

Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле субтерагерцовых импульсов среднего инфракрасного диапазона

А. В. Митрофанов^{a,b,c,d}, Д. А. Сидоров-Бирюков^{a,b,c,e,g}, А. А. Воронин^{a,b,e}, М. В. Рожко^{a,b}, П. Б. Глек^a,
М. М. Назаров^c, Е. Е. Серебрянников^{a,b,f}, А. Б. Федотов^{a,b,e,g}, А. М. Желтиков^{a,b,c,e,f,1)}

^a Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

^b Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

^c Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^d Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал Федерального научно-исследовательского центра “Кристаллография и фотоника” РАН, 140700 Шагара, Россия

^e Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, 420126 Казань, Россия

^f Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX 77843, USA

^g Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 января 2021 г.

После переработки 16 января 2021 г.

Принята к публикации 17 января 2021 г.

Малость скорости v индуцируемого лазерным полем движения электронов по сравнению со скоростью света c выступает одним из фундаментальных физических факторов, ограничивающих эффективность нелинейно-оптических процессов в плазменных средах. В настоящей работе показано, что использование мощных сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного диапазона позволяет значительно усилить широкий класс v/c -слабых плазменных нелинейностей, связанных, в первую очередь, с индуцируемыми лазерным полем внутриплазменными токами. На этой основе удается реализовать лазерно-плазменные схемы эффективной генерации когерентного широкополосного электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) и СВЧ-диапазонов – ТГц-СВЧ-суперконтинуума.

DOI: 10.31857/S1234567821050037

Нелинейно-оптические свойства плазмы, возникающей при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, широко исследуются, начиная с самых ранних этапов лазерной физики и нелинейной оптики [1, 2]. Понимание оптических нелинейностей плазмы необходимо для выяснения ограничений на параметры световых импульсов в мощных лазерных системах [2, 3]. На основе нелинейно-оптического отклика плазмы удается реализовать эффективные схемы преобразования частоты мощного лазерного излучения [4, 5]. Плазма, формируемая в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов, позволяет наблюдать новые нелинейно-оптические явления и реализовать новые режимы нелинейной динамики сверхкоротких световых импульсов [6–15]. На основе оптических нелинейностей такой плазмы [5, 6, 16] удается обеспечить высокую эффективность гене-

рации гармоник высокого порядка [6, 9–13] и терагерцового (ТГц) излучения [17–24], а также осуществить уникальные режимы сверхширокополосных нелинейно-оптических взаимодействий [25, 26] и временного сжатия мощных световых импульсов [27].

Широкий класс нелинейно-оптических явлений в формируемой сверхкороткими лазерными импульсами плазме, обусловлен плазменными токами, вызываемыми продольным электрическим полем кильватерной волны лазерного импульса [28, 29]: $E_z \approx \pi^2 m c a_0^2 / (2e\tau_p)$, где $a_0 = eE_0 / (m c \omega_0)$ – лазерный пондеромоторный потенциал, e , m – заряд и масса электрона, E_0 и ω_0 – амплитуда и центральная частота лазерного поля, τ_p – длительность лазерного импульса. Как следует из приведенного выражения, при $a_0 \ll 1$, т.е., при малом отношении скорости нерелятивистского электрона $v = eE_0 / (m\omega_0)$ к скорости света c поле E_z является слабым; v/c -малость поля E_z является отражением его пондеро-

¹⁾e-mail: zheltikov@physics.msu.ru

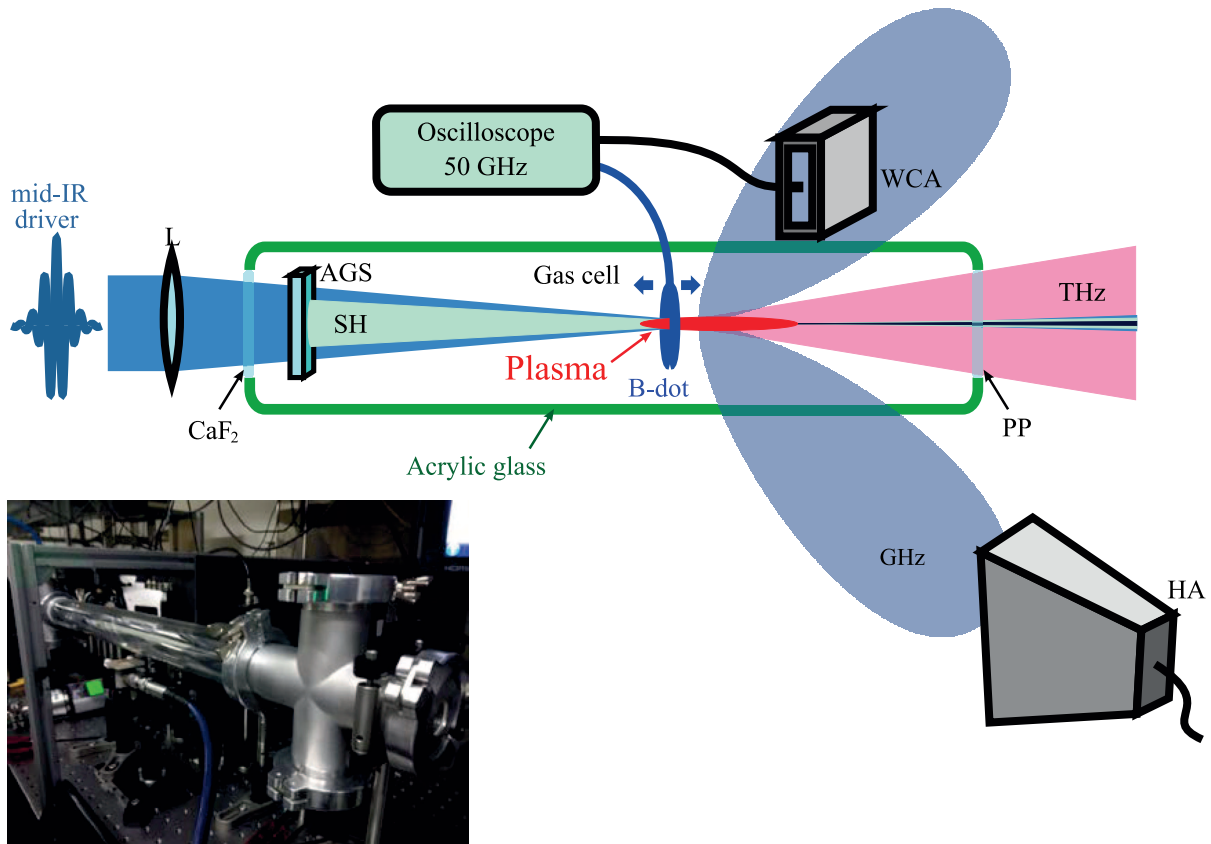


Рис. 1. (Цветной онлайн) Генерация ТГц-СВЧ-суперконтинуума в поле сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона: HA – широкополосная рупорная антенна; WCA – коаксиально-волновой переход; B-dot – проволочный петлевой зонд; AGS – кристалл для генерации второй гармоники; SH – поле второй гармоники; L – фокусирующая линза; PP – набор ТГц-фильтров. На вставке – фото вакуумной камеры и ячейки с газом для генерации СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле сверхкоротких лазерных импульсов

моторной природы. Это поле, однако, увеличивается пропорционально квадрату длины волны лазерного излучения $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. Такой закон масштабирования замечателен с физической точки зрения. Он показывает, что, несмотря на всю сложность нелинейных электродинамических явлений, обуславливающих формирование полей в кильватерной волне лазерного импульса, масштабирование $W_p \propto \lambda_0^2$, диктуемое уравнениями ньютоновой динамики для кинетической энергии электрона E_p в поле электромагнитного излучения с длиной волны λ_0 [30, 31], выполняется и для самосогласованного внутриплазменного поля E_z . Согласно закону масштабирования $E_z \propto \lambda_0^2$ [30, 32], увеличение длины волны лазерного излучения должно приводить к существенному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, обусловленных возникающими благодаря полю E_z продольными плазменными токами.

Для генерации мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона в наших экспериментах

используется лазерная система [33, 34] (рис. 1), состоящая из фемтосекундного Yb: CaF₂-лазера с регенеративным усилением, трехступенчатого оптического параметрического источника широкополосного поля затравки и трехступенчатого оптического параметрического усилителя chirпированных импульсов (ОПУЧИ). Импульсы, формируемые регенеративным усилителем Yb: CaF₂-системы, используются в качестве излучения накачки в схеме трехступенчатого оптического параметрического усиления (ОПУ), позволяющего получить импульсы излучения с центральной длиной волны 1460 нм и длительностью около 200 фс. Эти импульсы растягиваются во времени с помощью гризменного стретчера и используются в качестве сигнальной волны в схеме трехступенчатого ОПУЧИ, реализуемого в трех установленных последовательно кристаллах КТА. Поле накачки для этого процесса служат импульсы излучения Nd: YAG-лазера длительностью около 100 пс, передаваемые в трех пучках с энергия-

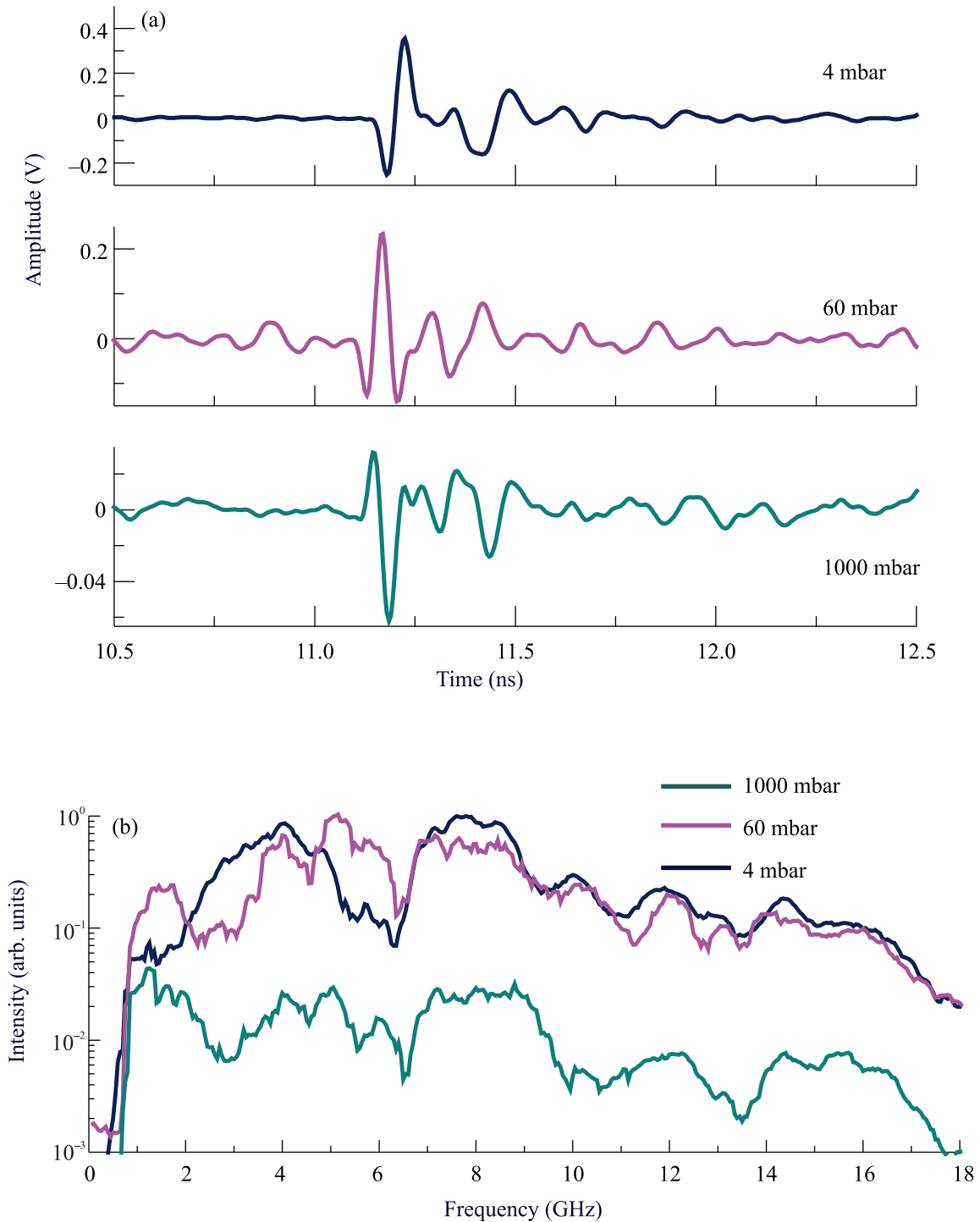


Рис. 2. (Цветной онлайн) Временные трейсы (а) и спектры (б) СВЧ-излучения плазмы, индуцируемой импульсами излучения среднего ИК-диапазона ($\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 6$ мДж) в газовой камере, заполненной атмосферным воздухом при трех значениях давления p (указаны на рисунке)

ми 50, 250 и 700 мДж [33–35], обеспечивающими оптическую накачку трех кристаллов КТА в системе ОПУЧИ в условиях широкополосного синхронизма [36, 37]. Импульсы холостой волны, формирующиеся

в этой системе, характеризуются широким спектром с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм и имеют энергию до 50 мДж. Сжатие этих импульсов с помощью решеточного компрессора позволяет получить

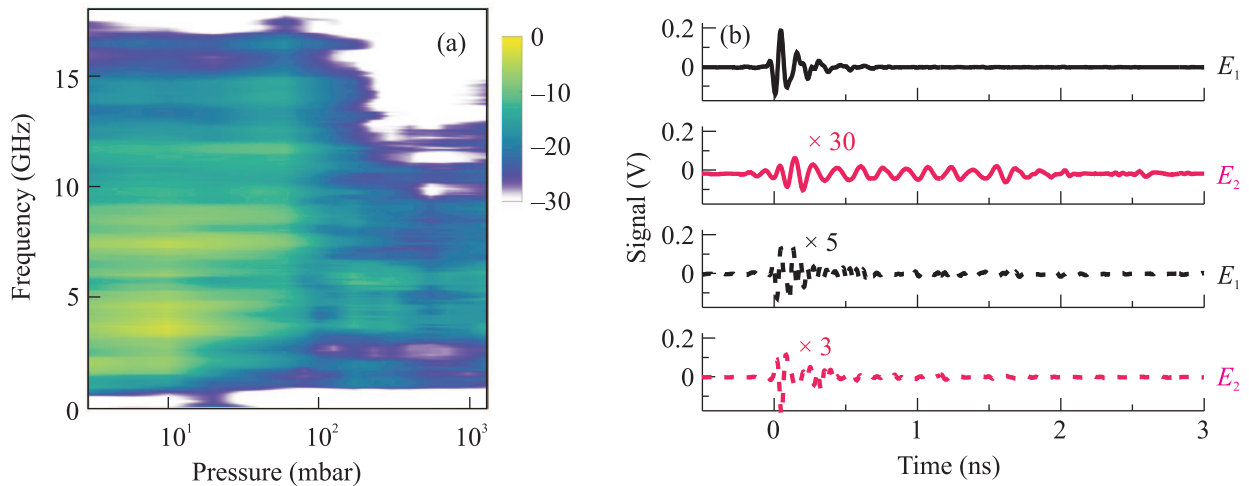


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Карта спектров СВЧ-излучения плазмы, индуцируемой импульсами излучения среднего ИК-диапазона ($\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 10$ мДж) в газовой камере, заполненной атмосферным воздухом при давлении p , варьируемом от 1.0 мбар до 1.5 бар. Значения давления p отложены по оси абсцисс. (b) – Временные профили двух поляризационных составляющих E_1 (черные линии) и E_2 (красные линии) СВЧ-поля, излучаемого лазерной плазмой в экспериментах с одночастотным (сплошные линии) и двухчастотным (штриховые линии) полем накачки. Поле накачки имеет следующие параметры: (сплошные линии) $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $E_0 \approx 3$ мДж, $\tau_0 \approx 80$ фс; (штриховые линии) $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $E_0 \approx 2$ мДж, $\tau_0 \approx 80$ фс с примесью поля второй гармоники с центральной длиной волны $\lambda_{SH} \approx 1.95$ мкм, длительностью импульса $\tau_{SH} \approx 70$ фс и энергией импульса $E_{SH} \approx 1$ мДж

импульсы среднего ИК-диапазона с энергией E_0 до 35 мДж и длительностью τ_0 около 80 фс [35, 38], что соответствует пиковой мощности $P_0 \approx 0.44$ ТВт.

С помощью линзы с фокусным расстоянием 50 см лазерное излучение среднего ИК-диапазона фокусируется в вакуумную камеру (рис. 1). Давление газа p в вакуумной камере варьируется в диапазоне от 0.01 до 1.5 бар. Для генерации поля второй гармоники, используемого в схемах двухчастотной генерации СВЧ-ТГц-суперконтинуума, используется кристалл AgGaS_2 толщиной 500 мкм (AGS на рис. 1), устанавливаемый сразу за входным окном внутри вакуумной камеры. Лазерная плазма, формируемая в области фокуса лазерного пучка, служит источником широкополосного вторичного излучения. Для исследования спектральных, временных и поляризационных свойств этого излучения, а также для анализа его диаграммы направленности используется система регистрации (рис. 1), в состав которой входят детекторы на основе коаксиально-волновых переходов (КВП), широкополосных рупорных антенн (РА) и пироэлектрических приемников, работающие в различных областях ТГц- и СВЧ-диапазонов и обеспечивающие возможность регистрации вторичного излучения плазмы в диапазоне от 0.5 ТГц до 30 ТГц. Исследование состояния поляризации СВЧ-излучения и раздельное измерение поляризацион-

ных составляющих СВЧ-поля производится при помощи КВП-детектора путем изменения ориентации его коаксиального кабеля (рис. 1). Для исследования формы импульса ТГц-СВЧ-излучения используется петлевой проволочный зонд [17, 39], работающий по принципу пояса Роговского [40]. Сигналы, регистрируемые КВП- и РА-детекторами, а также петлевым зондом анализируются с помощью скоростного осциллографа с полосой пропускания не менее 50 ГГц.

Для исследования свойств ТГц-излучения на выходное окно вакуумной камеры устанавливался ТГц-фильтр из полипропилена или политетрафторэтилена (рис. 1), а также набор фильтров, необходимый для выделения требуемого частотного диапазона. С помощью пары параболических зеркал ТГц-излучение вначале коллимировалось, а затем фокусировалось либо на рабочую поверхность пироэлектрического измерителя мощности, либо на пироэлектрическую матрицу анализатора профиля пучка.

На рисунке 2а представлены измеренные с помощью РА-детектора характерные временные профили импульса СВЧ-ТГц-излучения лазерной плазмы, генерируемой импульсами излучения среднего ИК-диапазона ($\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс) с энергией $E_0 \approx 6$ мДж в газовой камере, заполненной атмосферным воздухом при трех значениях давления p . Для анализа спектра СВЧ-ТГц-излучения осуществ-

ляется вейвлет-преобразование временных трейсов, регистрируемых с помощью КВП- и РА-детекторов, а также с помощью петлевого зонда.

Для устранения шумов и артефактов, включая шумы и артефакты, связанные с влиянием электрического контура осциллографа, вейвлет-преобразование временных трейсов СВЧ-ТГц-сигналов осуществляется с мягким многоуровневым порогом, устанавливаемым для надежного, воспроизводимого определения спектра СВЧ-ТГц-излучения. Выполненный на основе такой процедуры спектральный анализ показывает, что низкочастотное крыло спектра СВЧ-ТГц-излучения в выполненных экспериментах простирается вплоть до нижней границы регистрации используемого в экспериментах КВП-детектора, $\nu_c \approx 500$ (рис. 2б, 3а). Спектральная ширина излучаемого в этих условиях СВЧ-ТГц-суперконтинуума (рис. 3а, 4) значительно

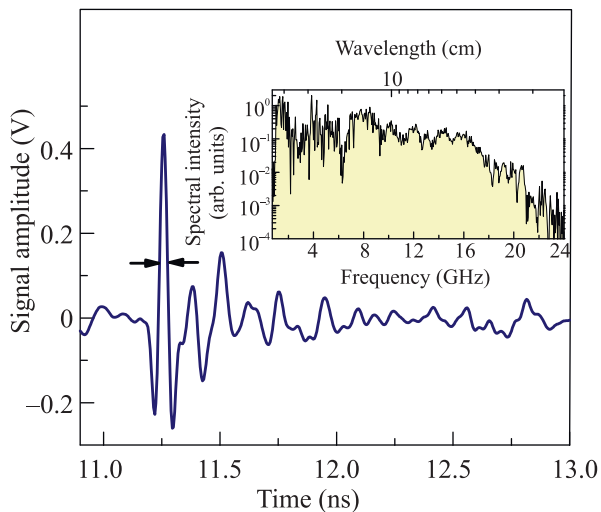


Рис. 4. (Цветной онлайн) Волновая форма СВЧ-импульса, регистрируемого широкополосной рупорной антенной, расположенной на расстоянии $L \approx 1.5$ м от плазменного источника излучения под углом около 47° относительно направления распространения лазерного пучка. На вставке представлен спектр, полученный путем преобразования Фурье волновой формы СВЧ-сигнала. Давление воздуха в газовой ячейке 60 мбар. Энергия импульса накачки – 10 мДж

превышает ширину спектра низкочастотного вторичного излучения, наблюдаемого в экспериментах, выполняемых с использованием сверхкоротких импульсов ближнего ИК-диапазона, причем как субтераваттного, так и тераваттного уровня пиковой мощности.

На рисунке 3а приведена карта, представляющая собой сводку спектров СВЧ-излучения плазмы,

измеренных в широком диапазоне давлений газа в вакуумной камере (от 1.0 мбар до 1.5 бар) при фиксированных параметрах импульсов лазерного излучения – $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 10$ мДж. Как видно из представленных на рис. 3а экспериментальных данных, понижение давления газа от ≈ 1.0 – 1.5 бар до ≈ 20 мбар позволяет значительно повысить интенсивность низкочастотного крыла СВЧ-ТГц-суперконтинуума. Такая тенденция находится в хорошем согласии со свойствами нелинейного отклика плазмы, обусловленного плазменными токами, вызываемыми продольным электрическим полем кильватерной волны E_z . В рамках такой физической картины усиление низкочастотного крыла СВЧ-излучения при понижении давления газа от ≈ 1.0 – 1.5 бар до ≈ 20 мбар связано с уменьшением частоты электронных столкновений в плазме, приводящим к понижению минимальной частоты излучаемых плазмой волн [41, 42]. Уменьшение интенсивности излучения при дальнейшем понижении давления обусловлено падением нелинейности за счет уменьшения плотности участвующих в формировании плазменного тока частиц.

На рисунке 3б представлены временные профили, измеренные для двух поляризационных составляющих СВЧ-поля, излучаемого лазерной плазмой в экспериментах с одночастотной и двухчастотной накачкой. В экспериментах с одноцветной накачкой преобладающей является продольная составляющая поля, E_1 , амплитуда которого для условий эксперимента, представленного на рис. 3б, в 50–60 раз больше амплитуды перпендикулярной составляющей поля E_2 . Такое состояние поляризации СВЧ-поля указывает на то, что генерация СВЧ-излучения в условиях описываемых экспериментов в основном обусловлена нелинейным откликом продольных плазменных токов. Этот результат находится в полном согласии с теоретическими предсказаниями, основанными на использовании детального анализа явления генерации ТГц- и суб-ТГц-излучения плазмой, индуцируемой сверхкороткими лазерными импульсами [28, 29, 43, 44].

Интенсивность электромагнитного излучения продольных плазменных токов имеет порядок величины $\mathcal{J} \sim cE_z^2/(8\pi)$ [28, 46]. Вследствие ponderomotorной природы поля кильватерной волны E_z мощность \mathcal{J} оказывается $(v/c)^2$ -малой. Скорость нерелятивистских электронов, образующих продольные плазменные токи, однако, растет пропорционально длине волны лазерного излучения, $v = eE_0\lambda_0/(2\pi m)$. Увеличение длины волны лазерного поля, таким образом, позволяет достичь

значительного усиления генерации СВЧ-ТГц-суперконтинуума. Благодаря такому усилению СВЧ-излучение в условиях представляемых экспериментов надежно регистрировалось на расстоянии несколько метров от газовой ячейки. В качестве примера на рис. 4 представлен характерный временной профиль СВЧ-сигнала, регистрируемого в условиях наших экспериментов с помощью рупорной антенны (рис. 1), расположенной на расстоянии $L \approx 1.5$ м от плазменного источника излучения под углом около 47° относительно направления распространения лазерного пучка. Энергия импульса излучения среднего ИК-диапазона, используемого в этом эксперименте в качестве накачки, составляла $E_0 \approx 10$ мДж. Длительность импульса накачки составляла $\tau_0 \approx 80$ фс. Пиковая мощность импульсов накачки, таким образом, составляла $P_0 \approx 0.13$ ТВт. Полная энергия СВЧ-излучения в этих условиях оказывается на уровне $\mathcal{E} \approx 0.5$ нДж. Сигнал СВЧ-излучения надежно регистрируется при такой схеме измерений при энергиях импульса накачки $E_0 \geq E_q \sim 0.7$ мДж.

Полезно сравнить эти количественные параметры СВЧ-ТГц-суперконтинуума, излучаемого в условиях наших экспериментов, с характерной картиной генерации и регистрации суб-ТГц-излучения импульсами накачки ближнего ИК-диапазона. В частности, при использовании сверхкоротких импульсов накачки с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм [47, 48], суб-ТГц-излучение, как правило, регистрируется на расстояниях L от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Сигнал суб-ТГц-излучения при этом надежно наблюдается при энергиях импульса накачки не менее нескольких миллиджоулей.

Сравнение параметров E_q и L , характерных для картины генерации ТГц-, суб-ТГц- и СВЧ-излучения в поле лазерных импульсов с центральной длиной волны 0.8 и 3.9 мкм, указывает на значительное увеличение эффективности генерации такого излучения в поле лазерной накачки среднего ИК-диапазона. Такой вывод полностью согласуется с ожиданиями, основанными на анализе излучения v/c -слабых токовых плазменных нелинейностей в функции длины волны поля накачки.

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования показывают, что использование мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона позволяет значительно усилить широкий класс v/c -слабых плазменных нелинейностей, связанных, в первую очередь, с индуцируемыми лазерным полем внутривлазменными токами. На этой ос-

нове удастся реализовать лазерно-плазменные схемы эффективной генерации когерентного широкополосного электромагнитного излучения ТГц- и СВЧ-диапазонов – ТГц-СВЧ-суперконтинуума.

Исследования в области каскадных спектрально-временных преобразований сверхкоротких лазерных импульсов поддержаны грантом Российского научного фонда # 18-72-10109. Исследования в области широкополосной нелинейной оптики поддержаны грантом Российского научного фонда # 20-12-00088. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 20-21-00131, 20-21-00140, 18-29-20031, 19-02-00473), фонда Уелча (проект # А-1801-20180324) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект # 075-15-2020-801). Исследования М. В. Рожко выполнены при поддержке гранта Президента РФ (МК-3820.2019.2), гранта РФФИ # 20-32-90228, # 18-02-40034, а также гранта фонда “Базис” # 18-2-6-157-1. Исследования П. Б. Глек выполнены при частичной поддержке фонда “Базис” (гранта # 20-2-10-2-1). Расчеты выполнены с использованием ресурсов вычислительного центра коллективного пользования МГУ им. М. В. Ломоносова. Исследования в области оптики сверхкоротких импульсов глубоко критической пиковой мощности выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда # 19-72-10054.

1. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Физматгиз, М. (1970).
2. N. Blombergen and Y. R. Shen, *Phys. Rev.* **141**, 298 (1966).
3. Н. Г. Басов, В. Ю. Быченков, О. Н. Крохин, М. В. Осипов, А. А. Рупасов, В. П. Силян, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов, *Квантовая электроника* **6**, 1829 (1979).
4. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
5. А. М. Желтиков, Н. И. Коротеев, *УФН* **169**, 385 (1999).
6. U. Teubner and P. Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445 (2009).
7. С. А. Ахманов, С. М. Гладков, Н. И. Коротеев, А. М. Желтиков, *Препринт # 5*, Физический факультет МГУ, М. (1988).
8. R. L. Carman, C. K. Rhodes, and R. F. Benjamin, *Phys. Rev. A* **24**, 2649 (1981).
9. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
10. P. B. Corkum and F. Krausz, *Nature Phys.* **3**, 381 (2007).

11. С. М. Гладков, Н. И. Коротеев, А. М. Желтиков, А. Б. Федотов, Письма в ЖТФ **14**, 1399 (1988) [S. M. Gladkov, N. I. Koroteev, A. M. Zheltikov, and A. B. Fedotov, Sov. Tech. Phys. Lett. **19**, 610 (1988)].
12. A. B. Fedotov, S. M. Gladkov, N. I. Koroteev, and A. M. Zheltikov, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 363 (1991).
13. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, V. P. Silin, S. A. Uryupin, A. M. Zheltikov, A. P. Tarasevich, and D. von der Linde, Phys. Lett. A **271**, 407 (2000).
14. И. В. Федотов, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **89**, 194 (2009).
15. А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **90**, 98 (2009).
16. А. М. Желтиков, О. С. Ильясов, Н. И. Коротеев, Письма в ЖЭТФ **54**, 143 (1991).
17. K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, and G. Rodriguez, Nature Photon. **2**, 605 (2008).
18. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Opt. Lett. **25**, 1210 (2000).
19. S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, and P. Encrenaz, Opt. Lett. **27**, 1944 (2002).
20. X. Xie, J. Dai, and X.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **96**, 075005 (2006).
21. M. D. Thomson, M. Kreß, T. Löffler, and H. G. Roskos, Laser Photonics Rev. **1**, 349 (2007).
22. T. Balčiūnas, D. Lorenc, M. Ivanov, O. Smirnova, A. M. Zheltikov, D. Dietze, K. Unterrainer, T. Rathje, G. G. Paulus, A. Baltuska, and S. Haessler, Opt. Express **23**, 15278 (2015).
23. D. Jang, R. M. Schwartz, D. Woodbury, J. Griff-McMahon, A. H. Younis, H. M. Milchberg, and K.-Y. Kim, Optica **6**, 1338 (2019).
24. A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova, V. Yu. Fedorov, A. Pugzlys, A. Baltuska, and S. Tzortzakis, Nature Commun. **11**, 292 (2020).
25. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, E. E. Serebryannikov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Optica **7**, 15 (2020).
26. А. М. Желтиков, УФН **176**, 623 (2006) [A. M. Zheltikov, Phys.-Usp. **49**, 605 (2006)].
27. A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller, Opt. Lett. **30**, 2657 (2005).
28. P. Sprangle, J. Penano, B. Hafizi, and C. Kapetanakis, Phys. Rev. E **69**, 066415 (2004).
29. I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet, and L. Bergé, Phys. Rev. E **94**, 063202 (2016).
30. P. Colosimo, G. Doumy, C. I. Blaga, J. Wheeler, C. Hauri, F. Catoire, J. Tate, R. Chirila, A. M. March, G. G. Paulus, H. G. Muller, P. Agostini, and L. F. DiMauro, Nature Phys. **4**, 386 (2008).
31. E. E. Serebryannikov and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. Lett. **113**, 043901 (2014).
32. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), Science **336**, 1287 (2012).
33. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, A. Pugzlys, E. A. Stepanov, G. Andriukaitis, T. Flöry, S. Alisauskas, A. B. Fedotov, A. Baltuska, and A. M. Zheltikov, Sci. Rep. **5**, 8368 (2015).
34. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, S. I. Mitryukovsky, A. B. Fedotov, E. E. Serebryannikov, D. V. Meshchankin, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Pugžlys, V. Ya. Panchenko, A. Baltuska, and A. M. Zheltikov, Optica **3**, 299 (2016).
35. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, A. Pugžlys, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Baltuska, and A. M. Zheltikov, Optica **4**, 1405 (2017).
36. G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuska, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, Opt. Lett. **36**, 2755 (2011).
37. А. А. Ланин, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **98**, 423 (2013).
38. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, М. В. Рожко, А. А. Воронин, П. Б. Глек, С. В. Рябчук, Е. Е. Серебрянников, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма ЖЭТФ **112**, 22 (2020).
39. T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, New J. Phys. **15**, 075002 (2013).
40. W. Rogowski and W. Steinhaus, Archiv Elektrotech. **1**, 141 (1912).
41. I. Babushkin, S. Skupin, A. Husakou, C. Köhler, E. Cabrera-Granado, L. Bergé, and J. Herrmann, New J. Phys. **13**, 123029 (2011).
42. A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. A **101**, 043813 (2020).
43. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and V. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007).
44. C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, New J. Phys. **10**, 013015 (2007).
45. P. Sprangle, B. Hafizi, J. R. Penano, R. F. Hubbard, A. Ting, A. Zigler, and T. M. Antonsen, Phys. Rev. Lett. **85**, 5110 (2000).
46. P. Sprangle, B. Hafizi, J. R. Penano, R. F. Hubbard, A. Ting, C. I. Moore, D. F. Gordon, A. Zigler, D. Kaganovich, and T. M. Antonsen, Phys. Rev. E **63**, 056405 (2001).
47. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
48. L. Berge, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007).