Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 8, с. 461 – 466

Особенности генерации резонансной дисперсионной волны УФ диапазона в полом волноводе

Л. Л. Лосев[1], *В. С. Пазюк*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2025 г.
После переработки 4 сентября 2025 г.
Принята к публикации 7 сентября 2025 г.

Предложен физический механизм генерации резонансной дисперсионной волны ультрафиолетового диапазона на основе процесса нелинейной фазовой модуляции при равенстве групповых скоростей оптического инфракрасного солитона и импульса ультрафиолетового излучения в полом волноводе. Получено аналитическое выражение для длины резонансной дисперсионной волны. Проведены эксперименты, подтверждающие предложенный механизм.

DOI: 10.31857/S0370274X25100159

Резонансные дисперсионные волны (RDW – *resonant dispersive wave*), возникающие при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в газонаполненных полых волноводах, интенсивно исследуются в последние годы. Интерес к таким процессам вызван возможностью преобразования инфракрасного (IR – *infrared*) лазерного излучения в ультрафиолетовое (UV – *ultraviolet*), вплоть до вакуумного UV. При этом могут быть получены перестраиваемые по частоте импульсы излучения с длительностью короче 10 фс и энергией больше 1 мкДж при эффективности преобразования по энергии, достигающей 10 % [1–6]. Такие уникальные источники излучения могут найти широкое применение в различных областях науки и техники.

Физический механизм генерации RDW заключается в формировании оптического солитона с длительностью короче длительности лазерного импульса при распространении импульса в полом газонаполненном волноводе в режиме нелинейной фазовой самомодуляции при аномальной дисперсии. В дальнейшем, при распространении солитона и при определенных параметрах волновода и давления газа, формируется интенсивная волна коротковолнового излучения – RDW [1]. В работах [2–4] данный эффект объясняется установлением фазового синхронизма между волной солитона и RDW. Поскольку в линейном приближении достичь фазового синхронизма невозможно, авторы вводили в уравнение, определяющее длину RDW, дополнительный член, учитывающий нелинейную зависимость показателя преломления от интенсивности излучения оптического солитона. Данная процедура не является вполне корректной, так как интенсивность излучения солитона, которая может быть установлена только расчетным путем, не является постоянной величиной и варьируется как во времени, так и в пространстве – по длине взаимодействия и по сечению лазерного пучка. Кроме того, неясно, как определить условие фазового синхронизма для импульсов с длительностью в несколько периодов световой волны, частота которых существенно меняется во времени в процессе нелинейной фазовой модуляции. По-нашему мнению, более адекватно описать явление генерации RDW можно исходя из установления режима равенства групповых скоростей IR солитона и UV импульса RDW. Рассмотрению этого предположения посвящена данная работа.

Перед представлением экспериментальных результатов покажем возможность существования режима распространения импульсов IR солитона и UV RDW в волноводе с равными групповыми скоростями.

Модуль волнового вектора волны k, распространяющейся в волноводе с диэлектрическими стенками и внутренним диаметром D в моде с наименьшими потерями EH_{11}, может быть записан в виде [7]: $k(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}\left[n(\lambda) - 0.5\left(\frac{2.4\lambda}{\pi D}\right)^2\right]$, где: λ – длина волны излучения, $n(\lambda)$ – показатель преломления газа,заполняющего полость волновода. Для расчетов аппроксимируем зависимость показателя преломления от длины волны формулой Коши: $n(\lambda) - 1 = A + \frac{PB}{\lambda^2}$, где: A и B – константы, зависящие от состава газа, P – давление газа в атмосферах. Вычис-

[1]e-mail: lllosev@mail.ru

ляя с учетом этих зависимостей, групповые скорости импульсов с центральными длинами волн λ_1 и λ_2 и равными интенсивностями, а затем приравнивая их, получим следующую связь длин волн:

$$\lambda_1 \approx \frac{D\sqrt{PB}}{0.3\lambda_2}. \quad (1)$$

С учетом того,что длина волны λ_{ZD}, соответствующая нулевой дисперсии групповых скоростей в данном случае определяется выражением: $\lambda_{\text{ZD}} \approx \approx 1.8(PBD^2)^{1/4}$, то соотношение (1) можно преобразовать к виду:

$$\lambda_1\lambda_2 = \lambda_{\text{ZD}}^2. \quad (2)$$

В полом волноводе излучение с длиной волны, большей λ_{ZD}, распространяется в области с аномальной дисперсией, короче λ_{ZD} – в области нормальной дисперсии. Поэтому, как видно из (2), волны с равными групповыми скоростями могут быть получены только в областях с дисперсиями разных знаков – длинноволновое излучение, с длиной волны, большей λ_{ZD}, в области аномальной дисперсии, коротковолновое – в области нормальной дисперсии. Именно такие значения дисперсий взаимодействующих волн требуются для генерации IR солитона с длиной волны λ_{SOL} и RDW с длиной волны λ_{DW}, а соотношение (1) приобретает вид:

$$\lambda_{\text{DW}} \approx \frac{D\sqrt{PB}}{0.3\lambda_{\text{SOL}}}. \quad (3)$$

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В качестве источника лазерного излучения использовалась фемтосекундная иттербиевая лазерная система, построенная по схеме задающий генератор–регенеративный усилитель (ТЕТА, Авеста). Центральная длина волны лазерного излучения составляла 1030 нм, длительность импульса – 230 фс, максимальная энергия импульса – 250 мкДж, частота повторения импульсов – 5 кГц. Поскольку длина, необходимая для сжатия солитона до наиболее короткой длительности при распространении лазерного импульса в волноводе, пропорционально зависит от начальной длительности импульса [2], то, исходя из предварительно рассчитанной длины сжатия солитона и длины используемого волновода (капилляра), требовалось сократить длительность исходного лазерного импульса. С этой целью на первом этапе осуществлялась временная компрессия импульса [8]. Лазерный импульс фокусировался на вход кварцевого капилляра с внутренним диаметром 150 мкм и длиной 40 см, помещенного в металлическую камеру, заполненную аргоном до 10 атм. Спектрально уширенное при нелинейной фазовой самомодуляции излучение на выходе капилляра коллимировалось линзой и направлялось в компрессор из чирпированных зеркал. Импульс компрессировался во времени посредством десятикратного отражения (общая дисперсия групповой задержки составляла 2500 фс^2) от чирпированных зеркал. На рисунке 2 представлены спектр импульса на выходе капилляра и автокорреляционная функция компрессированного импульса, измеренная автокоррелятором ASF-15 (Авеста). При варьировании энергии лазерного импульса в пределах (200–250) мкДж длительность компрессирован-

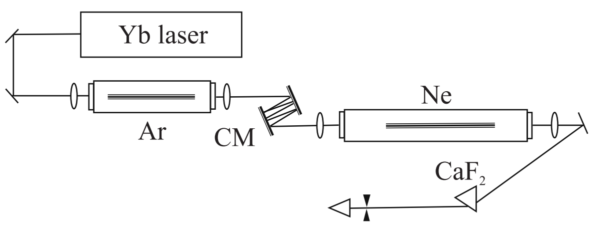

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. CM – чирпированные зеркала; CaF_2 – дисперсионная призма из фтористого кальция

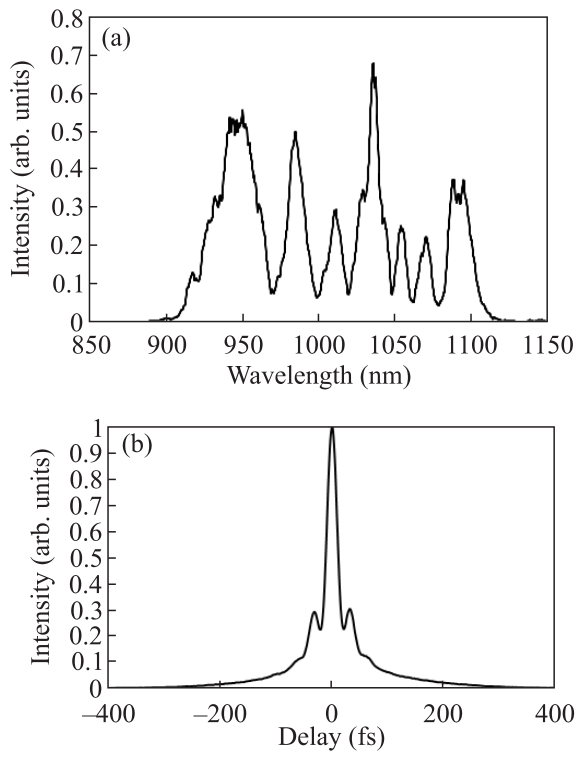

Рис. 2. (a) – Спектр импульса на выходе капилляра с аргоном. Давление аргона – 10 атм, энергия импульса на входе в капилляр 250 мкДж. (b) – Автокорреляционная форма импульса после компрессии на чирпированных зеркалах. Длительность импульса по уровню половины интенсивности составляет 17 фс в предположении гауссовой формы импульса

ного импульса менялась от 17 до 18 фс. При этом длительность спектрально-ограниченного импульса, рассчитанного исходя из спектра импульса на выходе капилляра, составляла 14 фс. Энергетическая эффективность компрессора, включающая потери в кварцевом капилляре и на чирпированных зеркалах, составляла 50 %.

Генерация RDW осуществлялась во втором кварцевом капилляре диаметром 150 мкм и длиной 60 см. Капилляр размещался в камере длиной 1 м с кварцевыми окнами,заполняемой неоном. Излучение после временного компрессора фокусировалось на вход капилляра линзой с фокусом 25 см. Пропускание капилляра в процессе экспериментов менялось в пределах (35–38) % в зависимости от давления неона и энергии лазерного импульса. На выходе капилляра UV излучение RDW выделялось призмой из CaF_2 для измерения энергии. Спектр выходного излучения в диапазоне (200–900) нм регистрировался спектрометром ASP-100 (Авеста).

Для генерации RDW необходимым условием является использование волновода (капилляра) с длиной, превышающей длину сжатия оптического солитона L_F до минимальной длительности при распространении IR импульса в газонаполненнном капилляре с аномальной дисперсией. Длина сжатия солитона L_F определяется выражением [2]: $L_F = \sqrt{L_D L_N}$, где: $L_D = 0.32\frac{\tau_L^2}{|\beta_2|}$ – дисперсионная длина (τ_L – длительность лазерного импульса, β_2 – дисперсия групповых скоростей в газонаполненном капилляре), $L_N = \frac{\lambda}{2\pi I n_2}$ – нелинейная длина (I – интенсивность лазерного излучения в капилляре, n_2 – нелинейный показатель преломления газа). Для давления неона 7 атм рассчитанная дисперсия групповых скоростей для капилляра с диаметром 150 мкм составила $\beta_2 = -0.386\,\text{фс}^2/\text{см}$. При энергии внутри капилляра лазерного импульса с длительностью 17 фс, равной 60 мкДж, длина сжатия солитона составила 53 см, что меньше длины капилляра. (При расчетах принималось во внимание, что эффективность ввода излучения в капилляр составляла 80 % и в центральном 17 фс пике импульса содержалось ~ 70 % энергии импульса.)

При генерации RDW возникает характерный пик с шириной ~ 10 нм в UV области спектра [1–4]. Была снята зависимость центральной длины волны RDW от давления неона в капилляре (рис. 3). Полученная зависимость λ_{DW} [нм] $\approx 125.7\,P^{0.46}$ [атм] согласуется со сделанными выше оценками (3). Кроме полученных в этой работе результатов эксперимента, мы разместили на рис. 3 результаты работы [9]. В отличие от данной работы, использовался лазер на сапфире с

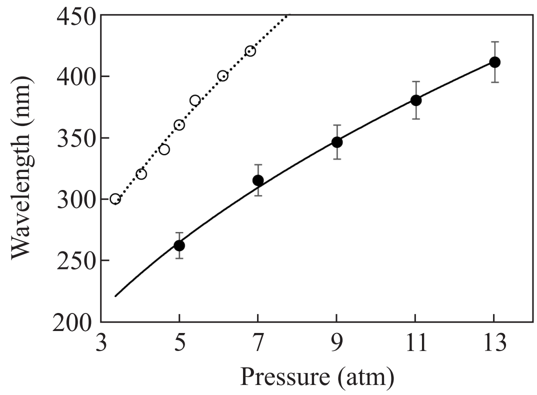

Рис. 3. Зависимость длины RDW от давления неона. Черные кружки – результаты данной работы. Сплошная линия – линия тренда с зависимостью λ_{DW}[нм] $\approx$ $\approx 125.7\,P^{0.4626}$[атм]. Белые кружки – результаты работы [9]. Пунктирная линия – линия тренда с зависимостью λ_{DW}[нм] $\approx 160.32\,P^{0.5032}$[атм]

титаном с длиной волны 750 нм и длительностью импульса 11 фс. Диаметр капилляра составлял 140 мкм. Полученные результаты также с высокой точностью согласуются с зависимостью длины волны от давления неона вида: $\lambda_{\text{DW}} \approx 160.3\,P^{0.50}$. Более того, длина RDW при одинаковом давлении газа в капиллярах и изменении диаметра капилляра с 150 до 140 мкм, а длины волны лазерного излучения с 1030 нм до 750 нм должна возрастать, в соответствии с выражением (3), в 1.28 раза. В эксперименте, как следует из полученных зависимостей, наблюдался близкий к расчетному рост в ~ 1.35 раза.

Рассчитанные, исходя из дисперсионных формул, значения величины B составили: (8.0, 15.3 и 156) $\times$ $\times\ 10^{-16}\,\text{см}^2\cdot\text{атм}^{-1}$ для гелия, неона и аргона, соответственно. В работе [9] были проведены измерения длины RDW для инертных газов. Полученные значения длины RDW для разных газов при сохранении прочих параметров (диаметра волновода и длины волны лазерного излучения) подтверждают зависимость длины волны RDW от вида газа как: $\lambda_{\text{DW}} \sim \sqrt{PB}$. В частности, при замене неона с давлением 4615 мбар на гелий с давлением 4512 мбар измеренная длина RDW снизилась с 340 до 250 нм – в 1.36 раза. Расчет по формуле (3) предсказывает в этом случае падение длины RDW в 1.40 раза.

Оценки абсолютного значения длины волны RDW по формуле (3), где в качестве длины волны солитона λ_{SOL} используется значение длины волны лазерного излучения, дают величину примерно в 1.6 раза превосходящую наблюдаемую в экспериментах. Мы связываем такое расхождение с тем, что центральная длина волны солитона (здесь и далее в тексте под солитоном подразумевается IR импульс излучения с минимальной длительностью после временной компрессии солитона) больше длины волны исходного лазерного излучения. Это связано с тем, что отрицательная дисперсия групповых скоростей в капилляре растет с ростом длины волны как $-\lambda^3$. Поэтому временная компрессия длинноволновых компонент, возникающих в процессе нелинейной фазовой самомодуляции, происходит на более коротких расстояниях по сравнению с коротковолновыми компонентами, и спектр солитона смещается в длинноволновую сторону [9]. Исходя из этого, если ввести в формулу (3) длину волны солитона в виде $1.5\lambda_L$, где λ_L – длина волны лазерного излучения, то получим следующее выражение для зависимости длины RDW от длины волны лазерного излучения:

$$\lambda_{\mathrm{DW}} \approx \frac{D\sqrt{PB}}{0.5\lambda_L}. \qquad (4)$$

Как показывают эксперименты, проведенные в широком диапазоне энергий лазерного импульса от 1 [1] до 100 мкДж [9], диаметров волновода от 30 [1] до 200 мкм [9, 10], различных газов и лазерных систем, выражение (4) с достаточно хорошей точностью может быть использовано для оценки длины RDW. Например, в работе [10] при использовании аргона с давлением 350 мбар, капилляра с диаметром 200 мкм и лазера с длиной волны 1030 нм измеренная центральная длина RDW составила $\sim$290 нм. Расчет по формуле (4) дает значение 286 нм.

Зависимость эффективности преобразования по энергии лазерного импульса в UV импульс RDW от давления неона показана на рис. 4. Энергия лазерного импульса была фиксирована и составляла 110 мкДж. Эффективность преобразования достигала 4 % для давления выше 10 атм, что соответствует энергии импульса UV излучения выше 4 мкДж. Снижение эффективности при уменьшении давления и, соответственно, сокращении длины RDW связано с падением величины нелинейной добавки показателя преломления n_2, пропорциональной давлению, и, как следствие, менее эффективному нелинейному преобразованию IR излучения в более коротковолновую RDW.

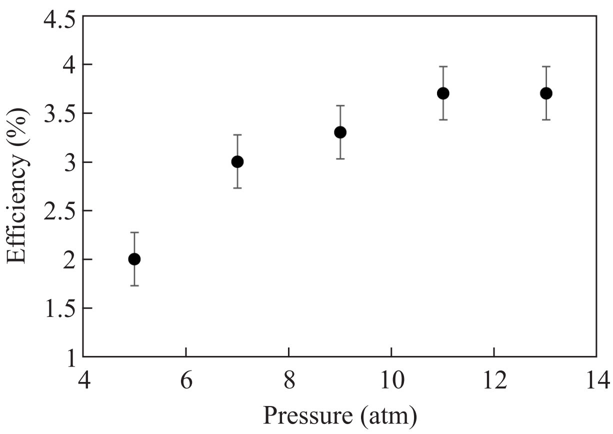

Рис. 4. Зависимость энергетической эффективности преобразования импульса с энергией 112 мкДж на входе в капилляр в RDW от давления неона

На рисунке 5 показаны спектры на выходе капилляра, снятые в спектральном диапазоне (200–900) нм, для различных энергий 17 фс импульса на входе в камеру с 60 см капилляром при давлении неона 7 атм. Видно, что при энергии импульса 100 мкДж (рис. 5a), которая достаточна для получения солитона, спектр уширяется, достигая

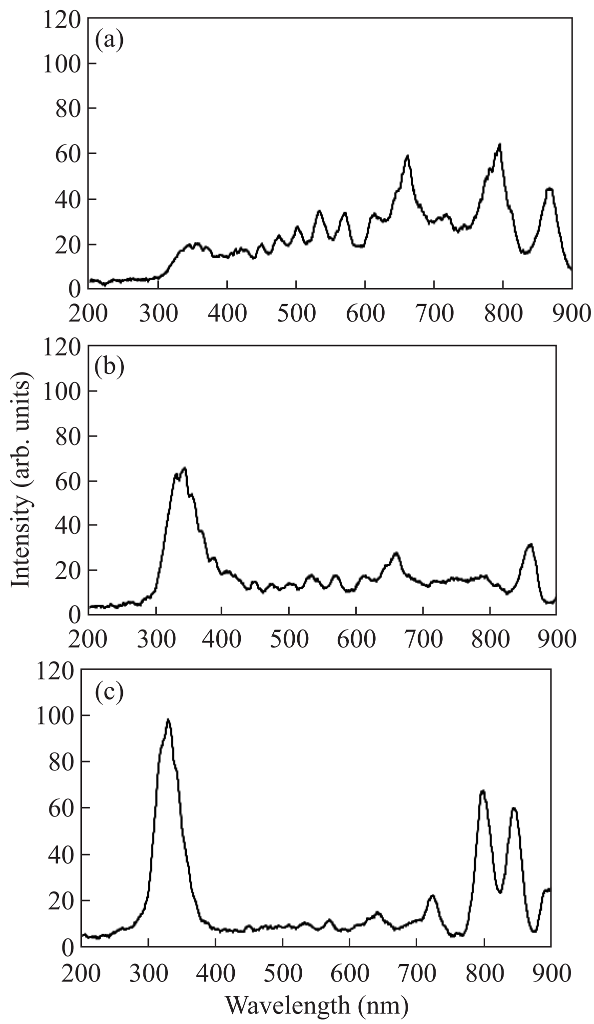

Рис. 5. Формы спектров на выходе камеры с неоном при давлении 7 атм. (a) – энергия лазерного импульса на входе в капилляр 100 мкДж; (b) – 106 мкДж; (c) – 112 мкДж

300 нм в коротковолновой части. Увеличение энергии до 106 мкДж (рис. 5b) приводит к возникновению пика на длине волны 320 нм, которая соответствует расчетному значению длины RDW. При этом резко падает интенсивность спектральных компонент в диапазоне (400–800) нм. Дальнейший рост энергии импульса на входе в капилляр до 112 мкДж ведет к формированию пика на длине RDW практически при полном отсутствии спектральных компонент видимого диапазона (рис. 5c).

На основании полученных экспериментальных данных можно предложить следующий механизм формирования RDW. На первом этапе происходит образование оптического солитона IR диапазона при распространении импульса лазерного излучения в режиме нелинейной фазовой самомодуляции в среде с аномальной дисперсией – наблюдается временная компрессия исходного импульса и рост его мощности. И как следствие этого, значительно расширяется спектр в результате фазовой самомодуляции. При этом на заднем фронте импульса солитона возникают спектральные компоненты, смещенные в коротковолновую часть спектра, которые распространяются в режиме нормальной дисперсии. Это утверждение относится к спектральным компонентам с длиной волны короче длины волны нулевой дисперсии, которая для давления неона 7 атм и диаметра капилляра 150 мкДж составляет 695 нм. Частота таких спектральных компонент уменьшается во времени, реализуется отрицательный частотный чирп: $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t}(I(t)n_2 z)\right) < 0$, где z – продольная координата оси распространения импульса. Так как коротковолновые компоненты распространяются в среде с нормальной дисперсией, где групповая скорость растет с уменьшением частоты излучения, то низкочастотные компоненты приближаются к высокочастотным – происходит обострение заднего фронта импульса [11]. Таким образом, формируется импульс коротковолнового излучения на заднем фронте IR солитона. В процессе распространения (роста z) спектр этого импульса с отрицательным чирпом будет смещаться в коротковолновую сторону за счет нелинейной фазовой самомодуляции. Максимальная частота излучения импульса будет определяться из условия равенства групповых скоростей этого импульса и IR солитона. Более высокочастотные спектральные компоненты будут отставать от импульса солитона и вследствие этого возрастать не будут. Как видно из рис. 5a, на первом этапе (энергия лазерного импульса 100 мкДж) формируется широкий спектр с максимальным значением частоты, при котором фазовые скорости солитона и коротковолнового излучения совпадают. Это происходит на выходе капилляра. При увеличении энергии импульса (до 106 мкДж) широкий спектр формируется уже внутри капилляра на некотором расстоянии от выхода. При дальнейшем распространении начинается формирование UV импульса и уменьшение уровня низкочастотных компонент видимого диапазона вследствие нелинейной самомодуляции (рис. 5b). Увеличение энергии лазерного импульса до 112 мкДж приводит к формированию одиночного спектрального пика на длине волны, соответствующей равенству групповых скоростей солитона и импульса RDW (рис. 5c). Точные численные расчеты также показывают, что при возникновении IR солитона достаточно быстро формируется практически спектрально ограниченный UV импульс RDW на заднем фронте IR импульса [12], и при этом резко снижается уровень более низкочастотных спектральных компонент видимого диапазона [9].

Таким образом, можно сделать вывод, что механизм генерации RDW основан на процессе нелинейной фазовой самомодуляции импульса IR солитона и согласовании групповых скоростей импульса IR солитона и UV импульса RDW. Следует также отметить, что ширина спектра излучения RDW по уровню половины интенсивности в эксперименте менялась в пределах (25–40) нм при изменении длины волны от 250 до 400 нм. Такие спектры соответствуют спектрально ограниченным импульсам с длительностью ~ 5 фс. Недавно проведенные эксперименты по прямому измерению длительности импульса RDW показали [13], что длительность импульса RDW не превышает 7 фс. Исходя из этого, можно сказать, что исследование и создание таких источников жесткого UV излучения с длительностью импульса короче 10 фс и широко перестраиваемых по частоте представляется весьма перспективным направлением.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет государственного задания Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

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

1. N. Y. Joly, J. Nold, W. Chang, P. Holzer, A. Nazarkin, G. K. L. Wong, F. Biancalana, and P. S. J. Russell, Phys. Rev. Lett. **106**, 203901 (2011).
2. J. C. Travers, Opt. Commun. **555**, 130091 (2024).
3. F. Köttig, F. Tani, C. M. Biersach, J. C. Travers, and P. S. Russell, Optica **4**, 1272 (2017).

4. J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahms, and F. Belli, Nat. Photonics **13**, 547 (2019).
5. C. Brahms, D. R. Austin, F. Tani, A. S. Johnson, D. Garratt, J. C. Travers, J. W. G. Tisch, P. S. Russell, and J. P. Marangos, Opt. Lett. **44**, 731 (2019).
6. C. Brahms, T. Grigorova, F. Belli, and J. C. Travers, Opt. Lett. **44**, 2990 (2019).
7. S. Im, A. Husakou, and J. Herrmann, Opt. Express **17**, 13050 (2009).
8. А. В. Конященко, П. В. Кострюков, Л. Л. Лосев, С. Ю. Теняков, Квантовая электроника **41**, 989 (2011).
9. Y. Yu, T. Chen, Z. Huang, J. Pan, D. Liu, Z. Liu, W. He, J. Huang, X. Jiang, M. Pang, Y. Leng, and R. Li, Opt. Express **33**, 30717 (2025).
10. L. Silletti, A. Wahid, T. F. Grigorova, L. Pratolli, A. O. Silva, N. Hermellin, T. Mullins, A. Trabattoni, C. M. Heyl, C. Brahms, V. Wanie, J. C. Travers, and F. Calegari, APL Photon. **10**, 070801 (2025).
11. P. Bejot, B. Schmidt, J. Kasparian, J. Wolf, and F. Legare, Phys. Rev. A **81**, 063828 (2010).
12. S. Im, A. Husakou, and J. Herrmann, Opt. Express **18**, 5367 (2010).
13. K. Larsen, C. Lantigua, C. Kincaid et al. (Collaboration), Opt. Lett. **50**, 4962 (2025).