

Генерация ультракоротких рентгеновских всплесков без аттосекундной частотной модуляции при кулоновских столкновениях ядер двухатомных гетероядерных молекул, ионизируемых высокоинтенсивным лазерным импульсом

И.Р.Хайрулин, М.Ю.Емелин, М.Ю.Рябкин

На основе классических и квантово-механических расчетов исследована возможность генерации ультракоротких всплесков рентгеновского излучения, свободного от аттосекундной частотной модуляции (атточирпа), с энергиями фотонов порядка и более 1 кэВ за счет кулоновских столкновений ядер в ансамбле двухатомных молекул, содержащих ядра с разными массами, при воздействии высокоинтенсивными лазерными ИК импульсами. Исследованы зависимости минимальной длительности генерируемых рентгеновских импульсов от интенсивности и длины волны лазерного излучения. Показано, что рассмотренный механизм ядерных столкновений позволяет генерировать спектрально-ограниченные рентгеновские импульсы длительностью порядка 1 ас с использованием современных петтаваттных лазерных систем.

Ключевые слова: молекулы, фемтосекундное лазерное излучение, ионизация, столкновения ядер, аттосекундные импульсы.

1. Введение

В последнее время достигнут большой прогресс в развитии аттосекундной физики – междисциплинарной области исследований, направленных на получение и измерение характеристик световых импульсов аттосекундной длительности и использование этих импульсов для зондирования и управления сверхбыстрыми процессами, вызванными динамикой электронов в атомах, молекулах и конденсированных средах [1–4]. Традиционно применяемый подход к получению аттосекундных импульсов основан на генерации высоких гармоник лазерного излучения [5–7]. Среди различных схем, предложенных к настоящему времени, получение наиболее коротких и интенсивных аттосекундных импульсов обеспечивается схемой, использующей генерацию гармоник высокого порядка (ГГВП) при туннельной ионизации газов [8, 9]. Согласно полуклассической модели [10, 11], элементарный акт, лежащий в основе ГГВП в газах, представляет собой трехступенчатый процесс, в котором электрон отрывается от атома или молекулы под действием переменного интенсивного лазерного поля, ускоряется им и возвращается к родительскому иону, в результате столкновения с которым может быть испущен высокоэнергетичный фотон. Одним из важнейших достижений в исследованиях, связанных с ГГВП, была экспериментально продемонстрированная генерация гармоник с энергиями фотонов, превышающими 1 кэВ, и высокой яркостью [12]. Несмотря на то что экспериментально достигнутая ширина спектра гармоник, составляющая доли килоэлектронвольта, может обе-

спечивать генерацию импульсов длительностью в несколько аттосекунд, самые короткие импульсы излучения высоких гармоник, полученные на сегодняшний день, имеют длительность 40–60 ас [13–15]. Важным фактором, ограничивающим длительность импульсов излучения высоких гармоник, является известное свойство описанного выше трехступенчатого механизма ГГВП, заключающееся в наличии частотной модуляции сигнала гармоник в пределах периода лазерного поля, называемой атточирпом [16, 17]. Атточирп, в терминах классических траекторий электронов в лазерном поле, возникает вследствие того, что электроны, ускоренные до разных энергий, сталкиваются с родительским ионом в разные моменты времени.

Для компенсации атточирпа применяются различные дисперсионные элементы, такие как тонкие металлические пленки [18, 19], многослойные чирпированные рентгеновские зеркала [20] или газообразные среды [21, 22]. Однако этим подходам присущи обусловленные свойствами материала ограничения, связанные, например, с потерями или конечной шириной спектрального диапазона, в котором дисперсия ведет себя желательным образом. Другие предлагаемые схемы основаны на использовании многоцветных и/или чирпированных лазерных импульсов для управления траекториями свободных электронов [23, 24]. Хотя эти схемы могут обладать большой гибкостью, их реализация в макроскопических объемах нелинейных сред затрудняется дисперсией, вызывающей фазовое рассогласование и отклонение волновых форм взаимодействующих полей от оптимальных в процессе распространения.

Еще один подход к получению световых импульсов без атточирпа предполагает использование режимов ионизации, отличных от туннелирования, а именно ионизации с подавлением кулоновского барьера [25] или высокочастотной стабилизации [26]. В этих режимах формируются сильно локализованные электронные волновые

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

пакеты, столкновения которых с ионом приводят к возникновению ультракоротких вспышек излучения. Излучение, вызванное этими столкновениями, по существу не обладает атточирпом и потому не требует специальных мер для его компенсации. Мы рассматриваем процесс похожего типа, а именно столкновения ядер в двухатомной гетероядерной молекуле, подвергаемой воздействию высокоинтенсивного лазерного поля. Процессы данного типа изучались ранее, например в [27–29]. Хотя генерация субаттосекундных вспышек излучения при таких столкновениях отмечалась в [27] как интересный побочный эффект, основное внимание в упомянутых выше исследованиях было сосредоточено на проблеме лазерного термоядерного синтеза. В настоящей работе подробно исследуются лазерно-индуцированные кулоновские столкновения ядер как источник экстремально коротких импульсов высокочастотного излучения без атточирпа.

2. Классическая модель

Рассмотрим молекулу, состоящую из двух ядер: с массой M и зарядом Q и с массой m и зарядом q . Будем полагать, что первое ядро тяжелее второго, т.е. $M > m$. Считаем, что на молекулу действует однородное высокоинтенсивное линейно поляризованное лазерное поле с амплитудой, быстро возрастающей до значений, на много порядков превышающих величину кулоновского поля, удерживающего электроны вблизи ядер. Временную зависимость электрического поля на фронте импульса представим в виде $E = E_0 \exp(\gamma t) \sin(\Omega t) x_0$, где γ – инкремент нарастания лазерного поля, Ω – его частота, а x_0 – единичный вектор. В описанных выше условиях можно приближенно полагать, что при $t = 0$ молекула под действием лазерного поля уже оказывается лишенной электронов, тогда как ядра остаются в своем первоначальном положении (характеризуем равновесным межъядерным расстоянием a_0 в нейтральной молекуле). Взаимные положения ядер изображены на рис.1.

В системе центра масс рассматриваемая двухчастичная задача сводится к задаче об одной заряженной частице с эффективной массой $\mu = mM/(m + M)$ и эффективным зарядом $q_{\text{eff}} = \mu(q/m - Q/M)$ [30], которая испытывает воздействие со стороны кулоновского отталкивающего центра и внешнего электрического поля. Далее для простоты мы ограничим наш анализ одномерным случаем. Уравнение движения частицы в этом случае имеет вид

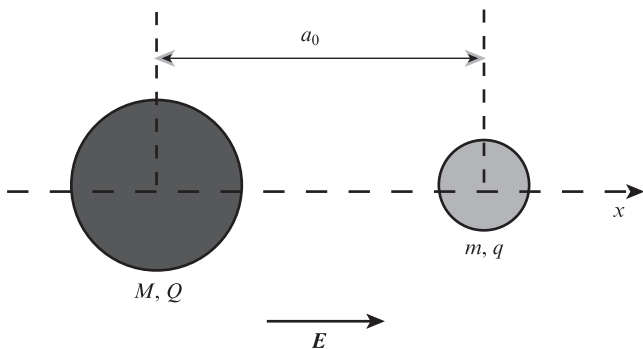


Рис.1. Положения ядер в двухатомной гетероядерной молекуле и ее ориентация относительно электрического поля лазерного импульса в начальный момент времени.

$$\mu \ddot{x} = \frac{qQ}{|x|^3} x + q_{\text{eff}} E_0 \exp(\gamma t) \sin(\Omega t), \quad (1)$$

где x – межъядерное расстояние. В начальный момент времени можно полагать ядра покоящимися. Поэтому в качестве начальных условий мы выбираем условия $x(t = 0) = a_0$, $\dot{x}(t = 0) = 0$. Решение уравнения (1) ищем в виде

$$x = \tilde{x} + x_1, \quad (2)$$

где x_1 – частное решение уравнения

$$\mu \ddot{x} = q_{\text{eff}} E_0 \exp(\gamma t) \sin(\Omega t), \quad (3)$$

а \tilde{x} удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\tilde{x}} = \frac{qQ\mu}{|\tilde{x} + x_1(t)|^3} [\tilde{x} + x_1(t)] \quad (4)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} \tilde{x}(t = 0) &= a_0 - x_1(t = 0), \\ \dot{\tilde{x}}(t = 0) &= -\dot{x}_1(t = 0). \end{aligned} \quad (5)$$

Нетрудно показать, что вклад $\tilde{x}(t)$ в общее решение будет уменьшаться с ростом амплитуды E_0 и длины волны Λ лазерного поля пропорционально $(E_0 \Lambda^2)^{-2}$. Поэтому при расчете классической траектории частицы им можно пренебречь. Это означает, что в рассматриваемом приближении ядра в начальный момент времени друг с другом не взаимодействуют. Тогда с учетом начальных условий для ядерных координаты и скорости решение для $x(t)$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} x(t) &= a_0 + \frac{2\alpha b}{(1 + \alpha^2)^2} + \frac{b}{1 + \alpha^2} \Omega t + \frac{b}{(1 + \alpha^2)^2} \\ &\times [(\alpha^2 - 1) \exp(\alpha \Omega t) \sin(\Omega t) - 2\alpha \exp(\alpha \Omega t) \cos(\Omega t)], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\alpha = \gamma/\Omega$; величина $b = q_{\text{eff}} E_0 / (\mu \Omega^2)$ при $\alpha = 0$ определяет амплитуду колебаний эффективной частицы во внешнем электрическом поле.

Решение (6) можно использовать для оценки максимальной энергии фотона, который может быть излучен в процессе столкновения двух ядер. Эта энергия совпадает с кинетической энергией столкновения ядер, определяемой выражением

$$\mathcal{E}_{\text{coll}} = \mu \dot{x}_1^2(t = t_{\text{coll}})/2, \quad (7)$$

где t_{coll} – момент времени первого столкновения. Из рис.2 видно, что столкновение ядер происходит в начале второго периода поля, и поэтому с хорошей точностью можно полагать $t_{\text{coll}} \approx T = \Lambda/c$. Тогда, дифференцируя (6) и подставляя получающееся выражение в (7), для энергии столкновения получаем следующее выражение:

$$\mathcal{E}_{\text{coll}} \approx \frac{\mu b^2 \Omega^2}{2} \left[\frac{1 - \exp(2\pi\alpha)}{1 + \alpha^2} \right]^2. \quad (8)$$

Таким образом, энергия столкновения пропорциональна произведению интенсивности лазерного поля I_0 и квадрата длины волны: $\mathcal{E}_{\text{coll}} \propto I_0 \Lambda^2$.

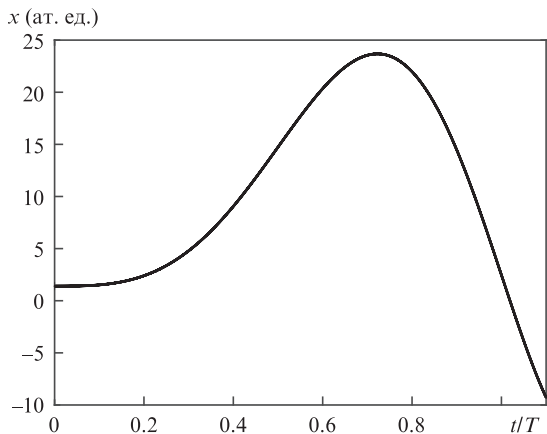


Рис.2. Классически рассчитанная временная зависимость расстояния между ядрами Н и D при воздействии на молекулу HD лазерным полем с интенсивностью $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и длиной волны $\Lambda = 800$ нм.

Далее в качестве вычислительного примера рассмотрим подробнее нейтральную молекулу HD, у которой $m = m_p$, $M = 2m_p$, $q = Q = e$, где m_p – масса протона. Начальное расстояние между ядрами принимаем равным значению, соответствующему минимуму потенциальной функции основного электронного состояния молекулы HD [31]: $a_0 \approx 1.401$ атомных единиц (ат. ед.). Кроме того, полагаем инкремент нарастания поля γ таким, что мгновенные интенсивности поля в соседних пиках различаются в 10 раз: $\gamma = [\Omega/(2\pi)] \ln 10$.

На рис.3 представлена зависимость энергии столкновения ядер (и, следовательно, максимальной энергии фотона, которая, согласно формуле (7), может быть достигнута в результате столкновения ядер рассматриваемой молекулярной системы) от длины волны и интенсивности лазерного излучения. Видно, что оценка, даваемая выражением (8), с хорошей точностью описывает зависимость энергии столкновения ядер от основных параметров лазерного поля. В рассматриваемой области параметров данная энергия может превышать 10 МэВ; следует, однако, ожидать, что в излучение будет преобразовываться лишь малая доля этой энергии. При $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и $\Lambda = 2\pi c/\Omega = 800$ нм кинетическая энергия столкновения $\mathcal{E}_{\text{coll}} \approx 22.8$ кэВ.

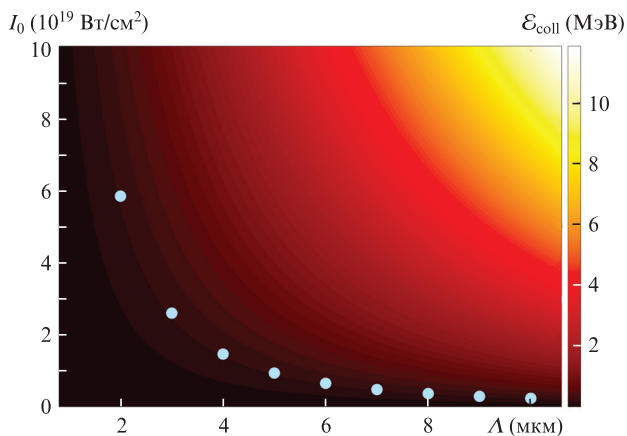


Рис.3. Зависимость энергии столкновения ядер $\mathcal{E}_{\text{coll}}$ (7) от длины волны Λ и интенсивности лазерного поля I_0 . Светлые точки соответствуют энергии $\mathcal{E}_{\text{coll}} = 25$ кэВ, рассчитанной по формуле (8).

Для оценки эффективности генерации фотонов можно рассчитать молекулярное дипольное ускорение

$$\ddot{d}(t) = q_{\text{eff}} \ddot{x}(t). \tag{9}$$

Второй множитель в правой части (9) в классическом случае может быть найден из выражения (1), в которое вместо $x(t)$ следует подставить полученное решение (6) для траектории, а взаимодействие отталкивающего центра с эффективной точечной частицей заменить взаимодействием с ядерным облаком, плотность заряда которого равна $q_{\text{eff}} |\psi(x, t = 0)|^2$, где $\psi(x, t = 0)$ – волновая функция основного состояния молекулы HD в начальный момент времени. Эту волновую функцию (рис.4) можно найти, решая стационарное уравнение Шрёдингера с потенциалом [31]. Следует отметить, что, поскольку волновая функция основного состояния молекулы в одномерной задаче симметрична относительно положения кулоновского центра, в (6) необходимо положить $a_0 = 0$. Дипольное ускорение можно разделить на линейную и нелинейную по полю части. Именно нелинейная часть ответственна за появление новых частотных компонент в спектре, поэтому далее будем рассматривать только эту часть дипольного ускорения, которую назовем поляризационным откликом системы. С учетом сказанного выше выражение (9) можно переписать в виде

$$\ddot{d}(t) = \frac{q_{\text{eff}} q Q}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x - x_1(t)}{|x - x_1(t)|^3} |\psi(x, t = 0)|^2 dx. \tag{10}$$

Рассмотрим выражение (10) более подробно. Согласно (10) поляризационный отклик пропорционален интегралу перекрытия распределения плотности вероятности с функцией, описывающей кулоновское взаимодействие. Заметим, что в используемом приближении мы пренебрегаем расплыванием ядерного волнового пакета, полагая, что он никак не изменяется при движении во внешнем лазерном поле и, более того, при столкновении с кулоновским центром. Таким образом, отвечающее одномерному случаю двугорбое ядерное распределение (рис.4), движется как целое по траектории, задаваемой выражением (6) (см. рис.2). Как результат, вблизи момента столкновения формируются два поляризационных всплеска, которые изображены на рис.5. Очевидно, что за формирование первого и второго всплесков отвечают соответственно левая и правая части волнового пакета на рис.4. Не-

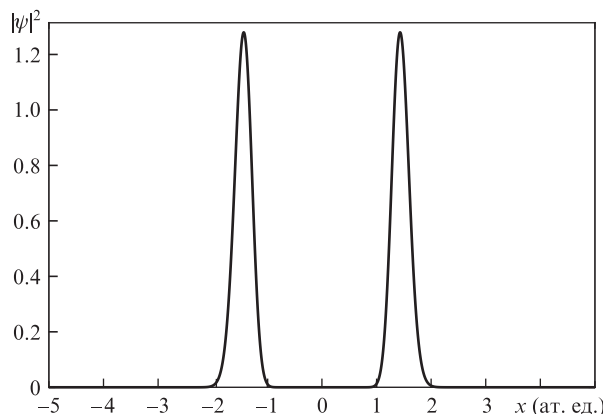


Рис.4. Распределение плотности вероятности по ядерной координате для нейтральной молекулы HD в основном состоянии.

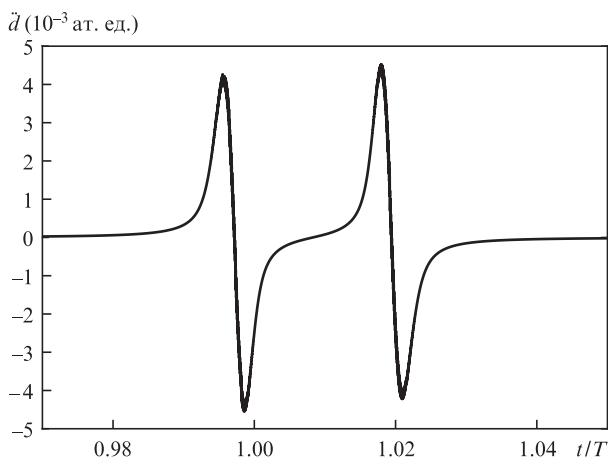


Рис.5. Классически рассчитанная временная зависимость дипольного ускорения \dot{d} вблизи момента столкновения при интенсивности и длине волны лазерного излучения $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и $\Lambda = 800$ нм.

обходимо, однако, отметить, что форма первого всплеска на рис.5 в действительности должна быть другой. Это связано с тем, что левая часть ядерного волнового пакета испытывает столкновение при малой энергии $\mathcal{E}_{\text{coll}}$ с кулоновским центром уже в начале первого периода поля. Результатом этого должно быть значительное искажение формы левой части волнового пакета и, следовательно, изменение свойств (в частности, растяжение) первого всплеска на рис.5. Кроме того, в модели с большей размерностью столкновение в начале первого периода поля должно привести к значительной поперечной делокализации левой части ядерного волнового пакета из-за кулоновского отталкивания, и следует ожидать, что амплитуда первого всплеска, формируемого в ходе интересующего нас столкновения, будет намного меньше амплитуды второго всплеска.

Сказанное подтверждается результатами двумерных квантово-механических численных расчетов, приведенными на рис.6 (детали этих расчетов см. в разд.3). Расчеты проведены для тех же параметров лазерного поля, что и для рис.5. В двумерном случае распределение плотности вероятности по ядерной координате в начальный момент времени имеет кольцеобразную структуру со средним радиусом кольца, близким к равновесному расстоянию между ядрами в молекуле HD. Под действием возрастающего по амплитуде линейно поляризованного лазерного поля это кольцеобразное распределение совершает колебания с нарастающей амплитудой вдоль направления поляризации электрического поля и при достаточно большой напряженности поля начинает пересекать кулоновский центр, находящийся в начале координат, что соответствует столкновениям ядер.

В представленном на рис.6 примере первое такое пересечение имеет левая часть ядерного волнового пакета при движении в положительном направлении горизонтальной оси. В результате столкновения значительно изменяется распределение плотности вероятности вблизи точки пересечения с кулоновским центром. В частности, происходит разрыв первоначальной кольцевой структуры и возникают два симметричных относительно горизонтальной оси исходящих потока плотности вероятности, соответствующих разлету ядер вследствие столкновения. После смены знака электрического поля сформи-

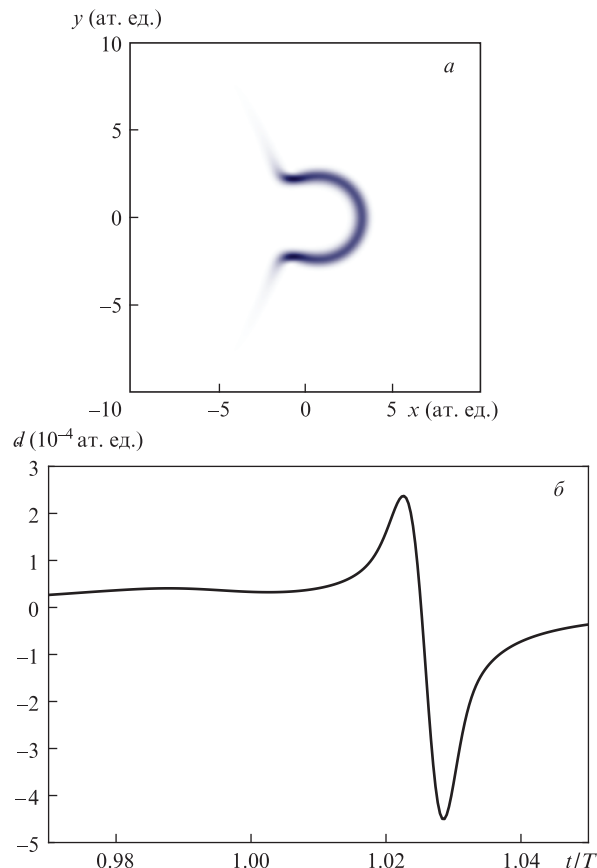


Рис.6. Результаты двумерных квантово-механических расчетов динамики ядер молекулы HD, ионизованной лазерным полем с интенсивностью $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и длиной волны $\Lambda = 800$ нм: распределение плотности вероятности по ядерным координатам (а) и временная зависимость дипольного ускорения (б) вблизи момента столкновения ядер при $t \approx T$.

рованное таким образом подковообразное распределение движется в обратном направлении, что видно из рис.6,а, где показан ядерный волновой пакет вблизи момента пересечения кулоновского центра. При прохождении данного распределения через кулоновский центр появляется только один сильный поляризационный всплеск (рис.6,б) вместо двух всплесков, возникающих в представленном на рис.5 одномерном случае (первый всплеск в двумерном случае по рассмотренной нами причине оказывается практически полностью подавленным). Заметим, что в растущем по амплитуде электрическом поле каждое последующее столкновение ядер происходит при большей энергии $\mathcal{E}_{\text{coll}}$, т.е. время эффективного взаимодействия ядер уменьшается и, следовательно, постепенно уменьшаются изменения ядерной волновой функции, вызываемые этими столкновениями.

Таким образом, далее нас будут интересовать характеристики только второго всплеска, инициируемого правой частью ядерного волнового пакета, которая не изменяется кардинально из-за кулоновского взаимодействия.

Из рис.5 видно, что длительность второго всплеска поляризации составляет около 13 ас, а его интенсивность, которую можно определить как $|\dot{d}|^2$, равна $\sim 1.9 \times 10^{-5}$ ат. ед. (что на длине когерентности в коллимированном пучке соответствует пиковой интенсивности $\sim 1.4 \times 10^5$ Вт/см²; в случае реализации фазового синхронизма или квазисинхронизма [32] и фокусировки пучка излучения гармоник [33] эта интенсивность может быть на несколько поряд-

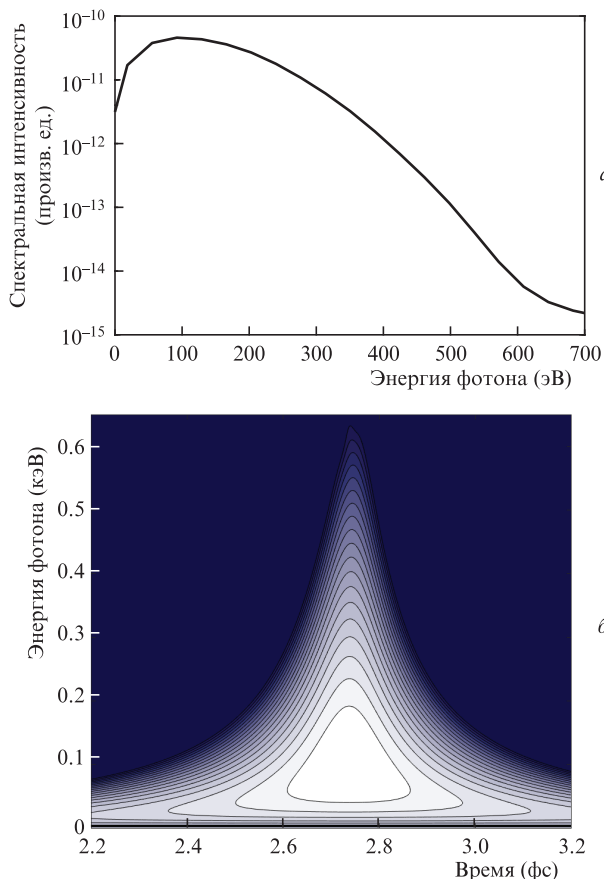


Рис.7. Спектр (а) и вейвлет-скалограмма (б) второго всплеска дипольного ускорения, показанного на рис.5.

ков больше). На рис.7,а представлен спектр, огибающая которого свидетельствует о том, что с наибольшей эффективностью генерируются фотоны с энергиями порядка 100 эВ, а характерная ширина спектра составляет примерно 300 эВ, тогда как спектр простирается вплоть до энергий 600–700 эВ. Получаемый всплеск поля близок к спектрально-ограниченному, т.к. соответствующее произведение характерной ширины спектра и длительности импульса оказывается порядка единицы. Это также говорит о том, что рассматриваемый механизм позволяет получать высокочастотное излучение, в котором отсутствует атточирп. Последнее подтверждается вейвлет-скало-

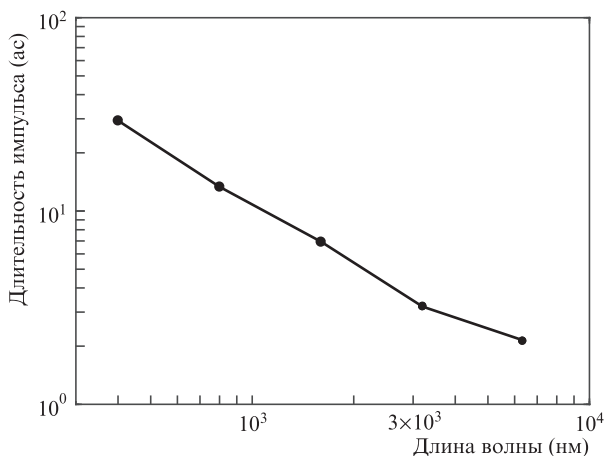


Рис.8. Классически рассчитанная зависимость длительности всплеска τ дипольного ускорения от длины волны лазерного излучения при $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см².

граммой поляризационного сигнала (подробности о вейвлет-преобразовании см. в [34]), представленной на рис.7,б, в которой действительно отсутствуют какие-либо признаки атточирпа.

Далее рассмотрим, как изменяются характеристики (а именно, длительность и интенсивность) поляризационного всплеска в зависимости от длины волны лазерного излучения. Поскольку в принятом нами приближении ядерный волновой пакет не расплывается со временем, интенсивность получаемого всплеска не зависит от длины волны и, как указано выше, равна 1.9×10^{-5} ат. ед. Что же касается длительности всплеска τ , то она уменьшается с увеличением длины волны (рис.8). В частности, при $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и $\Lambda = 6400$ нм она равна 2 ас. Объясняется это тем, что с увеличением длины волны пропорционально увеличивается скорость движения волнового пакета, а поскольку ядерный волновой пакет не расплывается, он проходит через кулоновский центр за все меньшее время.

3. Квантово-механические расчеты

Далее на основе квантово-механических расчетов мы рассмотрим влияние расплывания ядерного волнового пакета на характеристики получаемого аттосекундного всплеска. С этой целью, используя метод операторного расщепления с быстрым преобразованием Фурье [35], найдем численное решение нестационарного одномерного уравнения Шрёдингера в электродипольном приближении

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = \left(-\frac{1}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{iq_{\text{eff}}}{c\mu} A_x \frac{\partial}{\partial x} + \frac{qQ}{|x|} \right) \psi(x, t), \quad (11)$$

где

$$A_x = c \int_0^t E_0 \exp(\gamma t) \sin(\Omega t) dt$$

– векторный потенциал лазерного поля. С помощью теоремы Эренфеста можно определить нелинейную часть дипольного ускорения (т.е. поляризационный отклик двух сталкивающихся ядер) как

$$R(t) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dV}{dx} |\psi(x, t)|^2 dx, \quad (12)$$

где $V = qQ/|x|$ – потенциал взаимодействия двух ядер.

На рис.9 показан ядерный поляризационный отклик для $\Lambda = 3200$ нм. Видно, что в начале первого периода

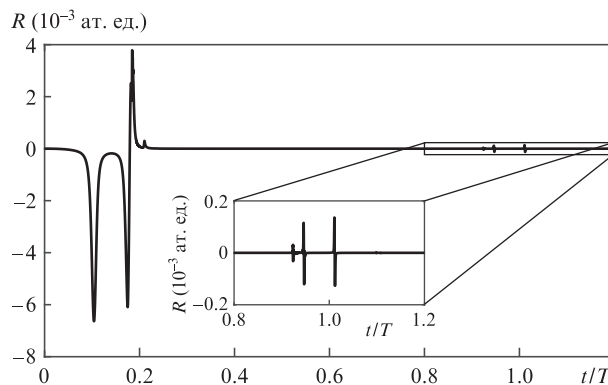


Рис.9. Временная зависимость поляризационного отклика сталкивающихся ядер R молекулы HD, полученная в результате одномерного квантово-механического расчета при интенсивности и длине волны лазерного излучения $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и $\Lambda = 3200$ нм.

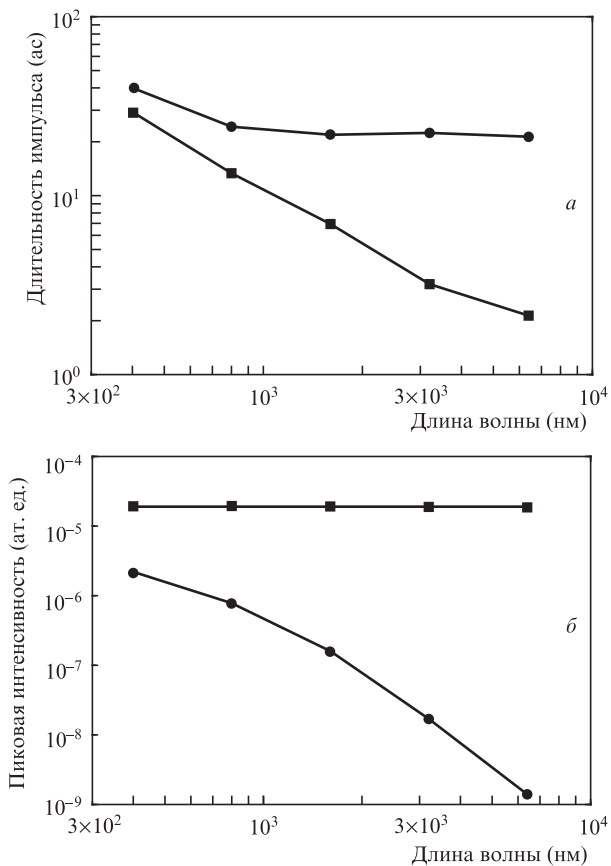


Рис.10. Зависимости длительности (а) и пиковой интенсивности (б) нелинейного поляризационного отклика молекулярной системы от длины волны лазерного поля при его интенсивности $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см². Квадратами и кружками представлены соответственно результаты классических и квантово-механических расчетов.

поля (при $t \approx (0.1-0.2)T$, где T – период поля) левая часть ядерного волнового пакета испытывает столкновение при малой энергии \mathcal{E}_{coll} , которое искажает ее форму (сложная структура результирующего всплеска обусловлена отражением части волнового пакета от кулоновского центра). Далее ядерный волновой пакет в целом ведет себя как классическая частица, испытывая столкновение, приводящее к серии всплесков поляризации при $t \approx (0.92-1.02)T$ (см. вставку на рис.9). Как упоминалось выше, при более реалистичном многомерном (даже двумерном) рассмотрении левая часть ядерного волнового пакета и соответствующий всплеск поляризации сильно подавлены; поэтому, как и в разд.2, нас будут интересовать только характеристики второго всплеска дипольного ускорения.

Аппроксимируя правую часть ядерного волнового пакета в начальный момент времени (рис.4) гауссовой кривой с характерной шириной Δ_0 (в нашем случае $\Delta_0 \approx 0.2$ ат. ед.), ширину волнового пакета в момент столкновения $t \approx T$ можно оценить как $\Delta(T) = \sqrt{\Delta_0^2 + \hbar^2 T^2 / (\Delta_0 \mu)^2}$ [36]. Отсюда можно получить, что в случае молекулы HD при $\Lambda > \mu c \Delta_0^2 / \hbar \approx 350$ нм второе слагаемое в выражении для $\Delta(T)$ оказывается больше первого. Это означает, что при длине волны лазерного излучения, превышающей 350 нм, эффектом распыливания волнового пакета пренебрегать нельзя.

Из рис.10 видно, что, как и следовало ожидать, распыливание ядерного волнового пакета приводит к увеличению длительности формируемого всплеска и к уменьшению его интенсивности (так, при $\Lambda = 800$ нм интенсив-

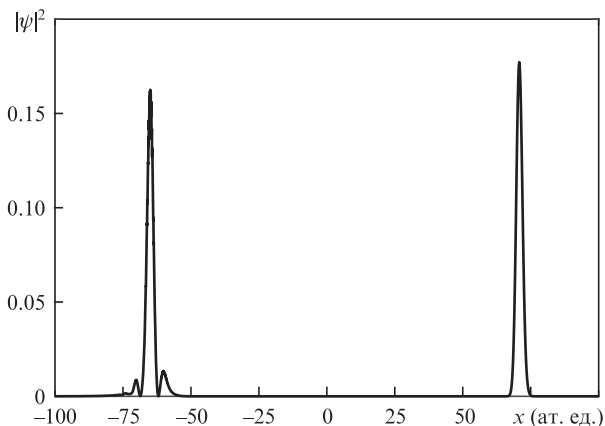


Рис.11. Распределение плотности вероятности по ядерной координате в момент времени, когда $\langle x \rangle = 0$, при интенсивности и длине волны лазерного излучения $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ Вт/см² и $\Lambda = 3200$ нм.

ность получаемого импульса оказывается примерно в 5.6 раза меньше интенсивности импульса, найденной на основе классических расчетов). Отметим, что при длинах волн $\Lambda > 1600$ нм длительность импульса стремится к постоянному значению, равному примерно 22 ас (рис.10,а). Это связано с тем, что при таких длинах волн ширина волнового пакета к моменту столкновения линейно растет с увеличением Λ . Поскольку относительная скорость сталкивающихся ядер также линейно увеличивается с ростом длины волны, как это видно из решения (6), то в результате длительность формируемого всплеска оказывается не зависящей от Λ . Кроме того, поскольку из-за расплывания волнового пакета высота его пиков уменьшается со временем (ср. рис.4 и 11) и, следовательно, с ростом периода T , интеграл перекрытия (10) становится меньше для больших длин волн, что приводит к уменьшению интенсивности всплеска (рис.10,б).

Хотя при заданной интенсивности лазерного излучения длительность генерируемого высокочастотного всплеска τ ограничена эффектом расплывания ядерного волнового пакета, более короткие всплески можно получить при использовании более интенсивного лазерного излучения. Например, для $I_0 = 3.3 \times 10^{21}$ Вт/см² и $\Lambda = 800$ нм получаем $\tau \approx 2.2$ ас (рис.12).

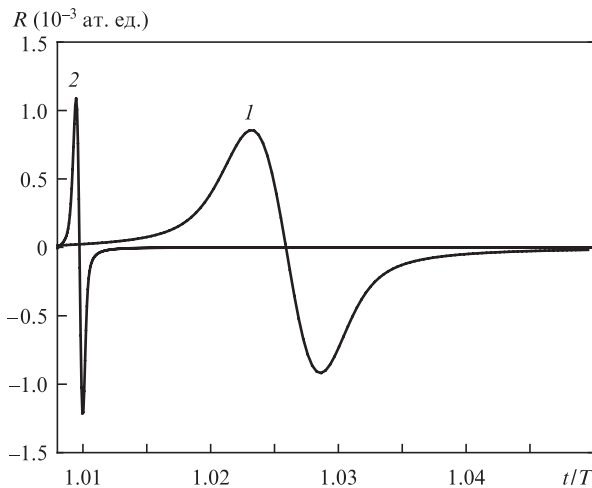


Рис.12. Временные зависимости поляризационного отклика вблизи момента столкновения ядер при длине волны лазерного излучения $\Lambda = 800$ нм и интенсивностях $I_0 = 3.3 \times 10^{19}$ (1) и $I_0 = 3.3 \times 10^{21}$ Вт/см² (2).

4. Заключение

В настоящей работе продемонстрирована возможность получения аттосекундных рентгеновских импульсов без аттоцирпа с использованием кулоновских столкновений ядер в ансамбле двухатомных молекул, содержащих ядра с разными массами, при их взаимодействии с высокоинтенсивными импульсами лазерного излучения ИК диапазона. При заданной интенсивности излучения длительность генерируемого импульса как функция длины волны лазерного источника насыщается на некотором уровне, определяемом расплыванием ядерного волнового пакета. При интенсивностях излучения, доступных для современных петаваттных лазерных установок, длительности импульсов, генерируемых в результате лазерно-индуцированных ядерных столкновений, могут достигать субаттосекундных значений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00924) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом». Квантово-механическое моделирование было поддержано грантом РФФИ № 16-12-10279, расчеты в рамках классической модели проведены при поддержке Министерства образования и науки РФ (контракт № 14.W03.31.0032).

1. Corkum P.B., Krausz F. *Nat. Phys.*, **3**, 381 (2007).
2. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
3. Gallmann L., Cirelli C., Keller U. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **63**, 447 (2012).
4. Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., Nisoli M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 062001 (2016).
5. Winterfeldt C., Spielmann C., Gerber G. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 117 (2008).
6. Kohler M.C., Pfeifer T., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **61**, 159 (2012).
7. Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю. *УФН*, **186**, 449 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 425 (2016)].
8. McPherson A., Gibson G., Jara H., Johann U., Luk T.S., McIntyre I.A., Boyer K., Rhodes C.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 595 (1987).
9. Ferray M., L'Huillier A., Li X.F., Lompré L.A., Mainfray G., Manus C. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **21**, L31 (1988).
10. Corkum P.B. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994 (1993).
11. Schafer K.J., Yang B., DiMauro L.F., Kulander K.C. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1599 (1993).
12. Popmintchev T. et al. *Science*, **336**, 1287 (2012).
13. Zhao K., Zhang Q., Chini M., Wu Y., Wang X., Chang Z. *Opt. Lett.*, **37**, 3891 (2012).
14. Li J. et al. *Nat. Commun.*, **8**, 186 (2017).
15. Gaumnitz T., Jain A., Pertot Y., Huppert M., Jordan I., Ardana-Lamas F., Wörner H.J. *Opt. Express*, **25**, 27506 (2017).
16. Mairesse Y. et al. *Science*, **302**, 1540 (2003).
17. Kazamias S., Balcou Ph. *Phys. Rev. A*, **69**, 063416 (2004).
18. Kim K.T., Kim C.M., Baik M., Umesh G., Nam C.H. *Phys. Rev. A*, **69**, 051805(R) (2004).
19. López-Martens R. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 033001 (2005).
20. Morlens A., Balcou P., Zeitoun P., Valentin C., Laude V., Kazamias S. *Opt. Lett.*, **30**, 1554 (2005).
21. Kim K.T., Kang K.S., Park M.N., Imran T., Umesh G., Nam C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 223904 (2007).
22. Ko D.H., Kim K.T., Park J., Lee J.-H., Nam C.H. *New J. Phys.*, **12**, 063008 (2010).
23. Zheng Y., Zeng Z., Zou P., Zhang L., Li X., Liu P., Li R., Xu Z. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 043904 (2009).
24. Kohler M.C., Keitel C.H., Hatsagortsyan K.Z. *Opt. Express*, **19**, 4411 (2011).
25. Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu., Sergeev A.M., Chernobrovtsseva M.D., Pfeifer T., Walter D., Gerber G. *Europhys. Lett.*, **69**, 913 (2005).
26. Sergeev A.M., Ryabikin M.Yu. *AIP Conf. Proc.*, **611**, 21 (2002).
27. Sokolov A.V., Zhi M. *J. Mod. Opt.*, **51**, 2607 (2004).
28. Zhi M., Sokolov A.V. *Phys. Rev. A*, **80**, 023415 (2009).
29. Lötstedt E., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 093001 (2014).
30. Smirnova O., Spanner M., Ivanov M. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 243001 (2003).
31. Kolos W., Wolniewicz L. *J. Chem. Phys.*, **43**, 2429 (1965).
32. Popmintchev T., Chen M.-C., Arpin P., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Nat. Photonics*, **4**, 822 (2010).
33. Mashiko H., Suda A., Midorikawa K. *Opt. Lett.*, **29**, 1927 (2004).
34. Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu., Sergeev A.M. *New J. Phys.*, **10**, 025026 (2008).
35. Fleck J.A. Jr., Morris J.R., Feit M.D. *Appl. Phys.*, **10**, 129 (1976).
36. Tannor D.J. *Introduction to Quantum Mechanics: A Time-Dependent Perspective* (Herndon, VA: University Science Books, 2007).