник, вычисленным без учета ($W^{(d)}$) и с учетом ($W^{(nd)}$) магнитного поля лазерного импульса), *б* – отношение $W^{(nd)}/W^{(d)}$ и *в* – населенности связанных состояний после прохождения импульса.

сивности лазерных импульсов наглядно иллюстрируют рис.3 и 4.

На рис.3 приведены вычисленные для модельного атома с $Z = 1$ зависимости от пиковой интенсивности лазерного импульса следующих величин: интегральной интенсивности W нелинейного поляризационного отклика в области энергий, превышающих энергию низкочастотной границы водяного окна (282.1 эВ), вычисленной без учета ($W^{(d)}$) и с учетом ($W^{(nd)}$) магнитного поля лазерного импульса, а также отношения $W^{(nd)}/W^{(d)}$ и населенности связанных состояний после прохождения импульса.

Видно, что в случае $Z = 1$ максимальное подавление высоких гармоник из-за влияния магнитного поля составляет всего около 30%, но и это влияние по существу оказывается практически ненаблюдаемым, т.к. возникает при интенсивностях лазерного излучения, при которых населенность связанных состояний уменьшается более чем на три порядка. Таким образом, опустошение связанных уровней в случае $Z = 1$ является основным фактором, ограничивающим генерацию высоких гармоник. Характер его влияния на спектр гармоник хорошо виден из рис. 1,б. Спектр в этом случае представляет собой совокупность коротких платообразных участков с отсечками при энергиях, равных максимальным энергиям возвращающегося к родителскому иону электрона для соответствующих полупериодов осциллирующей электрического поля лазерно-

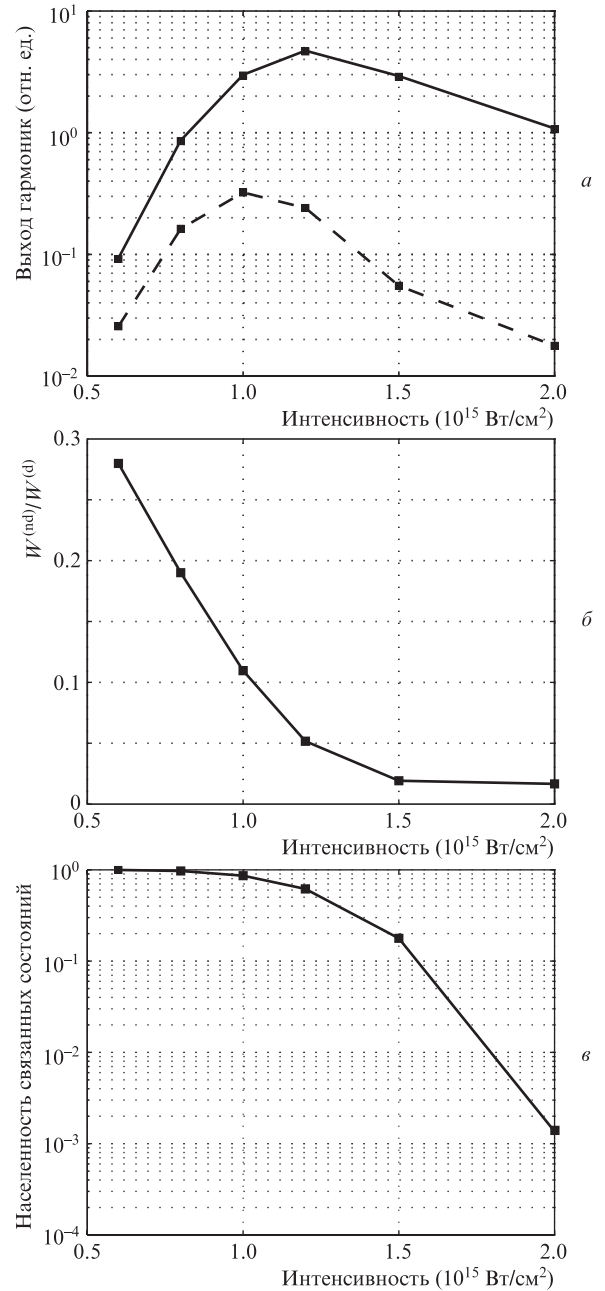


Рис.4. То же, что на рис.3, но для модельного атома с $Z = 2$. Представленная интегральная интенсивность нелинейного отклика отвечает области энергий гармоник, соответствующей длинам волн менее 1 нм.

го импульса. При энергиях фотонов, превышающих 1 кэВ, падение выхода гармоник между соседними платообразными участками достигает трех порядков величины. Это обусловлено резким ростом скорости ионизации по мере прохождения фронта лазерного импульса и подтверждает тот хорошо известный факт, что в режиме насыщения ионизации интервал времени, в течение которого генерация гармоник наиболее эффективна, с увеличением интенсивности лазерного импульса смещается относительно пика огибающей импульса в сторону более ранних времен.

Вычисленные для модельного атома с $Z = 2$ зависимости, аналогичные приведенным на рис.3, представлены на рис.4. При этом величина W вычислялась как интегральная интенсивность нелинейного поляризованного отклика в области энергий, превышающих 1.24 кэВ, что соответствует длинам волн менее 1 нм.

Представленные на рис.4 результаты сильно отличаются от результатов, полученных для $Z = 1$. В случае пренебрежения влиянием магнитного поля эффективность генерации высших гармоник максимальна при пиковой интенсивности 1.2×10^{15} Вт/см². Из-за влияния магнитного поля оптимальная интенсивность уменьшается до 10^{15} Вт/см²; подавление высоких гармоник при этом оказывается примерно десятикратным. Важно подчеркнуть, что уменьшение населенности связанных состояний при этом составляет всего около 10%, т.е. эффект магнитного поля является хорошо наблюдаемым и играет основную роль. При более высоких интенсивностях относительная роль эффекта опустошения связанных состояний начинает возрастать, и при интенсивностях около 1.5×10^{15} Вт/см² каждый из двух рассматриваемых факторов приводит к уменьшению выхода гармоник в области высокочастотной отсечки более чем на порядок; энергия отсечки при этом составляет около 7 кэВ, что соответствует длине волны около 0.18 нм. При еще более высоких интенсивностях фактор опустошения связанных состояний становится доминирующим. Так, в высокочастотной области спектра на рис.2,б, вычисленного для пиковой интенсивности $I = 2 \times 10^{15}$ Вт/см², отчетливо видны несколько коротких платообразных участков, при этом падение выхода гармоник между каждой парой соседних участков составляет около одного порядка величины.

4. Заключение

Проведенные в настоящей работе численные расчеты позволяют выяснить роль факторов, связанных с влиянием магнитного поля лазерного импульса и опустошением связанных уровней атомов рабочей среды, при ГВПП лазерного излучения среднего ИК диапазона в газах. Относительная роль этих факторов в значительной степени определяется потенциалом ионизации атомов среды. При воздействии интенсивными фемтосекундными импульсами излучения с центральной длиной волны 3.9 мкм на атомы с невысоким (до 12 эВ) потенциалом ионизации следует ожидать генерации гармоник с энергиями примерно до 1 кэВ; основным ограничивающим эффектом при этом является опустошение связанных состояний. При воздействии на атомы с высоким (более 20 эВ) потенциалом ионизации можно ожидать наблюдения значительно более высоких гармоник с длинами волн менее двух ангстрем. При этом в широком диапазоне пиковых интенсивностей лазерных импульсов основным фактором по-

давления гармоник является влияние магнитного поля лазерного излучения. Последнее обстоятельство представляет самостоятельный интерес с точки зрения возможностей экспериментального наблюдения релятивистских эффектов с использованием настольных лазерных источников излучения среднего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (программа «Экстремальные световые поля и их приложения»), РФФИ (гранты № 12-02-12101-офи_м, 10-02-01250 и 12-02-31325), ФЦП «Кадры» (соглашение № 8729/01.10.2012) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ № НШ-5430.2012.2. М.Ю.Е. благодарит за поддержку фонд «Династия». Авторы благодарны МСЦ РАН и SNIC за предоставленные вычислительные ресурсы.

1. Vozzi C., Calegari F., Benedetti E., Gasilov S., Sansone G., Cerullo G., Nisoli M., De Silvestri S., Stagira S. *Opt. Lett.*, **32**, 2957 (2007).
2. Gu X., Marcus G., Deng Y., et al. *Opt. Express*, **17**, 62 (2009).
3. Hauri C.P., Lopez-Martens R.B., Baga C.I., et al. *Opt. Lett.*, **32**, 868 (2007).
4. Schmidt B.E., Béjot P., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 121109 (2010).
5. Andriukaitis G., Balciunas T., et al. *Opt. Lett.*, **36**, 2755 (2011).
6. Deng Y., Schwarz A., Fattahi H., et al. *Opt. Lett.*, **37**, 4973 (2012).
7. Vozzi C., Negro M., Stagira S. *J. Mod. Opt.*, **59**, 1283 (2012).
8. McPherson A., Gibson G., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 595 (1987).
9. Ferray M., L'Huillier A., Li X.F., Lompre L.A., Mainfray G., Manus C. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **21**, L31 (1988).
10. Krause J.L., Schafer K.J., Kulander K.C. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3535 (1992).
11. Corkum P.B. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994 (1993).
12. Yang B., Schafer K.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3770 (1993).
13. Paulus G.G., Becker W., Nicklich W., Walther H. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **27**, L703 (1994).
14. Shan B., Chang Z. *Phys. Rev. A*, **65**, 011804(R) (2001).
15. Yakovlev V.S., Ivanov M., Krausz F. *Opt. Express*, **15**, 15351 (2007).
16. Popmintchev T., Chen M.-C., Bahabad A., Gerrity M., Sidorenko P., Cohen O., et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **106**, 10516 (2009).
17. Tate J., Augustine T., Muller H.G., Salières P., Agostini P., DiMauro L.F. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 013901 (2007).
18. Colosimo P., Doumy G., Baga C.I., et al. *Nature Phys.*, **4**, 386 (2008).
19. Shiner A.D., Trallero-Herrero C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 073902 (2009).
20. Popmintchev T., Chen M.-C., Popmintchev D., Arpin P., Brown S., Ališauskas S., Andriukaitis G., et al. *Science*, **336**, 1287 (2012).
21. Seres E., Seres J., Spielmann C. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 181919 (2006).
22. Lein M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, R135 (2007).
23. Peters M., Nguyen-Dang T.T., Cornaggia C., Saugout S., Charron E., Keller A., Atabek O. *Phys. Rev. A*, **83**, 051403(R) (2011).
24. Vozzi C., Negro M., Calegari F., Sansone G., Nisoli M., De Silvestri S., Stagira S. *Nature Phys.*, **7**, 822 (2011).
25. Torres R., Siegel T., Brugnera L., et al. *Opt. Express*, **18**, 3174 (2010).
26. Doumy G., Wheeler J., Roedig C., Chirla R., Agostini P., DiMauro L.F. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 093902 (2009).
27. Strelkov V.V., Khokhlova M.A., Gonoskov A.A., Gonoskov I.A., Ryabikin M.Yu. *Phys. Rev. A*, **86**, 013404 (2012).
28. Платоненко В.Т., Стрелков В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 771 (1998).
29. Ким А.В., Рябкин М.Ю., Сергеев А.М. *УФН*, **169**, 58 (1999).
30. Walser M.W., Keitel C.H., Scrinzi A., Brabec T. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5082 (2000).
31. Moreno P., Plaja L., Malyshev V., Roso L. *Phys. Rev. A*, **51**, 4746 (1995).
32. Strelkov V.V., Sterjantov A.F., Shubin N.Yu., Platonenko V.T. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 577 (2006).
33. Burnett K., Reed V.C., Cooper J., Knight P.L. *Phys. Rev. A*, **45**, 3347 (1992).
34. Fleck J.A., Jr., Morris J.R., Feit M.D. *Appl. Phys.*, **10**, 129 (1976).
35. Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M.Yu., L'Huillier A., Corkum P.B. *Phys. Rev. A*, **49**, 2117 (1994).
36. Silaev A.A., Ryabikin M.Yu., Vvedenskii N.V. *Phys. Rev. A*, **82**, 033416 (2010).
37. Бабин А.А., Ким А.В., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **39**, 713 (1996).
38. Javanainen J., Eberly J.H., Su Q. *Phys. Rev. A*, **38**, 3430 (1988).