



ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ПОМОЩИ ТОНКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ПЛЕНОК*

В. Н. Корниенко, В. В. Кулагин, В. А. Черепенин

Анализируется обострение фемтосекундных импульсов петаваттного уровня при помощи плазменных слоев. Показано, что для плотности электронов, превышающей критическую в несколько раз, оказывается возможным сформировать асимметричный импульс с первой полуволной, практически равной максимальной амплитуде импульса. Такие импульсы требуются для эффективной генерации релятивистских электронных зеркал. Пространственная структура поля для проходящего через плазменный слой импульса качественно соответствует структуре поля при дифракции аналогичного входного импульса на щели. Показано, что супергауссовские импульсы предпочтительнее для формирования по сравнению с импульсами гауссовской формы, так как выходные импульсы в этом случае имеют более крутые фронты и более однородное распределение поля в поперечном направлении.

Ключевые слова: Сверхмощные неадиабатические лазерные импульсы, обострение лазерных импульсов при помощи плазменных слоев, релятивистские электронные зеркала.

Введение

Лазерные установки петаваттного уровня с длительностью импульса в несколько десятков фемтосекунд имеются в настоящее время уже во многих лабораториях мира, что обуславливает растущий интерес к исследованию возможных научных и технологических применений этих импульсов. В частности, сверхмощные лазеры петаваттного уровня могут быть использованы для формирования релятивистских электронных зеркал – одиночных сгустков электронов, имеющих релятивистскую скорость направленного движения и близкую к твердотельной плотность электронов [1,2]. При этом необходимыми условиями являются неадиабатическая форма лазерного импульса (то есть импульс должен иметь протяженность фронта меньше длины волны излучения) и достаточно большая амплитуда импульса, превышающая

*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

определенный порог. При нормальном падении такого импульса, например, на пленку нанометровой толщины возможно полное вытеснение электронов из нанопленки в направлении распространения импульса, при этом электроны приобретают релятивистские скорости за времена, значительно меньшие периода лазерного поля. Толщина релятивистских электронных зеркал может составлять десятки нанометров, что при скорости, близкой к скорости света в вакууме, обеспечивает длительность электронного сгустка порядка нескольких десятков аттосекунд. Диаметр электронных зеркал оказывается на уровне нескольких микрон, что значительно больше их толщины; такая геометрия оправдывает использованное название электронных сгустков.

Лазерная генерация аттосекундных релятивистских электронных пучков активно развивается в настоящее время во многих лабораториях мира. Такие электронные пучки могут обеспечить аттосекундное временное разрешение при различных исследованиях в физике, биологии, химии и т.д., что является одним из их главных преимуществ. Кроме того, такие пучки могут быть использованы для инъекции в различных перспективных электронных ускорителях и лазерах на свободных электронах, в технологических целях и т.д. Особой нишей для аттосекундных релятивистских электронных пучков является генерация рентгеновского излучения аттосекундной длительности с контролируемыми параметрами. Такое излучение может быть использовано для рентгеновской спектроскопии и других приложений. Еще больше возможностей применения имеет когерентное рентгеновское излучение, которое может быть сформировано, если релятивистский электронный сгусток имеет достаточно малую толщину.

В настоящее время основным препятствием для практической реализации идеи формирования аттосекундных релятивистских электронных пучков из нанопленок является недостаточная крутизна фронта ускоряющих лазерных импульсов. Для импульсов с пологим фронтом время жизни электронных сгустков оказывается небольшим, или они не формируются вовсе. Один из возможных методов увеличения крутизны фронта может быть основан на эффекте обострения петаваттного лазерного импульса при его взаимодействии с твердотельными нанопленками [3–5]. Формирование лазерных импульсов требуемой формы с помощью нанопленок основано на использовании эффектов релятивистской нелинейности и самоиндуцированной прозрачности [6–11]. В основе обострения фронта падающего лазерного импульса лежит следующий физический механизм. Когда амплитуда поля волны становится достаточно большой, электроны приобретают релятивистские скорости, что приводит к снижению эффективной плазменной частоты из-за зависимости массы электронов от их энергии. Поэтому для нанопленок с толщиной, значительно меньшей длины волны, часть лазерного импульса с умеренной интенсивностью отражается, а высокоинтенсивная часть импульса проходит. Начало прохождения импульса определяется соотношением между безразмерной поверхностной плотностью заряда нанопленки, пропорциональной произведению объемной плотности электронов на толщину, и безразмерной амплитудой лазерного импульса. Переключение режима отражения на режим пропускания может происходить за времена, сравнимые с периодом колебаний поля, в итоге формируется фронт импульса с длительностью порядка или даже меньше длины волны лазера.

Еще больше возможностей контроля параметров сформированного импульса предоставляет другая концепция формирования, в которой используются плазмен-

ные слои с толщиной в несколько длин волн лазера и плотностью, в 3...20 раз превышающей критическую [12]. В этом случае начало прохождения импульса определяется объемной плотностью электронов в нанопленке и ее толщиной. Такие слои при правильном выборе их параметров позволяют практически полностью подавить часть фронта импульса с малой амплитудой (которая может быть и релятивистской), а область импульса с наибольшей амплитудой может быть пропущена практически без потерь. Указанное свойство плазменных слоев выгодно отличает их от нанопленок, где пропускание (хотя и малое) начинается уже сразу после начала взаимодействия. Требуемые плазменные слои могут в принципе быть получены из нанопленок с помощью подогревающих лазерных импульсов с заданными параметрами, предшествующих основному импульсу, обострение фронта которого предполагается осуществить.

При формировании лазерного импульса с помощью плазменных слоев представляет интерес исследование как продольного (временного), так и поперечного (пространственного) распределений поля. Фемтосекундные лазерные импульсы локализованы в пространстве и времени, поэтому формирования продольного и поперечного распределений поля протекают одновременно. Для лазерных импульсов достаточно большого диаметра (значительно больше длины волны) хорошие результаты дает одномерная модель обострения, основанная на представлении нанопленки как одиночного электронного листа [4,5]. Такая модель позволяет с достаточной точностью предсказать временную структуру прошедшего импульса на оси, включая генерацию гармоник и крутизну фронта. В то же время для описания поперечной структуры поля в принципе необходимо использовать двумерные модели. Целью настоящей статьи является разработка возможного подхода для создания двумерной модели обострения лазерного импульса с помощью плазменных слоев.

Следует отметить, что процесс обострения на плазменных слоях протекает различным образом для лазерных импульсов линейной и циркулярной поляризации. Линейная поляризация лазерного импульса характеризуется большими продольными осцилляциями электронов, что приводит к их интенсивному нагреву и соответствующему понижению плазменной частоты, при этом распределение плотности электронов имеет стохастический вид [12], поэтому процесс обострения линейно поляризованных лазерных импульсов может быть назван стохастическим формированием. В случае взаимодействия циркулярно поляризованного лазерного импульса с плазменным слоем распределение плотности электронов имеет регулярный вид и сильно отличается от случая линейно поляризованного импульса. Для циркулярной поляризации пондеромоторная сила не имеет осциллирующей составляющей, поэтому хаотическое движение и нагрев электронов сведены к минимуму. Во время взаимодействия плазменный слой может быть сжат до толщины порядка толщины скин-слоя. В то же время из-за регулярного релятивистского движения электронов в поле лазерного импульса эффективная толщина скин-слоя увеличивается. После сжатия плазменного слоя процесс взаимодействия оказывается практически таким же, как и взаимодействие лазерного импульса с нанопленками, для которых уже начальная толщина оказывается порядка толщины скин-слоя. Такой вид обострения может быть назван динамическим формированием.

Амплитуда прошедшего импульса существенно различается для случаев обострения импульсов линейной и циркулярной поляризации. Так, для циркуляр-

ной поляризации весь процесс может быть эффективно сведен к обострению на нанопленке, поэтому максимальная амплитуда прошедшего импульса оказывается в 1.5...2 раза меньше амплитуды падающего [12]. В противоположность этому линейная поляризация позволяет получить прошедший импульс с амплитудой, практически равной амплитуде падающего. Поэтому ниже будут рассмотрены только импульсы линейной поляризации.

1. Продольное формирование лазерных импульсов

Как уже было отмечено, продольное формирование при помощи нанопленок достаточно хорошо описывается одномерной моделью летящего зеркала даже в случае линейной поляризации падающего импульса [5]. В то же время для плазменных слоев с толщиной порядка или больше длины волны такое описание отсутствует. Ниже представлены результаты численного моделирования обострения линейно поляризованных лазерных импульсов с гауссовской и супергауссовской формой продольной огибающей.

Зависимость поля падающего и прошедшего импульсов от времени для продольной огибающей гауссовской формы представлена на рис. 1. Поле исходного импульса в области перетяжки описывалось следующим выражением:

$$E(x, t) = a_0 \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{w_0}\right)^2\right) \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2\right) \sin\left(2\pi\frac{c}{\lambda}t\right), \quad (1)$$

где $a_0 = |e|E_0/(mc\omega) = 20$ – безразмерная амплитуда лазерного импульса, соответствующая амплитуде поля $2.14 \cdot 10^9$ Гс, c – скорость света в вакууме, ω и E_0 – частота и амплитуда поля лазера в вакууме, e и m – заряд и масса электрона; x_0 – поперечная координата центра пучка; $w_0 = 20\lambda$ – радиус пучка в перетяжке, λ – длина волны лазерного импульса, равная в проведенных моделированиях 1 мкм; $t_0 = 6\lambda/c$ – временная задержка; $\tau = 3\lambda/c$ – длительность импульса.

Очевидно, что для входного импульса гауссовской формы длительность фронта после обострения составляет немногим меньше периода поля, что, вообще говоря, может быть недостаточно для определенных применений, в частности, для эффективно формирования релятивистских электронных зеркал.

Соответствующие зависимости для входного импульса супергауссовской формы представлены на рис. 2.

В данном случае зависимость поперечной компоненты электрического

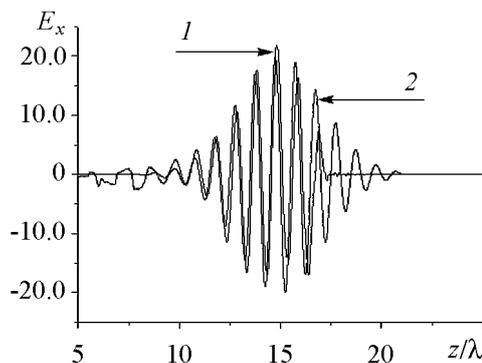


Рис. 1. Обострение входного гауссова импульса: зависимость нормированной поперечной компоненты электрического поля лазерного импульса от продольной координаты на оси в случае наличия плазменного слоя (1) и при его отсутствии (2). Плазменный слой толщиной 1.7 мкм и плотностью $3.55 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (в 3.17 раз больше критической плотности) имел начальную продольную координату 5 мкм

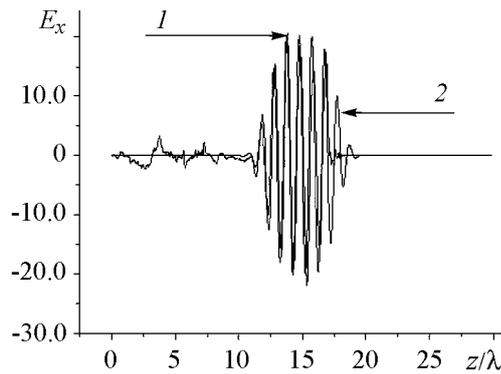


Рис. 2. Обострение входного супергауссова импульса: зависимость поперечной компоненты электрического поля лазерного импульса от продольной координаты в случае наличия плазменного слоя (1) и при его отсутствии (2). Параметры моделирования соответствуют рис. 1

Таким образом, для плазменных слоев с плотностью электронов, превышающей критическую в 2...3 раза, оказывается возможным сформировать асимметричный импульс с первой полуволной, практически равной максимальной амплитуде импульса (см. рис. 2). Именно такие импульсы и требуются для эффективного формирования релятивистских электронных зеркал. По результатам многих моделирований можно сделать вывод, что чем короче исходные импульсы, точнее, чем круче фронт они имеют, тем легче могут быть сформированы выходные импульсы с протяженностью фронта, намного меньшей длины волны.

2. Формирование поперечной структуры лазерных импульсов

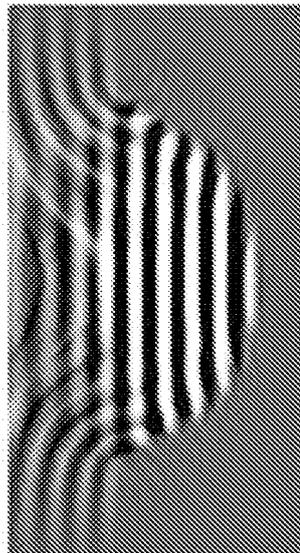


Рис. 3. Пространственное распределение поперечной компоненты электрического поля для гауссовского импульса. Параметры моделирования соответствуют рис. 1

поля падающего импульса от поперечной координаты и времени в области перетяжки имела вид

$$E(x, t) = a_0 \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{w_0}\right)^4\right) \times \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^4\right) \sin\left(2\pi \frac{c}{\lambda} t\right), \quad (2)$$

то есть импульс имел супергауссовские огибающие как по пространству, так и по времени.

Здесь уже амплитуда первого релятивистского полуцикла порядка максимальной, отношение амплитуд полуциклов больше 10.

Таким образом, для плазменных слоев с плотностью электронов, превышающей критическую в 2...3 раза, оказывается возможным сформировать асимметричный импульс с первой полуволной, практически равной максимальной амплитуде импульса (см. рис. 2). Именно такие импульсы и требуются для эффективного формирования релятивистских электронных зеркал. По результатам многих моделирований можно сделать вывод, что чем короче исходные импульсы, точнее, чем круче фронт они имеют, тем легче могут быть сформированы выходные импульсы с протяженностью фронта, намного меньшей длины волны.

Результаты поперечного формирования гауссовского входного импульса в момент выхода из плазменного слоя представлены на рис. 3. Наблюдаемая поперечная структура поля качественно похожа на распределение, которое возникает в результате дифракции гауссовского импульса на щели (рис. 4). На рис. 4 представлены распределения поля для щелей различной ширины. Рис. 4, б больше подходит для описания передней части импульса после обострения, в то время как рис. 4, а и, в частности, отраженное поле, более соответствуют хвостовой части импульса. Действительно, толщина плазменного слоя составляет 1.7 мкм. В начальный момент происходит практически полное

отражение от слоя, потом начинается просветление в области наиболее сильного поля, со временем эта область расширяется, то есть, фактически, происходит дифракция на щели переменного поперечного сечения (на щели увеличивающегося диаметра). Таким образом, в начальный момент формирования эффективная ширина щели оказывается меньше, чем при выходе импульса из плазменного слоя, что приводит к образованию каплевидной структуры фронта выходного импульса. Об этом свидетельствует также изменение периода отраженной волны от центра к краям на рис. 3 (края щели отодвигаются, и частота отраженного излучения понижается). Из вышесказанного следует, что весь процесс формирования не может быть описан как дифракция на щели какого-то фиксированного размера. Перед основным импульсом, вышедшим из плазмы, видны также гармоники (в основном, третья гармоника частоты входного импульса, что связано с его перпендикулярным падением на слой [4]). Гармоники возникают из-за нелинейности взаимодействия; плазменная частота слоя такова, что слой оказывается прозрачным для гармоник, то есть они проходят через плазменный слой до момента пропускания основного импульса. Очевидно, что на щели такого эффекта быть не может в силу линейности задачи.

Пространственное распределение поля для поперечного формирования супергауссовского импульса на плазменном слое представлено на рис. 5. В силу того, что фронт исходного импульса в этом случае более плоский, чем для гауссовского входного импульса, фронт прошедшего импульса оказывается значительно менее изогнутым. Такие импульсы могут эффективно формировать релятивистские электронные зеркала высокого качества, то есть с большой рабочей поверхностью и с малым разбросом скоростей электронов в зеркале.

На рис. 6 изображено распределение поля для дифракции супергауссовского импульса на щели. В случае супергауссовского импульса амплитуда входного поля в поперечном направлении спадает значительно быстрее, чем для гауссовского импульса. Это приводит к тому, что изменение эффективного размера пропускающего окна в плазменном слое оказывается также значительно меньше. В результате пространственное формирование супергауссовского импульса может быть достаточно

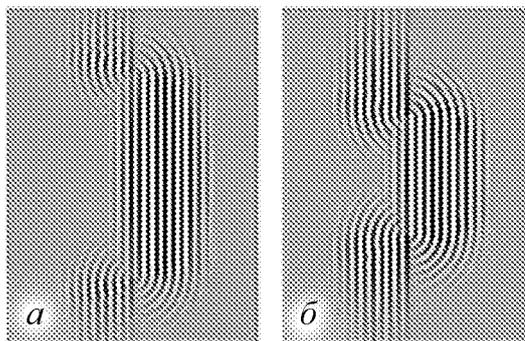


Рис. 4. Пространственное распределение поперечной компоненты электрического поля при дифракции импульса вида (1) на щели шириной 24.4 мкм (а) и 14.4 мкм (б)

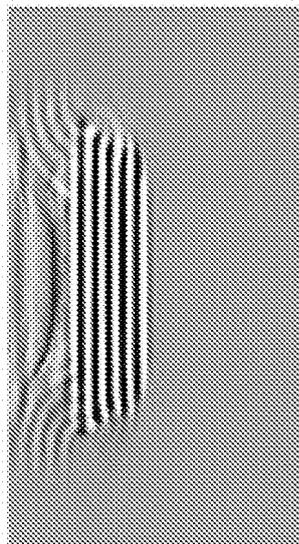


Рис. 5. Пространственное распределение поперечной компоненты электрического поля для супергауссовского импульса (2)

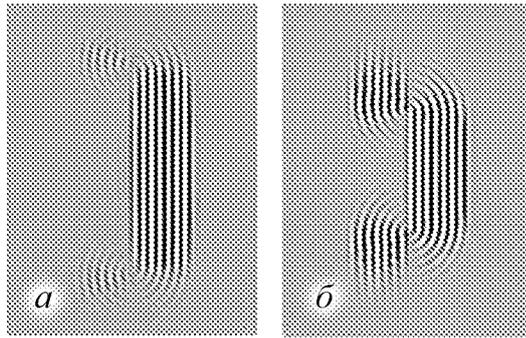


Рис. 6. Пространственное распределение поперечной компоненты электрического поля при дифракции супергауссовского импульса (2) на щели шириной 24.4 мкм (а) и 14.4 мкм (б)

хорошо описано моделью дифракции входного импульса на щели фиксированного размера при условии, что диаметр щели выбирается исходя из параметров плазменного слоя и входного импульса, что в данном случае соответствует щели шириной 24.4 мкм (рис. 6, а). Разработка аналитического описания пространственного распределения поля для процесса формирования при помощи плазменных слоев будет представлена в последующих публикациях.

Заключение

Выше было показано, что для плазменных слоев толщиной в несколько длин волн и с плотностью электронов, превышающей критическую в 2...3 раза, оказывается возможным сформировать асимметричный импульс с первой полуволной, практически равной максимальной амплитуде импульса. Именно такие импульсы требуются для эффективной генерации релятивистских электронных зеркал высокого качества. Была проанализирована пространственная структура поля для проходящего через плазменный слой импульса, которая оказалась качественно соответствующей структуре поля при дифракции аналогичного входного импульса на щели. При этом входные импульсы супергауссовской формы являются предпочтительными для формирования, так как выходные импульсы в этом случае имеют более крутые фронты и более однородное в поперечном направлении распределение поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-12259-офи-м-2011 и 12-02-92702-ИНД_а).

Библиографический список

1. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. Theoretical investigation of controlled generation of a dense attosecond relativistic electron bunch from the interaction of an ultrashort laser pulse with a nanofilm // Phys. Rev. Lett. 2007. 99. 124801.
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., Kornienko V.N., Pae K.H., Valuev V.V., Lee J., and Suk H. Characteristics of relativistic electron mirrors generated by an ultrashort nonadiabatic laser pulse from a nanofilm // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 80. 016404.
3. Bulanov S.V. et al. Controlled wake field acceleration via laser pulse shaping // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. Vol. 24. 393.
4. Vshivkov V.A. et al. Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5. 2727.
5. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. Flying mirror model for interaction

- of a super-intense nonadiabatic laser pulse with a thin plasma layer: Transparency and shaping of laser pulses // *Phys. Plasmas*. 2007. Vol. 14. 113102.
6. *Tushentsov M., Kim A., Cattani F., Anderson D., and Lisak M.* Electromagnetic energy penetration in the self-induced transparency regime of relativistic laser-plasma interactions // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. 275002.
 7. *Lefebvre E. and Bonnaud G.* Transparency/opacity of a solid target illuminated by an ultrahigh-intensity laser pulse // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. 2002.
 8. *Shen B. and Xu Z.* Transparency of an overdense plasma layer // *Phys. Rev. E*. 2001. Vol. 64. 056406.
 9. *Goloviznin V. et al.* Self-induced transparency and self-induced opacity in laser-plasma interactions// *Phys. Plasmas*. 2000. Vol. 7. 1564.
 10. *Cattani F., Kim A., Anderson D., and Lisak M.* Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas // *Phys. Rev. E*. 2000. Vol. 62. 1234.
 11. *Eremin V.I., Korzhimanov A.V., and Kim A.V.* Relativistic self-induced transparency effect during ultraintense laser interaction with overdense plasmas: Why it occurs and its use for ultrashort electron bunch generation // *Phys. Plasmas*. 2010. 17. Vol. 4. 043102.
 12. *Nam I.H., Kulagin V.V., Hur M.S., Lee I.W., and Suk H.* Generating nearly single-cycle pulses with increased intensity and strongly asymmetric pulses of petawatt level // *Phys. Rev. E*. 2012. Vol. 85. 026405.

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова*

*Поступила в редакцию 18.06.2012
После доработки 14.09.2012*

PECULIARITIES FOR SPACE-TIME STRUCTURE OF POWERFUL ELECTROMAGNETIC PULSES FORMED WITH THIN PLASMA LAYERS

V.N. Kornienko, V.V. Kulagin, V.A. Cherepenin

Shaping of femtosecond laser pulses of petawatt level with plasma layers is analyzed. It is shown that, for electron density exceeding the critical density by several times, it is possible to generate asymmetrical pulse with the amplitude of the first half-cycle, which is practically equal to the maximal amplitude of the pulse. These pulses are necessary for effective generation of relativistic electron mirrors. Spatial structure of the pulse transmitted through a plasma layer is corresponding qualitatively to the field structure after diffraction of the same initial pulse on a slit. It is shown that supergaussian pulses are more preferable for shaping with respect to pulses of Gaussian shape because the output pulse in this case have sharper fronts and more homogeneous distribution of the field in transverse direction.

Keywords: Superpower nonadiabatic laser pulses, shaping of laser pulses with plasma layers, relativistic electron mirrors.



Корниенко Владимир Николаевич – родился в селе Балки Запорожской области (1966). С момента окончания физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова (1989) работает в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Защитил кандидатскую диссертацию в области компьютерного моделирования физических процессов в устройствах релятивистской высокочастотной электроники (1996).

125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: korn@cplire.ru



Кулагин Виктор Владимирович – родился в Москве (1960), окончил физический факультет МГУ (1983). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в МГУ (1987) в области радиоплазмы, включая квантовую. После окончания МГУ работал в Институте радиотехники и электроники РАН научным сотрудником, а затем старшим научным сотрудником в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга МГУ (с 1992 года). В настоящее время научные интересы включают взаимодействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой, генерацию когерентных рентгеновских импульсов аттосекундной длительности, лазерное ускорение ионов, генерацию мощного терагерцевого излучения в плазме.

119992 Москва, Университетский просп., 13
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
E-mail: victorvkulagin@yandex.ru



Черепенин Владимир Алексеевич – родился в Москве (1947). После окончания в 1971 году физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова работал там же, на кафедре радиоплазмы сверхвысоких частот, где и защитил (1979) кандидатскую диссертацию. С 1981 года работает в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. В 1989 году защитил докторскую диссертацию в области релятивистской высокочастотной электроники. Член редколлегии журналов «Радиотехника и электроника», «Электромагнитные волны и электронные системы», «Нелинейный мир». Член научного совета РАН по релятивистской и сильноточной электронике, а также научного совета РАН по распространению радиоволн. С 2012 года – член-корреспондент Российской академии наук.

125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: cher@cplire.ru