

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

А. А. Романов<sup>ID+\*</sup>, А. А. Силаев<sup>ID+</sup>, Н. В. Введенский<sup>ID+\*1)</sup>, М. В. Фролов<sup>ID\*\*×</sup>

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

<sup>\*</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>×</sup>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 поляризаационному 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/см<sup>2</sup>, 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-

<sup>1)</sup>e-mail: vved@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  $\omega_{XUV}$  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  $\omega_{XUV}$  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 область 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 оболочка в валентное состояние, и для эффективной ГВГ достаточно, чтобы до этого момента было произведено высвобождение электрона с валентного уровня за счет действия ИК-поля.

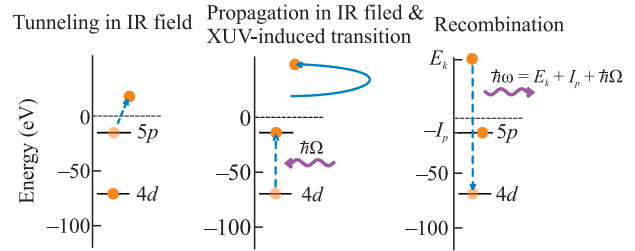


Рис. 1. (Цветной онлайн) Смеха ГВГ с участием двух электронов при резонансном возбуждении внутреннего перехода атома ксенона ВУФ-импульсом. Здесь  $\hbar\Omega = E_{5p} - E_{4d}$  - энергия поглощаемого фотона ВУФ-импульса,  $I_p$  - потенциал ионизации,  $E_k$  - энергия возвращающегося электрона, 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

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

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

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

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

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  $\psi_j$  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,  $\theta$  и  $\varphi$  – соответственно, полярный и азимутальный углы сферической системы координат. Угол  $\theta$  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  $f_\alpha(t)$ ,  $F_\alpha$ ,  $\omega_\alpha$  – огибающая, пиковая напряженность, несущая частота ИК- и ВУФ-импульсов,  $\tau$  – время задержки между импульсами ( $\tau = 0$  соответствует совпадению максимумов огибающих двух импульсов).

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

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

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

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/см<sup>2</sup>. 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  $5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, кроме рис. 3с, на котором рассмотрена также интенсивность  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Численный метод решения системы НУКШ (1) описан в работе [4]. Численные результаты для энергий свя-

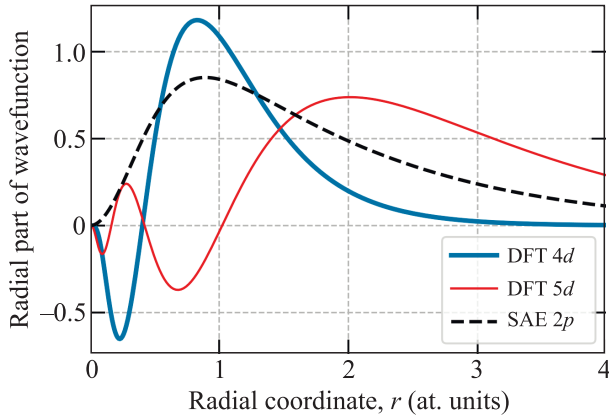


Рис. 2. (Цветной онлайн) Радиальные части  $R_{nl}(r)$  волновых функций стационарных орбиталей  $4d$  (толстая синяя линия) и  $5p$  (тонкая красная) при использовании метода функционала плотности, а также радиальная часть  $R_{2p}$  начального  $2p$ -состояния в приближении одного активного электрона (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  $\approx 7$  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

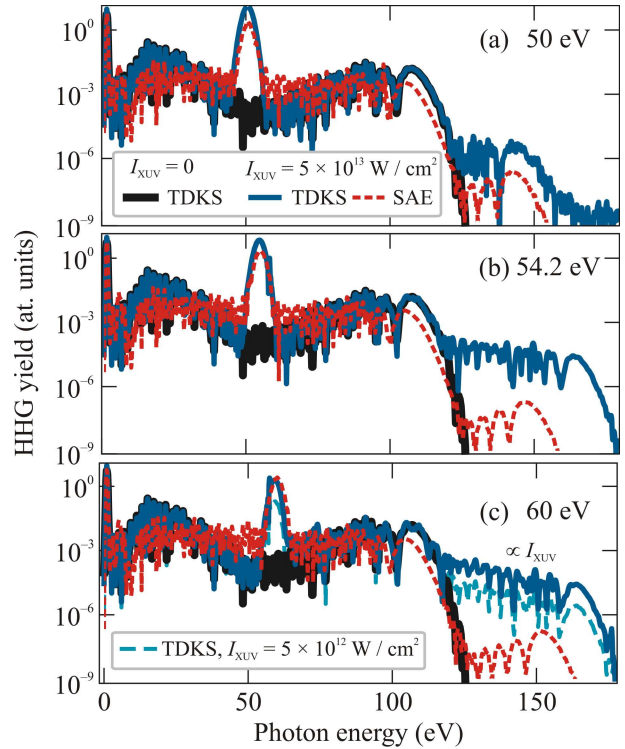


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ГВГ атомом ксенона, взаимодействующим с ИК-полем и аттосекундным импульсом с различными частотами  $\omega_{XUV} = 50$  эВ (a);  $\omega_{XUV} = 54.2$  эВ (b);  $\omega_{XUV} = 60$  эВ (c). Длительность аттосекундного импульса  $\mathcal{T}_{XUV} = 0.6$  фс, временная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

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 фотоэлектрона, 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

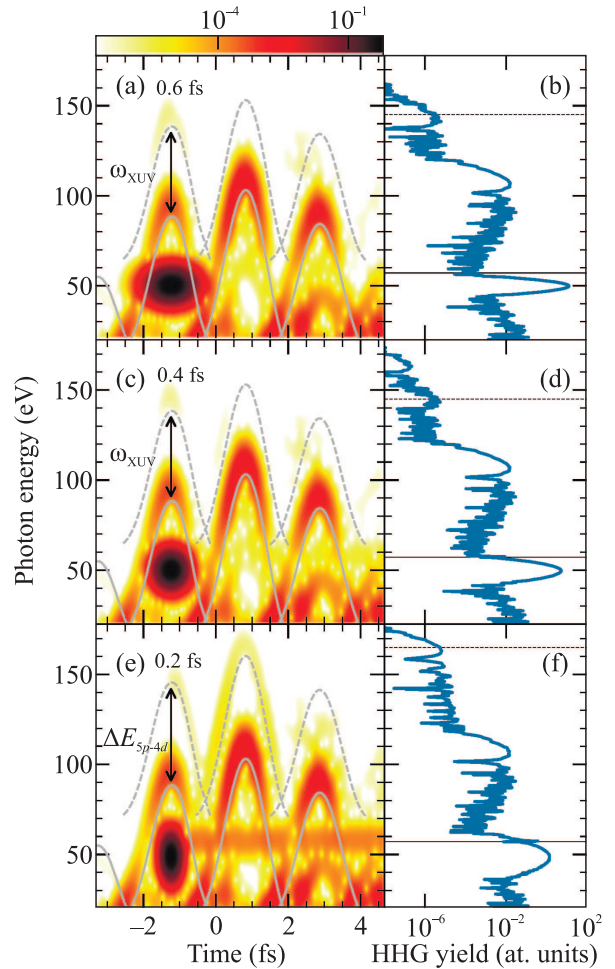


Рис. 4. (Цветной онлайн) Частотно-временные спектрограммы ГВГ для ВУФ-импульса с интенсивностью  $5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и несущей частотой  $\omega_{XUV} = 50$  эВ и тремя длительностями 0.6 фс (а), 0.4 фс (с) и 0.2 фс (е), и соответствующие спектры ГВГ (b), (d) и (f). Остальные параметры 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  $\Omega$  (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  $\mathcal{T}_{XUV} = 0.2$  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:

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

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. Ossiander, 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. А. А. Романов, А. А. Силаев, 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).