Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 9, с. 563 – 571 © 2025 г. 10 ноября

Широкополосное преобразование рентгеновского спектра гармоник высокого порядка в синтезированном лазерном поле интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов в газе

Б. В. Румянцев[1)], *А. В. Пушкин, П. А. Шулындин, Е. А. Мигаль, Ф. В. Потёмкин*[1)]

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 сентября 2025 г.
После переработки 30 сентября 2025 г.
Принята к публикации 1 октября 2025 г.

В работе экспериментально показана возможность управления спектром гармоник высокого порядка в диапазоне 50–200 эВ при воздействии пары интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего (1.24 мкм) и среднего (4.5 мкм) ИК диапазонов. Установлено, что в условиях достижения пиковой интенсивности коротковолнового импульса на уровне 10^{14} Вт/см^2 повышение интенсивности длинноволнового излучения с $\sim 10^9$ Вт/см^2 до $\sim 10^{12}$ Вт/см^2 приводит к переходу от дискретного спектра, содержащего суммарные и разностные частоты, к квазинепрерывному уширенному спектру, что объясняется изменением режима воздействия поля среднего ИК диапазона на динамику генерирующего электрона. Полученные результаты демонстрируют перспективы генерации излучения с широким квазинепрерывным спектром вплоть до мягкого рентгеновского диапазона при генерации гармоник высокого порядка синтезированным лазерным полем.

DOI: 10.31857/S0370274X25110078

1. Введение. Исследования нелинейных процессов и генерации гармоник высокого порядка, как проявления эффектов взаимодействия сильного поля с веществом, насчитывают в МГУ более чем полувековую историю [1–4]. За это время отечественными учеными были исследованы нелинейно-оптические методы преобразования длины волны лазерных источников в коротковолновую область спектра, опирающиеся на процессы генерации гармоник как низкого [5–9], так и высокого порядков [10–20].

В настоящее время исследования в области генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) направлены на расширение спектра в сторону бóльших энергий фотонов для проведения когерентной рентгеновской визуализации [21], генерацию непрерывного спектра для нужд время-разрешенной XAFS-спектроскопии [22], повышение интенсивности генерируемого излучения, а также генерацию аттосекундных импульсов [12, 23], пригодных для исследования аттосекундной динамики атомарных и молекулярных систем.

Управление спектром гармоник может быть осуществлено путем изменения параметров генерирующего лазерного импульса. Так, расширение спектра гармоник и переход к квазинепрерывному спектру может быть осуществлен за счет сокращения длительности генерирующего импульса [24]. Однако подобный подход требует реализации схем нелинейно-оптической компрессии, а при использовании предельно коротких лазерных импульсов длительностью в несколько циклов поля – контроля фазы несущей относительно огибающей, что существенно усложняет схему генерации. Альтернативным вариантом получения широкого квазинепрерывного спектра является использование для генерации длинноволнового лазерного излучения, однако повышение длины волны сопровождается существенным - как $\propto \lambda^{-6}$ [25] уменьшением эффективности преобразования. Для преодоления указанных трудностей может быть задействован подход, основанный на использовании для генерации синтезированного лазерного поля, состоящего из комбинации лазерных импульсов с различными длинами волн, что позволяет изменить временную форму воздействующего поля с целью оптимизации процесса движения и ускорения электрона в лазерном поле. Бóльшая часть исследований в этой области имеет теоретический характер [26–30], что связано с трудностью проведения экспериментальных исследований с использованием син-

[1)]e-mail: rumjancev.bv15@physics.msu.ru; potemkin@physics.msu.ru

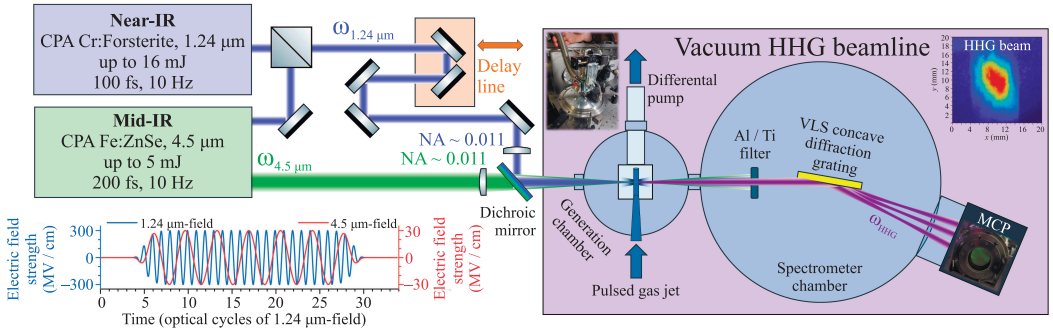

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. В качестве источника излучения на длине волны 1.24 мкм использовалась система на кристалле Cr:Forsterite, на длине волны 4.5 мкм – система на кристалле Fe:ZnSe. На схеме обозначены: “Delay line” – линия оптической задержки; “NA = 0.011” – числовые апертуры фокусировок; “Vacuum HHG beamline” – вакуумный тракт генерации и регистрации излучения гармоник; “Dichroic mirror” – дихроичное зеркало; “Generation chamber” – камера генерации; “Pulsed gas jet” – импульсная струя газа; “Differential pump” – дифференциальная откачка; “Al/Ti filter” – сменные фильтры; “Spectrometer chamber” – вакуумная камера спектрометра; “VLS concave diffraction grating” – вогнутая дифракционная решетка с переменной плотностью штрихов; “MCP” – микроканальная пластина (МКП); “HHG beam” – измеренное поперечное распределение интенсивности пучка гармоник. На вставке слева приведены временные формы 1.24 мкм- и 4.5 мкм-полей, использованные в расчетах

хронизированных лазерных источников, генерирующих излучение на различных длинах волн. Немногочисленные экспериментальные исследования в данной области [31–33] были сфокусированы на использовании излучения титан-сапфировых лазерных систем (длина волны 0.8 мкм) в совокупности с излучением ближнего ИК диапазона (1–2 мкм), получаемого в результате оптического параметрического усиления, что при использовании многоцикльных импульсов (30 фс) позволяло получить спектр с энергиями фотонов лишь до уровня 70 эВ. Получение спектра с энергиями фотонов в диапазоне 100–150 эВ с использованием излучения ближнего ИК диапазона требовало использования сверхкоротких импульсов с длительностью в несколько оптических циклов поля [34].

В данной работе экспериментально показана возможность формирования квазинепрерывного уширенного спектра гармоник высокого порядка вплоть до 200 эВ при генерации с использованием синтезированного фемтосекундного лазерного поля, состоящего из интенсивных импульсов среднего (4.5 мкм, 200 фс) и ближнего ИК-диапазона (1.24 мкм, 100 фс). В рамках анализа экспериментальных результатов установлены физические механизмы влияния добавочного длинноволнового поля на вид спектра гармоник. Стоит отметить, что генерируемое излучение гармоник подходит для время-разрешенной спектроскопии молекулы SF_6 вблизи края поглощения L-оболочки атома серы ($\sim$ 160–170 эВ, [22]), которая может быть использована для диагностики диссоциации SF_6 при производстве “черного” кремния [35]. Дальнейшее расширение генерируемого спектра может быть достигнуто за счет сокращения длительности генерирующего лазерного излучения и увеличения пиковой интенсивности длинноволнового поля, что обеспечит основу для время-разрешенной спектроскопии в мягком рентгеновском диапазоне вблизи края поглощения K-оболочек различных химических элементов, в том числе в окне прозрачности воды (4.4–2.34 нм).

2. Экспериментальная установка и теоретические методы. Экспериментальная схема показана на рис. 1. Основным источником в установке является фемтосекундная лазерная система на кристалле хром-форстерита, которая позволяет получать лазерные импульсы с энергией до 16 мДж, длительностью 100 фс на длине волны 1.24 мкм с частотой повторения 10 Гц [36]. На выходе из системы лазерный пучок разделялся на два канала с помощью светоделителя. Первый канал использовался для получения затравочного излучения с длиной волны 4.5 мкм на основе эффекта оптического параметрического усиления. Полученный импульс направлялся в стретчер и затем в многопроходной усилитель на кристалле Fe:ZnSe, который позволял получить импульсы с энергией до 5 мДж с длительностью $\sim$ 200 фс после компрессора [37, 38]. Импульс во втором канале с энергией 3 мДж фокусировался в импульсную газовую струю длиной 4 мм линзой с фокусным расстоянием 300 мм (NA = 0.011) для генерации гармоник. Для генерации использовались аргон (Ar) и гелий (He). Для эффективной откачки газа использовалась отдельно откачиваемая вакуумная камера с малым объемом, расположенная внутри основной вакуум-

ной камеры генерации. Давление газа, подаваемого на газовую струю, поддерживалось на уровне 2 бар при использовании Ar и 7.5 бар при использовании He, что обеспечивает максимальную эффективность генерации [39]. Импульс среднего ИК-диапазона фокусировался отдельной линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 300 мм ($NA = 0.011$). Импульсы ближнего и среднего ИК диапазонов фокусировались на мишень в коллинеарной геометрии с использованием дихроичного зеркала. Излучение как ближнего, так и среднего ИК диапазона имело линейную поляризацию, ориентированную в одном направлении. Излучение гармоник, генерируемое в газовой струе, поступало в камеру регистрации, представляющую собой самодельный вакуумный спектрометр экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. 1.24 мкм- и 4.5 мкм-импульсы блокировались с помощью тонкопленочных фильтров из Ti или Al. Спектрометр был откалиброван по крайней энергии фотона в спектре пропускания Al-фильтра, близкой к 72 эВ. Для регистрации спектра использовалась вогнутая дифракционная решетка с переменным расстоянием между штрихами, рассчитанная на спектральный диапазон $\sim$5–25 нм ($\sim$ 50–250 эВ). Спектр гармоник высокого порядка измерялся с помощью микроканальной пластины (МКП), соединенной с люминофорным экраном, изображение с которого регистрировалось с помощью ПЗС-камеры. Экспериментальные спектры были получены путем усреднения по 600–1000 снимкам. Спектральное разрешение системы составляет $\lambda/\delta\lambda \approx 530$ и 100 в области около 50 и 250 эВ соответственно, что обеспечивает разрешение ≈ 0.2 эВ в окрестности 70 эВ.

Для расчета спектра гармоник использовалось приближение сильного поля [40] для одномерного нестационарного уравнения Шредингера. В расчете использовался матричный элемент дипольного момента, получаемый в приближении гауссовой волновой функции основного состояния [40]. Генерирующее излучение задавалось как сумма двух линейно поляризованных полей с супер-гауссовой временной огибающей (рис. 1). Использование такой временной формы позволяло сократить время расчетов за счет учета вклада лишь наиболее интенсивных полуциклов поля, которые ответственны за генерацию гармоник у края плато, измеренных в эксперименте. Истощение основного состояния не учитывалось, поскольку, как показали оценки на основе формализма Л. В. Келдыша [41], а также численного решения нестационарного уравнения Шредингера, степень ионизации составляет меньше 1 % к концу импульса. При расчете дипольного момента интегрирование осуществлялось по двум циклам 1.24 мкм-поля. Спектр гармоник рассчитывался как квадрат модуля Фурье-преобразования от второй производной по времени от дипольного момента. Для объяснения наблюдаемаемого в эксперименте расширения спектра использовалась трехступенчатая модель [42], совмещенная с расчетом вероятности ионизации в формализме Л. В. Келдыша [41] и расчетом вероятности рекомбинации как вероятности нахождения электрона в точке расположения атома при квантово-механическом рассмотрении движения электрона.

3. Результаты и обсуждение. Основным параметром, определяющим влияние добавочного длинноволнового излучения на процесс генерации гармоник синтезированным лазерным полем, является его относительная пиковая напряженность, определяемая как $\alpha = E_{\mathrm{long}}^{\mathrm{peak}}/E_{\mathrm{short}}^{\mathrm{peak}}$, где $E_{\mathrm{long}}^{\mathrm{peak}}$ и $E_{\mathrm{short}}^{\mathrm{peak}}$ – пиковые напряженности длинноволнового и коротковолнового полей, соответственно. На основе данного параметра можно провести классификацию режимов воздействия длинноволнового поля. Так, отношение напряженностей полей $\alpha \ll 1$ определяет слабо возмущающее относительно основного излучения добавочное длинноволновое поле, $\alpha \lesssim 1$ – сильно возмущающее относительно основного излучения добавочное длинноволновое поле. Следует подчеркнуть, что термины “слабо” и “сильно возмущающее” поле используются здесь для характеризации воздействия длинноволнового поля относительно влияния основного генерирующего коротковолнового поля. А именно, длинноволновое поле считается слабо возмущающим ($\alpha \ll 1$), если оно незначительно изменяет динамику электрона относительно режима генерации гармоник одноцветным коротковолновым излучением в отсутствие данного поля, и потому может рассматриваться в рамках теории возмущений. Соответственно, длинноволновое поле считается сильно возмущающим ($\alpha \lesssim 1$) в случае, если оно существенно изменяет динамику электронной волновой функции. При этом в рамках ГГВП воздействие синтезированного двухцветного поля в обоих случаях является воздействием сильно возмущающего поля на атом, поскольку характерная напряженность такого поля лишь на порядок отличается от характерной внутриатомной напряженности электрического поля ($\sim$ 5 ГВ/см).

Воздействие слабо возмущающего 4.5 мкм-поля незначительно изменяет динамику генерирующего электрона относительно случая одноцветного 1.24 мкм-поля, что приводит к генерации дополнительных суммарных и разностных частот

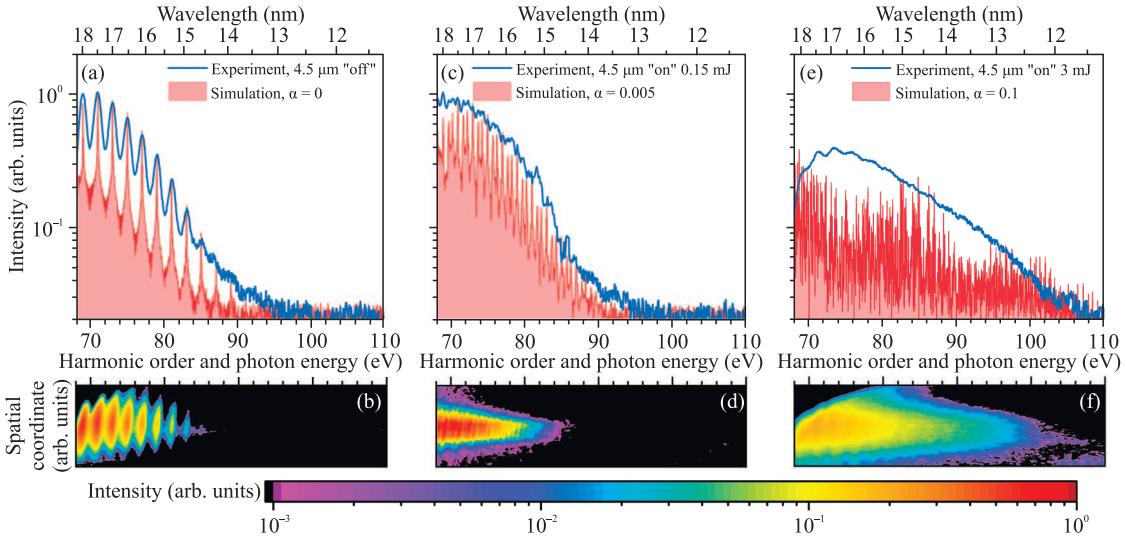

Рис. 2. (Цветной онлайн) Измеренные (синяя линия) и рассчитанные в приближении сильного поля (красная линия) спектры гармоник в отсутствие 4.5 мкм-поля (a) и в присутствии слабо возмущающего (0.15 мДж, $\sim 10^9$ Вт/см^2, $\alpha = 0.005$ (c)) и сильно возмущающего (3 мДж, $\sim 10^{12}$ Вт/см^2, $\alpha = 0.1$ (e)) 4.5 мкм-поля при использовании для генерации Ar. Данные спектры были получены путем интегрирования по пространственной координате спектров на вставках (b), (d), (f), регистрируемых на МКП. Асимметрия спектров на вставках (b), (f) по пространственной координате обусловлена краем приемной апертуры МКП

(рис. 2a–d), которые также наблюдаются в рамках моделирования на основе решения нестационарного уравнения Шредингера в приближении сильного поля [40] (рис. 2a, c). Механизм генерации дополнительных суммарных и разностных частот, формируемых при добавлении слабо возмущающего длинноволнового поля, может быть описан на основе интерференционной модели формирования спектра, опирающейся на полуклассическую трехступенчатую модель [42] – практически так же, как это может быть сделано для случая добавочного поля терагерцевого диапазона частот [43, 44]. Так, добавление слабо возмущающего 4.5 мкм-поля приводит к изменению условий интерференции генерируемого излучения гармоник за счет изменения моментов рекомбинации генерирующего электрона (рис. 3). При этом опережение или запаздывание моментов рекомбинации на конкретном полуцикле 1.24 мкм-поля определяется тем, сонаправлены ли векторы напряженности 1.24 мкм- и 4.5 мкм-полей на предыдущем полуцикле (рис. 3a), в то время как абсолютная величина временной задержки момента рекомбинации определяется величиной 4.5 мкм-поля на предыдущем полуцикле. Моделирование спектра гармоник на основе такой модели демонстрирует появление комбинационных частот при добавлении слабо возмущающего 4.5 мкм-поля, что находится в согласии с экспериментальными данными (рис. 3b).

Влияние сильно возмущающего 4.5мкм-поля приводит к формированию квазинепрерывного спектра, уширенного в сторону бóльших энергий фотонов (рис. 2e, f). Данный эффект является следствием значительного изменения динамики генерирующего электрона, которое проявляется в изменении временных распределений вероятностей рекомбинации и ионизации, что не может быть учтено в рамках интерференционной модели, описанной выше. Однако формирование квазинепрерывного спектра может быть рассмотрено как генерация суммарных и разностных частот высших порядков. Амплитуды соответствующих гармоник определяются динамикой генерирующего электрона, которая в рассматриваемом случае сильно возмущающего 4.5 мкм-поля, может быть корректно воспроизведена в рамках описания на основе решения нестационарного уравнения Шредингера в приближении сильного поля (рис. 2e, f). Таким образом, изменение напряженности длинноволнового поля в рамках ГГВП синтезированным двухцветным полем позволяет осуществлять управление фактором заполнения рентгеновского спектра гармоник, что крайне важно как для проведения время-разрешенной спектроскопии, так и для получения ультракоротких аттосекундных импульсов.

В проведенных экспериментах добавление сильно возмущающего 4.5мкм-поля к основному генерирующему импульсу ближнего ИК диапазона приводило к расширению спектра гармоник высокого по-

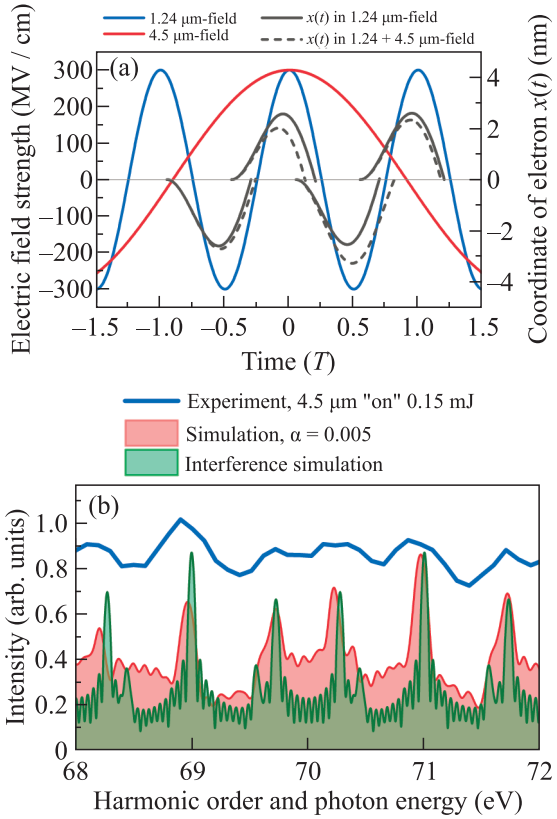

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Демонстрация изменения траекторий электрона, соответствующих крайней на плато гармонике, при добавлении 4.5 мкм-поля. Для наглядности использовалась относительная величина 4.5 мкм-поля $\alpha = 0.1$. (b) – Фрагмент измеренного спектра гармоник в присутствии слабо возмущающего 4.5 мкм-поля (синяя линия), представленного на рис. 2c, а также рассчитанные на основе приближения сильного поля (красная линия) и интерференционной модели (зеленая линия) спектры гармоник

рядка с ~ 90 эВ до ~ 105 эВ, что соответствует увеличению кинетической энергии электрона на $\sim 20\,\%$ (рис. 2e, f). Максимальная энергия фотона на плато гармоник ~ 71 эВ, наблюдаемая в отсутствие 4.5 мкм-поля (рис. 2a, b), свидетельствует о достижении пиковой интенсивности импульса ближнего ИК диапазона в области мишени $\sim 1 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, что соответствует пиковой напряженности 1.24 мкм-поля на уровне 300 МВ/см. Регистрируемая величина уширения позволяет оценить достигаемую пиковую напряженность 4.5 мкм-поля на основе расчета в приближении сильного поля (рис. 2e). Согласно данному расчету, наблюдаемое в эксперименте расширение свидетельствует о достижении относительной величины пиковой напряженности 4.5 мкм-поля $a \approx 0.1$, что соответствует абсолютному значению пиковой напряженности ~ 30 МВ/см и пиковой интенсивности $\sim 10^{12}$ Вт/см^2. Повышение достигаемой в области мишени интенсивности может быть осуществлено путем уменьшения концентрации электронов лазерно-индуцированной плазмы, формируемой к моменту прихода в среду центральной наиболее интенсивной части импульса. Уменьшение концентрации электронов плазмы может быть реализовано путем уменьшения скорости ионизации, что может быть достигнуто при использовании газов с бóльшим потенциалом ионизации. Как свидетельствует рис. 4, использование He с потенциалом ионизации 24.6 эВ вместо Ar с потенциалом ионизации 15.8 эВ обеспечивает существенное расширение спектра гармоник на ~ 100 эВ как при одноцветном воздействии лазерным излучением с длиной волны 1.24 мкм, так и при использовании двухцветного синтезированного 1.24 мкм + 4.5 мкм-поля. За счет этого при использовании He был получен квазинепрерывный спектр с энергиями фотонов вплоть до 200 эВ (рис. 4).

Механизм наблюдаемого в эксперименте расширения спектра при добавлении сильно возмущающего 4.5 мкм-поля может быть описан с использованием полуклассической трехступенчатой модели. Стоит отметить, что трехступенчатая модель, в рамках которой используется понятие электронных траекторий, основывается на туннельном описании ионизации. Основной вклад в ионизацию в синтезированном поле 1.24 + 4.5 мкм с отношением напряженностей $\alpha = 0.1$ определяется полем лазерного излучения ближнего ИК диапазона. Для 1.24 мкм-поля с напряженностью на уровне 10^{14} Вт/см^2 (параметр Келдыша $\gamma = 0.68$), воздействующего на атом Ar (потенциал ионизации 15.76 эВ), туннельное описание ионизации справедливо [45], поэтому является справедливым и применение полуклассического описания [46].

Наблюдаемое в эксперименте расширение спектра обусловлено нарушением симметрии осцилляций генерирующего поля. Так, максимальная энергия фотона на плато гармоник определяется максимальной кинетической энергией генерирующего электрона, которая пропорциональна квадрату интеграла от временной формы генерирующего поля от момента ионизации до момента рекомбинации. В случае одноцветного поля (рис. 5a) генерация фотона с максимальной энергией на плато (рис. 5b) происходит на основной траектории, соответствующей ближайшему возврату электрона к атому и имеющей длительность $\sim 0.65T$ (рис. 5c). Данная траектория начинается в момент, близкий к достижению пика генерирующего поля, и заканчивается к концу следующего полуцикла поля (рис. 5a). Вследствие симметрии

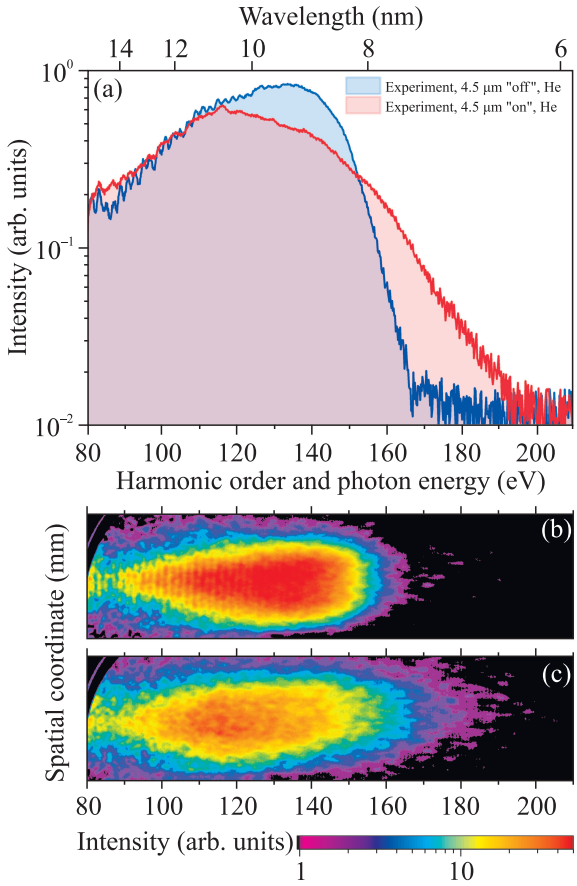

Рис. 4. (Цветной онлайн) Измеренные одномерные спектры (a) в отсутствие (синяя линия) и в присутствии (красная линия) сильно возмущающего 4.5 мкм-излучения с энергией в импульсе 3 мДж и соответствующие спектры на МКП в отсутствие (b) и в присутствии (c) 4.5 мкм-излучения при использовании He в качестве среды генерации

осцилляций генерирующего одноцветного поля эффективный набор кинетической энергии происходит лишь на третьей четверти осцилляций генерирующего поля, в то время как первые две четверти компенсируют вклады друг друга. Нарушая симметрию осцилляций генерирующего поля, возможно добиться увеличения кинетической энергии электрона за счет обеспечения ненулевого вклада от первых двух четвертей поля.

Добавление 4.5 мкм-поля в проведенном эксперименте обеспечивало такое нарушение симметрии осцилляций генерирующего поля, что приводило к формированию полуциклов результирующего поля как с понижением (рис. 5d, зеленый прямоугольник), так и с повышением локальной напряженности (рис. 5g, зеленый прямоугольник). Расширение спектра гармоник, генерируемого за счет основной траектории ближайшего возврата, которая начинается на полуцикле результирующего поля с пониженной локальной напряженностью (рис. 5d), происходит в условиях уменьшения интенсивности плато на 2–3 порядка (рис. 5e), что является следствием меньшей вероятности ионизации на данном полуцикле. Из этого можно заключить, что наблюдаемое в эксперименте расширение, сопровождающееся менее существенным уменьшением интенсивности плато гармоник, не обусловлено влиянием таких полуциклов с меньшей локальной напряженностью.

Вместо этого основной вклад в уширение вносят полуциклы с большей локальной напряженностью поля (рис. 5g, зеленый прямоугольник), обеспечивающие увеличение вероятности ионизации по сравнению с одноцветным полем. Такие полуциклы генерирующего поля формируют уширенный спектр с сохранением интенсивности плато (рис. 5h). При этом за генерацию данного спектра ответственна удлиненная траектория (рис. 5g) с длительностью $\sim 1.7T$, а не основная траектория ближайшего возврата с длительностью $\sim 0.65T$ (рис. 5i). Добавление 4.5 мкм-поля, которое имеет практически в 4 раза больший период, чем 1.24 мкм-поле, позволяет обеспечить такое нарушение симметрии генерирующего поля на масштабах длительности этой удлиненной траектории, которое приводит к увеличению кинетической энергии при сохранении высокой эффективности преобразования, что достигается за счет компенсации расплывания волновой функции электрона во время пребывания в свободном состоянии путем повышения вероятности ионизации.

Заключение. Таким образом, в данной работе реализована ГГВП в газовой среде с использованием синтезированного фемтосекундного лазерного поля, состоящего из интенсивных импульсов ближнего (1.24 мкм, 100 фс) и среднего (4.5 мкм, 200 фс) ИК-диапазонов. Показано, что использование слабо возмущающего длинноволнового 4.5мкм-поля приводит к появлению в спектре дополнительных суммарных и разностных частот, что является следствием изменения условий интерференции за счет изменения моментов рекомбинации генерирующего электрона. Переход к режиму сильно возмущающего 4.5 мкм-поля приводит к формированию квазинепрерывного уширенного спектра гармоник, что при использовании He в качестве среды генерации позволило получить широкополосный континуум вплоть до энергии фотонов 200 эВ. Установлено, что наблюдаемое в эксперименте расширение спектра гармоник высокого порядка при добавлении сильно возмущающего 4.5 мкм-поля обусловлено увеличением кинетической энергии генерирующего электрона на удлинен-

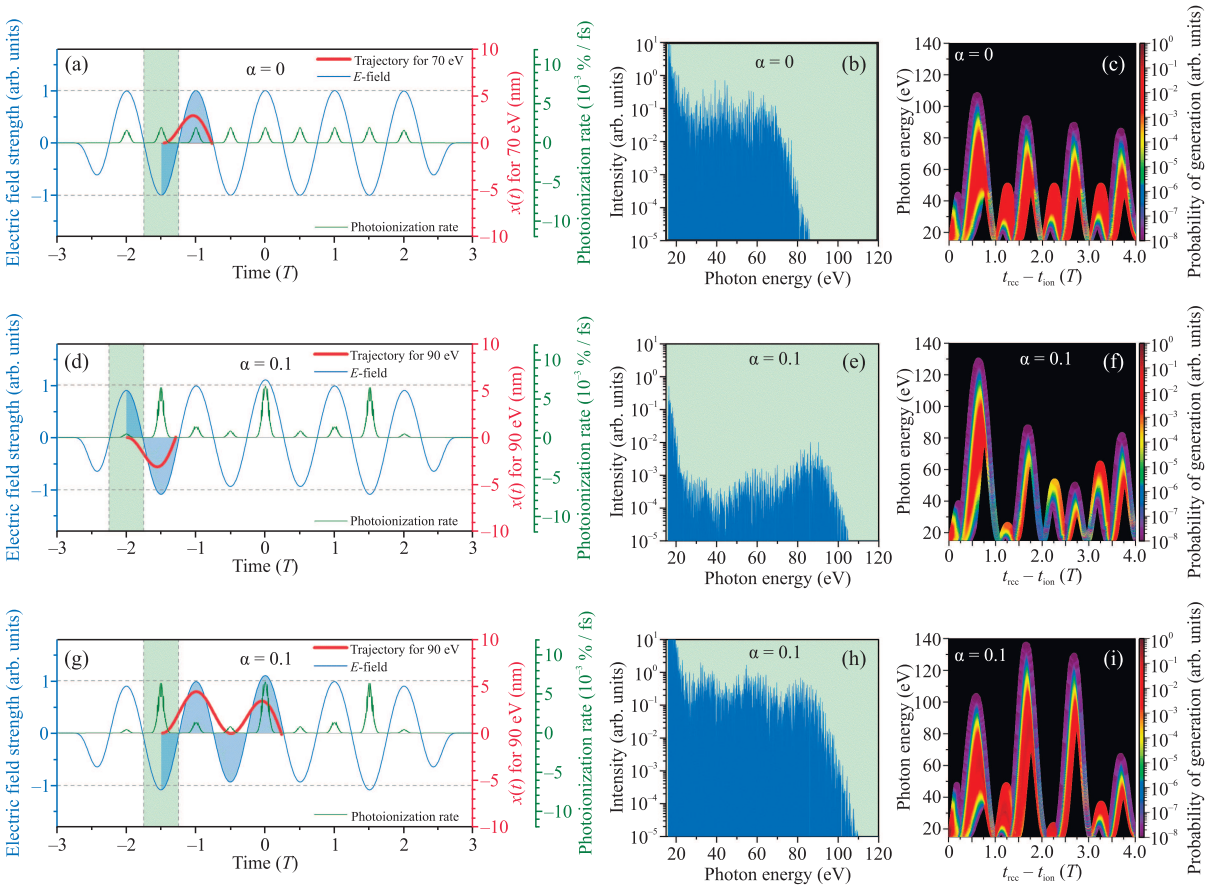

Рис. 5. (Цветной онлайн) Объяснение механизма расширения спектра гармоник при добавлении сильно возмущающего ($\alpha = 0.1$) 4.5 мкм-поля. В каждом из трех рядов расположены: зависимость от времени напряженности генерирующего поля, координаты электрона на траектории с максимальной кинетической энергией и вероятности (скорости) фотоионизации (a), (d), (g), на (b), (e), (h) изображены рассчитанные спектры излучения гармоник, формируемые за счет ионизации на полуциклах генерирующего поля, выделенных зеленым на (a), (d), (g), на (c), (f), (i) изображена рассчитанная зависимость вероятности генерации фотона от его энергии и длительности траектории. Верхний ряд (a), (b), (c) соответствует генерации в отсутствие 4.5 мкм-поля ($\alpha = 0$), средний ряд (d), (e), (f) соответствует генерации в присутствии 4.5 мкм-поля ($\alpha = 0.1$) за счет ионизации на полуцикле с пониженной локальной напряженностью поля, нижний ряд (g), (h), (i) соответствует генерации в присутствии 4.5 мкм-поля ($\alpha = 0.1$) за счет ионизации на полуцикле с повышенной локальной напряженностью поля. Расчет спектров гармоник осуществлялся для атома Ar при пиковой напряженности 1.24 мкм-поля 300 МВ/см на основе трехступенчатой модели [42], совмещенной с расчетом вероятности ионизации в формализме Л. В. Келдыша [41] и расчетом вероятности рекомбинации как вероятности нахождения электрона в точке расположения атома при квантово-механическом рассмотрении движения электрона

ной траектории в условиях компенсации расплывания волновой функции электрона за счет повышения вероятности ионизации. Переход к более коротким импульсам в рамках реализованного подхода к генерации гармоник с применением синтезированного лазерного поля обеспечит возможность получения еще более коротковолнового излучения для проведения время-разрешенной спектроскопии и когерентной рентгеновской визуализации.

Авторы благодарят Лобушкина Е.А. за помощь в сборке экспериментальной установки и Мордвинцева И.М. за помощь с ПЗС-камерой.

Финансирование работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 25-22-00084. Оборудование, использованное в данной работе, приобретено при поддержке Программы Развития Московского государственного университета и Национального Проекта “Наука и Университеты”. Румянцев Б.В. является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. С. А. Ахманов, Ю. Д. Голяев, В. Г. Тункин, А. С. Чиркин, Квантовая электроника **2**(6), 1171 (1975).
2. A. Zheltikov, N. Koroteev, and A. Fedotov, Laser Phys. **4**(3), 569 (1994).
3. В. М. Гордиенко, В. А. Дьяков, П. М. Михеев, В. С. Сырцов, Квантовая электроника **37**(11), 1033 (2007).
4. С. А. Шленов, В. О. Компанец, В. П. Кандидов, С. В. Чекалин, Е. В. Васильев, Письма в ЖЭТФ **117**(5), 337 (2023).
5. В. М. Гордиенко, В. А. Дьяков, П. М. Михеев, В. С. Сырцов, Квантовая электроника **36**(11), 1072 (2006).
6. A. Fedotov, N. Koroteev, and A. Zheltikov, Laser Phys. **5**(4), 835 (1995).
7. В. Н. Конопский, А. А. Мельников, Е. В. Алиева, С. В. Чекалин, Оптика и спектроскопия **132**(8), 819 (2024).
8. Б. В. Румянцев, К. Е. Михеев, А. В. Пушкин, Е. А. Мигаль, С. Ю. Стремоухов, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **115**(7), 431 (2022).
9. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, К. Е. Михеев, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **116**(10), 659 (2022).
10. В. Д. Таранухин, Квантовая электроника **31**(6), 555 (2001).
11. М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, Квантовая электроника **43**(3), 211 (2013).
12. М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, А. М. Сергеев, М. Д. Чернобровцева, Т. Пфайфер, Д. Вальтер, Г. Гербер, Письма в ЖЭТФ **77**(5), 254 (2003).
13. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **117**(8), 571 (2023).
14. В. Д. Таранухин, Квантовая электроника **25**(9), 804 (1998).
15. В. Т. Платоненкои, А. Ф. Стержантов, Письма в ЖЭТФ **91**(2), 77 (2010).
16. В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, Квантовая электроника **36**(11), 1074 (2006).
17. Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов, Письма в ЖЭТФ **81**(11), 703 (2005).
18. М. Ю. Рябикин, М. Ю. Емелин, В. В. Стрелков, Успехи физических наук **193**(4), 382 (2023).
19. В. В. Стрелков, В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, М. Ю. Рябикин, Успехи физических наук **186**(5), 449 (2016).
20. А. С. Емелина, М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин, Квантовая электроника **44**(5), 470 (2014).
21. E. Malm, H. Wikmark, B. Pfau, P. Villanueva-Perez, P. Rudawski, J. Peschel, S. Maclot, M. Schneider, S. Eisebitt, A. Mikkelsen, A. L'Huillier, P. Johnsson, Opt. Express **28**(1), 394 (2020).
22. P. Rupprecht, L. Aufleger, S. Heinze, A. Magunia, T. Ding, M. Rebholz, S. Amberg, N. Mollov, F. Henrich, M. W. Haverkort, C. Ott, and T. Pfeifer, Phys. Rev. A **108**(3), 032816 (2023).
23. М. Емелин, М. Рябикин, А. Сергеев, ЖЭТФ **133**(2), 243 (2008).
24. B. E. Schmidt, A. D. Shiner, M. Giguère, P. Lassonde, C. A. Trallero-Herrero, J. Kieffer, P. Corkum, D. Villeneuve, and F. Légaré, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **45**(7), 074008 (2012).
25. J. Tate, T. Auguste, H. Muller, P. Saliéres, P. Agostini, L. DiMauro, Phys. Rev. Lett. **98**(1), 013901 (2007).
26. V. Birulia, M. Khokhlova, and V. Strelkov, New J. Phys. **26**(2), 023005 (2024).
27. M. Khokhlova and V. Strelkov, New J. Phys. **22**(9), 093030 (2020).
28. V. Birulia, M. Khokhlova, and V. Strelkov, Phys. Rev. A **106**(2), 023514 (2022).
29. С. Ю. Стремоухов, Письма в ЖЭТФ **121**(1), 18 (2025).
30. C. Jin, G. Wang, H. Wei, A.-T. Le, and C. Lin, Nat. Commun. **5**(1), 4003 (2014).
31. E. J. Takahashi, P. Lan, O. D. Mücke, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa, Phys. Rev. Lett. **104**(23), 233901 (2010).
32. B. Xue, Y. Tamaru, Y. Fu, H. Yuan, P. Lan, O. D. Mücke, A. Suda, K. Midorikawa, and E. J. Takahashi, Sci. Adv. **6**(16), eaay2802 (2020).
33. C. Vozzi, F. Calegari, F. Frassetto, L. Poletto, G. Sansone, P. Villoresi, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics **79**(3), 033842 (2009).
34. F. Calegari, C. Vozzi, M. Negro, G. Sansone, F. Frassetto, L. Poletto, P. Villoresi, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, Opt. Lett. **34**(20), 3125 (2009).
35. S. Sarkar, A. A. Elsayed, Y. M. Sabry, F. Marty, J. Drévillon, X. Liu, Z. Liang, E. Richalot, P. Basset, E. Nefzaoui, and T. Bourouina, Advanced Photonics Research **4**(2), 2200223 (2023).
36. A. Pushkin, E. Migal, D. Suleimanova, E. Mareev, and F. Potemkin, Photonics **9**(2), 90 (2022).
37. E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy, V. Gordienko, N. Minaev, A. Sirotkin, and F. Potemkin, Opt. Lett. **44**(10), 2550 (2019).
38. A. Pushkin and F. Potemkin, Photonics **10**(12), 1375 (2023).
39. Б. В. Румянцев, Е. А. Мигаль, Е. А. Лобушкин, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **121**(5), 358 (2025).

40. M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L'Huillier, and P. B. Corkum, Phys. Rev. A **49**(3), 2117 (1994).
41. L. V. Keldysh, Soviet Physics JETP **20**(5), 1307 (1965).
42. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**(13), 1994 (1993).
43. B. Rumiantsev, E. Migal, A. Pushkin, and F. Potemkin, Phys. Rev. A **111**(2), 023117 (2025).
44. П. А. Шулындин, Б. В. Румянцев, Е. А. Мигаль, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **121**(11), 884 (2025).
45. H. R. Reiss, Phys. Rev. Lett. **101**(4), 043002 (2008); Erratum: Phys. Rev. Lett. **101**(15), 159901 (2008); DOI: 10.1103 / PhysRevLett.101.043002; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.043002.
46. E. E. Serebryannikov and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. Lett. **113**(4), 043901 (2014); DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.043901; URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.043901.