

Двухэлектронный механизм генерации высших гармоник атомом в интенсивном инфракрасном поле и аттосекундном импульсе

А. А. Романов⁺*, А. А. Силаев⁺, Н. В. Введенский⁺⁺¹⁾, М. В. Фролов^{*×}

⁺Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

^{*}Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

[×]Воронежский государственный университет, 394018 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2023 г.

После переработки 8 декабря 2023 г.

Принята к публикации 8 декабря 2023 г.

Предложен двухэлектронный механизм формирования высокоэнергетического плато в спектре генерации высших гармоник атомом в интенсивном инфракрасном поле и аттосекундном импульсе, реализуемый при возбуждении аттосекундным импульсом резонанса между валентной и более глубокой оболочками атома. На основе численного решения нестационарных уравнений Кона–Шэма проанализированы вклады от одноэлектронного [Phys. Rev. A **98**, 063433 (2018)] и двухэлектронного механизмов генерации высших гармоник при укорочении аттосекундного импульса с отстроенной от атомного резонанса несущей частотой. Найдены условия доминирования двухэлектронного механизма, приводящего к значительному усилению выхода гармоник за отсечкой индуцированного инфракрасным полем плато в спектре генерации высших гармоник.

DOI: 10.31857/S1234567824030054, EDN: srxirm

1. Введение. Реализация различных многоэлектронных механизмов в динамике атомов и молекул в интенсивных лазерных полях может приводить к ряду новых эффектов, в частности, к гигантскому резонансу в спектрах генерации высших гармоник (ГВГ) в ксеноне [1–4], к резонансному усилению отдельных гармоник в спектрах ионов переходных металлов [5–7], к многоэлектронному поляризационному экранированию [8] и др. На качественном уровне описание этих эффектов возможно в рамках существующей аналитической параметризации вероятности ГВГ, представляющей собой произведение лазерного фактора и сечения фоторекомбинации [9–11]: лазерный фактор описывает туннельную ионизацию и одноэлектронную динамику валентного электрона в интенсивном инфракрасном (ИК) поле, а сечение фоторекомбинации, связанное с сечением фотоионизации принципом детального равновесия, определяет вклад многоэлектронных эффектов на этапе рекомбинации [12, 13]. Количественные оценки вклада многоэлектронных эффектов в ГВГ могут дать численные расчеты, выполненные в рамках нестационарных методов Хартри – Фока [3, 14–16] и функционала плотности [4, 8, 17, 18], а также R-матрицы [19].

Электронно-корреляционная динамика в сильном

ИК-поле может быть также индуцирована дополнительным взаимодействием ИК-возмущенной системы с аттосекундным импульсом с несущей частотой в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) [20–22]. Например, взаимодействие ВУФ-импульса с атомной системой может приводить к высвобождению электронов из низколежащих оболочек с последующим Оже-распадом атома [23]. Использование аттосекундных импульсов совместно с интенсивным ИК-полем позволяет извлекать из экспериментальных данных беспрецедентно точные значения для времен Оже-распадов, составляющих десятки аттосекунд.

Совместное воздействие интенсивного ИК-поля и аттосекундного ВУФ-импульса на атом приводит к возникновению новых каналов ГВГ. Ранее в работах [11, 24–27] исследованы соответствующие одноэлектронные каналы ГВГ. Теоретическое описание ВУФ-индуцированных каналов основывается на пертурбативном характере взаимодействия аттосекундного импульса с атомной системой (даже для интенсивностей $\sim 10^{16}$ Вт/см², соизмеримых с внутриатомной) на фоне нелинейного воздействия ИК-поля на атомную мишень, которое, например, может быть описано в рамках адиабатической теории [11, 28, 29]. Динамика в одном из таких ВУФ-индуцированных каналов ГВГ может быть описана следующим образом: атомный электрон туннелирует под действием ин-

¹⁾e-mail: vvded@appl.sci-nnov.ru

тенсивного ИК-поля и квазиклассически распространяется в континууме, из которого рекомбинирует в начальное состояние с одновременным поглощением ВУФ-фотона [11, 24, 25]. Интерес к данному каналу вызван рядом обстоятельств. Во-первых, он позволяет получать фотоны с энергией, превосходящей энергию отсечки высокоэнергетического плато в ИК-поле [30] на величину энергии ВУФ-фотона [24, 31]. Во-вторых, данный канал представляет интерес для аттосекундной метрологии [25, 26] и исследования частотно-временной динамики ГВГ в ИК-поле [27].

В данной работе мы показываем, что учет многоэлектронных эффектов может существенно поменять динамику ГВГ в ИК-поле и аттосекундном ВУФ-импульсе. Действительно, рассмотрим ВУФ-импульс, несущая частота которого ω_{XUV} совпадает с разностью энергий электрона в валентной и внутренней оболочках. Интенсивное ИК-поле туннельно ионизирует атомную систему, в результате чего электрон из внешней оболочки переходит в континуум и тем самым порождает вакансию в валентной оболочке. Образовавшаяся вакансия может быть заполнена в результате резонансного ВУФ-индуцируемого перехода электрона из внутренней оболочки, в то время как рекомбинация электрона из ИК-модифицированного континуума может заполнить вакансию во внутренней оболочке (см. рис. 1). Энергия генерируемого фотона в рамках такого двухэлектронного механизма ГВГ совпадает с энергией фотона в одноэлектронном ВУФ-сопровожаемом канале ГВГ [24], однако эффективность ГВГ может быть существенно увеличена за счет попадания ω_{XUV} в резонанс. Для исследования двухэлектронного сценария ГВГ мы рассматриваем атом ксенона (Xe) и используем метод функционала плотности, основанный на численном решении нестационарных уравнений Кона–Шэма (НУКШ) [4]. Результаты расчетов явно демонстрируют, что ВУФ-индуцированная резонансная двухэлектронная динамика приводит к усилению выхода высокоэнергетических гармоник за областью ИК-индуцированного плато в спектре ГВГ. Более того, мы показываем существенную разницу в зависимости одно- и двухэлектронных каналов ГВГ от временной задержки между ИК- и ВУФ-импульсами и длительности ВУФ-импульса. В частности, для короткого аттосекундного импульса одноэлектронный ВУФ-сопровожаемый канал ГВГ наиболее выражен, если время задержки между ИК- и ВУФ-импульсами близко ко времени рекомбинации электрона с соответствующей энергией [25]. Напротив, для двухэлектронного сценария ГВГ время задержки определяет

момент перехода из низколежащей оболочки в валентное состояние, и для эффективной ГВГ достаточно, чтобы до этого момента было произведено высвобождение электрона с валентного уровня за счет действия ИК-поля.

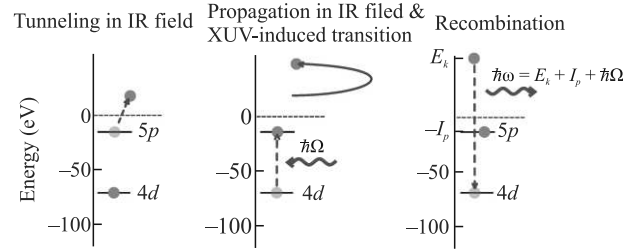


Рис. 1. (Цветной онлайн) Смеха ГВГ с участием двух электронов при резонансном возбуждении внутреннего перехода атома ксенона ВУФ-импульсом. Здесь $h\Omega = E_{5p} - E_{4d}$ – энергия поглощаемого фотона ВУФ-импульса, I_p – потенциал ионизации, E_k – энергия возвращающегося электрона, $h\omega = E_k + I_p + h\Omega$ – энергия излучаемого фотона, h – приведенная постоянная Планка

2. Нестационарные уравнения Кона–Шэма.

Для описания многоэлектронной динамики мы используем НУКШ [32] (в работе используется атомная система единиц, если не указано иного):

$$i \frac{\partial \psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j = 1 \dots N/2, \quad (1a)$$

$$\hat{H} = -\frac{\nabla^2}{2} - \frac{N}{r} + \hat{V}_{ee} + \hat{V}_L, \quad (1b)$$

где $\psi_j(\mathbf{r}, t)$ – нестационарная волновая функция n -ой орбитали Кона–Шэма, $N = 54$ – общее число электронов в атоме Xe, совпадающее с зарядом ядра, $\hat{V}_{ee}$ – потенциал, описывающий электрон-электронное взаимодействие, $\hat{V}_L$ – оператор взаимодействия атомного электрона с ИК- и ВУФ-импульсами. Электрон-электронное взаимодействие представляется в виде суммы потенциала Хартри и обменно-корреляционного потенциала, описываемого в приближении LB94 [33]:

$$\hat{V}_{ee} = V_H + V_{xc}, \quad (2a)$$

$$V_H = \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad \rho(\mathbf{r}, t) = 2 \sum_{n=1}^{N/2} |\psi_n(\mathbf{r}, t)|^2, \quad (2b)$$

$$V_{xc} = V_{LDA} - \frac{2^{1/3} \beta \chi^2(\mathbf{r}, t) \rho^{1/3}(\mathbf{r}, t)}{1 + 2^{1/3} \beta \chi(\mathbf{r}, t) \sinh^{-1}[2^{1/3} \chi(\mathbf{r}, t)]}, \quad (2c)$$

$$\chi(\mathbf{r}, t) = \frac{|\nabla \rho(\mathbf{r}, t)|}{\rho^{4/3}(\mathbf{r}, t)},$$

где V_{LDA} – обменно-корреляционный потенциал в приближении локальной плотности [32], $\beta = 0.05$.

Индекс j нумерует различные орбитали, каждая из которых характеризуется собственным главным квантовым числом (n), угловым моментом (l) и его проекцией (m) на ось квантования в соответствии с электронной конфигурацией атома Хе, $[\text{Kr}]4d^{10}5s^25p^6$, где $[\text{Kr}]$ – электронная конфигурация атома криптона. Начальными условиями для ψ_j являются собственные функции $\psi_j^{(0)}$ гамильтониана в отсутствие поля, которые записываются как $\psi_j^{(0)} = r^{-1}R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)$, где $R_{nl}(r)$ – радиальная часть волновой функции, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферические гармоники, θ и φ – соответственно, полярный и азимутальный углы сферической системы координат. Угол θ отсчитывается от оси z , которая совпадает с направлением электрического поля.

Взаимодействие с полем рассматривается в дипольном приближении в калибровке длины:

$$\hat{V}_L = z\mathcal{F}(t), \quad \mathcal{F}(t) = \mathcal{F}_{\text{IR}}(t) + \mathcal{F}_{\text{XUV}}(t - \tau), \quad (3)$$

$$\mathcal{F}_\alpha(t) = F_\alpha f_\alpha(t) \cos(\omega_\alpha t), \quad \alpha = \{\text{IR}, \text{XUV}\}, \quad (4)$$

где $f_\alpha(t)$, F_α , ω_α – огибающая, пиковая напряженность, несущая частота ИК- и ВУФ-импульсов, τ – время задержки между импульсами ($\tau = 0$ соответствует совпадению максимумов огибающих двух импульсов).

В методе функционала плотности все физически наблюдаемые величины выражаются через электронную плотность $\rho(\mathbf{r}, t)$. Например, дипольное ускорение $a(t)$, которое определяет вероятность генерации гармоники $[R(\omega)]$ на частоте ω ,

$$a(t) = \frac{d^2}{dt^2} \int_{-\infty}^{\infty} z\rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = -N\mathcal{F}(t) - N \int \frac{z}{r^3} \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r},$$

$$R(\omega) = \frac{|a(\omega)|^2}{2\pi c^3}, \quad a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t) e^{i\omega t} dt,$$

где c – скорость света.

Результаты решения НУКШ сравниваются с результатами, даваемыми приближением одного активного электрона, основанным на одноэлектронном нестационарном уравнении Шредингера для волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t)$ во внешнем электрическом поле и стационарном потенциале иона $V_{\text{eff}}(r)$ [34], задаваемом в виде сглаженного кулоновского потенциала [35]

$$V_{\text{eff}}(r) = -\frac{1}{r} \left[\tanh\left(\frac{r}{a}\right) + \frac{r}{b} \text{sech}^2\left(\frac{r}{a}\right) \right]. \quad (5)$$

В качестве начального состояния мы используем состояние $2p_0$, представляемое в виде $\psi(\mathbf{r}, 0) = R_{2p}(r)Y_{10}(\theta, \varphi)$. Такой выбор потенциала и начального состояния позволяет избежать численных арте-

фактов, связанных с использованием в качестве начального состояния уровня $5p_0$, для которого возникают нефизические переходы в свободный нижележащий уровень $4d_0$ при взаимодействии с внешним электрическим полем с резонансной частотой. Нами использовались значения констант $a = 0.564$, $b = 12$, для которых энергия состояния $2p_0$ в потенциале (5) равняется по модулю потенциалу ионизации атома Хе. При этом нижележащее состояние $1s$ расположено на 97.3 эВ ниже уровня $2p_0$, что много больше рассматриваемых нами энергий квантов ВУФ-импульсов. Энергии первых трех возбужденных состояний $3s$, $3p$, $3d$ равны, соответственно, -2.33 эВ, -2.59 эВ, -1.52 эВ, в то время как в многоэлектронной системе, описываемой методом функционала плотности, энергии трех нижних стационарных незанятых состояний $5d$, $6s$, $6p$ равны, соответственно, -2.33 эВ, -3.9 эВ, -2.22 эВ. Отметим, что структура уровней высокоэнергетических состояний мало влияет на формирование спектра ГВГ, который хорошо описывается в рамках факторизации на лазерный фактор и сечение фоторекомбинации [9–11]. На рисунке 2 представлена радиальная часть $R_{2p}(r)$ волновой функции в начальном состоянии для одноэлектронной модели, а также найденные на основе метода функционала плотности радиальные части $R_{nl}(r)$ внешней орбитали $5p_0$ атома Хе и участвующей в обсуждаемом двухэлектронном механизме ГВГ орбитали $4d_0$. Дипольное ускорение выражается через волновую функцию как [8, 35, 36]

$$a(t) = -\mathcal{F}(t) - \int |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \frac{\partial V_{\text{eff}}}{\partial z} d\mathbf{r}. \quad (6)$$

3. Численные результаты и их обсуждение.

Численный анализ системы уравнений (1) был выполнен для атома Хе, взаимодействующего с ИК-полем и аттосекундным ВУФ-импульсом (см. соотношение (3)). ИК поле задавалось в виде импульса с несущей частотой $\omega_{\text{IR}} = 1$ эВ ($\lambda_{\text{IR}} = 1.2$ мкм), огибающей $f_{\text{IR}}(t) = \cos^2(\pi t / \mathcal{T}_{\text{IR}})$ (для $t \in (-\mathcal{T}_{\text{IR}}/2, \mathcal{T}_{\text{IR}}/2)$), где $\mathcal{T}_{\text{IR}} = 20.7$ фс (5 полных периодов ИК поля) – длительность ИК-импульса, и пиковой интенсивностью $I_{\text{IR}} = 2 \times 10^{14}$ Вт/см². Огибающая аттосекундного импульса была параметризована гауссовой функцией $f_{\text{XUV}}(t) = \exp[-2 \ln(2)t^2 / \mathcal{T}_{\text{XUV}}^2]$, где $\mathcal{T}_{\text{XUV}}$ – полная длительность по уровню интенсивности 1/2. Во всех расчетах, представленных на рис. 3 и 4, пиковая интенсивность ВУФ-импульса равна 5×10^{13} Вт/см², кроме рис. 3с, на котором рассмотрена также интенсивность 5×10^{12} Вт/см². Численный метод решения системы НУКШ (1) описан в работе [4]. Численные результаты для энергий свя-

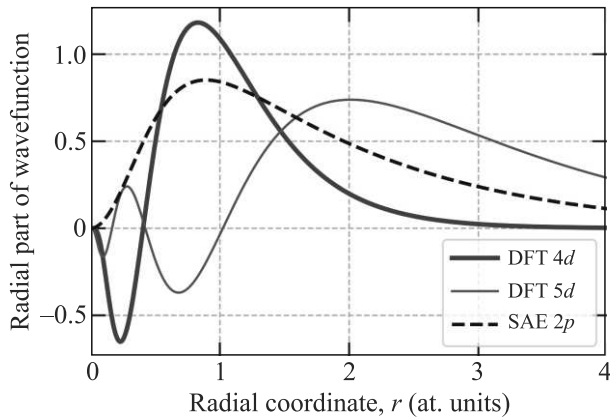


Рис. 2. (Цветной онлайн) Радиальные части $R_{nl}(r)$ волновых функций стационарных орбиталей $4d$ (толстая синяя линия) и $5p$ (тонкая красная) при использовании метода функционала плотности, а также радиальная часть R_{2p} начального $2p$ -состояния в приближении одного активного электрона (черная штриховая линия)

зи орбиталей Кона–Шэма в отсутствие лазерных полей (см. табл. 1 в [4]) хорошо согласуются с экспериментальными данными, которые указывают возможность дипольного (резонансного) перехода между $5p$ и $4d$ оболочками на частоте $\Omega = E_{5p} - E_{4d} \approx 57.2$ эВ (см. рис. 1). Поэтому в обсуждаемых ниже численных расчетах несущая частота аттосекундного импульса изменялась в пределах 50–60 эВ.

На рисунке 3 представлены спектры ГВГ для разных несущих частот аттосекундного импульса. Резкий пик в области ИК-индуцированного плато связан с рэлеевским рассеянием аттоимпульса на атомной мишени, и, соответственно, его положение определяется несущей частотой ВУФ-импульса [37]. Спектр ГВГ содержит две платообразные структуры. Первое плато формируется в результате хорошо известного трехшагового механизма, реализуемого в интенсивном ИК-поле [1–4, 30, 38] (см. пунктирные линии на рис. 3), а второе, дополнительное, плато формируется в результате взаимодействия аттосекундного импульса с ИК-возмущенной системой (см. толстые непрерывные линии на рис. 3). В зависимости от параметров основной канал формирования дополнительного плато может определяться как одно-, так и двухэлектронной динамикой. Действительно, аттоимпульс с несущей частотой $\omega_{XUV} = 50$ эВ и длительностью 0.6 фс (частотная ширина импульса ≈ 7 эВ) не может возбудить резонанс между $5p$ и $4d$ оболочками, и в этом случае реализуется одноэлектронный трехшаговый механизм, состоящий в ИК-туннелировании валентного электрона из $5p$ оболочки, его распространении в ИК-модифицированном

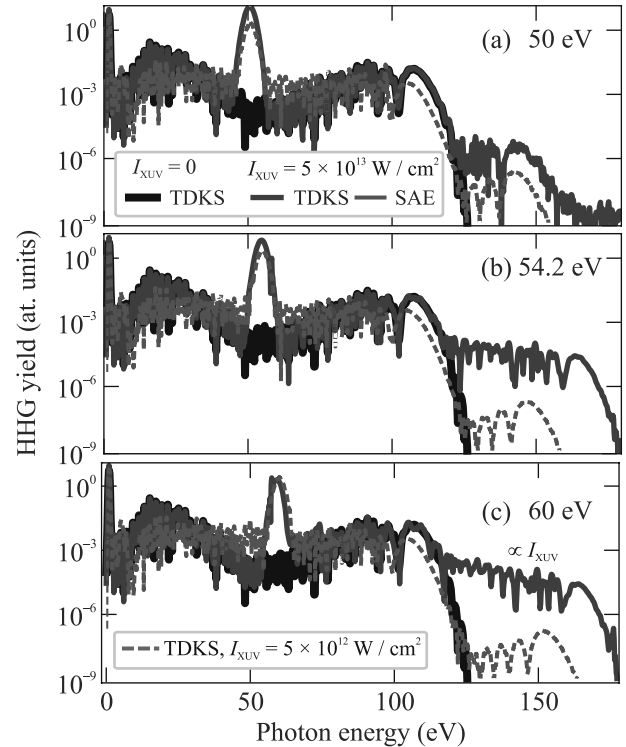


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ГВГ атомом ксенона, взаимодействующим с ИК-полем и аттосекундным импульсом с различными частотами $\omega_{XUV} = 50$ эВ (a); $\omega_{XUV} = 54.2$ эВ (b); $\omega_{XUV} = 60$ эВ (c). Длительность аттосекундного импульса $T_{XUV} = 0.6$ фс, временная задержка между ИК- и ВУФ-импульсами $\tau = -1.2$ фс, пиковая интенсивность ИК-импульса $I_{IR} = 2 \times 10^{14}$ Вт/см². Толстые черные линии и толстые синие линии – решение НУКШ для интенсивности ВУФ-импульса $I_{XUV} = 0$ и 5×10^{13} Вт/см², соответственно, тонкие красные пунктирные линии – расчет в приближении одного активного электрона для $I_{XUV} = 5 \times 10^{13}$ Вт/см². Штриховая бирюзовая линия на панели (c) – решение НУКШ для $I_{XUV} = 5 \times 10^{12}$ Вт/см²

континууме и последующей ВУФ-сопровожаемой рекомбинацией в $5p$ оболочку [24, 25]. Для нерезонансного случая (см. рис. 3a) решение НУКШ и одноэлектронные расчеты качественно согласуются между собой. Напротив, для ВУФ-импульсов с несущими частотами $\omega_{XUV} = 54.2$ эВ и $\omega_{XUV} = 60$ эВ спектральной ширины импульса достаточно, чтобы возбудить $5p$ – $4d$ резонанс, что приводит к возникновению новых эффектов в области ВУФ-индуцированного плато, состоящих в значительном удлинении плато и усилении выхода гармоник на 1–2 порядка по сравнению с нерезонансным случаем (см. рис. 2b и c). Отметим, что спектральная интенсивность в рассматриваемом диапазоне частот линейно зависит от интенсивности ВУФ-импульса, что можно видеть на рис. 3c:

уменьшение интенсивности ВУФ-импульса на порядок приводит к такому же уменьшению выхода гармоник.

Для более подробного исследования указанных выше особенностей рассмотрим зависимость спектральной интенсивности на дополнительном ВУФ-индуцированном плато от длительности ВУФ-импульса, несущая частота которого отстроена от $5p-4d$ резонанса. Для относительно длинных ВУФ-импульсов отстройка от резонанса позволяет реализовать только одноэлектронный сценарий, однако с уменьшением длительности, благодаря спектральному уширению импульса, $5p-4d$ резонанс может быть возбужден. На рисунке 4 представлены частотно-временные спектрограммы дипольного ускорения атома (панели (а), (с), (е)) и соответствующие спектры ГВГ (панели (b), (d), (f)) при фиксированной частоте ВУФ-импульса $\omega_{XUV} = 50$ эВ и различных его длительностях от 0.2 до 0.6 фс. О возбуждении резонанса можно судить по наличию характерной горизонтальной полосы на спектрограмме вблизи энергии резонанса (см. рис. 4е), говорящей о формировании в волновой функции, соответствующей начальному $4d_0$ состоянию, суперпозиции из $5p_0$ и $4d_0$ состояний.

Как следует из рис 4а, резонансный переход $5p \rightarrow 4d$ не возбуждается для $\omega_{XUV} = 50$ эВ и $\mathcal{T}_{XUV} = 0.6$ фс, и ГВГ за отсечкой основного плато определяется одноэлектронной динамикой. В частности, максимальная генерируемая частота в данном канале определяется известным соотношением [25]:

$$E_c^{(XUV)} = \mathcal{E}_{IR}(t_i, t_f = \tau) + \omega_{XUV}, \quad (7)$$

$$\mathcal{E}_{IR}(t_i, t_f) = |E_0| + \frac{1}{2} [A_{IR}(t_i) - A_{IR}(t_f)]^2, \quad (8)$$

где $\mathcal{E}_{IR}(t_i, t_f)$ – кинетическая энергия фотозлектрона, рекомбинирующего в момент времени t_f , и возникшего благодаря туннелированию с валентного $5p_0$ уровня с энергией связи E_0 в момент времени t_i , определяемый соотношением

$$A_{IR}(t_i) = \frac{1}{t_f - t_i} \int_{t_i}^{t_f} A_{IR}(\xi) d\xi, \quad (9)$$

где $A_{IR}(t)$ – проекция векторного потенциала ИК-поля на ось z . Для $\mathcal{T}_{XUV} = 0.4$ фс доминирующим все еще остается одноэлектронный канал ГВГ, однако наблюдается формирование плато, связанного с резонансным двухэлектронным каналом (см. рис. 4d). Это выражается в появлении в спектре ГВГ компонент с частотами 160–170 эВ, которые выше $E_c^{(XUV)}$. При $\mathcal{T}_{XUV} = 0.2$ фс (см. рис. 4е, f) сформировано ровное дополнительное плато на частотах 120–160 эВ, на

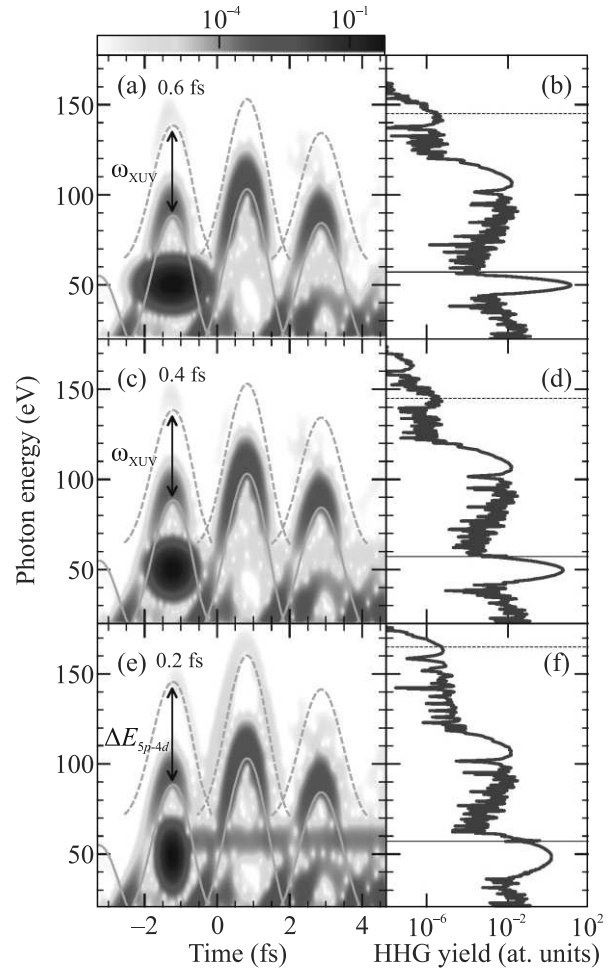


Рис. 4. (Цветной онлайн) Частотно-временные спектрограммы ГВГ для ВУФ-импульса с интенсивностью 5×10^{13} Вт/см² и несущей частотой $\omega_{XUV} = 50$ эВ и тремя длительностями 0.6 фс (а), 0.4 фс (с) и 0.2 фс (е), и соответствующие спектры ГВГ (b), (d) и (f). Остальные параметры такие же, как на рис. 3. Тонкие серые непрерывные линии – зависимость набранной энергии свободного электрона в ИК-поле от времени возврата (см. уравнение (8)), тонкие серые штриховые линии – то же, что и тонкие непрерывные линии, но сдвинутые на несущую частоту ВУФ-фотона (а), (с) и на энергию резонанса Ω (е). Горизонтальная непрерывная линия показывает положение $5p-4d$ резонанса, пунктирная штриховая линия – положение энергии отсечки на ВУФ-индуцированном плато

котором пик от одноэлектронного канала ГВГ уже не проявляется.

Двухэлектронный механизм формирования ВУФ-индуцированного плато реализуется при одновременном выполнении двух условий: (а) спектр ВУФ-импульса должен охватывать резонансную частоту и иметь интенсивность, достаточную

для возбуждения резонанса и создания суперпозиции между резонирующими состояниями, (б) наличие в момент прихода ВУФ-импульса вакансии в $5p$ -оболочке, образуемой в результате ИК-туннелирования электрона из атомной системы. Указанные условия выполняются для аттоимпульса с рассматриваемой задержкой и длительностью $T_{\text{XUV}} = 0.2$ фс. В рамках двухэлектронной динамики (см. выше описание рис. 1) электрон, находящийся в ИК-модифицированном континууме, может рекомбинировать в любые моменты времени, следующие за резонансным переходом. По этой причине протяженность ВУФ-индуцированного плато в резонансном случае определяется максимальной энергией электрона в ИК-поле:

$$E_c^{(\text{XUV})} = \max(\mathcal{E}_{\text{IR}}(t_i, t_f)) + \Omega \quad (10)$$

и не зависит от времени задержки между ИК- и ВУФ-импульсами.

Необходимо отметить, что атом Хе, рассматриваемый в данной работе, имеет особенность, связанную с наличием гигантского резонанса в переходе из $4d$ состояния в f -состояние континуума. Благодаря электрон-электронному взаимодействию это приводит к увеличению сечения рекомбинации фотоэлектрона во внешнюю $5p_0$ орбиталь и значительному росту эффективности ГВГ вблизи 100 эВ. Наличие гигантского усиления вблизи 100 эВ хорошо видно также на представленных на рис. 3 и 4 спектрах ГВГ. Однако, из-за большой ширины гигантского резонанса, усиленными также оказываются и обсуждаемые в данной работе каналы ГВГ за краем отсечки основного плато: как в случае двухэлектронного, так и одноэлектронного сценария ГВГ излучательная рекомбинация усилена благодаря наличию гигантского резонанса $4d$ -подоболочки.

4. Заключение. На основе численного решения нестационарных уравнений Кона–Шэма показано, что формирование ВУФ-индуцированного высокоэнергетического плато в спектре ГВГ ИК-возмущенного атома возможно в результате действия как одноэлектронного [24, 25], так и двухэлектронного механизмов. Двухэлектронный механизм состоит в туннелировании валентного электрона в ИК-поле, переходе второго электрона из более глубокой оболочки в валентную под действием резонансного ВУФ-импульса и распространении высвободившегося электрона в континууме с последующей рекомбинацией в вакансию в низколежащем состоянии. Показано, что в этом случае в отличие от одноэлектронного сценария протяженность ВУФ-индуцируемого плато определяется макси-

мальной набранной энергией электрона в ИК-поле и не зависит от времени задержки между ИК- и ВУФ-импульсами. При этом выход гармоник на ВУФ-индуцированном плато на 1–2 порядка выше, чем в результате действия одноэлектронного механизма, что значительно облегчает его регистрацию в условиях малой интенсивности ВУФ-импульса. Использование ксенона обладает преимуществом над другими инертными газами, связанным с наличием гигантского резонанса в матричном элементе перехода из континуума в $4d$ оболочку вблизи 100 эВ, что дополнительно усиливает выход гармоник на ВУФ-индуцированном плато.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 20-11-20289).

Конфликт интересов. Конфликт интересов отсутствует.

1. M. V. Frolov, N. L. Manakov, T. S. Sarantseva, M. Y. Emelin, M. Y. Ryabikin, and A. F. Starace, *Phys. Rev. Lett.* **102**(24), 243901 (2009).
2. A. D. Shiner, B. E. Schmidt, C. Trallero-Herrero, H. J. Wörner, S. Patchkovskii, P. B. Corkum, J.-C. Kieffer, F. Légaré, and D. M. Villeneuve, *Nat. Phys.* **7**, 464 (2011).
3. S. Pabst and R. Santra, *Phys. Rev. Lett.* **111**(23), 233005 (2013).
4. A. A. Romanov, A. A. Silaev, T. S. Sarantseva, M. V. Frolov, and N. V. Vvedenskii, *New J. Phys.* **23**, 043014 (2021).
5. P. A. Ганеев, *УФН* **179**(1), 65 (2009).
6. M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **82**(2), 023424 (2010).
7. I. S. Wahyutama, T. Sato, and K. L. Ishikawa, *Phys. Rev. A* **99**(6), 063420 (2019).
8. A. A. Romanov, A. A. Silaev, M. V. Frolov, and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. A* **101**(1), 013435 (2020).
9. T. Morishita, A.-T. Le, Z. Chen, and C. D. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **100**(1), 013903 (2008).
10. Т. С. Саранцева, М. В. Фролов, Н. В. Введенский, *Письма в ЖЭТФ* **106**(3), 145 (2017).
11. A. V. Flegel, N. L. Manakov, I. V. Breev, and M. V. Frolov, *Phys. Rev. A* **104**(3), 033109 (2021).
12. М. Я. Амусья, *Атомный фотоэффект*, Наука, М. (1987).
13. A. F. Starace, *Theory of atomic photoionization*, Springer-Verlag, Berlin (1982), p. 1.
14. J. Caillat, J. Zanghellini, M. Kitzler, O. Koch, W. Kreuzer, and A. Scrinzi, *Phys. Rev. A* **71**(1), 012712 (2005).

15. L. Greenman, P.J. Ho, S. Pabst, E. Kamarchik, D. Mazziotti, and R. Santra, *Phys. Rev. A* **82**(2), 023406 (2010).
16. T. Sato and K. L. Ishikawa, *Phys. Rev. A* **88**(2), 023402 (2013).
17. D. A. Telnov and S.-I. Chu, *Phys. Rev. A* **80**(4), 043412 (2009).
18. D. A. Telnov, K. E. Sosnova, E. Rozenbaum, and S.-I. Chu, *Phys. Rev. A* **87**(5), 053406 (2013).
19. A. Brown and H. Van Der Hart, *Phys. Rev. Lett.* **117**(9), 093201 (2016).
20. M. Uiberacker, T. Uphues, M. Schultze et al. (Collaboration), *Nature* **446**, 627 (2007).
21. R. Pazourek, J. Feist, S. Nagele, and J. Burgdörfer, *Phys. Rev. Lett.* **108**(16), 163001 (2012).
22. M. Ossianer, F. Siegrist, V. Shirvanyan, R. Pazourek, A. Sommer, T. Latka, A. Guggenmos, S. Nagele, J. Feist, J. Burgdörfer, R. Kienberger, and M. Schultze, *Nat. Phys.* **13**, 280 (2016).
23. M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, *Nature* **419**, 803 (2002).
24. T. S. Sarantseva, M. V. Frolov, N. L. Manakov, A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **98**(6), 063433 (2018).
25. T. S. Sarantseva, M. V. Frolov, N. L. Manakov, A. A. Silaev, A. A. Romanov, N. V. Vvedenskii, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **101**(1), 013402 (2020).
26. T. S. Sarantseva, A. A. Romanov, A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii, and M. V. Frolov, *Opt. Express* **29**(23), 38298 (2021).
27. T. S. Sarantseva, A. A. Silaev, A. A. Romanov, N. V. Vvedenskii, and M. V. Frolov, *Opt. Express* **29**(2), 1428 (2021).
28. Y. Okajima, O. I. Tolstikhin, and T. Morishita, *Phys. Rev. A* **85**(6), 063406 (2012).
29. O. I. Tolstikhin and T. Morishita, *Phys. Rev. A* **86**(4), 043417 (2012).
30. P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**(13), 1994 (1993).
31. A. Fleischer, *Phys. Rev. A* **78**(5), 053413 (2008).
32. C. A. Ullrich, *Time-dependent density-functional theory: concepts and applications*, Oxford University Press, Oxford (2012).
33. R. van Leeuwen and E. J. Baerends, *Phys. Rev. A* **49**(4), 2421 (1994).
34. H. G. Muller, *Phys. Rev. A* **60**(2), 1341 (1999).
35. A. A. Silaev, A. A. Romanov, M. V. Silaeva, and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. A* **108**(1), 013118 (2023).
36. А. А. Силаев, В. А. Костин, И. Д. Ларюшин, Н. В. Введенский, *Письма в ЖЭТФ* **107**(3), 160 (2018).
37. A. A. Romanov, A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii, A. V. Flegel, and M. V. Frolov, *Opt. Lett.* **47**(47), 3147 (2022).
38. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, Ф. В. Потемкин, *Письма в ЖЭТФ* **118**(4), 270 (2023).