

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 52.50.Jm; 52.38.Ph; 52.38.Kd; 42.65.Er

# Экспериментальное исследование характеристик пучков заряженных частиц, ускоряемых при облучении тонких мишеней из различных материалов лазерными УКИ

К.В.Сафронов, А.В.Бессараб, Д.А.Вихляев, А.Г.Владимиров, Д.С.Гаврилов, А.А.Горбунов, С.А.Горохов, А.Г.Какшин, Е.А.Лобода, Д.И.Марцовенко, Е.С.Мокичева, А.В.Потапов, В.А.Пронин, В.Н.Сапрыкин, Н.А.Суслов, П.А.Толстоухов, Б.П.Якутов

*Представлены результаты экспериментальных исследований ионных и электронных потоков, возникающих при облучении тонких фольг лазерными УКИ. Эксперименты были проведены на лазерной установке «Сокол-П» (длительность импульсов  $\sim 1$  пс, мощность  $\sim 20$  ТВт) с мишенями из лавсана, алюминия и меди одинаковой толщины ( $\sim 5$  мкм). Для регистрации ионов использовались спектрометры Томсона и времяпролетный спектрометр на основе кремниевого полупроводникового детектора. Для регистрации электронов применялись электронные спектрометры с поворотом траекторий частиц в магнитном поле на  $180^\circ$ . Определен ионный состав пучка ускоренных частиц, а также исследована зависимость формы пучка от материала мишени.*

**Ключевые слова:** ультракороткий лазерный импульс, спектр, ион, электрон.

## 1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к лазерному ускорению заряженных частиц. Коллимированные (угол раствора  $20^\circ - 25^\circ$  [1]) короткие (длительность вблизи источника  $\sim 1$  пс) пучки протонов и ионов с энергиями до нескольких десятков мегаэлектронвольт на нуклон генерируются на тыльной поверхности тонких фольг, облучаемых лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью (свыше  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) [2]. Широко обсуждается возможность применения таких пучков для различных целей: протонной терапии глубоколежащих раковых опухолей [3], зондирования плотной плазмы [4], «быстрого зажигания» термоядерных мишеней в соответствии с концепцией инерциального термоядерного синтеза [5], производства радиоизотопов [6] и т. п.

Однако на сегодняшний день параметры генерируемых пучков не позволяют использовать их для некоторых из перечисленных применений. В связи с этим проводится большое количество экспериментальных и теоретических исследований, направленных на оптимизацию параметров мишеней и лазерных импульсов (длительности, энергии, размера фокального пятна) для получения пучков с требуемыми свойствами.

В РФЯЦ – ВНИИТФ на установке «Сокол-П» выполняются работы по изучению характеристик пучков заря-

женных частиц в зависимости от контраста и интенсивности лазерного импульса, а также толщины облучаемых мишеней [1, 7, 8]. Большая часть экспериментальных зависимостей была получена с помощью времяпролетных методов с использованием полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов. Недостаток этих методов состоит в невозможности разделения вкладов ионов с различными зарядами и массами в общий поток. Обработка экспериментальных данных проводилась в предположении, что все зарегистрированные частицы являются протонами. Для определения эффективности ускорения других ионов, в том числе ионов материала мишени, необходимо использовать методы с магнитным разделением зарядов. В данной работе приводятся результаты выполненных на установке «Сокол-П» исследований состава пучка ионов и спектрального состава ускоренных электронов.

## 2. Постановка экспериментов

Эксперименты проведены на лазерной установке «Сокол-П», активные элементы которой изготовлены из неодимового стекла. Установка обеспечивает генерацию лазерных импульсов с энергией до 15 Дж и длительностью 0.7–0.8 пс (мощность  $\sim 20$  ТВт) на длине волны 1.054 мкм. Внеосевое параболическое зеркало ( $f = 200$  мм), расположенное в диагностической камере, позволяет сфокусировать 50% энергии выходного излучения в пятно диаметром  $\sim 5$  мкм, что дает среднюю плотность потока энергии лазерного излучения в пределах пятна свыше  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Энергетический контраст основного лазерного импульса по отношению к предимпульсу усиленного спонтанного излучения составляет  $4 \times 10^6$ .

Во всех экспериментах мишень устанавливалась таким образом, чтобы нормаль к ней составляла угол  $23^\circ$  с осью лазерного пучка. Для регистрации ионов, ускоренных на тыльной стороне мишени, использовались два масс-спектрометра Томсона («Томсон 5» и «Томсон 3») и времяпролетный спектрометр (ВПС) на основе полупроводникового

К.В.Сафронов, Д.А.Вихляев, А.Г.Владимиров, Д.С.Гаврилов, С.А.Горохов, А.Г.Какшин, Е.А.Лобода, Е.С.Мокичева, А.В.Потапов, В.А.Пронин, В.Н.Сапрыкин, П.А.Толстоухов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ им. Е.И.Забабихина», Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13; e-mail: dep5@vniitf.ru

А.В.Бессараб, А.А.Горбунов, Д.И.Марцовенко, Н.А.Суслов, Б.П.Якутов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: dmarts@inbox.ru

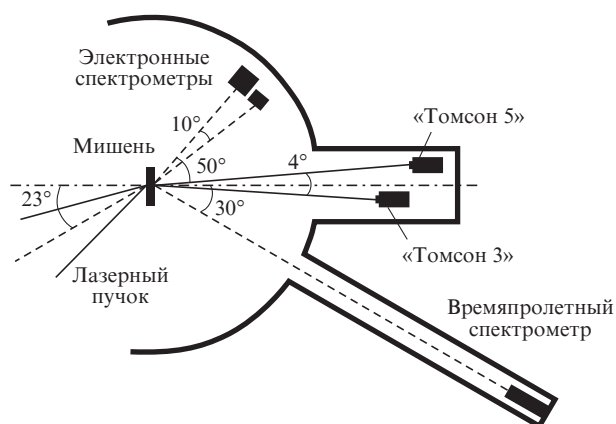


Рис.1. Схема расположения диагностических приборов в мишенной камере.

детектора СППД11-04. Два масс-спектрометра были необходимы для увеличения динамического диапазона регистрации количества частиц. Для исследования спектров электронов использовались два спектрометра с диапазонами регистрации 1–100 кэВ и 10 кэВ–1.5 МэВ. Схема расположения приборов в диагностической камере представлена на рис.1.

Оси обоих масс-спектрометров Томсона составляли углы 2° с нормалью к мишени. Расстояние от мишени до спектрометра «Томсон 5» равнялось 85 см, а до спектрометра «Томсон 3» – 79 см. Регистрация ионов проводилась с помощью трекового детектора CR-39, который для увеличения размеров ионных треков после проведения эксперимента протравливался в водном растворе гидроксида натрия. Основные технические характеристики спектрометров приведены ниже.

	«Томсон 3»	«Томсон 5»
Напряжение питания (кВ) . . . . .	4	5
Зазор между пластинами (мм) . . . . .	5	5
Пролетная база (мм) . . . . .	52	68
Магнитное поле (эффективное) (Т) . . . . .	0.33	0.55
Детектор . . . . .	CR-39	CR-39
Размер области регистрации на детекторе (мм) . . . . .	4×8	4×16

Для примера на рис.2 представлена спектрограмма ионов, полученная с помощью масс-спектрометра «Томсон-3» в опыте 241008-1.

Кремниевый полупроводниковый детектор СППД11-04 времяпролетного спектрометра располагался на расстоя-

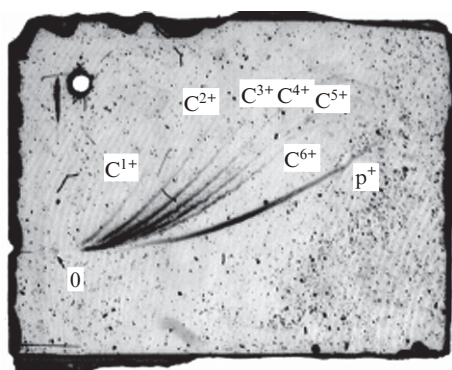


Рис.2. Спектрограмма ионов, полученная на масс-спектрометре «Томсон 3» в опыте 241008-1.

нии 135.2 см от мишени. Угол между осью детектора и нормалью к мишени составлял 30°, так что ВПС регистрировал ионный поток на краю пучка ускоренных частиц (угол раствора пучка на полувысоте не превышал 25° [1]). Толщина чувствительного слоя кремниевого детектора СППД11-04 была равна ~80 мкм. Погрешность измерения энергии частиц с помощью ВПС определялась временным разрешением СППД11-04 и составляла менее 7.5% для энергий, зарегистрированных в рассматриваемой серии экспериментов.

Электронные спектрометры устанавливались рядом друг с другом с тыльной стороны мишени на расстоянии 20 см от нее, а их оси составляли углы 40° и 50° с нормалью к поверхности. Спектрометр ЭС-10-1000 использовался для регистрации спектра электронов в широком энергетическом диапазоне (10–1500 кэВ). Спектрометр ЭС-1-100 был необходим для обеспечения на порядок большей энергетической дисперсии в области энергий 10–100 кэВ. Для регистрации электронов применялась рентгеновская пленка УФ-4.

### 3. Результаты экспериментов

Задача исследований заключалась в определении ионного состава пучка ускоренных частиц и в изучении зависимости ионного состава от материала мишени. Для этой цели на установке «Сокол-П» была проведена серия экспериментов по регистрации быстрых ионов, вылетающих из тонких мишеней, изготовленных из лавсана  $C_8H_{10}O_4$ , алюминия и меди. Толщины всех мишеней были выбраны одинаковыми и составляли 5 мкм.

По результатам, полученным с помощью спектрометров Томсона, восстанавливались энергетические спектры каждого зарегистрированного сорта ионов. По сигналу с ВПС спектр восстанавливался в предположении, что все попавшие в детектор частицы являются протонами.

Прежде всего необходимо отметить, что разброс результатов отдельных измерений с помощью ВПС чрезвычайно велик. Результаты некоторых экспериментов со сходными условиями различались на один-два порядка. В то же время результаты измерений с использованием спектрометров Томсона различаются не более чем в три раза. Большой разброс результатов измерений времяпролетных спектров объясняется тем, что с помощью этой диагностической методики регистрировались частицы, летящие по периферии пучка, края которого были неровными (см., напр., [9]).

Измерения с помощью спектрометров Томсона показали, что ионный состав пучка ускоренных частиц практически не зависит от материала мишени и условий ее облучения. Наибольшая часть энергии пучка всегда приходится на протоны (~80%) и ионы углерода  $C^{4+}$  (~10%), доля энергии других ионов не превышает 10%. Более того, в экспериментах с алюминиевыми и медными мишенями в пучке не было обнаружено ионов металла, из которого состоит мишень. Это подтверждает тот факт, что ускорение ионов происходит в чрезвычайно тонком слое поверхностных загрязнений мишени (см., напр., [4]). На рис.3 представлена диаграмма распределения энергии пучка ускоренных частиц по их сортам, усредненная по всем экспериментам.

Энергия ионного пучка на единицу телесного угла (угловой выход), измеренная в центре пучка спектрометрами Томсона, не зависит от материала мишени и составляет  $(0.66 \pm 0.22)$  Дж/ср на 1 Дж энергии лазерного излучения. Угловой выход ионов, измеренный ВПС на краю пучка, напротив, сильно зависит от материала ми-

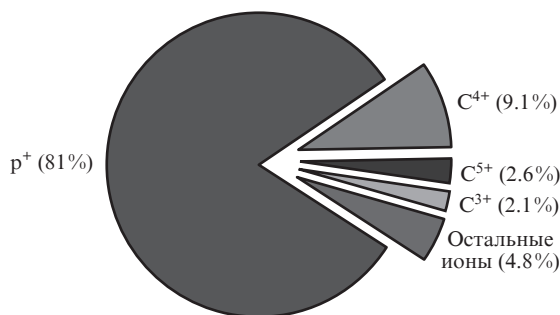


Рис.3. Диаграмма распределения энергии пучка заряженных частиц по их сортам.

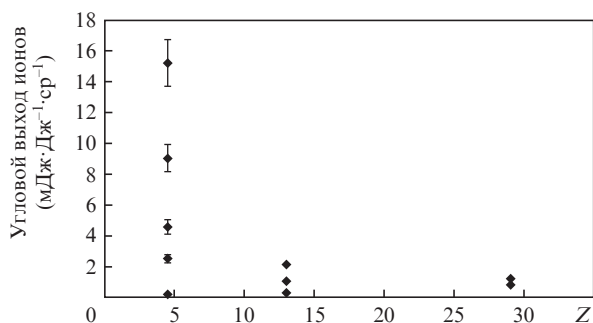


Рис.4. Зависимость углового выхода ионов, измеренного с помощью ВПС, от заряда Z ядра атомов материала мишени. Выход ионов нормирован на энергию лазерного импульса.

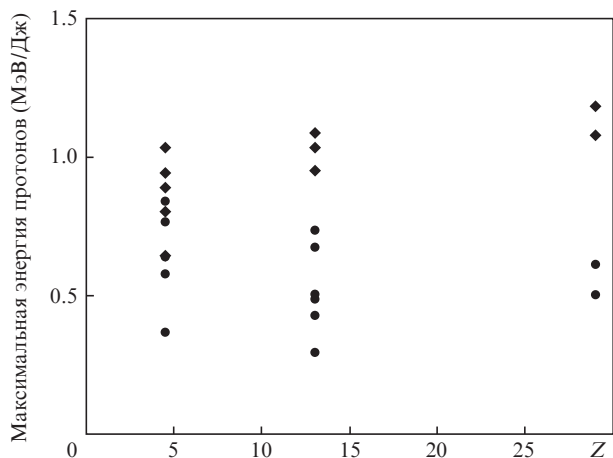


Рис.5. Зависимости от Z максимальной энергии протонов в пучке, измеренной с помощью ВПС (●) и спектрометра «Томсон 5» (◆). Энергия протонов нормирована на энергию лазерного импульса.

шени. С увеличением атомного номера материала мишени энергия ионов на периферии пучка уменьшается (рис.4).

Максимальная энергия протонов в пучке слабо зависит от материала мишени, причем ее поведение на краю пучка и в центре прямо противоположно. С увеличением заряда Z ядра атомов материала мишени эта энергия в центре пучка растет, а на краю уменьшается (рис.5).

Исходя из сказанного выше, можно сделать следующее предположение об эволюции формы ионного пучка: с увеличением Z пучок сужается и «вытягивается» вдоль нормали к мишени (рис.6). Поэтому с увеличением Z на краю пучка наблюдается уменьшение выхода ионов и их максимальной энергии, а в центре пучка – наоборот.

Примеры электронных спектрограмм и спектров приведены на рис.7.

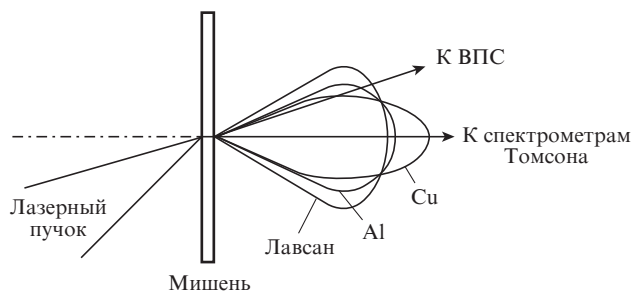


Рис.6. Формы пучков ионов, полученных при облучении мишеней из различных материалов.

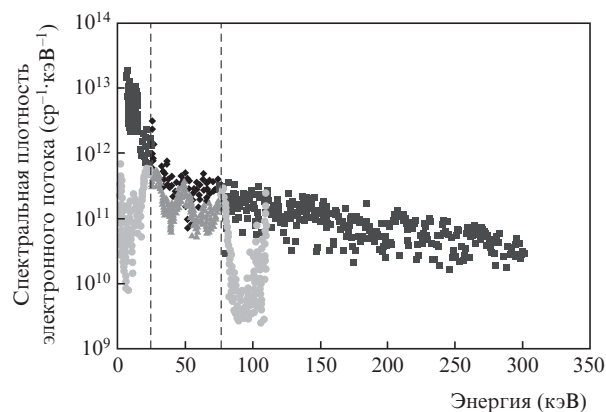
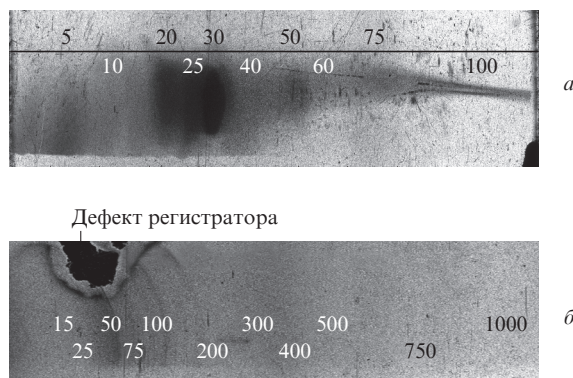


Рис.7. Спектрограммы, полученные с использованием электронных спектрометров (а, б), и восстановленные по результатам измерений с помощью спектрометров ЭС-10-1000 (темные точки) и ЭС-1-100 (серые точки) спектры электронов (в). Цифры на спектрограммах – энергия электронов в килоэлектронвольтах. Приборы были откалиброваны в диапазоне энергий 25–75 кэВ.

При обработке спектрограмм было замечено, что электронный спектр имеет ряд линий в области 40 кэВ, а также отдельные линии в области 100 и 200 кэВ (рис.7, а, б). В некоторых спектрах ширина линий на полувысоте в области энергий электронов свыше 100 кэВ достигала 10 кэВ. Такой вид спектров, возможно, вызван циркуляцией электронов внутри мишени, происходящей при взаимодействии интенсивного короткого лазерного импульса с твердой мишенью [10, 11]. Появление линий моноэнергетичных электронов в спектре, вероятно, связано с тем, что часть электронов мишени покидает ее при их циркуляции.

Некоторое несовпадение спектров в одном и том же опыте, восстановленных по спектрограммам, полученным с помощью двух электронных спектрометров, возможно, обусловлено расположением их входных диафрагм на расстоянии 3 см друг от друга.



#### 4. Теоретические оценки параметров плазмы

В условиях экспериментов настоящей работы ионы и протоны на тыльной стороне мишени ускоряются с помощью механизма, называемого target normal sheath acceleration (TNSA) (см., напр., [12]). Это механизм, при котором быстрые электроны, появившиеся в результате действия пондеромоторной силы лазерного импульса, проходят через фольгу и создают электрическое поле разделения зарядов на тыльной стороне мишени. Возникшее поле ионизует атомы мишени, а также атомы легких элементов (водорода, кислорода и углерода), входящих в состав воды и углеводов, которые адсорбируются поверхностью мишени. Поле разделения зарядов ускоряет образовавшиеся ионы. Механизм ускорения ионов на тыльной стороне мишени во многих случаях удачно описывается одномерной гидродинамической моделью разлета плазмы в вакуум [13–15].

На рис.8 приведены расчетный спектр протонов, полученный на основе гидродинамической модели ускорения ионов, и экспериментальный спектр. Видно, что спектры хорошо согласуются в диапазоне энергий до 8 МэВ. При энергии  $\sim 8$  МэВ экспериментальный спектр обрывается, а теоретический продолжается до 17.5 МэВ. Совпадение спектров свидетельствует о том, что гидродинамическая модель верно передает механизм ускорения протонов на тыльной стороне фольги. Можно предположить, что возможная причина, по которой протоны и ионы не достигают максимальной энергии, заключается в том, что тыльная сторона мишени прогревается лазерным импульсом и/или является чрезмерно шероховатой. Это приводит к тому, что эффективное время ускорения частиц (время существования ускоряющего поля и одномерного режима ускорения) заметно меньше длительности лазерного импульса. Количество ускоренных за импульс протонов по этой модели составляет  $\sim 10^{13}$ .

Результаты экспериментов позволяют оценить концентрацию горячих электронов  $n_{ch}$  на тыльной стороне фольги и среднюю энергию быстрых электронов  $\epsilon_{ch}$ . Последняя оценивалась по формуле из работы [16] и составила 0.6–1.2 МэВ. Эксперименты показали, что из зарегистрированных ионов (кроме протонов) в наибольшем количестве представлены четырехкратно ионизованные ионы углерода  $C^{4+}$ . Предположим, что характерная напряженность электрического поля, возникшего в результате разделения зарядов, достаточна для эффективной туннельной ионизации атомов углерода до четырехкратного иона и

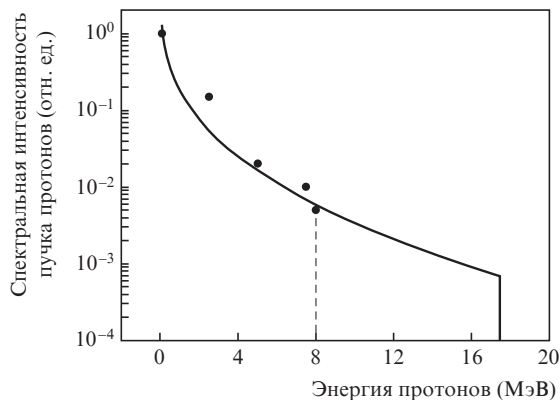


Рис.8. Спектр протонов. Точки – эксперимент, кривая – расчет на основе гидродинамической модели.

мала для их эффективной пятикратной ионизации. Тогда с использованием модели Переломова–Попова–Терентьева [17] получаем следующую оценку напряженности поля на тыльной стороне мишени:  $E \geq 3 \times 10^{10}$  В/см. Зная характерную напряженность поля на тыльной стороне фольги, можно оценить концентрацию  $n_{ch}$  горячих электронов, создающих это поле. Приравнивая плотность тепловой энергии электронов  $n_{ch}\epsilon_{ch}$  к плотности электростатической энергии  $E^2/(8\pi)$ , в которую тепловая энергия переходит при полном разделении зарядов,  $n_{ch}\epsilon_{ch} \approx E^2/(8\pi)$ , получаем  $n_{ch} \approx (2-4) \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

#### 5. Заключение

В проведенной серии экспериментов на установке «Сокол-П» была исследована зависимость параметров пучка ионов, ускоренных при лазерном облучении с тыльной стороны мишени от материала мишени. Установлено, что  $\sim 80\%$  энергии пучка ускоренных частиц приходится на протоны и  $\sim 10\%$  – на ионы углерода  $C^{4+}$ , доля остальных ионов в энергетическом балансе гораздо меньше. Ионов материала самой мишени в пучке обнаружено не было.

Исследована форма пучка ионов. Установлено, что с ростом массы мишени растет максимальная энергия протонов в центре пучка.

Измерения электронного спектра показали наличие ряда линий на фоне непрерывного спектра в области энергий электронов 30–250 кэВ.

Проведены теоретические оценки параметров быстрых частиц, полученных в экспериментах на установке «Сокол-П». Совпадение спектров свидетельствует о том, что модель разлета плазмы в вакуум верно передает механизм ускорения ионов на тыльной стороне фольги. Выполнены оценки напряженности ускоряющего поля ( $E \geq 3 \times 10^{10}$  В/см) и концентрации быстрых электронов на тыльной стороне мишени ( $(2-4) \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) на основе зарегистрированной в экспериментах концентрации ионов  $C^{4+}$ , преобладающих в ионных потоках. Теоретическая оценка количества ускоренных за импульс протонов составляет  $\sim 10^{13}$ , что хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями.

1. Andriyash A.V., Vikhlyayev D.A., Gavrilov D.S., et al. *Proc. Zababakhin Scientific Talks* (Snezhinsk, 2007).
2. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
3. Bulanov S.V. et al. *Phys. Lett. A*, **299**, 240 (2002).
4. Mackinnon J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 045001 (2006).
5. Tabak M., Hammer J., Glinsky M., et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
6. Ledingham K., McKenna P., Singhal R. *Science*, **300**, 1107 (2003).
7. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 830 (2008).
8. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г. и др. *Физика плазмы*, **36**, 1 (2010).
9. Schollmeier M., Harres K., Nürnberg F., et al. *Phys. Plasmas*, **15**, 053101 (2008).
10. Рухадзе А.А. и др. *Докл. на 3-й Всерос. школе по лазерной физике* (Саров, 2009).
11. Андреев С.Н., Тараканов В.П. *Физика плазмы*, **35**, 1094 (2009).
12. Wilks S.C. et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 542 (2001).
13. Mora P. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 185002 (2003).
14. Mora P. *Phys. Rev. E*, **72**, 056401 (2005).
15. Fuchs J. et al. *Nature Phys.*, **2**, 48 (2006).
16. Wilks S.C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
17. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1965).