

Генерация мощных фазово-управляемых однопериодных импульсов терагерцового диапазона для экспериментальных исследований по принципу накачка–зондирование

А.В. Митрофанов,^{1,2,3,*} М.В. Рожко,³ Я.О. Романовский,^{1,2,3}
Д.С. Моисеев,^{2,3} Е.Е. Серебрянников,^{2,3} Д.А. Сидоров-Бирюков^{1,2,3}

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Российский квантовый центр

Россия, 121205, Москва, Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

(Поступила в редакцию 08.09.2025; после доработки 19.09.2025; подписана в печать 09.10.2025)

Создана экспериментальная система для проведения исследований по принципу накачка–зондирование с применением однопериодных терагерцовых (ТГц) импульсов с энергией до 10 мкДж, оптически синхронизированных с лазерными импульсами ближнего инфракрасного диапазона (1030 нм) с длительностью 25 фс. Генерация ТГц-импульсов выполнена с использованием схемы двухчастотного взаимодействия лазерного излучения среднего ИК диапазона (длина волны 3.9 мкм) и его второй гармоники в плазме пробоя атмосферного воздуха с контролируемой разностью фаз. Измерена волновая форма ТГц-импульса, его поляризация, размер пучка в фокусе. Продемонстрирована возможность переключения направления вектора электрического поля ТГц-импульса на противоположное. Такая экспериментальная схема накачки-зондирования может быть использована для исследования новых свойств материалов при воздействии на них ТГц-импульсами с пиковой напряженностью поля на уровне нескольких мегавольт на сантиметр.

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Re. УДК: 535-14

Ключевые слова: генерация терагерцового излучения, временное сжатие импульсов, надпороговая ионизация атомов.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2550403](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2550403)

ВВЕДЕНИЕ

Импульсы электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот являются на сегодняшний день эффективным инструментом для исследования фазовых переходов, коллективных возбуждений в твердых телах, колебательных и вращательных переходов в молекулярных системах. Взаимодействие материалов с ТГц-импульсами с высокими пиковыми напряженностями поля позволяет создавать новые динамические состояния вещества со свойствами, которые не наблюдаются в состоянии равновесия. Так как энергия фотонов ТГц-диапазона частот лежит в области милли-эВ, такое излучение открывает возможности по накачке и зондированию различных низкоэнергетических состояний коллективного возбуждения системы атомов [1]. ТГц-импульсы с высокой пиковой напряженностью электрического поля (на уровне МВ/см) позволяют управлять нелинейностью материалов — наблюдать генерацию четных гармоник в centrosymmetric средах (в твердых телах [2] и газах [3, 4]), а также нелинейное поглощение материала, инду-

цированное ТГц-полем [5, 6]. Мощные ТГц-импульсы способны ионизировать атомы из высоковозбужденных (ридберговских) состояний [7], инициировать ионизацию в полупроводниках [8]; выполнять управление фототоками [9]. Изучение динамики переноса заряда является ключевым в задачах развития сверхбыстрой электроники и оптоэлектроники. Медленно меняющееся поле ТГц-импульса позволяет изучать временную динамику процессов ионизации на масштабах времени в несколько десятков фемтосекунд: в атомах с различных энергетических уровней [10], а также в более сложных кластерных системах [11]. Добавление ТГц-поля к ионизирующему фундаментальному лазерному излучению среднего инфракрасного (ИК) диапазона приводит к усилению генерации высоких гармоник в графене [12, 13], а также генерации высоких гармоник от самого ТГц-поля с высокой эффективностью [14].

Резонансное возбуждение фононных мод ТГц-импульсами с высокой пиковой амплитудой поля может приводить к искажениям в кристаллической решетке. Контроль геометрии решетки позволяет управлять такими свойствами материалов как сверхпроводимость [15], а также электрическая поляризация в ферроэлектриках [16, 17]. Магнит-

* E-mail: mitralex@inbox.ru

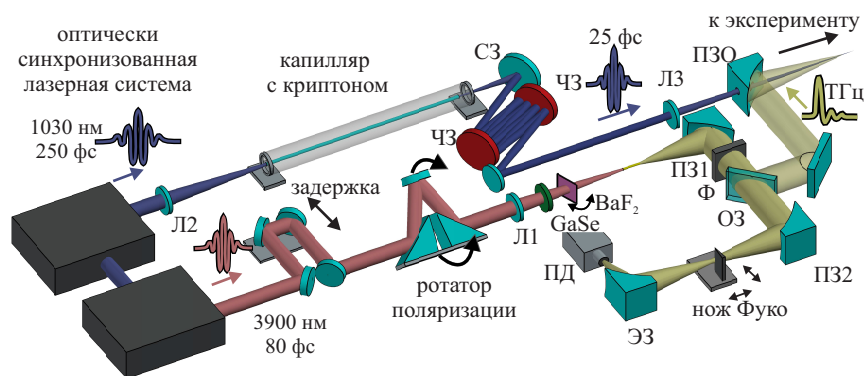


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Л1–Л3 — линзы, СЗ — сферическое зеркало, ЧЗ — чирпирующее зеркало, ПЗ1–ПЗ2 — параболические зеркала, ПЗО — параболическое зеркало с отверстием, Ф — ТГц-фильтр, ОЗ — откидное зеркало, ЭЗ — эллиптическое зеркало, ПД — пироэлектрический детектор, GaSe — нелинейный кристалл селенида галлия для генерации второй гармоники

ная компонента поля ТГц-импульса обеспечивает управление спиновой динамикой, т.е. мгновенными магнитными свойствами некоторых материалов [18, 19], что может быть использовано в задачах разработки новых типов памяти на магнитных носителях [20].

ТГц-импульсы с высокой пиковой амплитудой поля также могут быть использованы как инструмент для измерения временных характеристик релятивистских электронных пучков в ускорителях [21, 22].

На сегодняшний день можно выделить несколько основных подходов к эффективной генерации мощных ТГц-импульсов лазерными системами лабораторного класса: оптическое выпрямление в нелинейных кристаллах (например, в LiNbO_3) с использованием техники наклонного волнового фронта [23], оптическое выпрямление в органических кристаллах с высокой нелинейностью [24, 25] и генерация в газовой искре, создаваемой суммарным полем лазерного импульса и его второй гармоники [26]. Генерация ТГц-излучения от передней и задней поверхности тонких фольг при их облучении лазерными импульсами релятивистской интенсивности с использованием установок более высокого (тераваттного) класса мощности также является перспективным направлением исследований [27]. В работе [28] была продемонстрирована генерация ТГц-импульсов с рекордной энергией в несколько десятков миллиджоулей, что, однако, требует использования пикосекундных лазерных систем с энергиями импульсов около 50 Дж. Недавно было экспериментально продемонстрировано, что увеличение длины волны фундаментального излучения в схеме с двухчастотной ионизацией в газе и использованием лазерных импульсов в среднем ИК-диапазоне может приводить к существенному увеличению эффективности генерации ТГц-излучения вплоть до 1–2 % [29, 30].

В данной работе мы демонстрируем экспериментальную схему, способную доставлять к объекту исследования мощные ТГц-импульсы и оптически синхронизованные с ними сверхкороткие лазерные

импульсы с длиной волны в ближнем или среднем ИК-диапазоне. В одном канале схемы выполнена генерация линейно поляризованных однопериодных ТГц-импульсов с энергией до 10 мкДж на основе двухчастотного взаимодействия лазерного излучения с длиной волны 3.9 мкм и его второй гармоники в плазме оптического пробоя атмосферного воздуха. Показана возможность переключения направления вектора электрического поля ТГц-импульса в точке взаимодействия на противоположное. Второе плечо может доставлять к мишени лазерные импульсы с длительностью 25 фс на длине волны 1030 нм с энергией до 200 мкДж, а также импульсы с длительностью 80 фс на длине волны фундаментального излучения 3.9 мкм с энергией до 5 мДж. Продемонстрировано использование созданной системы для проведения время-разрешенных экспериментов по надпороговой ионизации атомов аргона короткими импульсами на центральной длине волны 1030 нм в присутствии ТГц-поля с напряженностью 0.5 МВ/см.

Предлагаемая экспериментальная схема построена на базе лазерной системы на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов, которая генерирует лазерные импульсы с центральной длиной волны 3.9 мкм, энергией до 20 мДж и длительностью 80 фс [31]. Частота следования лазерных импульсов составляет 20 Гц. Одновременно с основным выходом системы имеется возможность использования лазерных импульсов на длине волны 1030 нм с энергией до 350 мкДж и длительностью около 250 фс, используемых в промежуточных каналах усиления и оптически синхронизованных с основным выходом системы.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1 и состоит из канала генерации однопериодных ТГц-импульсов и канала лазерных импульсов на длине волны 1030 нм с ре-

гулируемой задержкой между ними. Генерация терагерцевых импульсов осуществляется по двухчастотной схеме ионизации в воздухе [32] с использованием основного излучения лазерной системы с центральной длиной волны 3.9 мкм. Лазерные импульсы с энергией до 12 мДж фокусировались CaF_2 линзой (Л1) с фокусным расстоянием 20 см в воздухе, за линзой был размещен кристалл GaSe толщиной 300 мкм для генерации второй гармоники (ГВГ) в коллинеарной геометрии. Низкочастотное ТГц-излучение коллимировалось параболическим зеркалом (ПЗ1) с фокусным расстоянием 15 см. Металлический диск диаметром 5 мм, установленный перед параболическим зеркалом, блокировал остаточную часть основного излучения и его второй гармоники (не показан на схеме) и практически не влиял на распространение ТГц-излучения, так как расходимость ТГц-излучения значительно больше. После параболического зеркала был установлен фильтр (Ф) из полиэтилена толщиной 100 мкм для дополнительной фильтрации ТГц-излучения. Контроль поляризации ТГц-импульсов осуществлялся при помощи поворота исходной линейной поляризации основного излучения с длиной волны 3.9 мкм с помощью зеркального ротатора поляризации [33], собранного в нашей лаборатории. Далее ТГц-излучение может быть сфокусировано в точку взаимодействия с мишенью (параболическое зеркало ПЗ0 с отверстием). Для измерения энергии ТГц-импульсов использовался пироэлектрический детектор (ПД), откалиброванный на длине волны 3.9 мкм. Энергия ТГц-импульсов составила до 10 мкДж при использовании импульсов накачки с энергией 12 мДж на длине волны фундаментального излучения. Ограничение по энергии ТГц-импульсов продиктовано доступной апертурой кристалла GaSe и его лучевой стойкостью. В нашем случае используется кристалл с чистой апертурой около 14 мм.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТГц-ПОЛЯ

Для измерения временной структуры однопериодного ТГц-импульса, а также установки временной задержки между импульсами в точке предполагаемого взаимодействия с мишенью мы использовали метод электрооптического детектирования (ЭОД) [34]. Для этого позади фокусирующего зеркала ПЗ0 было установлено поворотное зеркало, отражающее соосно фокусирующиеся пучки вспомогательного излучения на длине волны 1030 нм и ТГц-излучения в электрооптический кристалл GaP толщиной 250 мкм. Сигнал излучения на длине волны 1030 нм, считывающий наведенное ТГц-полем в кристалле GaP двулучепреломление, детектировался при помощи балансного детектора. Пример ТГц-волновой формы и соответствующий спектр ТГц-поля показаны на рис. 2(а, б). Выбор кристалла GaP для ЭОД продиктован более высокой резонансной частотой колебания ре-

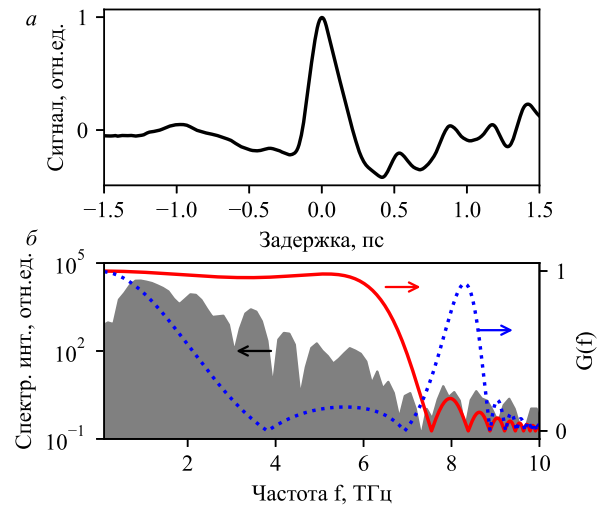


Рис. 2. а — Волновая форма ТГц-импульса, полученная при помощи ЭОД. б — Спектральная интенсивность ТГц-импульса (серая заливка) и эффективность электрооптического отклика $G(f)$ при оптическом детектировании в GaP толщиной 250 мкм с использованием зондирующих импульсов на длине волны 1030 нм (красная кривая) и 800 нм (синяя пунктирная кривая)

шетки ($f_0 \approx 11$ ТГц) по сравнению с широко используемым кристаллом ZnTe ($f_0 \approx 5.3$ ТГц), которая определяет максимально возможную полосу детектирования. Более того, зондирующее излучение на длине волны 1030 нм позволяет использовать относительно толстые кристаллы GaP для измерения временных характеристик однопериодных широкополосных ТГц-импульсов. Ограничение на спектральную ширину эффективности электрооптического отклика $G(f)$ возникает из-за различия фазовой скорости ТГц-импульса и групповой скорости считывающего лазерного импульса [35]. На рис. 2, б показано сравнение спектральной зависимости эффективности электро-оптического отклика в кристалле GaP толщиной 250 мкм при использовании зондирующего излучения на длине волны 1030 нм и 800 нм. В выполненных экспериментах эффективное детектирование ТГц-излучения достигалось в полосе до ≈ 7.5 ТГц. Центральная частота ТГц-импульса составила около 1.5 ТГц. Большая толщина кристалла позволяет иметь высокий уровень сигнала ЭОД при сохранении полосы детектирования. Наблюдаемые переколебания на хвосте ТГц-импульса объясняются дисперсией и поглощением широкополосного ТГц-излучения в кристалле GaP [35], а также в фильтре Ф и воздушной трассе от точки генерации до электрооптического кристалла. На задержке вблизи 4 пс наблюдается эхо-импульс (см. рис. 3), который соответствует сэмплированию реплики ТГц-импульса, генерируемой из-за двойного переотражения в кристалле GaP толщиной 250 мкм.

Схема генерации ТГц-излучения при ионизации газа двухчастотным полем позволяет управлять

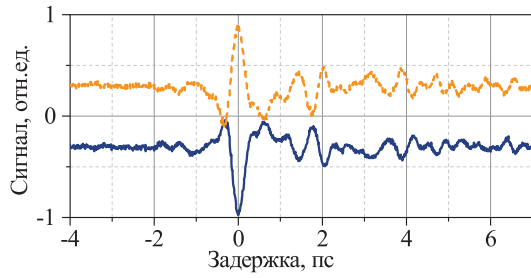


Рис. 3. Волновые формы ТГц-импульсов при переключение фазы на противоположную (синяя кривая — первая позиция BaF₂, желтая штриховая кривая — вторая позиция BaF₂). Базовый уровень сигналов сдвинут для удобства считывания данных

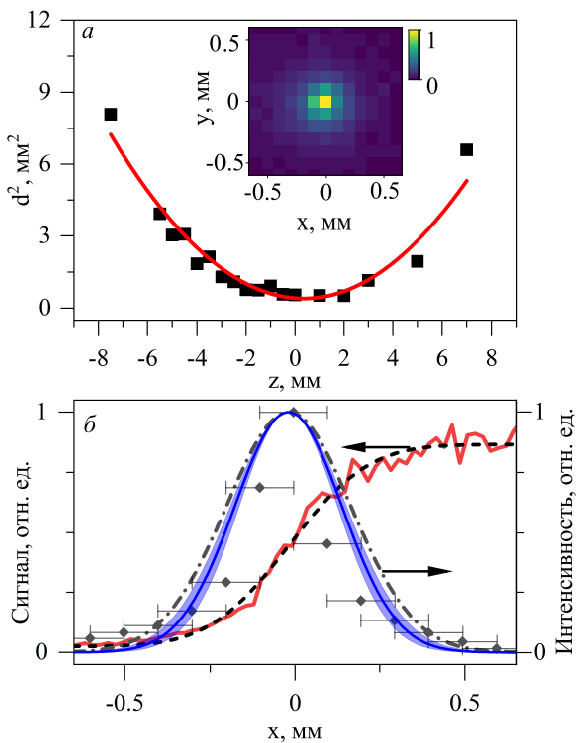


Рис. 4. а — Зависимость квадрата диаметра ТГц-пучка от расстояния до фокуса параболического зеркала. Красная кривая — аппроксимация параболической функцией. На вставке показано распределение интенсивности ТГц-излучения в фокусе, записанное пироэлектрической камерой Ругосам III. б — Величина сигнала фотоприемника в зависимости от положения ножа при $z = 0$ мм (красная кривая) и ее аппроксимация функцией ошибки — штриховая линия. Штрих-пунктирная кривая — зависимость интенсивности излучения от поперечной координаты в пучке, рассчитанная по производной от кривой аппроксимации (штриховая линия) сигнала с фотоприемника. Синяя кривая — рассчитанный по стандарту ISO/DIS 11146 профиль пучка в фокусе. Черные квадраты — зависимость интенсивности свечения пикселей Ругосам III от поперечной координаты в пучке

фазой ТГц-волновой формы. Управление достигается за счет изменения относительной фазы между фундаментальной частотой (ФЧ) и второй гармо-

никой (ВГ) $\Delta\phi = \omega(n_\omega - n_{2\omega})d/c$, где d — расстояние от ГВГ кристалла GaSe до фокуса, $n_\omega, n_{2\omega}$ — коэффициенты преломления среды на частоте фундаментального излучения ω и его второй гармоники соответственно [36, 37]. Из-за слабой дисперсии воздуха в среднем ИК диапазоне изменение $\Delta\phi$ за счет перемещения кристалла ГВГ неэффективно (необходимо смещение на 2.8 м для изменения $\Delta\phi$ на $\pi/2$). Для изменения разницы фаз позади ГВГ кристалла дополнительно устанавливалась пластинка из BaF₂ толщиной 1.5 мм. Наклон данной пластинки позволял изменять эффективный путь распространения импульсов на частотах ω и 2ω и тем самым управлять относительной фазой $\Delta\phi$. Групповое разбегание импульсов ФЧ и ВГ составляет 27 фс для данной толщины пластинки и не оказывало заметного влияния на эффективность генерации ТГц-излучения. Были найдены два угла наклона пластинки, при которых наблюдалась максимальная эффективность генерации ТГц-излучения, при этом фаза ТГц-излучения изменялась на 180° (рис. 3). Относительный угол поворота пластинки между этими положениями составил около 15° , что хорошо совпадает с численным расчетом зависимости относительной фазы между ФЧ и ВГ от угла поворота пластинки в приближении геометрической оптики. Такое переключение фазы ТГц-поля означает, что в фокусе в точке предполагаемого взаимодействия с мишенью мы имеем возможность управлять направлением вектора ТГц-поля («влево» или «вправо» вдоль линии поляризации). В промежуточных положениях угла наклона пластинки BaF₂ наблюдалось заметное уменьшение сигнала ТГц-излучения, что ограничивало возможность применения данного метода в эксперименте.

Измерение диаметра ТГц-пучка в перетяжке проводилось в соответствии со стандартом ISO/DIS 11146. На удвоенной длине Рэлея вокруг фокуса проводились измерения размера пучка методом ножа Фуко (движущегося ножа с резкой кромкой). Для этого устанавливалось вертикальное лезвие на механической подаче, которая позволяла перемещать лезвие в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси z распространения излучения (ось x), а также вдоль оси z . Часть ТГц-излучения, не заблокированного лезвием, перефокусировалась при помощи эллиптического зеркала (ЭЗ) на апертуру пироэлектрического детектора. Сигнал с детектора как функция поперечной координаты x аппроксимировался функцией ошибки [38], что позволило определить размер пучка в каждой точке по z (рис. 4, а, б). Зависимость квадрата диаметра пучка от положения относительно фокуса аппроксимировалась параболической функцией (рис. 4, а). Диаметр ТГц-пучка в перетяжке составил 637 ± 53 мкм по уровню $1/e^2$ (синяя кривая с заливкой на рис. 4, б). Кроме того, была произведена оценка размера фокального пятна ТГц-излучения в области эксперимента при помощи камеры Ругосам III (размер пикселя 85 мкм, расстояние между пикселями 100 мкм). На рис. 4, б показана зависимость

яркости свечения пикселей от их положения в пучке (черные квадраты). Ошибка, показанная на графике, определяется расстоянием между соседними пикселями. Размер пучка согласуется с результатами измерений методом ножа Фуко.

С учетом длительности ТГц-импульса, определенной из ЭОД измерений, а также размера пучка в фокусе имеющегося параболического зеркала (с фокусным расстоянием 10 см) мы оценили максимальную напряженность электрического поля при таких параметрах фокусировки около 1.5 МВ/см. Использование фокусирующей оптики с большей числовой апертурой позволит увеличить максимальную напряженность поля в фокусе.

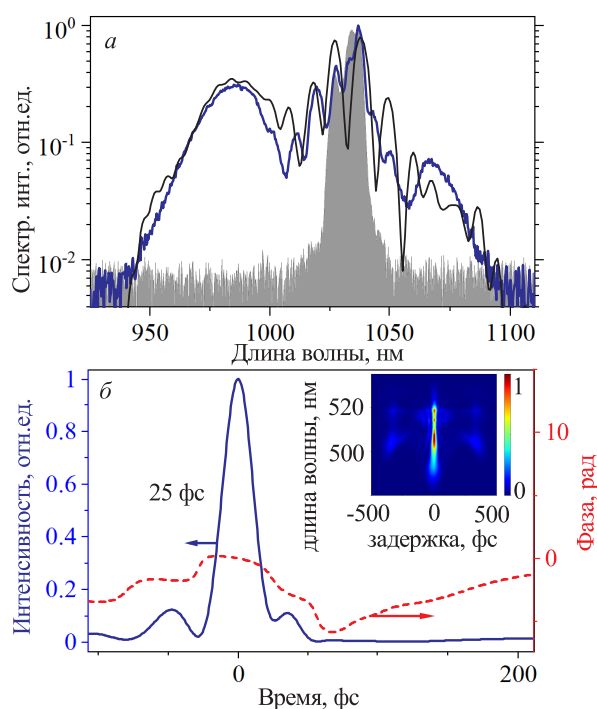


Рис. 5. Спектрально-временная характеристика 1030 нм лазерных импульсов. *a* — Спектр после уширения в капилляре, измеренный спектрометром непосредственно (синяя кривая), спектр, восстановленный из FROG измерений (черная кривая). Исходный спектр показан серой заливкой; *b* — временная огибающая сжатого импульса (синяя сплошная кривая) и временная фаза (красная штриховая кривая), на вставке экспериментальная спектрограмма SHG FROG

3. ВРЕМЕННОЕ СЖАТИЕ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1030 НМ

Для повышения временного разрешения данной системы длительность 250 фс лазерных импульсов второго канала на длине волны 1030 нм может быть уменьшена путем компрессии после уширения спектра в полном капилляре, заполненном газом, с последующей компенсацией накопившейся дисперсии. Импульсы с энергией 360 мкДж фокусировались линзой (Л2) с фокусным расстоянием 1.5 м

в капилляр диаметром 300 мкм, размещенный внутри газовой ячейки, заполненной криптоном. Выходное излучение коллимировалось сферическим зеркалом (СЗ) (см. рис. 1). Для компенсации положительной дисперсии, накопленной при фазовой самомодуляции в газе и распространении через входное и выходное окна (6 мм CaF_2 и 5 мм сапфира соответственно), использовались chirpiрующие зеркала (ЧЗ). Было установлено, что давление около 4.5 бар является оптимальным для 1.5-метрового капилляра для достижения компрессии импульсов до длительности 25 фс после 8 отражений от chirpiрующих зеркал, что было подтверждено измерениями методикой SHG FROG (рис. 5). Сжатые импульсы с энергией до 200 мкДж и горизонтальной поляризацией фокусируются в мишень линзой (Л3) с фокусным расстоянием 25 см через отверстие в параболическом зеркале, а также используются для техники ЭОД при характеристике ТГц-импульсов и выставления временной задержки между импульсами.

4. НАДПОРОГОВАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ АРГОНА В ПРИСУТСТВИИ ТГЦ-ПОЛЯ

Созданная система была использована нами для исследования динамики надпороговой ионизации (НПИ) атома аргона импульсами ближнего ИК-диапазона (1030 нм) в присутствии ТГц-поля. Было показано, что ТГц-поле с максимальной напряженностью около 0.5 МВ/см влияет на динамику электронов в континууме после окончания ионизирующего лазерного импульса. Это приводит к изменению энергии отсечки в энергетических спектрах электронов (рис. 6, *a*), а также изменению энергетического расстояния между пиками НПИ, которое становится не равно энергии фотона ионизирующего лазерного импульса (рис. 6, *b*). Изменяя временную задержку между лазерным и ТГц-импульсом и переключая фазу ТГц-волновой формы, становится возможным управлять отсечкой и масштабировать спектры НПИ на шкале энергии для более детального исследования определенной энергетической области.

В данных экспериментах энергия ТГц-импульсов на мишени составляла около 1 мкДж. Максимальная напряженность ТГц-поля в фокусе определяет величину сдвига энергии отсечки в энергетических спектрах электронов. Таким образом, экспериментально зарегистрированное изменение энергии отсечки позволяет независимо определить амплитуду поля ТГц-импульса, которая составила 0.5 МВ/см, что хорошо совпало с оценками, основанными на прямых измерениях параметров ТГц-импульса. Более подробно результаты данного исследования будут опубликованы в иных источниках.

Наряду с низкоэнергетичными лазерными импульсами на длине волны 1030 нм (до 200 мкДж, 25 фс) имеется возможность использовать часть

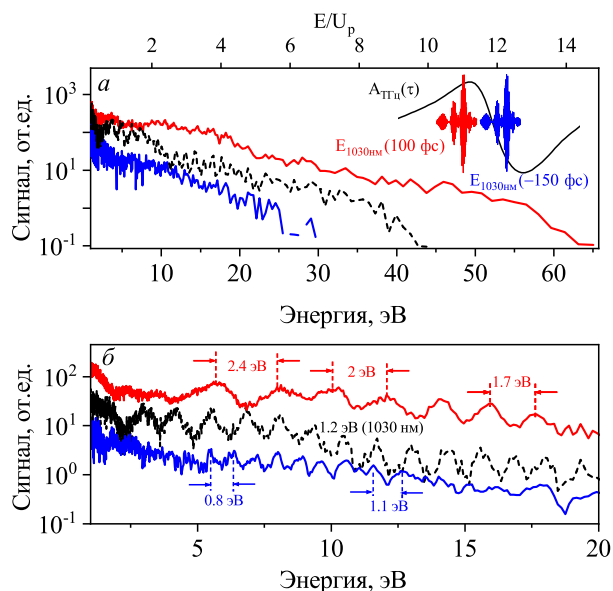


Рис. 6. *a* — Энергетические спектры электронов при надпороговой ионизации аргона для задержки между ионизирующим импульсом на длине волны 1030 нм и ТГц-импульсом $\tau = 100$ фс (красная кривая), $\tau = -150$ фс (синяя кривая) и без ТГц-поля (черная штриховая кривая). Верхняя шкала соответствует энергии фотоэлектронов, выраженной в единицах пондеромоторного потенциала 1030 нм ионизирующего поля $U_p \approx 4.4$ эВ. На вставке чёрной кривой показан векторный потенциал ТГц-поля $A(\tau)$ и электрическое поле 1030 нм импульса при соответствующих задержках. *б* — Изменение энергетического расстояния между пиками надпороговой ионизации для указанных задержек

фундаментального излучения на длине волны 3.9 мкм с энергией в импульсе до 5 мДж и длительностью 80 фс. В этом случае исходный пучок фундаментального излучения может быть разделен на два плеча при помощи делительной пластинки 60:40.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований разработана и реализована оптическая система для

проведения экспериментов по типу накачка-зондирование, генерирующая мощные однопериодные ТГц-импульсы с перестраиваемой фазой с центральной частотой около 1.5 ТГц и энергией до 10 мкДж. Управление параметрами генерации позволяет переключать фазу ТГц-излучения в точке предполагаемого взаимодействия с мишенью на 180° , что соответствует изменению направления вектора ТГц-поля на противоположное. Во втором канале системы генерируются оптически синхронизованные с ТГц-излучением лазерные импульсы на длине волны 1030 нм с длительностью 25 фс и энергией до 200 мкДж, а также импульсы на длине волны 3.9 мкм с длительностью 80 фс и энергией до 5 мДж. Данная система позволяет выполнять широкий класс исследований по типу накачка-зондирование с использованием мощных ТГц-импульсов. Проведенные экспериментальные исследования выявили особенности воздействия импульсов ТГц-диапазона на энергетический спектр электронов, генерируемых при надпороговой ионизации атомов аргона лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона.

Авторы выражают признательность профессору А.М. Желтикову и доценту А.Б. Федотову за плодотворные дискуссии. Я.О. Романовский является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Работа в части генерации ТГц-излучения выполнена в рамках государственного задания 2Ф.4.2 НИЦ «Курчатовский институт», в части отработки методики проведения экспериментов по принципу накачка-зондирование и компрессии лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона в полном волноводе в рамках гранта РФФ № 25-12-00211.

- [1] Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K.A. // *Nature Photonics* **7**, N 3. 680 (2013).
- [2] Ding Y., Zeng Y., Yu X. et al. // *iScience* **25**, N 2. 103750. (2022).
- [3] Babushkin I., Demircan A., Morgner U. et al. // *Physical Review A* **106**, N 1. 013115. (2022).
- [4] Шулъиндин П.А., Румянцев Б.В., Мигаль Е.А. и др. // *Письма в ЖЭТФ* **121**, № 11. 884. (2025). (P.A. Shulyndin, B.V. Rumiantsev, E.A. Migal et al. // *JETP Letters* **121**, N 11. 846. (2025))
- [5] Chen X., Sang J., Wang K. et al. // *Optics Letters* **49**, N 8. 1864. (2024).
- [6] Zheng Z., Chen X., Fang Y. et al. // *Optics Express* **32**, N 22. 39408. (2024).
- [7] Li S., Jones R.R. // *Phys. Rev. Lett.* **112**, N 14. 143006. (2014).
- [8] Agranat M.B., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **45**, N 3. 383. (2024).
- [9] Wimmer L., Herink G., Solli D.R. et al. // *Nature Physics* **10**, N 6. 432. (2014).
- [10] Schmid, G., Schnorr K., Augustin S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **122**, N 7. 073001. (2019).
- [11] Oelze T., Schutte B., Muller J.P. et al. // *Phys. Rev. A* **99**, N 4. 043423. (2019).
- [12] Mao W., Rubio A., Sato S.A. // *Phys. Rev. B* **109**,

- N 4. 045421. (2024).
- [13] Liu X., Zhang J., Fang Y.K. et al. // *Phys. Rev. A* **111**, N 6. 063103. (2025).
- [14] Hafez H.A., Kovalev S., Deinert J.C. et al. // *Nature* **561**, N 7724. 507. (2018).
- [15] Sentef M.A., Kemper A.F., Georges A. et al. // *Phys. Rev. B* **93**, n 14. 144506. (2016).
- [16] Grigoriev A., Do D.H., Kim D.M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **96**, N 18. 187601. (2006).
- [17] Grishunin K.A., Ilyin N.A., Sherstyuk N.E. et al. // *Sci. Rep.* **7**, n 1. 687. (2017).
- [18] Schlauderer S., Lange C., Baierl S. et al. // *Nature* **569**, N 7756. 383. (2019).
- [19] Basini M., Pancaldi M., Wehinger B. et al. // *Nature* **628**, N 8008. 534. (2024).
- [20] Olejnik K., Seifert T., Kaspar Z. et al. // *Science Advances* **4**, N 3. eaar3566. (2018).
- [21] Yajima W., Arashida Y., Nishimori R. et al. // *ACS Photonics* **10**, N 1. 116. (2022).
- [22] Li R.K., Hoffmann M.C., Nanni E.A. et al. // *Phys. Rev. Accelerators and Beams* **22**, N 1. 012803. (2019).
- [23] Hebling J., Yeh K.L., Hoffmann M.C. et al. // *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, N 7. B6. (2008).
- [24] Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I. et al. // *Optics Letters* **39**, N 23. 6632. (2014).
- [25] Gollner C., Shalaby M., Brodeur C. et al. // *APL Photonics* **6**, N 4. 046105. (2021).
- [26] Oh T.I., You Y.S., Jhajj N. et al. // *New Journal of Physics* **15**, N 7. 075002. (2013).
- [27] Jin Z., Zhuo H.B., Nakazawa T. et al. // *Phys. Rev. E* **94**, N 3. 033206. (2016).
- [28] Liao G., Li Y., Liu H. et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences* **116**, N 10. 3994. (2019).
- [29] Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V. et al. // *Nature Communications* **11**, N 1. 292. (2020).
- [30] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Nazarov M.M. et al. // *Optica* **7**, N 1. 15. (2020).
- [31] Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A. et al. // *Sci. Rep.* **5**, n 1. 8368. (2015).
- [32] You Y.S., Oh T.I., Kim K.Y. // *Phys. Rev. Lett.* **109**, N 18. 183902. (2012).
- [33] Моисеев Д.С., Рожко М.В., Романовский Я.О. и др. // *Приборы и Техника Эксперимента* № 2. 125. (2025). (Moiseev D.S., Rozhko M.V., Romanovskii Ya.O. et al. // *Instruments and Experimental Techniques* **68**, N 2. 305. (2025))
- [34] Gallot G., Grischkowsky D. // *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, N 8. 1204. (1999).
- [35] Casalbuoni S., Schlarb H., Schmidt B. et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11**, N 7. 072802. (2008).
- [36] Zhang Z., Chen Y., Chen M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **117**, N 24. 243901. (2016).
- [37] Flender R., Borzsonyi A., Chikan V. // *Journal of Optics* **24**, N 4. 045502. (2022).
- [38] De Araujo M.A., Silva R., De Lima E. et al. // *Applied Optics* **48**, N 2. 393. (2009).

Generation of Powerful Phase-Controlled Single-Cycle Terahertz Pulses for Pump-Probe Experiments

A. V. Mitrofanov^{1,2,3,a}, M. V. Rozhko³, Ya. O. Romanovskii^{1,2,3}, D. S. Moiseev^{2,3},
E. E. Serebryannikov^{2,3}, D. A. Sidorov-Biryukov^{1,2,3}

¹Kurchatov Institute National Research Center, Moscow 123182, Russia

²Department of Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

³Russian Quantum Center. Skolkovo, Moscow 121205, Russia
E-mail: ^amitralex@inbox.ru

A pump-probe experimental system was developed that delivers single-cycle terahertz (THz) pulses with energies of up to 10 μJ optically synchronized with laser pulses in the near-infrared range (1030 nm) with a duration of 25 fs. The THz pulses were generated in two-color laser-induced plasma in atmospheric air with mid-infrared laser radiation (3.9 μm wavelength) and its second harmonic with a controlled phase difference between them. We measured the waveform and polarization of the THz pulse, and the size of the THz beam focal waist. The ability to switch the orientation of the THz electric field vector to the opposite direction was demonstrated. The developed experimental pump-probe setup can be used to study the properties of materials exposed to THz pulses with peak field strength of several MV/cm.

PACS: 42.65.Ky, 42.65.Re.

Keywords: generation of terahertz radiation, temporal pulse compression, above threshold ionization.

Received 08 September 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2025. **80**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Митрофанов Александр Вячеславович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-16-30, e-mail: mitralex@inbox.ru.
2. Рожко Михаил Викторович — канд. физ.-мат. наук; e-mail: mv.rozhko@physics.msu.ru.
3. Романовский Ярослав Олегович — аспирант; e-mail: romanovskii.io17@physics.msu.ru.
4. Моисеев Данила Сергеевич — студент; e-mail: moiseev.ds20@physics.msu.ru.
5. Серебрянников Евгений Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук; e-mail: serebryannikov@gmail.com.
6. Сидоров-Бирюков Дмитрий Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-16-30, e-mail: dima-sidorov@mail.ru.