Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 8, с. 547 – 551

Усиленное спонтанное излучение вперед и в обратном направлении из ультрафиолетового филамента в аргоне

Г. Э. Ризаев[1], *М. В. Левусь, Т. А. Дик, Л. В. Селезнев*

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

Поступила в редакцию 25 февраля 2026 г.
После переработки 18 марта 2026 г.
Принята к публикации 19 марта 2026 г.

Экспериментально исследовано усиленное спонтанное излучение атомарного аргона при филаментации ультрафиолетовых фемтосекундных лазерных импульсов с длиной волны 250 нм в аргоне. Обнаружено излучение на переходах $4p \to 4s$ (763.5, 801.5 и 842.5 нм), распространяющееся как по направлению распространения лазерного импульса, так и в противоположном направлении. Показано наличие порога по энергии импульса (~ 90 мкДж) и резкий рост интенсивности излучения при его превышении. Энергия излучения вперед почти на порядок превышает энергию излучения в обратном направлении. Пространственная структура излучения представляет собой систему концентрических колец с угловой расходимостью менее 10 мрад. На основе оценок длины области усиления получен коэффициент усиления среды порядка $0.1\,\text{см}^{-1}$.

DOI: 10.7868/S3034576626040173

Введение. Процесс самосогласованного распространения интенсивных ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных средах, обусловленный балансом между нелинейной самофокусировкой и плазменной дефокусировкой за счет ионизации среды, называется лазерной филаментацией. Впервые филаментация была описана в работе [1]. Основные физические механизмы, критерии образования и характеристики филаментов были детально проанализированы в обзорах [2, 3], где обсуждаются как теоретические модели распространения, так и обширные экспериментальные данные для газовых и конденсированных сред.

Плазменный канал, индуцированный фемтосекундным импульсом, представляет собой протяженную область с высокой концентрацией свободных электронов и возбужденных атомов. При достаточной длине плазменного канала и плотности возбужденных состояний может возникать усиленное спонтанное излучение вдоль оси филамента. В молекулярных средах такие эффекты уже наблюдались для инфракрасных лазерных импульсов: например, в атмосфере были зарегистрированы усиленные линии излучения на молекулярных переходах (см. обзоры [4, 5]). Особый интерес представляет филаментация ультрафиолетовых (УФ) лазерных импульсов [6–8]. При значительной энергии кванта происходит многофотонная ионизация среды или, возможно, резонансное возбуждение высоколежащих уровней атомарных газов. Например, в работах [9, 10] исследовалось излучение атомарных кислорода и азота. Позднее было обнаружено усиленное спонтанное излучение в благородных газах при филаментации УФ импульсов: в ксеноне [11] и аргоне на переходе $3d \to 4p$, где верхний уровень резонансно заселялся в результате трехфотонного поглощения [12]. В нашей работе исследуется усиленное спонтанное излучение в аргоне на переходе $4p \to 4s$ при филаментации ультрафиолетового лазерного импульса по направлению распространения и в обратном направлении.

Схема эксперимента. Эксперименты проводились на титан-сапфировой лазерной системе (Авеста), снабженной генератором третьей гармоники на основе двух BBO кристаллов. Центральная длина волны на выходе из системы составляла 250 нм, длительность – 90 фс. Энергия лазерных импульсов контролировалась пироэлектрическим датчиком PE50-C Ophir и могла варьироваться дифракционным ослабителем DVA8-248. Максимальная энергия в экспериментах составляла 200 мкДж. Диаметр лазерного пучка увеличивался внеосевым телескопом до 12 мм (по уровню $1/e$), после чего пучок проходил через диафрагму диаметром 8 мм. Далее пучок фокусировался диэлектрическим сферическим зеркалом S с фокусным расстоянием 2.5 м (рис. 1). После сферического зеркала пучок направлялся на дихроичное поворотное зеркало M (высокий коэффициент отражения на 250 нм и высокое пропускание

[1]e-mail: rizaev@lebedev.ru

в ближнем ИК диапазоне), которое направляло его в газовую ячейку с аргоном при атмосферном давлении. Длина ячейки составляла 1.7 м, внутренний диаметр – 25 мм. Фокус пучка располагался примерно в центре ячейки. Входное окно C было изготовлено из кристалла CaF_2 толщиной 4 мм с просветляющим покрытием на 250 нм. Выходное окно G из стекла BK-7 блокировало распространение импульсов после газовой ячейки. Усиленное спонтанное излучение из аргона в направлении распространения лазерных импульсов или в обратном собиралось линзой L с фокусным расстоянием 10 см. Для измерения спектральных характеристик после линзы излучение направлялось в спектрометр ASP-150T. Для исследования пространственных характеристик вместо спектрометра после линзы размещалась КМОП матрица GE505GM с разрешением 2592×2048. Для оценок относительных энергетических характеристик проводилось интегрирование получаемых изображений с предварительным вычетом шума. Длительность излучения фиксировалась фотодиодом THORLABS DET10A2 с временным разрешением 1 нс и измерялась цифровым осциллографом Tektronix TDS3034 с полосой пропускания 300 МГц и частотой дискретизации 2.5 Гвыб/с.

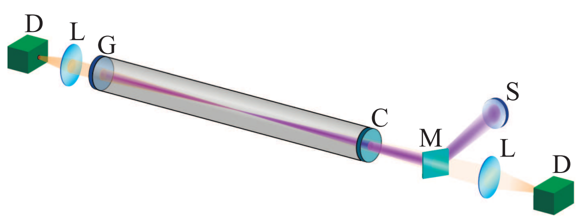

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента: S – сферическое зеркало; M – плоское дихроичное зеркало; C – входное окно из CaF_2; G – стеклянное выходное окно из BK-7; L – линза; D – детектор

3. Результаты эксперимента. При распространении ультрафиолетового пучка в аргоне происходила его самофокусировка и филаментация. В результате образовывалась протяженная область высокоинтенсивного УФ-излучения. В этой области происходило возбуждение атомов аргона, и возникало усиленное спонтанное излучение. Характерные пространственные распределения усиленного спонтанного излучения аргона в ближней зоне показаны на рис. 2. В общем случае распределение представляло собой набор концентрических колец с максимумом или минимумом на оптической оси. Следует отметить, что энергия лазерного импульса варьировалась в пределах 10–15 % от импульса к импульсу. Поскольку ионизация и/или возбуждение атомов являются сильно нелинейными процессами, даже незначительные вариации лазерной энергии приводили, по-видимому, к изменению пространственных характеристик высокоинтенсивной области и, как следствие, к изменению пространственных характеристик усиленного спонтанного излучения от импульса к импульсу, что показано на рис. 2. Чтобы убедиться, что излучение в обратном направлении не является отражением от выходного окна, ячейку поворачивали на небольшие углы относительно оптической оси (менялся угол падения на входное и выходное окно). Положение концентрических колец, излученных в направлении назад, при этом не изменялось. Интересно отметить, что пространственные характеристики излучения вперед и в обратном направлении практически не отличались. Измерение размеров концентрических колец позволило оценить расходимость этого излучения, которая не превышала 10 мрад.

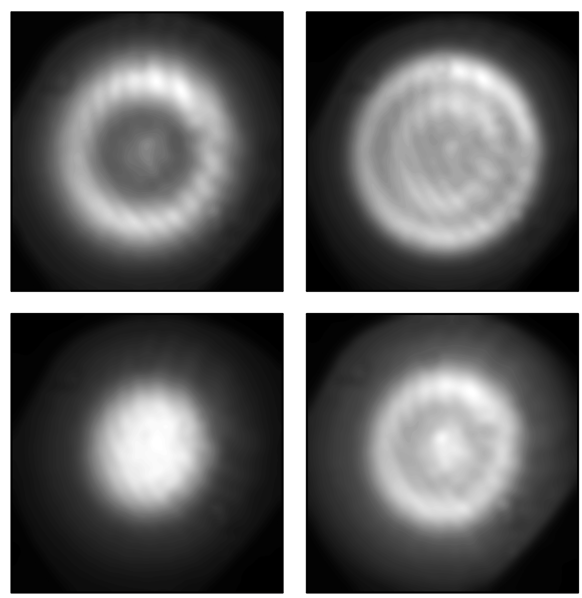

Рис. 2. Характерные пространственные распределения усиленного спонтанного излучения аргона, зарегистрированные в эксперименте. Энергия лазерного импульса составляла 200 мкДж

Измеренные спектры усиленного спонтанного излучения вперед и в обратном направлении показаны на рис. 3a и b, соответственно. В обоих случаях наблюдались три сильные линии на длинах волн 763.5, 801.5 и 842.5 нм. Эти линии соответствуют переходам атомарного аргона $4p'[\frac{3}{2}]_2 \to 4s[\frac{3}{2}]^o_2$, $4p'[\frac{5}{2}]_2 \to 4s[\frac{3}{2}]^o_2$ и $4p'[\frac{5}{2}]_2 \to 4s[\frac{3}{2}]^o_1$ [13]. Также, как и пространственные характеристики, амплитуды спектральных линий этого излучения варьировались от импульса к импульсу. При этом соотношение их амплитуд не со-

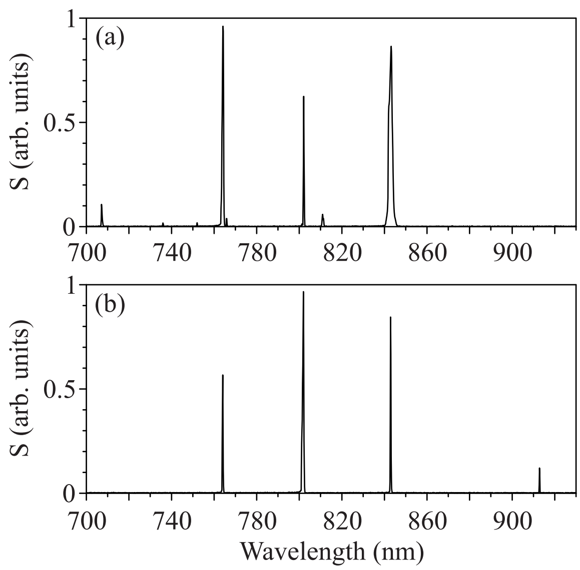

Рис. 3. Спектр усиленного спонтанного излучения, направленного вперед (a) и в обратном направлении (b)

хранялось. Помимо трех интенсивных линий, в отдельных импульсах регистрировались слабые дополнительные линии на других длинах волн (показано на рис. 3), но их появление не носило постоянного характера.

Зависимость энергии усиленного спонтанного излучения, направленного вперед и в обратном направлении, от энергии лазерного импульса показана на рис. 4. Для обоих направлений наблюдался ярко выраженный порог появления такого излучения. В наших экспериментах он составлял 90–100 мкДж. После превышения лазерным импульсом порога наблюдался быстрый рост усиленного спонтанного излучения, причем энергия излучения вперед была примерно на порядок больше, чем энергия излучения в обратном направлении. Следует отметить, что критическая мощность самофокусировки в аргоне соответствовала энергии лазерных импульсов около 10 мкДж [14], т.е. усиленное спонтанное излучение возникало при почти десятикратном превышении над критической мощностью самофокусировки. При таких значениях лазерной мощности возможно осуществление множественной филаментации. Таким образом, интерференционная картина, наблюдаемая на рис. 2 (слаборазличимые полосы в направлении от верхнего левого к правому нижнему углу), свидетельствует о существовании по крайней мере двух когерентных источников усиленного спонтанного излучения.

Зависимость энергии усиленного спонтанного излучения, направленного вперед, от давления аргона

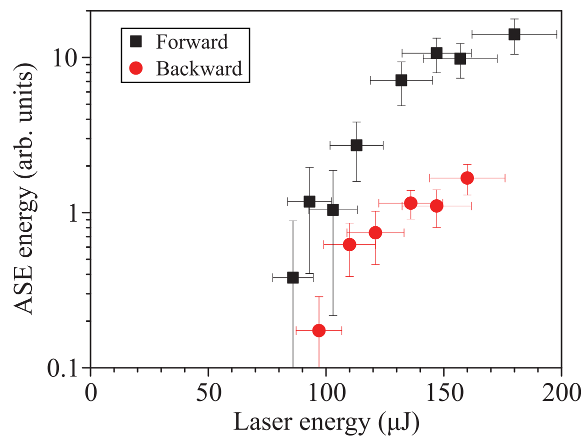

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость энергии усиленного спонтанного излучения, направленного вперед и в обратном направлении, от энергии лазерного импульса

представлена на рис. 5. Уменьшение давления аргона более чем на порядок приводило к значительному уменьшению энергии излучения. Подобное влияние давления наблюдалось и для излучения в обратном направлении. Измерить зависимость длительности усиленного спонтанного излучения от давления не удалось, так как во всем диапазоне давлений измеренная длительность меньше, либо равна минимальному порогу измерений (∼1–3 нс).

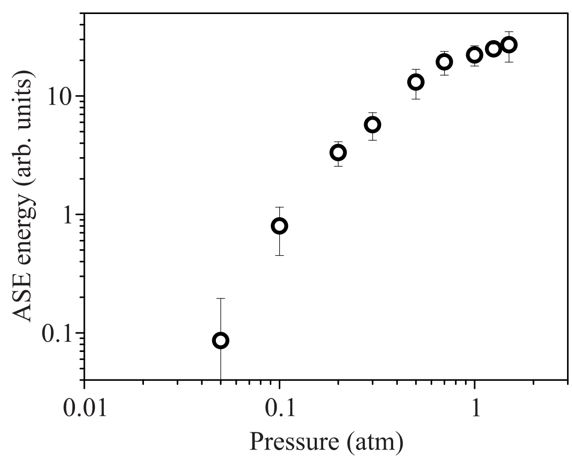

Рис. 5. Зависимость энергии усиленного спонтанного излучения, направленного вперед, от давления аргона

4. Обсуждение результатов и выводы. В результате воздействия УФ лазерных импульсов возбужденные атомы аргона могут образовываться путем многофотонного возбуждения или после рекомбинации ионизированного аргона, образующегося в результате филаментации. Для проверки механизма возбуждения были проведены подобные эксперименты со второй гармоникой титан-сапфировой лазерной системы. В нашем случае центральная длина волны составляла 375 нм, что соответствует энергии кванта 3.3 эВ. Стоит отметить, что четырьмя квантами возможна прямая накачка уровня $4p$, однако такой переход запрещен на основе правила отбора по четности. Энергия импульсов в этих экспериментах составляла более 600 мкДж, что значительно превышало критическую мощность самофокусировки. Вблизи фокуса происходила самофокусировка и филаментация с образованием протяженного плазменного канала. Однако в этом случае какого-либо свечения как в обратном направлении, так и вперед не наблюдалось. Таким образом, в случае лазерных импульсов на длине волны 250 нм (около 5 эВ) возбуждение в аргоне уровня $4p$ происходит через трехквантовое возбуждение более высоколежащих уровней (например, $4f$), а не через рекомбинацию плазмы, и последующей безызлучательной релаксацией на уровень $4p$.

Населенность уровня $4p$ может уменьшаться в результате излучательного перехода на уровень $4s$ или в результате безызлучательного перехода за счет соударения с другим атомом. Время свободного пробега атома в аргоне при нормальных условиях составляет около 200 пс, что обусловливает время жизни электрона на метастабильном уровне $4p$. Как отмечалось выше, уменьшение давления более чем на порядок не приводило к увеличению длительности импульса излучения. Действительно, увеличение времени свободного пробега на порядок и, как следствие, длительности импульса излучения до 2 нс не получится зарегистрировать осциллографом с полосой пропускания 300 МГц. Тем не менее, это дает оценку сверху длительности импульса излучения.

С другой стороны, за 200 пс лазерное излучение пройдет путь около 6 см, т.е. излучение в обратном направлении может усиливаться на длине 6 см, поскольку для большей длины уже произойдет расселение верхнего уровня. В то же время, для излучения вперед возникновение возбужденного аргона и, соответственно, усиление спонтанного излучения происходит по мере распространения лазерного импульса. Оценка длины области высокой интенсивности проводилась по длине плазменного канала в воздухе после удаления газовой ячейки, поскольку начало филаментации обуславливается керровской самофокусировкой, а нелинейный показатель преломления n_2 в воздухе близок к аргону. Для измерений линейной плотности плазмы вдоль оси распространения применялся конденсаторный датчик, подробно описанный в [15]. Длина плазменного канала при энергии лазерного импульса 200 мкДж составляла около 30 см. Следует отметить, что внесение входного окна (без ячейки) в лазерный пучок на соответствующем расстоянии от сферического зеркала не оказывало влияния на длину плазменного канала в пределах погрешности. Как упоминалось выше, энергия излучения вперед была почти на порядок выше, чем в обратном направлении. Учитывая, что длина усиления вперед составляет около 30 см, а назад – 6 см, коэффициент усиления аргона в таких условиях можно оценить как $\sim 0.1\,\text{см}^{-1}$.

Таким образом, в работе экспериментально продемонстрировано распространение усиленного спонтанного излучения на переходах $4p \to 4s$ аргона при филаментации УФ лазерных импульсов. Заселение верхнего уровня излучающего перехода осуществляется через трехквантовое возбуждение более высоколежащих уровней аргона. Коэффициент усиления такой среды составляет порядка $0.1\,\text{см}^{-1}$. Показано, что усиленное спонтанное излучение наблюдается как по направлению распространения лазерных импульсов, так и в противоположном. В поперечном сечении это излучение имеет вид концентрических колец с общей расходимостью, не превышающей 10 мрад.

Финансирование работы. Данная работа выполнена по Госзаданию.

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

1. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air", Opt. Lett. **20**(1), 73 (1995).
2. S. Chin, S. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. Kandidov, O. Kosareva, and H. Schröder, "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in opticalmedia: physics, applications, and new challenges", Can. J. Phys. **83**(9), 863 (2005).
3. A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media", Phys. Rep. **441**(2–4), 47 (2007).
4. L. Yuan, Y. Liu, J. Yao, and Y. Cheng, "Recent advances in air lasing: a perspective from quantum coherence", Advanced Quantum Technologies **2**(11), 1900080 (2019).
5. H. Mei, H. Jiang, A. Houard, V. Tikhonchuk, E. Oliva, A. Mysyrowicz, Q. Gong, C. Wu, and Y. Liu, "Fluorescence and lasing of neutral nitrogen molecules inside femtosecond laser filaments in air: mechanism and applications", Phys. Chem. Chem. Phys. **26**(36), 23528 (2024).
6. X. M. Zhao, P. Rambo, and J.-C. Diels, "Filamentation of femtosecond UV pulses in air", in *Quantum*

Electronics and Laser Science Conference (Optica Publishing Group, 1995), p. QThD2.

7. J. Schwarz, P. Rambo, J.-C. Diels, M. Kolesik, E. M. Wright, and J. V. Moloney, "Ultraviolet filamentation in air", Opt. Commun. **180**(4–6), 383 (2000).
8. S. Tzortzakis, B. Lamouroux, A. Chiron, S. Moustaizis, D. Anglos, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Femtosecond and picosecond ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations", Opt. Commun. **197**(1–3), 131 (2001).
9. A. Dogariu, J. B. Michael, M. O. Scully, and R. B. Miles, "High-gain backward lasing in air", Science **331**(6016), 442 (2011).
10. A. Laurain, M. Scheller, and P. Polynkin, "Lowthreshold bidirectional air lasing", Phys. Rev. Lett. **113**(25), 253901 (2014).
11. V. Zvorykin, S. Goncharov, A. Ionin, D. Mokrousova, S. Ryabchuk, L. Seleznev, A. Shutov, I. Smetanin, E. Sunchugasheva, and N. Ustinovskii, "Kerr selfdefocusing of multiple filaments in TW peak power UV laser beam", Laser Phys. Lett. **13**(12), 125404 (2016).
12. A. Dogariu and R. B. Miles, "Three-photon femtosecond pumped backwards lasing in argon", Opt. Express **24**(6), A544 (2016).
13. W. Wiese, J. Brault, K. Danzmann, V. Helbig, and M. Kock, "Unified set of atomic transition probabilities for neutral argon", Phys. Rev. A **39**(5), 2461 (1989).
14. A. Ionin, D. Mokrousova, D. Piterimov, L. Seleznev, D. Sinitsyn, and E. Sunchugasheva, "Influence of dispersion stretching of ultrashort UV laser pulse on the critical power for self-focusing", Laser Phys. **28**(4), 045405 (2018).
15. A. A. Dergachev, A. A. Ionin, V. P. Kandidov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, and S. A. Shlenov, "Filamentation of IR and UV femtosecond pulses upon focusing in air", Quantum Electronics **43**(1), 29 (2013).