

КИЛЬВАТЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ С ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ XCELS

*Д. Д. Кутергин¹, И. К. Лотов, В. А. Минаков,
Р. И. Спицын, П. В. Туев, К. В. Лотов*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Лазерный импульс из одного канала проектируемой российской установки XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) позволит ускорить электронный сгусток с зарядом 50 пКл до энергии ~ 100 ГэВ с энергоразбросом 0,7%. Для этого требуется создать плазменный канал длиной 70 м, радиусом 200 мкм и плотностью плазмы на оси $3 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Численная оптимизация процесса ускорения на таких масштабах требует больших вычислительных затрат, но может быть эффективно проведена с помощью квазистатического кода методом двухэтапного моделирования, который описан в работе.

A laser pulse from one channel of the Russian eXawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS) facility will make it possible to accelerate an electron bunch with a charge of 50 pC to an energy of ~ 100 GeV with an energy spread of 0.7%. This requires a plasma channel of length 70 m, radius 200 μ m, and plasma density on the axis of $3 \cdot 10^{15}$ cm⁻³. Numerical optimization of the acceleration process at such scales is computationally expensive, but can be efficiently performed using a quasistatic code by a two-step simulation method, which is described in the paper.

PACS: 41.75.Jv; 02.70.-c; 52.38.Kd

ВВЕДЕНИЕ

Для новых открытий в области фундаментальной физики требуются пучки заряженных частиц с новыми свойствами: большей энергией, меньшим фазовым объемом или внутренней структурой, поэтому важно развивать методы ускорения, основанные на новых принципах. Примером такого метода является кильватерное ускорение, где драйвер (лазерный импульс или пучок частиц) возбуждает в плазме волну с околосветовой фазовой скоростью, в которой ускоряется другой пучок заряженных частиц, называемый витнессом [1, 2]. Плазменными методами уже достигнут темп ускорения 200 ГэВ/м [3], что на несколько порядков больше, чем в традиционных ускоряющих структурах.

В работе [4] было показано, что в длинном плазменном канале при использовании в качестве драйвера лазерного импульса проекта XCELS [5,6] возможно ускорить электроны до энергии масштаба 100 ГэВ. Здесь мы опишем методику численной оптимизации процесса ускорения, которая привела к такому результату.

¹E-mail: d.kutergin@g.nsu.ru

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть лазерный импульс с энергией $Q_0 = 400$ Дж движется вдоль оси z и линейно поляризован вдоль оси x , причем x -компонента его вектор-потенциала определяется безразмерной амплитудой a следующим образом:

$$A_x = \frac{m_e c^2}{e} \operatorname{Re} (a(z, \xi) e^{ik_0 \xi}), \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 910$ нм — длина волны лазерного импульса; m_e — масса электрона; c — скорость света; e — заряд электрона; $\xi = z - ct$ — сопутствующая координата. В начале взаимодействия (при $z = 0$)

$$a = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{(\xi - 3\sigma_z)^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad a_0 = \frac{2e\lambda}{\pi m_e c^2 r_0} \sqrt{\frac{Q_0}{\sigma_z \sqrt{\pi}}}. \quad (2)$$

Для предотвращения дифракционного расплывания импульс распространяется в согласованном плазменном канале [2] с радиальным профилем плотности (рис. 1)

$$n(r) = \begin{cases} n_c + r^2/(\pi r_e r_0^4), & r < 2r_0, \\ n_c + 4/(\pi r_e r_0^2), & r \geq 2r_0, \end{cases} \quad (3)$$

где r_e — классический радиус электрона.

Численная оптимизация плазменных полей показала [4], что для поддержания наибольшего ускоряющего поля на длине взаимодействия $L = 70$ м нужна плотность плазмы на оси канала $n_c \approx 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, начальный радиус импульса $r_0 \approx 200$ мкм и длина $\sigma_{zl} \approx 35$ мкм. При этом плотность плазмы за пределами канала $n_0 = 5n_c$.

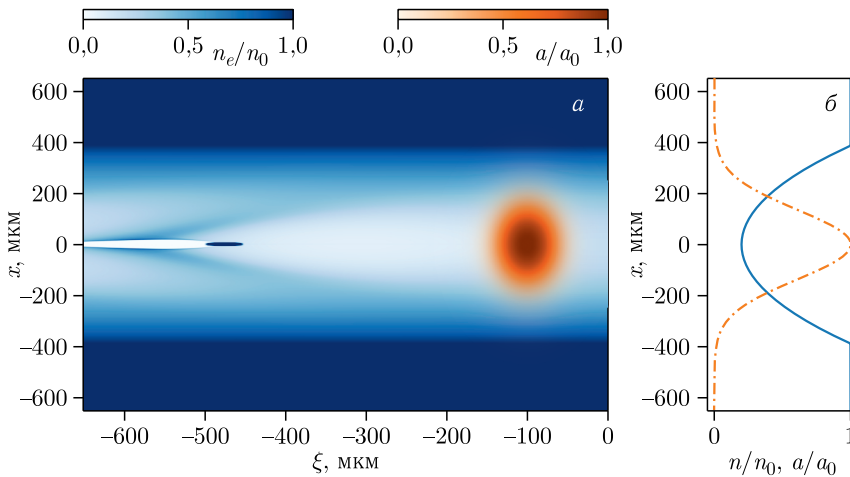


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Геометрия задачи: а) безразмерная амплитуда лазерного импульса a (оранжевая палитра) и суммарная электронная плотность плазмы и витнесса n_e (синяя палитра); б) радиальные профили плотности плазменного канала (сплошная линия) и амплитуды импульса (штрихпунктирная) в начале взаимодействия

Начальные параметры витнесса

Параметр	Значение
Энергия W_0 , МэВ	300
Энергоразброс, %	0
Заряд Q , пКл	50
Нормализованный эмиттанс, мм · мрад	2
Радиус σ_r , мкм	2,25
Длина σ_z	Подбирается
Координата центра ξ_b	Подбирается

Требуется выяснить, до какой энергии и с каким энергоразбросом можно в таком поле ускорить электронный витнесс при условии сохранения его заряда в процессе ускорения.

Начальные параметры витнесса (при $z = 0$) приведены в таблице. Энергия 300 МэВ заведомо достижима в современных плазменных инжекторах [7–9]. При выборе других параметров мы ориентируемся на результаты оптимизации эксперимента AWAKE [10]. Учитывая, что плотность плазмы на оси в нашем случае в 4 раза больше, ускоряемый заряд должен быть примерно в 2 раза меньше (50 пКл) [11]. При таком заряде и эмиттансе витнесс движется в собственной локальной каверне, т. е. свободной от плазменных электронов области (см. рис. 1), поэтому его начальный радиус выбран согласованным с фокусирующей силой ионного фона [10]. Длина витнесса и его положение относительно драйвера являются подстраиваемыми параметрами, по которым ведется оптимизация.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование проводится квазистатическим кодом LCODE [12–14] в осесимметричной геометрии. Для лазерного импульса применяется модель огибающей [15].

Для расчета плазменных полей на длине 70 м с точностью, обеспечивающей выполнение закона сохранения энергии в системе на уровне 0,5%, требуется выбирать малый шаг сетки Δr по радиусу, очень малый шаг $\Delta \xi$ по координате ξ и радиус расчетной области r_{\max} , в несколько раз превышающий радиус лазерного импульса. Шаг Δz вдоль направления распространения импульса в квазистатическом приближении определяется масштабом эволюции драйвера и может намного превосходить плазменную длину волны, обеспечивая быстроедействие кода [16]. Далее в расчетах $\Delta r \approx 0,9$ мкм, $\Delta \xi \approx 0,02$ мкм, $r_{\max} \approx 650$ мкм, $\Delta z \approx 1$ см. Увеличение шага сетки приводит к непропорциональному ухудшению точности расчетов. Так, при шаге $\Delta \xi = 0,08$ мкм энергия системы в конце взаимодействия отличается от начальной энергии лазерного импульса уже на 20% [4].

При использовании 20 макрочастиц плазмы на шаг сетки Δr (10 электронов, 10 ионов водорода) время расчета одного варианта составляет около 1000 ч процессорного времени. Поэтому целевой функцией при оптимизации плазменного поля

выступает величина

$$W_{\text{est}}(\xi, z) = -e \int_0^z E_z(\xi, z') dz' + W_0, \quad (4)$$

которая по значениям электрического поля E_z на оси позволяет за один расчет приближенно найти максимальную энергию, набираемую электронами при разных положениях ускоряемого пучка по отношению к драйверу. Используя дополнительную информацию о поперечных полях кильватерной волны, можно уточнить оценку (4), исключив из рассмотрения дефокусируемые электроны витнесса [4].

Однако найти за один расчет оптимальное положение и длительность витнесса, а также набираемую его частицами энергию невозможно по ряду причин. Во-первых, витнесс своим полем искажает кильватерную волну, и поле E_z в присутствии витнесса зависит от его параметров. Во-вторых, плотный витнесс благодаря формированию локальной каверны способен устойчиво ускоряться в тех областях волны, где в его отсутствие поле было бы дефокусирующим. В-третьих, частицы витнесса движутся не строго по оси, а колеблются около нее, и среднее ускоряющее их поле зависит от амплитуды колебаний. Поэтому для каждого положения или длины витнесса нужно проводить отдельный расчет.

Квазистатическое приближение дает уникальную возможность для ускорения процесса оптимизации [16]. Можно динамику разных витнессов моделировать в два этапа. На первом этапе производится расчет эволюции лазерного драйвера в окне моделирования, охватывающем только драйвер и некоторую область позади него, до координаты ξ_0 . Состояния плазмы при $\xi = \xi_0$ сохраняются с некоторой периодичностью Δz_0 по z . На втором этапе моделируется динамика витнесса в коротком окне-продолжении, начинающемся на координате ξ_0 и охватывающем весь витнесс. Сохраненные состояния плазмы из первого этапа используются как начальные для второго. На втором этапе шаги $\Delta \xi$ и Δz можно выбрать иными, нежели на первом. В частности, шаг сетки $\Delta \xi$ можно увеличить, поскольку в расчетной области уже нет лазерного импульса. Таким образом, подробный и долгий расчет эволюции драйвера производится лишь единожды, а для анализа каждого варианта витнесса требуется короткий расчет, занимающий около 10 ч процессорного времени при шаге $\Delta \xi \approx 0,4$ мкм.

Кроме того, двухэтапное моделирование позволяет решить проблему численно нагрева витнесса [17]. Из-за большего по сравнению с реальными электронами заряда макрочастиц плазмы флуктуации их положений, вызванные сложным поведением драйвера, приводят к большим флуктуациям кильватерного поля, которые, в свою очередь, вызывают нефизический рост эмиттанса витнесса. Но если витнесс в течение длительного времени движется в одинаковой плазме с одинаковой волной и одинаковыми флуктуациями поля, то роста эмиттанса не происходит. Есть некий оптимум интервалов неизменного поля Δz_0 , определяемых частотой сохранения состояний плазмы на первом этапе. Шаг Δz_0 должен быть по возможности большим, чтобы подавить рост эмиттанса, но достаточно малым, чтобы отслеживать изменения кильватерной волны вследствие эволюции драйвера. В данных расчетах $\Delta z_0 \approx 2$ м.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ

Оценка (4) показывает, что при оптимальном расположении ($\xi \sim -500$ мкм) витнесс должен набрать энергию ~ 100 ГэВ (рис. 2). Также из рис. 2 видно, что целесообразно выбрать $\xi_0 \approx 430$ мкм.

Пусть плотность витнесса имеет вид

$$n_b = \begin{cases} \frac{Q e^{-r^2/2\sigma_r^2}}{2(2\pi)^{3/2} e \sigma_r^2 \sigma_z} \left[1 + \cos \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\xi - \xi_b)}{\sigma_z} \right) \right], & \text{если } |\xi - \xi_b| < \sigma_z \sqrt{2\pi}, \\ 0, & \text{если иначе.} \end{cases} \quad (5)$$

Изменение энергии витнесса W и его среднеквадратичного энергоразброса σ_E в процессе ускорения удобно характеризовать зависимостью σ_E/W от W , на которой точками отмечены значения, достигаемые через равные промежутки времени (рис. 3). Видно, что приходится выбирать между большей энергией и меньшим разбросом по энергии. Большие значения $|\xi_b|$ соответствуют расположению витнесса ближе к максимуму ускоряющего поля и дают большие энергии, однако при этом витнесс сильнее искажает профиль поля и имеет больший энергетический разброс.

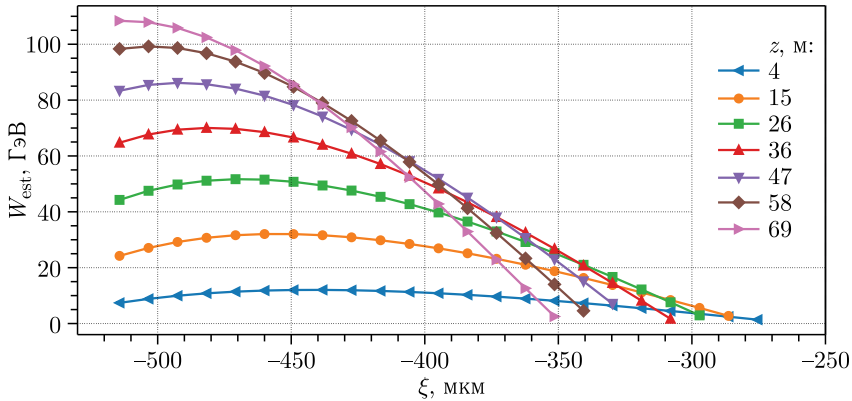


Рис. 2. Оценка (4) набранной электронами энергии при различных длинах ускорения z для оптимальных параметров драйвера и плазмы. При $\xi < -515$ мкм электроны дефокусируются

От длины сгустка зависит, на каком участке волна лучше всего согласуется с витнессом, обеспечивая наименьший энергоразброс. Если витнесс короткий и плотный, то наилучшее согласование обеспечивается в области большой производной $|dW_{est}(\xi, L)/d\xi|$ [11, 18, 19]. Среднее ускоряющее поле при этом меньше, как и финальная энергия сгустка (рис. 3, б). Длинный витнесс согласуется с волной в области большего среднего поля, однако точность согласования при этом хуже (рис. 3, в). Как видно из рис. 3, а и в, есть предел ($\sim 1\%$), определяемый точностью согласования волны и витнесса, ниже которого не удастся понизить относительный энергетический разброс без дополнительного контроля формы витнесса [11, 18, 19]. В качестве оптимального выбираем вариант с $\sigma_z = 10$ мкм, $\xi_b = -477$ мкм (жирная линия на рис. 3, а).

В оптимуме получилось необычное поведение энергетического чирпа витнесса (производной $dW/d\xi$) в процессе ускорения (рис. 4). Обычно передняя часть витнесса

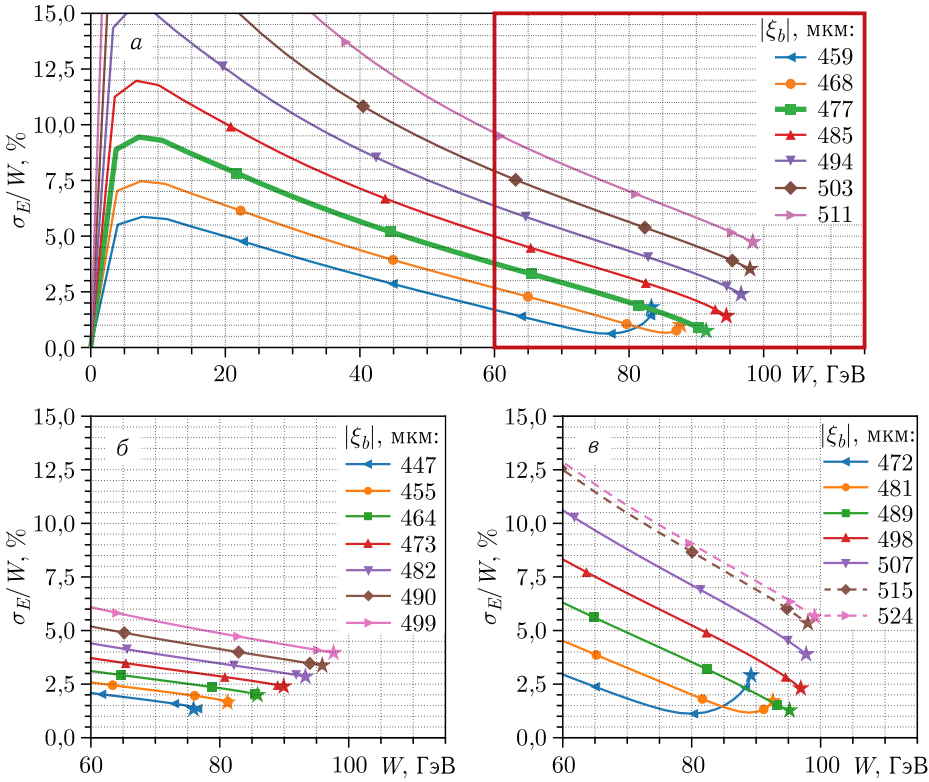


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Изменение энергии W витнесса и его относительного энергоразброса σ_E/W в процессе ускорения при разных положениях его центра ξ_b и длинах $\sigma_z = 10$ мкм (а), $\sigma_z = 5$ мкм (б) и $\sigma_z = 15$ мкм (в). Маркеры на графиках следуют через каждые 13 м ускорения, звездочками отмечены финальные значения при $z = L$. Штриховыми линиями показаны варианты с потерей более 10% исходного заряда. Красная рамка на фрагменте (а) соответствует областям, изображенным на фрагментах (б) и (в). Вариант, выбранный как оптимальный, выделен жирной линией

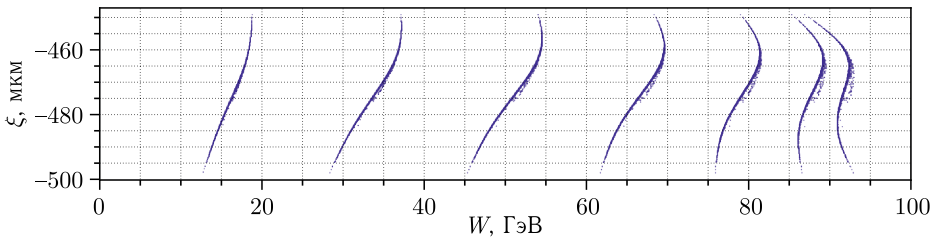


Рис. 4. Фазовые портреты витнесса, построенные через каждые 10 м

сначала отстает по энергии от задней, а потом догоняет ее, когда драйвер истощается и создает слабую волну [20, 21]. Здесь же наоборот (рис. 5). Изначально передняя часть находится почти в максимуме ускоряющего поля. Сам витнесс при этом не дефокусируется, поскольку в плазменном канале знак радиальной силы меняется не

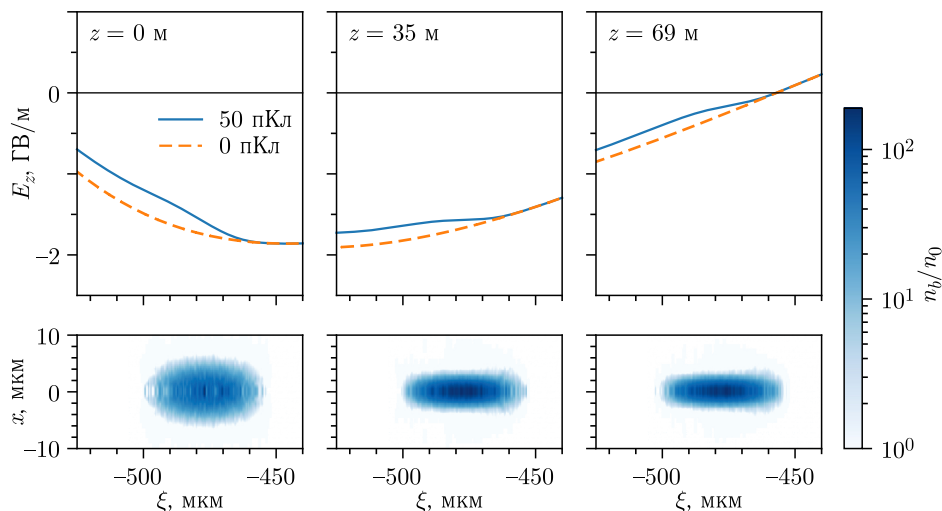


Рис. 5. Электрическое поле E_z на оси с витнесом и без него (вверху) и плотность витнесса n_b (внизу) при различных z

в максимуме продольного электрического поля на оси, а далеко за ним. Так, в нашем случае максимум поля достигается при $\xi \approx -450$ мкм (см. рис. 5), а фокусировка пропадает при $\xi \approx -515$ мкм (см. рис. 2). Затем, когда волна смещается назад из-за разрушения драйвера [4], задняя часть витнесса догоняет переднюю по энергии.

При оптимальных длине и положении витнесс с зарядом 50 пКл ускоряется в канале длиной 70 м до энергии 91 ГэВ с энергетическим разбросом 0,7 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Огромные энергии электронов, в том числе ради достижения которых развиваются плазменные методы ускорения, требуют моделирования и оптимизации распространения драйвера и витнесса на расстояния, превышающие плазменную длину волны на шесть и более порядков [22]. Квазистатические численные коды подходят для решения этой задачи лучше каких-либо других [4, 16], но даже их быстродействия недостаточно для оптимизации параметров витнесса простым перебором вариантов. Двухэтапное моделирование позволяет значительно ускорить процесс. На первом этапе оптимизируются параметры драйвера на основе оценки энергии ускоренных частиц, находится область предполагаемого расположения витнесса и сохраняются состояния плазмы непосредственно перед этой областью. На втором — серией быстрых расчетов в коротком окне уточняются параметры витнесса. Метод двухэтапного моделирования уже был успешно применен для оптимизации ускорения с лазерным [4] и протонным [21] драйверами и имеет хорошие перспективы применения в дальнейшем.

Работа выполнена в рамках государственного задания. Численное моделирование проведено на кластере «Академик В. М. Матросов» [23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Joshi C., Corde S., Mori W.B.* Perspectives on the Generation of Electron Beams from Plasma-Based Accelerators and Their Near and Long Term Applications // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27, No. 7. P. 070602.
2. *Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P.* Physics of Laser-Driven Plasma-Based Electron Accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81, No. 3. P. 1229–1280.
3. *Umstadter D., Chen S.-Y., Maksimchuk A., Mourou G., Wagner R.* Nonlinear Optics in Relativistic Plasmas and Laser Wake Field Acceleration of Electrons // *Science*. 1996. V. 273, No. 5274. P. 472–475.
4. *Дорожкина М.С., Балувев К.В., Кутергин Д.Д., Лотов И.К., Минаков В.А., Спицын Р.И., Туев П.В., Лотов К.В.* Лазерное кильватерное ускорение в плазменном канале // *Квант. электроника*. 2023. Т. 53, № 2. С. 176–181.
5. *Хазанов Е.А., Шайкин А.А., Костюков И.Ю., Гинзбург В.Н., Мухин И.Б., Яковлев И.В., Соловьев А.А., Кузнецов И.И., Миронов С.Ю., Коржيمانов А.В., Буланов Д.Н., Шайкин И.А., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Мартыанов М.А., Ложкарев В.В., Стародубцев М.В., Литвак А.Г., Сергеев А.М.* XCELS — международный центр исследований экстремальных световых полей // Там же. С. 95–122.
6. *Khazanov E., Shaykin A., Kostyukov I., Ginzburg V., Mukhin I., Yakovlev I., Soloviev A., Kuznetsov I., Mironov S., Korzhimanov A., Bulanov D., Shaikin I., Kochetkov A., Kuzmin A., Martyanov M., Lozhkarev V., Starodubtsev M., Litvak A., Sergeev A.* eXawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS) // *High Power Laser Sci. Engin.* 2023. V. 11. P. e78.
7. *Couperus Cabadag J.P., Pausch R., Schöbel S., Bussmann M., Chang Y.-Y., Corde S., Debus A., Ding H., Döpp A., Foerster F.M., Gilljohann M., Haberstroh F., Heinemann T., Hidding B., Karsch S., Koehler A., Kononenko O., Knetsch A., Kurz T., Martinez de la Ossa A., Nutter A., Raj G., Steiniger K., Schramm U., Ufer P., Irman A.* Gas-Dynamic Density Downramp Injection in a Beam-Driven Plasma Wakefield Accelerator // *Phys. Rev. Res.* 2021. V. 3, No. 4. P. L042005.
8. *Jalas S., Kirchen M., Messner P., Winkler P., Hübner L., Dirkwinkel J., Schnepf M., Lehe R., Maier A.R.* Bayesian Optimization of a Laser-Plasma Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126, No. 10. P. 104801.
9. *Wang W., Feng K., Ke L., Yu C., Xu Y., Qi R., Chen Y., Qin Z., Zhang Z., Fang M., Liu J., Jiang K., Wang H., Wang C., Yang X., Wu F., Leng Y., Liu J., Li R., Xu Z.* Free-Electron Lasing at 27 Nanometres Based on a Laser Wakefield Accelerator // *Nature*. 2021. V. 595, No. 7868. P. 516–520.
10. *Berglyd Olsen V.K., Adli E., Muggli P.* Emittance Preservation of an Electron Beam in a Loaded Quasilinear Plasma Wakefield // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2018. V. 21, No. 1. P. 011301.
11. *Katsouleas T., Wilks S., Chen P., Dawson J.M., Su J.J.* Beam Loading in Plasma Accelerators // *Part. Accel.* 1987. V. 22, No. 1. P. 81–99.
12. *Lotov K.V.* Fine Wakefield Structure in the Blowout Regime of Plasma Wakefield Accelerators // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2003. V. 6, No. 6. P. 061301.
13. *Sosedkin A.P., Lotov K.V.* LCODE: A Parallel Quasistatic Code for Computationally Heavy Problems of Plasma Wakefield Acceleration // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2016. V. 829. P. 350–352.
14. <https://lcode.info/>
15. *Mora P., Antonson T.M.* Kinetic Modeling of Intense, Short Laser Pulses Propagating in Tenuous Plasmas // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 4, No. 1. P. 217–229.

16. *Тувев П. В., Спицын Р. И., Лотов К. В.* Усовершенствованное квазистатическое приближение // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 2. С. 154–164.
17. *Minakov V. A., Tasi M., Sosedkin A. P., Lotov K. V.* Witness Emittance Growth Caused by Driver Density Fluctuations in Plasma Wakefield Accelerators // Phys. Plasmas. 2018. V. 25, No. 9. P. 093112.
18. *Lotov K. V.* Efficient Operating Mode of the Plasma Wakefield Accelerator // Phys. Plasmas. 2005. V. 12, No. 5. P. 053105.
19. *Tzoufras M., Lu W., Tsung F. S., Huang C., Mori W. B., Katsouleas T., Vieira J., Fonseca R. A., Silva L. O.* Beam Loading by Electrons in Nonlinear Plasma Wakes // Phys. Plasmas. 2009. V. 16, No. 5. P. 056705.
20. *Lotov K. V.* Simulation of Ultrarelativistic Beam Dynamics in the Plasma Wake-Field Accelerator // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 410, No. 3. P. 461–468.
21. *Lotov K. V., Tuv P. V.* Plasma Wakefield Acceleration beyond the Dephasing Limit with 400 GeV Proton Driver // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63, No. 12. P. 125027.
22. *Lotov K. V.* AWAKE-Related Benchmarking Tests for Simulation Codes // Nucl. Instr. Meth. A. 2018. V. 909. P. 446–449.
23. Иркутский суперкомпьютерный центр СО РАН, <http://hpc.icc.ru>

Получено 15 сентября 2023 г.