

УДК 621.373.8

**УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ
ИМПУЛЬСОВ ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА
В ПОСТФИЛАМЕНТАЦИОННОМ КАНАЛЕ
ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Я. В. Грудцын¹, И. О. Киняевский¹, А. В. Корибут¹, Л. В. Селезнёв¹,
В. А. Трофимов², А. А. Ионин¹

Экспериментально исследовано уширение спектра в постфиламентационном канале фемтосекундных лазерных импульсов с исходной длиной волны 944 нм, 744 нм и 472 нм. Проведено численное моделирование этого эффекта, обсуждаются механизмы сдвига спектра в красную область на примере сравнительного анализа экспериментальных и расчётных данных. Рассматриваемый эффект предполагается использовать для формирования двухчастотных импульсов и последующего их преобразования в средний ИК-диапазон методом внутриимпульсной генерации разностной частоты. Анализ показал, что среди рассмотренных длин волн наиболее перспективной для этой задачи является 744 нм.

Ключевые слова: титан-сапфировый лазер, филаментация, спектральное уширение, двухчастотное излучение.

Введение. Филаментация лазерного импульса в газовой среде – интересный нелинейно-оптический эффект, привлекающий внимание как своей физикой, так и его различными применениями. Эффект филаментации обусловлен балансом между положительной кубической нелинейностью среды распространения и отрицательной добавкой за счёт возникающей в ней плазмы. В то же время, как было впервые установлено в [1], после прекращения плазмообразования в лазерном пучке продолжают сохраняться пространственно локализованные структуры, обладающие достаточно высокой интенсивностью до десятка ТВт/см². В [2] такие структуры названы постфиламентацион-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: grudcynyv@lebedev.ru.

² Южно-Китайский технологический университет, 510641, Гуанчжоу, Китай.

ными каналами. По мере распространения спектр излучения в постфиламентационных каналах может значительно уширяться и смещаться в красную область, приобретая модулированную структуру, называемую Рамановскими пиками (Raman humps), см. напр. [3]. При этом излучение в постфиламентационном канале имеет высокое пространственное качество независимо от качества начального профиля пучка.

Данные свойства излучения постфиламентационного канала предлагается использовать при формировании импульса накачки для внутриимпульсной генерации разностной частоты (IDFG) (внутриимпульсный означает, что смешивание волн происходит в пределах одного импульса) [4]. Преимуществом такого подхода является отсутствие необходимости точной юстировки двух отдельных лазерных пучков или резонаторов, кроме того, фаза поля излучения относительно огибающей является стабилизированной для импульсов, сгенерированных данным методом [5]. Пиковая структура спектра, получаемая при спектральном преобразовании лазерного импульса в постфиламентационном канале, предпочтительнее, чем гауссова или плавный широкий спектр.

Поскольку форма и ширина спектра лазерного импульса после филаментации существенно зависит от множества параметров: числовой апертуры фокусировки, энергии импульса, длины волны излучения и других, то для формирования двухчастотной формы спектра, необходимой для последующего преобразования в средний ИК-диапазон, эти параметры должны быть тщательно подобраны. Поэтому в данной работе мы изучали уширение спектра в постфиламентационном канале фемтосекундных лазерных импульсов при варьировании длины волны излучения, а также их энергии и числовой апертуры. При этом особый интерес представляет генерация 10.6 мкм (предполагает ширину спектра накачки $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$). Такое излучение может быть усилено в CO_2 лазере до тераваттной мощности и попадает в окно прозрачности атмосферы 8–14 мкм, и может применяться для мониторинга газов в окружающей среде [6].

Эксперимент. Экспериментальная работа выполнялась на двух установках: “СТАРТ-248” (100 фс, 744 нм, до 6 мДж) и “СТАРТ-480М” (100 фс, 944 нм, до 9 мДж) (Авеста Проект Ltd.). Генерация второй гармоники для комплекса “СТАРТ-480М” осуществлялась в кристалле KDP.

Чтобы подобрать оптимальные параметры системы для получения уширения спектра с расстоянием между крайними пиками, соответствующим длине волны 10–11 мкм, была проведена серия измерений спектра излучения, преобразованного в постфиламентационном канале, при различных исходных длинах волн λ , энергии импульса и числовых апертурах. Излучение фокусировалось собирающей линзой (зеркалом) с различ-

ным фокусным расстоянием, затем после области филаментации излучение постфиламентационного канала отражалось клином в спектрометр ASP-150T Авеста Проект Ltd.

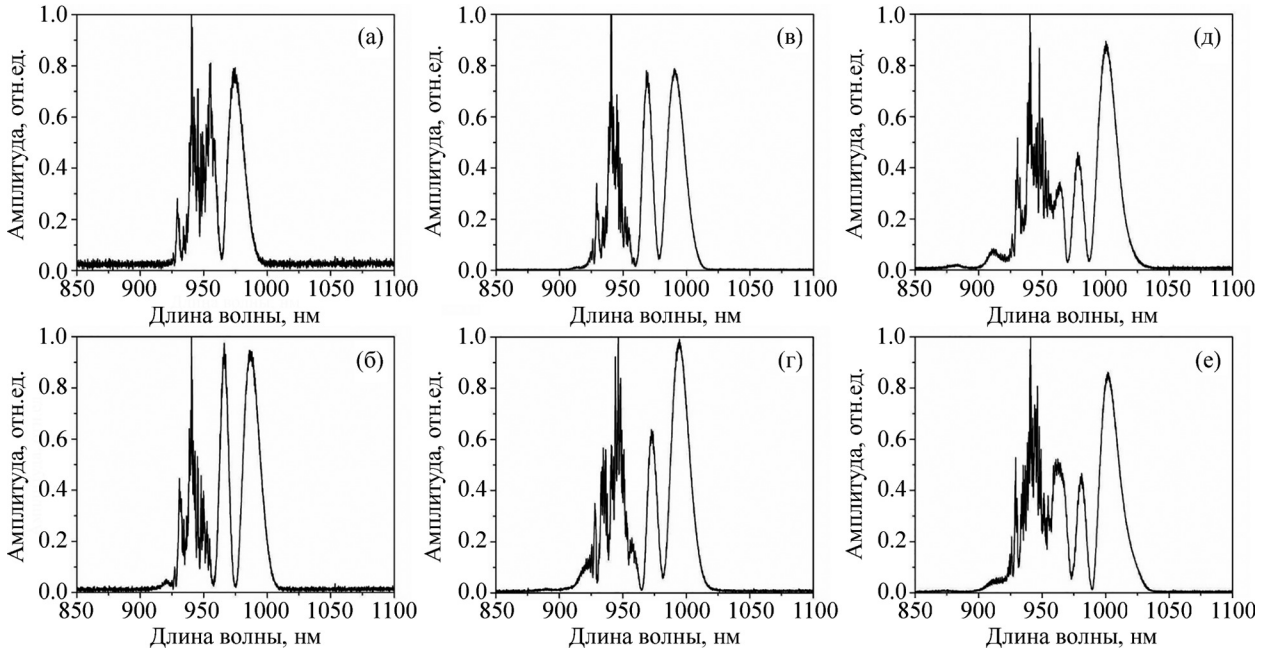


Рис. 1: Спектры лазерного импульса ($\lambda = 944$ нм), преобразованного в постфиламентационном канале, полученные при числовой апертуре $NA = 0.004$ и начальной энергии импульса: 2 мДж (а), 3 мДж (б), 4 мДж (в), 5 мДж (г), 6 мДж (д), 9 мДж (е). Диаметр начального пучка составлял 8 мм.

Энергия лазерного импульса изменялась дифракционным ослабителем в пределах от энергии, соответствующей критической мощности самофокусировки, до энергии, соответствующей переходу в режим множественной филаментации. На рис. 1 представлены спектры лазерного импульса, преобразованного в постфиламентационном канале, полученные для $\lambda = 944$ нм и числовой апертуры фокусировки $NA = 0.004$.

Из рис. 1 видно, что для $\lambda = 944$ нм ширина спектра с увеличением энергии растёт и достигает ~ 70 нм (~ 750 см $^{-1}$) при энергии 9 мДж. Таким образом, для излучения с длиной волны $\lambda = 944$ нм получить спектр с расстоянием между крайними пиками, соответствующим 100 нм (~ 1000 см $^{-1}$), не удалось даже при максимальной энергии лазерной системы. При использовании меньших числовых апертур на длине волны $\lambda = 944$ нм получить требуемое уширение спектра также не удалось.

На рис. 2 представлены спектры лазерного импульса, преобразованного в постфиламентационном канале, полученные для длины волны $\lambda = 472$ нм и числовой апер-

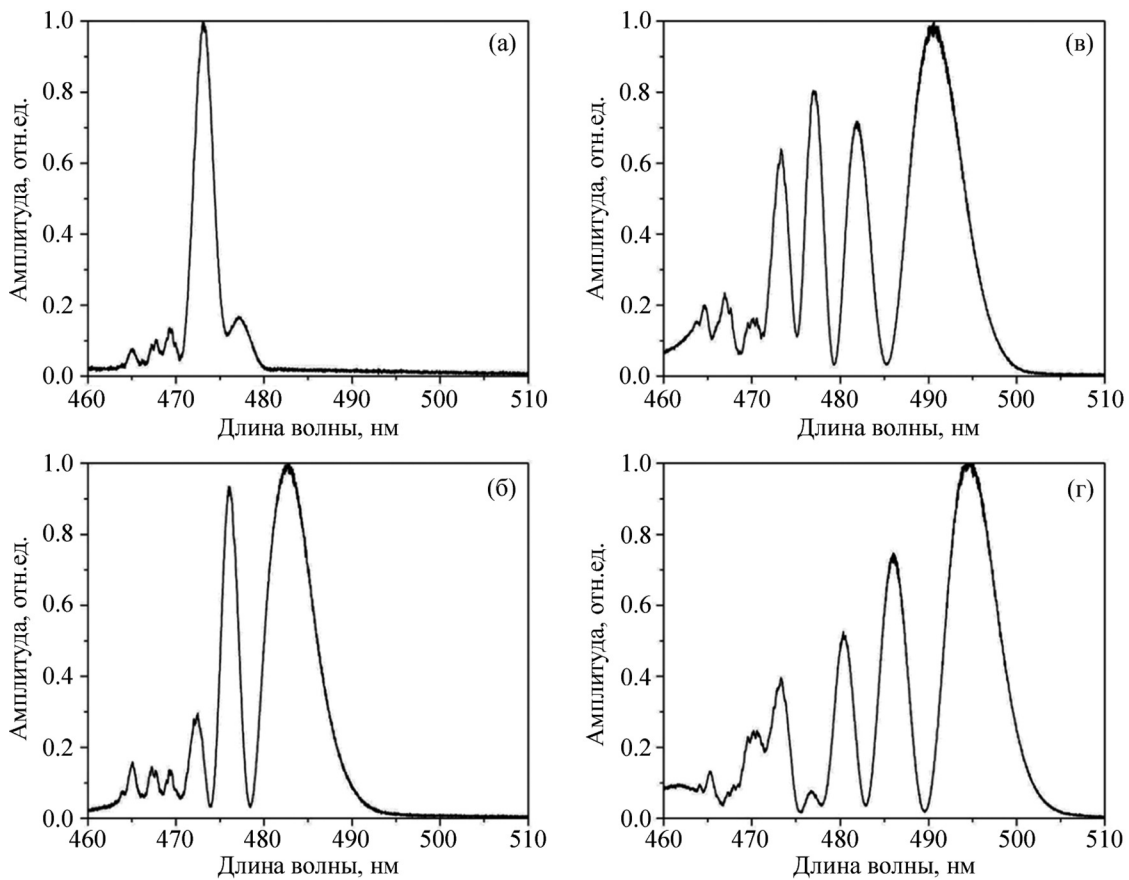


Рис. 2: Уширение спектра в постфиламентационном канале при накачке на длине волны 472 нм, числовой апертуре $NA = 0.002$ и начальной энергии импульса: 0.25 мДж (а), 0.5 мДж (б), 0.75 мДж (в), 1 мДж (г). Диаметр начального пучка составлял 8 мм.

туре фокусировки $NA = 0.002$. Для $\lambda = 472$ нм требуемая ширина спектра в 20 нм ($\sim 1000 \text{ см}^{-1}$) достигается при энергии лазерного импульса $\sim 0.75\text{--}1.0$ мДж. Это объясняется тем, что уширение спектра зависит от коэффициента нелинейности, который для коротковолнового излучения больше [7]. Однако применение этого излучения на этапе генерации разностной частоты вызывает ряд трудностей: а) поскольку кристалл для генерации разностной частоты должен быть прозрачен для излучения накачки, он должен иметь большую ширину запрещенной зоны, что приводит к малому нелинейному коэффициенту, б) при большой величине кванта увеличивается вероятность двухфотонного поглощения в нелинейном кристалле, в) большая дисперсия групповых скоростей между длинноволновым и коротковолновым излучением и г) меньшая квантовая эффективность. Поэтому мы провели эксперименты на другой лазерной установ-

ке, имеющей промежуточную длину волны $\lambda = 744$ нм (рис. 3). В этой серии экспериментов фокусировка излучения осуществлялась сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 2.5 м ($NA = 0.001$).

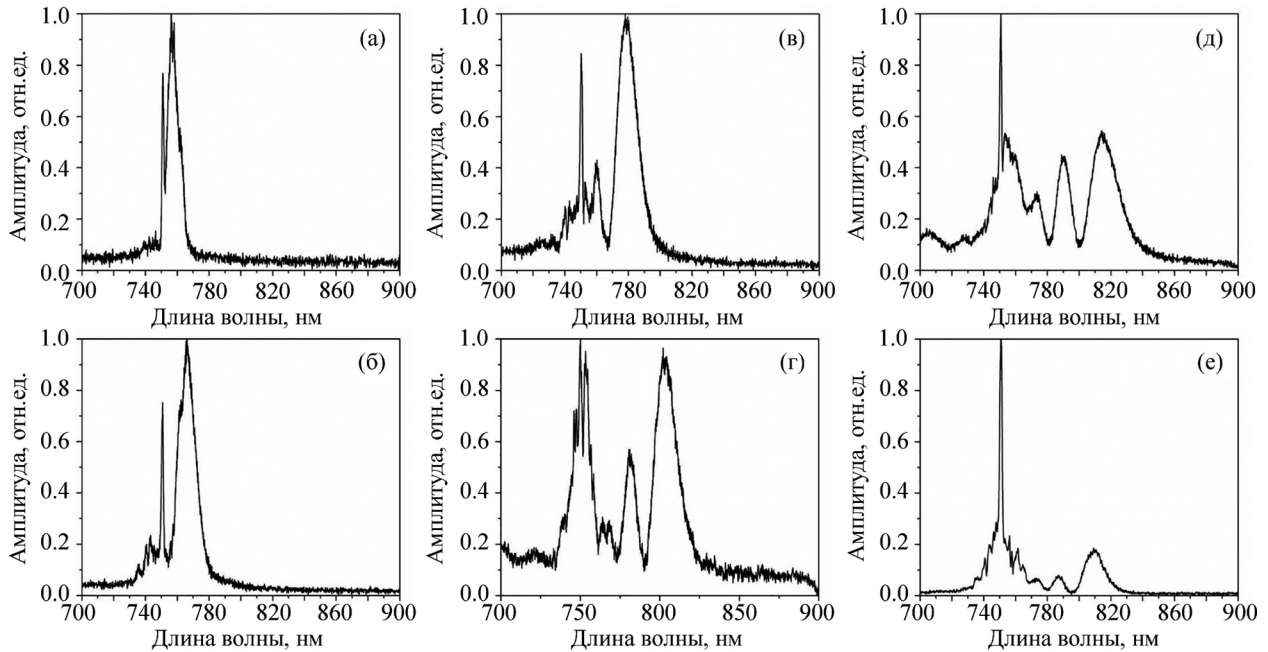


Рис. 3: Уширение спектра в постфиламентационном канале при накачке на длине волны 744 нм, числовой апертуре $NA = 0.001$ и начальной энергии импульса: 0.2 мДж (а), 0.6 мДж (б), 1.0 мДж (в), 1.5 мДж (г), 1.8 мДж (д), 2.5 мДж (е).

Из рис. 3 видно, что для $\lambda = 744$ нм требуемая ширина спектра в 60 нм ($\sim 1000 \text{ см}^{-1}$) достигается при энергии лазерного импульса ~ 1.8 мДж. Таким образом, мы установили, что длина волны $\lambda = 744$ нм является наиболее оптимальной среди рассмотренных для реализации лазерной системы среднего ИК-диапазона с длиной волны ~ 10 мкм, поскольку позволяет получить требуемую двухчастотную форму спектра и может использоваться для накачки ряда нелинейных кристаллов, в том числе и с высоким нелинейным коэффициентом (напр., GaSe, AgGaS₂ и др. [8]).

Необходимая форма спектра при этом достигается только для излучения постфиламентационного канала. Отношение энергии импульса в постфиламентационном канале к начальной в экспериментах составляло от 1/3 до 1/8.

Моделирование уширения спектра. Для определения основных механизмов, влияющих на уширение спектра, моделирование было проведено для наибольшей и наи-

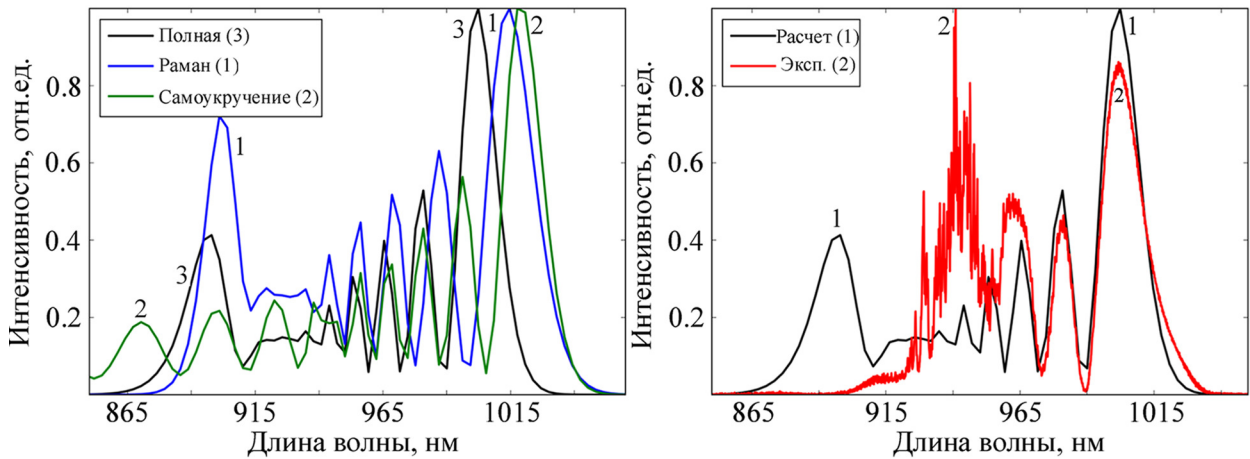


Рис. 4: Расчёт уширения спектра на длине волны 944 нм. Слева – уширение с учётом различных явлений, справа – сравнение с экспериментом.

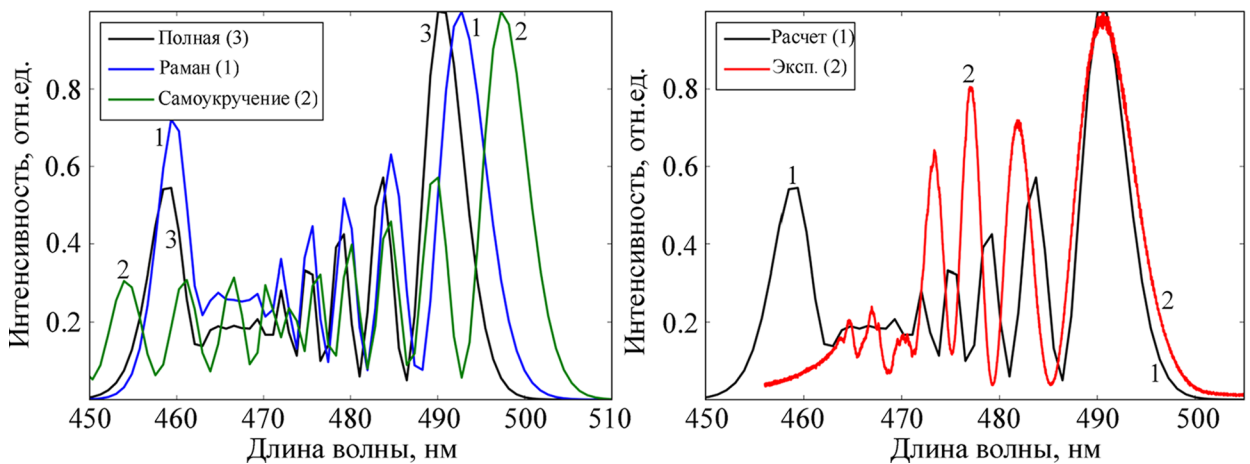


Рис. 5: Расчёт уширения спектра на длине волны 472 нм. Слева – уширение с учётом различных явлений, справа – сравнение с экспериментом.

меньшей длин волн, используемых в эксперименте. Отметим, что во всех представленных экспериментах основное уширение спектра происходило в длинноволновую область (красный сдвиг), при этом уширение спектра в коротковолновую область (синий сдвиг) было незначительным. Для анализа различных факторов, влияющих на наблюдаемую несимметричность уширения спектра, использовалась численная модель нелинейного распространения и взаимодействия излучения с оптически прозрачными Керровскими средами, разработанная Лабораторией математического моделирования в физике (МГУ) [9]. Модель основана на совместном решении нелинейного уравнения

Шредингера, полученного в приближении медленно меняющихся волн, с уравнением генерации плазмы.

При моделировании интенсивность задавалась равной 10 ТВт/см^2 , дисперсия групповой скорости воздуха 0.038 фс/мм^2 и 0.019 фс/мм^2 для 472 нм и 944 нм соответственно, нелинейный показатель преломления $6 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/см}^2$ и $3 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/см}^2$ для 472 нм и 944 нм соответственно, доля мгновенного отклика в нелинейном составляла 0.5.

Так как при распространении в режиме постфиламентационного канала плазма отсутствует (в литературе такой режим иногда называют безплазменный филамент, что, строго говоря, не совсем верно), при проводимых расчётах она не учитывалась. На несимметричность уширения под действием фазовой самомодуляции может влиять задержанный нелинейный отклик и дисперсия нелинейного отклика (самоукручение фронта). Для определения влияния каждого явления на сдвиг спектра в красную область были выполнены расчёты только с учётом фазовой самомодуляции (а), фазовой самомодуляции и задержанного нелинейного отклика (b), фазовой самомодуляции и дисперсии нелинейности (с), фазовой самомодуляции, задержанного нелинейного отклика и дисперсии нелинейности (d) (рис. 4, 5).

Из результатов моделирования видно, что для 944 нм важно учитывать как дисперсию нелинейности, так и задержанный отклик, в то время как для 472 нм дисперсией нелинейности можно пренебречь. Такое поведение объяснимо обратной зависимостью коэффициента при дисперсии нелинейности от частоты. Также результаты моделирования демонстрируют, что для расчёта смещения спектра достаточно модели, учитывающей фазовую самомодуляцию, задержанный нелинейный отклик и дисперсию нелинейности.

Заключение. В работе исследовано уширение спектра фемтосекундного лазерного импульса в постфиламентационном канале для излучения с длинами волн 944 нм, 744 нм и на 472 нм. Показано, что с уменьшением длины волны максимальный частотный сдвиг в красную область увеличивается, для излучения с длиной волны 944 нм он не превышал $\sim 750 \text{ см}^{-1}$. Установлено, что для преобразования 100 фс лазерных импульсов в район длины волны 10 мкм в схеме “красный сдвиг в постфиламентационном канале – генерация разностной частоты в нелинейном кристалле” оптимальной длиной волны излучения среди рассмотренных является 744 нм. С помощью численного моделирования эксперимента показано, что сдвиг спектра в красную область может быть описан за счёт “медленного” нелинейного отклика и дисперсии нелинейности.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-11-00113).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, et al., *Appl. Phys. B* **79**(3), 379 (2004). DOI: 10.1007/s00340-004-1557-8.
- [2] Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин и др., *Квантовая электроника* **46**(11), 1009 (2016). DOI: 10.1070/QEL16154.
- [3] O. Kosareva, N. Panov, D. Shipilo, et al., *Opt. Lett.* **46**(5), 1125 (2021). DOI: 10.1364/OL.416224.
- [4] Ya. V. Grudtsyn, I. O. Kinyaevskiy, A. V. Koribut, et al., *Opt. Lett.* **46**(14), 3420 (2021). DOI: 10.1364/OL.426943.
- [5] N. Ishii, K. Kaneshima, K. Kitano, et al., *Nat. Commun.* **5**(3), 1 (2014). DOI: 10.1038/ncomms4331.
- [6] *Terahertz and mid infrared radiation: detection of explosives and CBRN (using terahertz)* by M. F. Pereira and O. Shulika (Springer, Dordrecht, 2014).
- [7] О. А. Букин, Е. Е. Быкова, Ю. Э. Гейнц и др., *Оптика атмосферы и океана* **24**(5), 351 (2011).
- [8] *Nonlinear optical crystals: a complete survey*. Ed. by D. N. Nikogosyan (Springer Sciences & Business Media, 2006).
- [9] A. G. Volkov, V. A. Trofimov, *Comp. Math. Math. Phys.* **47**(10), 1681 (2007). DOI: 10.1134/S0965542507100090.

Поступила в редакцию 16 ноября 2021 г.

После доработки 29 ноября 2021 г.

Принята к публикации 30 ноября 2021 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета V Международной конференции “Сверхбыстрые Оптические Явления” (*UltrafastLight-2021*), Москва.