

# Генерация ИК излучения при взаимодействии предельно короткого лазерного импульса с газовой струей

А.А.Голованов, И.Ю.Костюков

*С помощью численного моделирования методом частиц в ячейках рассмотрена генерация ИК излучения при взаимодействии мощного предельно короткого лазерного импульса с газовой струей. Параметры лазерного импульса соответствуют возможностям субпетаваттной лазерной установки PEARL в Нижнем Новгороде (Россия) при использовании метода сжатия после компрессора (CafCA). Продемонстрировано, что порядка 1% энергии может быть сконвертировано в излучение в диапазоне длин волн 5 – 10 мкм.*

**Ключевые слова:** ИК излучение, кильватерная волна, сильно нелинейный режим, метод частиц в ячейках.

## 1. Введение

Источники мощных коротких импульсов в ИК диапазоне востребованы во многих приложениях. Существенный прогресс достигнут в генерации импульсов в среднем ИК диапазоне (с длиной волны до 5 мкм), однако в дальнем ИК диапазоне (более 5 мкм) генерация импульсов вызывает сложности из-за отсутствия оптических материалов с подходящей широкой полосой усиления и достаточно высокой лучевой прочностью.

В качестве одного из возможных способов генерации излучения в дальнем ИК диапазоне было предложено использовать взаимодействие мощного лазерного импульса с разреженной плазмой [1, 2]. Генерация ИК излучения в этом случае происходит за счет эффекта замедления фотонов на градиенте концентрации плазмы, возникающем в возбуждаемой лазерным импульсом кильватерной волне [3]. Генерация с помощью такого механизма была продемонстрирована в экспериментах [1, 4].

Значительных результатов в генерации мощных коротких (однопериодных) ИК импульсов с подстраиваемой частотой удалось достичь за счет использования специально созданных плазменных профилей [4, 5]. Процесс взаимодействия с плазмой состоял из трех этапов: компрессии лазерного импульса в плазме с меньшей концентрацией, генерации излучения в ИК диапазоне в плазме с большей концентрацией и вывода излучения.

Альтернативой стадии плазменного компрессора могут быть другие способы получения предельно коротких субпетаваттных импульсов, в частности метод CafCA (compression after compressor approach, компрессии после компрессора). Этот метод заключается в дополнительном сжатии импульса во времени после компрессора, ис-

пользуемого в методе усиления chirпированных импульсов [6], за счет использования нелинейных пластинок с большой апертурой [7, 8]. Данный метод успешно применяется для компрессии мощных коротких лазерных импульсов (с длительностью несколько десятков фемтосекунд и энергией более 10 Дж), в том числе в экспериментах на установке PEARL [9] в Институте прикладной физики РАН (Нижний Новгород, Россия) [10, 11]. В частности, на установке PEARL было продемонстрировано трехкратное сжатие лазерного импульса с энергией 12 Дж – с 63 до 21 фс – с эффективностью практически 100% [10].

В настоящей работе с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) [12, 13] исследована генерация излучения в ИК диапазоне при взаимодействии мощного ультракороткого лазерного импульса с газовой струей.

## 2. Моделирование взаимодействия

Для исследования генерации ИК импульса было проведено трехмерное численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с плазмой методом частиц в ячейках. Параметры импульса соответствовали возможностям субпетаваттной лазерной установки PEARL при сжатии генерируемого импульса длительностью порядка 50–60 фс методом CafCA. При моделировании начальная длительность линейно поляризованного импульса равнялась 19 фс (ширина по полувысоте по интенсивности), размер пятна был 16 мкм (полуширина по уровню  $1/e^2$  по интенсивности) при фокусировке  $f/20$ , а энергия составляла 10 Дж, что соответствовало пиковой мощности порядка 500 ТВт. Длина волны лазерного излучения  $\lambda_L = 910$  нм. Импульс взаимодействовал с плазмой с максимальной концентрацией электронов  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> и трапециевидным продольным профилем, который обеспечивал плавность нарастания и убывания концентрации плазмы и состоял из участка длиной 0.2 мм линейного роста концентрации от нуля до максимального значения, горизонтального плато длиной 0.6 мм и участка длиной 0.2 мм линейного спада концентрации до нуля. Подобный профиль плазмы моделирует взаимодействие лазерного импульса с тонкой сверхзвуковой газовой струей.

А.А.Голованов, И.Ю.Костюков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: agolovanov@ipfran.ru

Для моделирования использовался программный комплекс Quill [14], реализующий метод частиц в ячейках. Размер области моделирования составлял  $60\lambda_L \times 80\lambda_L \times 80\lambda_L$  с пространственными шагами  $0.05\lambda_L$  и  $0.15\lambda_L$  в продольном ( $x$ , вдоль направления распространения лазерного импульса) и двух поперечных ( $y$  и  $z$ ) направлениях соответственно. Лазерное излучение было поляризовано вдоль оси  $y$ . Исходное число частиц в ячейке равнялось единице. В моделировании использовались схема NDFX (numerical-dispersion-free in the  $x$ -direction) для подавления численной дисперсии в направлении распространения лазерного импульса [15] и метод адаптивного движущегося окна, позволяющий перемещать область моделирования со скоростью распространения лазерного импульса в плазме.

Лазерный импульс можно охарактеризовать безразмерной амплитудой

$$a_0 = \frac{eE_{\max}}{m\omega_L c}, \quad (1)$$

где  $E_{\max}$  – максимальное значение амплитуды электрического поля;  $\omega_L$  – частота лазерного поля;  $e > 0$  – элементарный заряд;  $m$  – масса электрона;  $c$  – скорость света. Значение  $a_0 \sim 1$  соответствует переходу в релятивистский режим взаимодействия с плазмой, когда электроны плазмы при колебании в лазерном поле приобретают энергию, сравнимую с энергией покоя. Начальное значение  $a_0$  для рассматриваемого импульса равнялось 8.9. Настолько мощный лазерный импульс генерирует в плазме сильно нелинейную кильватерную волну (рис.1), которая характеризуется образованием позади лазерного импульса полости, свободной от электронов плазмы. По мере распространения лазерного импульса в плазме также происходит захват электронов плазмы в плазменную полость в результате процесса самоинжекции [16] и их дальнейшее ускорение.

В согласованном режиме сильно нелинейного взаимодействия, когда самофокусировка и дифракция компенсируют друг друга и импульс распространяется в плазме без изменения своего поперечного размера, поперечный размер лазерного пучка  $w_0$  удовлетворяет условию [17]

$$k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}, \quad (2)$$

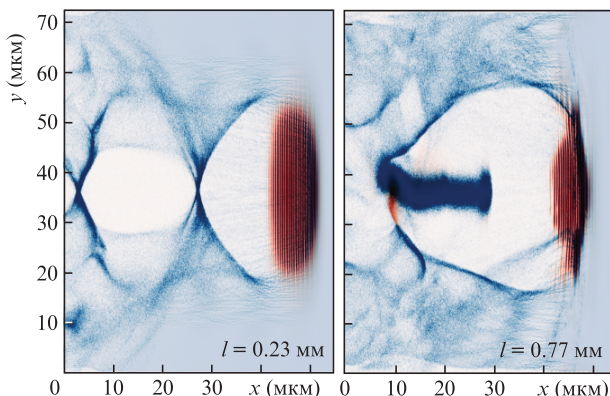


Рис.1. Распределение концентрации электронов (голубой цвет) и лазерной интенсивности (красный цвет) в сечении плоскости  $xy$  в кильватерной волне, возбуждаемой лазерным импульсом, для разных длин распространения  $l$  импульса в плазме. Лазерный импульс распространяется вдоль оси  $x$  слева направо.

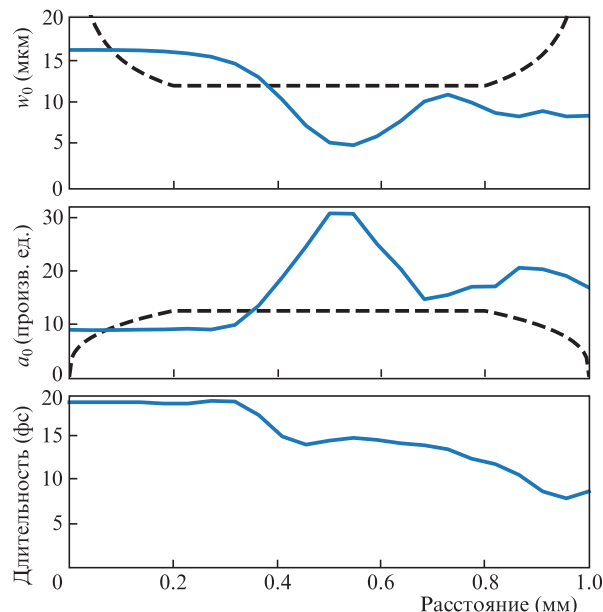


Рис.2. Эволюция поперечного размера  $w_0$ , максимальной безразмерной амплитуды  $a_0$  и длительности лазерного импульса в зависимости от пройденного им расстояния. Штриховой линией показан ожидаемый размер и ожидаемая амплитуда  $a_0$  в согласованном режиме распространения для заданного трапециевидного профиля плазмы в предположении сохранения произведения  $a_0 w_0$ .

где  $k_p = \omega_p/c$  – плазменное волновое число;  $\omega_p = (4\pi e^2 \times n_p/m)^{1/2}$  – электронная плазменная частота;  $n_p$  – плазменная концентрация. Данная формула справедлива для достаточно коротких импульсов (продольный размер импульса не должен быть много больше поперечного) с релятивистской интенсивностью ( $a_0 \geq 2$ ). Если предположить, что произведение  $a_0 w_0 = I_0$  является сохраняющейся величиной (что отвечает сохранению пиковой мощности, которая пропорциональна  $a_0^2 w_0^2$ ), то соотношение (2) позволит рассчитать ожидаемый согласованный размер в зависимости от начальных параметров лазерного импульса и концентрации плазмы. Согласованный поперечный размер лазерного импульса, при котором обеспечивается его стабильное распространение, для концентрации плазмы  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и приведенных выше параметров лазерного импульса равняется 12 мкм, что несколько меньше изначального размера 16 мкм. Поэтому лазерный импульс при распространении фокусировался в газовой струе, в результате чего его амплитуда возрастала (рис.2). При этом длительность импульса сокращалась практически в 2 раза.

### 3. Спектральный анализ

Полученное в результате моделирования поле можно представить в виде разложения по фурье-гармоникам:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3\mathbf{k}, \quad (3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \int \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3\mathbf{k}. \quad (4)$$

В этом случае полную энергию электромагнитного поля в пространстве можно представить в виде

$$W = \int \frac{\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2}{8\pi} d^3\mathbf{r} = \pi^2 \int (|\tilde{\mathbf{E}}|^2 + |\tilde{\mathbf{B}}|^2) d^3\mathbf{k}, \quad (5)$$

и таким образом ввести плотность энергии по волновым векторам,

$$\frac{dW}{dk} = \pi^2 (|\tilde{E}(\mathbf{k}, t)|^2 + |\tilde{B}(\mathbf{k}, t)|^2). \tag{6}$$

Стоит отметить, что введенная таким образом плотность энергии не позволяет различить волновые вектора  $\mathbf{k}$  и  $-\mathbf{k}$ .

Полагая, что электромагнитное поле подчиняется вакуумному дисперсионному соотношению  $\omega = c|\mathbf{k}|$ , можно формально ввести спектральную плотность энергии

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\pi^2}{c^3} \omega^2 \oint \left[ \left| \tilde{E}\left(\frac{\omega}{c}\mathbf{n}\right) \right|^2 + \left| \tilde{B}\left(\frac{\omega}{c}\mathbf{n}\right) \right|^2 \right] d^2\mathbf{n}, \tag{7}$$

где  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ , а интегрирование ведется по сфере единичного радиуса. На самом деле предположение о вакуумном дисперсионном соотношении в общем случае несправедливо, поскольку в любой момент времени в пространстве также существует поле токов плазмы  $\mathbf{j}$ , и поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  не подчиняются вакуумным уравнениям Максвелла. В данном случае мы предполагаем, что их влияние в интересующих нас областях спектра будет невелико.

На рис.3 показана эволюция спектра электромагнитного поля, рассчитанного по формуле (7), в зависимости от пройденного лазерным импульсом расстояния. Видно, что спектр существенно уширяется и сдвигается в сторону больших длин волн. В области малых частот (длин волн более 10 мкм) наблюдается дополнительный локальный максимум спектра. Как показывает покомпонентный спектральный анализ (рис.4), этот максимум в значительной степени содержит в себе продольную компоненту электрического поля  $E_x$ , а также поперечные компоненты полей  $E_z$  и  $B_y$ , не соответствующие изначальной поляризации импульса (вдоль оси  $y$ ). Это позволяет сделать вывод, что такой максимум соответствует вкладу в спектр от электромагнитного поля кильватерной волны, а также кулоновского поля ускоряемого электронного сгустка, которые не имеют выраженной поляризации.

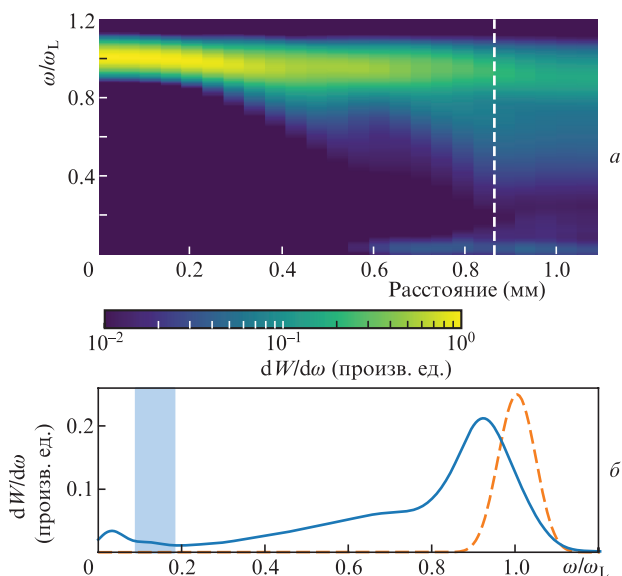


Рис.3. Эволюция спектра электромагнитного поля по мере распространения лазерного импульса в плазме (а) и мгновенный спектр (б, сплошная кривая) для расстояния, показанного вертикальной штриховой линией на рис.а. Штриховая кривая – начальный спектр, уменьшенный по амплитуде в 4 раза; закрашенная область соответствует диапазону длинноволнового ИК излучения (5–10 мкм).

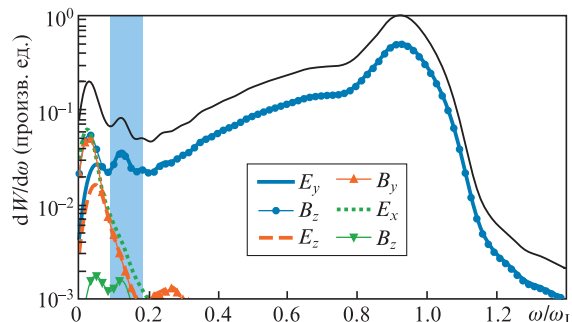


Рис.4. Покомпонентный спектр энергии электромагнитного поля для расстояния, соответствующего вертикальной штриховой линии на рис.3,а. Тонкая черная сплошная кривая – суммарный спектр, совпадающий с мгновенным спектром на рис.3,б; закрашенная область соответствует диапазону длин волн 5–10 мкм.

Данные поля не являются излучаемыми электромагнитными волнами, поэтому их вклад необходимо исключить из результатов расчетов. Влияние этих полей наиболее велико для длин волн более 10 мкм, поэтому для фильтрации их вклада в длинноволновое ИК излучение предполагается использовать ограниченный диапазон длин волн 5–10 мкм (затемненная полоса на рис.3 и 4), в котором у-поляризованные компоненты  $E_y$  и  $B_z$  вносят основополагающий вклад в общую спектральную плотность энергии (см. рис.4). Вычленение электромагнитной компоненты в диапазоне длин волн свыше 10 мкм потребует применения более продвинутых методов анализа и находится за рамками настоящей работы.

Покомпонентный анализ (рис.4) позволяет также оценить справедливость сделанного приближения о выполнении вакуумного дисперсионного соотношения. В проведенном численном моделировании не выводилось пространственное распределение плотности токов, что не позволяет нам напрямую оценить их спектральную амплитуду для различных волновых векторов. Однако понятно, что их спектральные компоненты сконцентрированы в той же области, что и генерируемые ими поля кильватерной волны и электронного сгустка, т. е. преимущественно в области длин волн более 10 мкм. О выполнении вакуумного дисперсионного соотношения для длин волн короче 10 мкм косвенно свидетельствует также равенство вкладов от компонент  $E_y$  и  $B_z$  при практически полном отсутствии вкладов от других компонент, что ожидаемо для электромагнитной волны в вакууме. Таким образом, в области длин волн 5–10 мкм расчет спектра с использованием вакуумного дисперсионного соотношения является корректным.

На рис.5 показана зависимость доли энергии начального импульса в ИК излучении в зависимости от пройденного лазерным импульсом расстояния. К концу моделирования в электромагнитном поле (как лазерном, так и ИК) остается порядка 53% от начальной энергии лазерного импульса; остальная энергия поглощается плазмой и тратится на возбуждение кильватерной волны. При этом в поле, соответствующее длинноволновому ИК диапазону (5–10 мкм), переходит порядка 1% лазерной энергии (т. е. 0.1 Дж), что по порядку величины совпадает с результатами, полученным в работах [1, 2, 5].

На рис.6 показано распределение поперечного электрического поля  $E_y$  и мгновенная мощность  $P = \int S_x d^2r_{\perp}$  (где  $\mathbf{S}$  – вектор Пойнтинга) в зависимости от продольной координаты для спектральных компонент в диапазоне



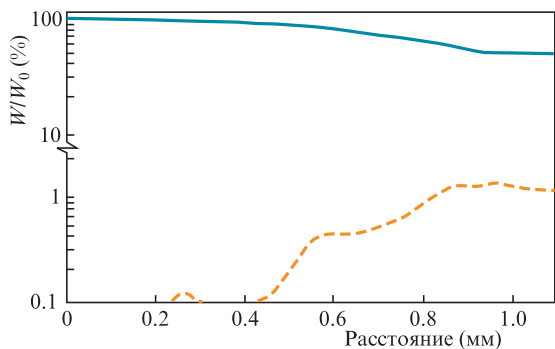


Рис.5. Доля энергии в лазерном поле (длины волн короче 5 мкм, сплошная кривая) и в длинноволновом ИК излучении (длины волн от 5 до 10 мкм, штриховая кривая) в зависимости от пройденного лазерным импульсом расстояния по отношению к начальной энергии лазерного импульса  $I_0$ .

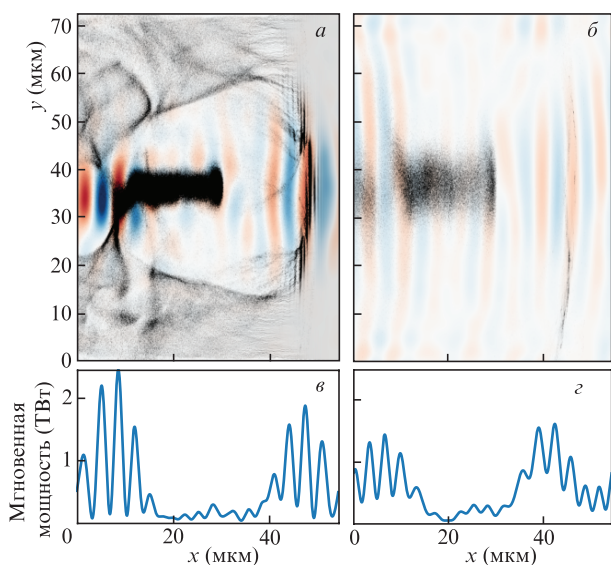


Рис.6. Распределение поперечного электрического поля  $E_y$  для спектральных компонент в диапазоне длин волн 5–10 мкм в кильватерной волне в сечении плоскостью  $xy$  ( $a, b$ ) и мгновенная мощность этих спектральных компонент ( $v, z$ ) после прохождения лазерным импульсом в плазме 0.86 ( $a, v$ ) и 1.09 мкм ( $b, z$ ). Черным цветом показано распределение концентрации электронов.

5–10 мкм для двух различных моментов времени (недолго до выхода из газовой струи и после выхода из нее). При этом ИК излучение присутствует как в передней, так и в задней части плазменной полости, а также проникает во вторую полость (находящуюся за пределами области моделирования), что согласуется с результатами предшествующих работ (см., напр., [4]). Исследование проникновения ИК излучения в последующие периоды колебаний кильватерной волны требует проведения расчетов с большей длиной области моделирования и лучшим разрешением, поскольку вклад ошибок моделирования возрастает при движении в обратном направлении вдоль кильватерной волны. Кроме того, оригинальным эффектом является то, что центральная часть плазменной полости практически не содержит ИК излучения, которое в диапазоне 5–10 мкм представляется в виде двух последовательных импульсов длительностью порядка 40 фс (ширина по поперечности). Объяснение этого эффекта требует проведения дополнительных исследований. Для моделирования дальнейшего распространения ИК импульса не-

обходимо увеличение области моделирования в поперечном направлении, т. к. импульс, сфокусированный в плазме до размера в несколько десятков микрометров, начинает быстро дифрагировать и достигает границ области моделирования.

#### 4. Выводы

В работе продемонстрирована возможность использования лазерных импульсов, укороченных при помощи технологии CaFCA, для генерации длинноволнового ИК излучения при взаимодействии с газовой струей, что может быть реализовано на лазерном комплексе PEARL. Как и в работах [4, 5], использование предельно коротких импульсов важно для более эффективной генерации ИК излучения. В частности, аналогичное моделирование, проведенное для импульса с такой же энергией и размером перетяжки, но с длительностью 60 вместо 20 фс, показало, что к концу моделирования эффективность генерации длинноволнового ИК излучения не превышает 0.1%.

По сравнению с работами [4, 5], в которых временная компрессия импульса осуществлялась с помощью достаточно сложного продольного профиля плазменной мишени, использование газовой струи упрощает проведение эксперимента и позволяет модифицировать параметры мишени полностью независимо от параметров лазерного импульса. Однако в данном случае, в отличие от работ [4, 5], в которых наблюдалась генерация сверхкоротких (практически однопериодных) ИК импульсов, были сгенерированы два импульса длительностью порядка 40 фс.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 18-11-00210, И.Ю.К., моделирование лазерно-плазменного взаимодействия) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-02-00691, А.А.Г., спектральный анализ).

- Pai C.-H., Chang Y.-Y., Ha L.-C., Xie Z.-H., Lin M.-W., Lin J.-M., Chen Y.-M., Tsaur G., et al. *Phys. Rev. A*, **82**, 063804 (2010).
- Zhu W., Palastro J.P., Antonsen T.M. *Phys. Plasmas*, **20**, 073103 (2013).
- Wilks S.C., Dawson J.M., Mori W.B., Katsouleas T., Jones M.E. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2600 (1989).
- Nie Z., Pai C.-H., Zhang J., Ning X., Hua J., et al. *Nat. Commun.*, **11**, 2787 (2020).
- Nie Z., Pai C.-H., Hua J., Zhang C., et al. *Nat. Photonics*, **12**, 489 (2018).
- Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **55**, 447 (1985).
- Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189** (11), 1173 (2019) [*Phys. Usp.*, **62** (11), 1096 (2019)].
- Danson C.N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C.F., Chowdhury E.A., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
- Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., et al. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
- Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **49** (4), 299 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 299 (2019)].
- Mironov S.Yu., Starodubtsev M.V., Khazanov E.A. *Opt. Lett.*, **46**, 1620 (2021).
- Birdsall C.K., Langdon A.B. *Plasma physics via computer simulation* (CRC press, 2004).
- Pukhov A. *CERN Yellow Rep.*, **1**, 181 (2016).
- Quill, <https://github.com/QUILL-PIC/Quill>.
- Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61**, 425 (1999).
- Mangles S.P.D., Genoud G., Bloom M.S., Burza M., Najmudin Z., Persson A., Svensson K., Thomas A.G.R., Wahlström C.-G. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **15**, 011302 (2012).
- Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **10**, 061301 (2007).