

Особенности генерации горячих электронов в плотной плазме при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности

В.В.Большаков, А.А.Воробьев, Д.С.Урюпина, К.А.Иванов,
Н.Моршедиан, Р.В.Волков, А.Б.Савельев

Приведены результаты исследования генерации горячих электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения субрелятивистской интенсивности (от 10^{15} до 2×10^{17} Вт/см²), имеющего различные линейные поляризации и наносекундный контраст, с поверхностями «прозрачной» (кварцевое стекло) и «поглощающей» (кремний) мишеней. Обнаружено, что при увеличении интенсивности от 10^{15} до 10^{17} Вт/см² различия в выходе жесткого рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов для случаев воздействия s- и p-поляризованными излучениями быстро уменьшаются. Данный эффект связывается с проявлением релятивистских механизмов ускорения электронов.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, релятивистская интенсивность, плазма, горячие электроны.

1. Введение

При взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с веществом на поверхности мишени образуется плазма, распределение электронов по скоростям в которой носит существенно немаксвелловский характер: помимо тепловых электронов, возникающих за счет классических столкновительных механизмов, образуется горячий электронный компонент. Именно с появлением горячих электронов связаны такие важные эффекты, как генерация плазмой жесткого рентгеновского излучения с высокой спектральной яркостью и малой длительностью импульса, ускорение протонов и многозарядных ионов до больших энергий, ядерные реакции в плазме и др.

Возникновение горячего электронного компонента обусловлено дополнительными (бесстолкновительными) механизмами «нагрева» электронов, а его средняя энергия на один-два порядка превышает среднюю энергию теплового компонента [1]. При этом горячий электронный компонент может «унести» до 10 % – 30 % энергии греющего лазерного излучения [2, 3]. Механизмы генерации горячих электронов при интенсивностях лазерного излучения ниже $(3 - 5) \times 10^{16}$ Вт/см² (так называемый диапазон умеренных интенсивностей) исследованы достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально

[4, 5]. Существенное значение в данном режиме взаимодействия имеет направление линейной поляризации излучения по отношению к градиенту электронной плотности плазмы, поскольку для s-поляризованного излучения все основные механизмы (аномальный скин-эффект [6, 7], резонансное поглощение [4, 8–10], а также вакуумный нагрев [8, 10, 11]) не работают и горячие электроны отсутствуют.

При интенсивностях выше так называемой релятивистской* основную роль в ускорении электронов играют пондеромоторный потенциал [1], $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ -компонента силы Лоренца [12, 13], а также кильватерные волны [14]. Эти механизмы генерации горячих электронов активно исследуются в последнее десятилетие в связи с появившейся возможностью получения релятивистских интенсивностей излучения в лабораториях с использованием относительно небольших лазерных установок. В частности, данные механизмы нечувствительны к направлению линейной поляризации лазерного излучения, однако существенно модифицируются при переходе от нее к циркулярной поляризации [15].

Промежуточная область субрелятивистских интенсивностей, в которой в формировании горячего электронного компонента могут участвовать все вышеперечисленные механизмы, изучена значительно хуже. В этом диапазоне интенсивностей становится возможной генерация горячих электронов s-поляризованным излучением, а распределение горячих электронов по энергиям может содержать несколько компонентов, обусловленных действием различных физических механизмов.

Уже при умеренных интенсивностях важную роль во взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой критической плотности играет наличие во временной структуре излучения предимпульса, интенсивность которого может превышать порог пробоя поверхности мишени ($10^{11} - 10^{13}$ Вт/см² в зависимости от ма-

В.В.Большаков. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы
А.А.Воробьев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 37

Д.С.Урюпина, Р.В.Волков, А.Б.Савельев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ab_savelev@phys.msu.ru

К.А.Иванов, Н.Моршедиан. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 17 декабря 2008 г., после доработки – 1 апреля

*Релятивистской называют интенсивность, при которой осцилляторная скорость электрона во внешнем электромагнитном поле $eE/(mc)$ становится близкой к скорости света.

териала мишени). При этом основной импульс воздействует на размытую границу плазма – вакуум, степень размытости которой (пространственный масштаб градиента электронной плотности) в значительной степени определяет в том числе и основной механизм генерации горячих электронов. С ростом интенсивности лазерного излучения влияние предимпульса возрастает. В частности, в опубликованных к настоящему времени работах по исследованию взаимодействия излучения релятивистской интенсивности с веществом интенсивность предимпульса заведомо превышала порог пробоя поверхности мишени.

В настоящей работе приведены результаты исследования генерации горячих электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения субрелятивистской интенсивности (от 10^{15} до 2×10^{17} Вт/см²), имеющего различные линейные поляризации и наносекундный контраст, с поверхностями «прозрачной» (кварцевое стекло) и «поглощающей» (кремний) мишеней.

2. Схема эксперимента

Эксперименты проводились с использованием излучения фемтосекундной лазерной системы на титанате сапфира Центра коллективного пользования МЛЦ МГУ [16] (длительность лазерного импульса 50 ± 5 фс, пиковая мощность 0.2 ТВт, длина волны излучения 800 нм). Для используемой лазерной системы контраст K на наносекундном временном интервале определяется предимпульсом, опережающим основной импульс на 13 нс и имеющим в 4×10^6 раз меньшую амплитуду, а на пикосекундном интервале – рядом предимпульсов, максимальный из которых опережает основной импульс на 7 пс и имеет в 5×10^4 раз меньшую амплитуду. Относительный уровень усиленного спонтанного излучения на пикосекундном интервале не превышает 10^5 . Параметр качества излучения M^2 составляет 1.8 ± 0.3 .

При проведении экспериментов направление линейной поляризации излучения изменялось с помощью полуволновой пластинки. Управление наносекундным контрастом осуществлялось путем отключения дополнительной ячейки Поккельса, установленной между регенеративным и многопроходным усилителями лазерной установки, что понижало контраст до 10^3 . Дальнейшее

ухудшение контраста (до $K \sim 40$) достигалось разьюстировкой поляризаторов ячейки Поккельса регенеративного усилителя. При разьюстированной ячейке и включенной дополнительной ячейке Поккельса контраст составлял 2×10^3 .

Схема эксперимента представлена на рис.1. Фокусировка лазерного излучения на мишень осуществлялась безаберрационным объективом 2 с фокусным расстоянием 6 см, позволяющим фокусировать излучение в пятно диаметром ~ 4 мкм. Пиковая интенсивность, достигаемая в эксперименте, составляла $\sim 2 \times 10^{17}$ Вт/см² при энергии импульса 2 мДж. Плоская твердотельная мишень 3 располагалась под углом 45° к оси лазерного пучка. Мишень закреплялась на двухкоординатной подвижке в вакуумной камере с остаточным давлением газа 10^{-2} Тор. Во время эксперимента мишень смещалась по горизонтали с постоянной скоростью, оставаясь в области фокальной перетяжки. Исследовались два режима воздействия излучения на поверхность мишени при частотах повторения импульсов 1 и 10 Гц.

Для оценки средней энергии горячих электронов в образующейся лазерной плазме методом фильтров проводилось измерение выхода рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась парой детекторов 5 – ФЭУ, снабженных сцинтилляторами из NaI(Tl) (толщина кристаллов 5 мм). Первым рентгеновским детектором, служившим в качестве опорного, измерялся интегральный выход рентгеновского излучения в каждом лазерном импульсе в «полный» энергетический диапазон 4 – 100 кэВ, вторым – выход рентгеновского излучения в энергетический диапазон, нижняя граница которого определялась толщиной установленного перед детектором алюминиевого фильтра, а верхняя также составляла 100 кэВ. Зависимость выхода рентгеновского излучения от энергии нижней границы пропускания фильтров по уровню $1/e$ аппроксимировалась экспоненциальной функцией. Значение показателя экспоненты использовалось в дальнейшем как оценка средней энергии горячих электронов.

В качестве мишеней 3 были выбраны кремний (Si) и кварцевое стекло (SiO₂). Данный выбор обусловлен тем, что эти материалы при близком атомном весе имеют примерно на порядок различающиеся пороги пробоя по-

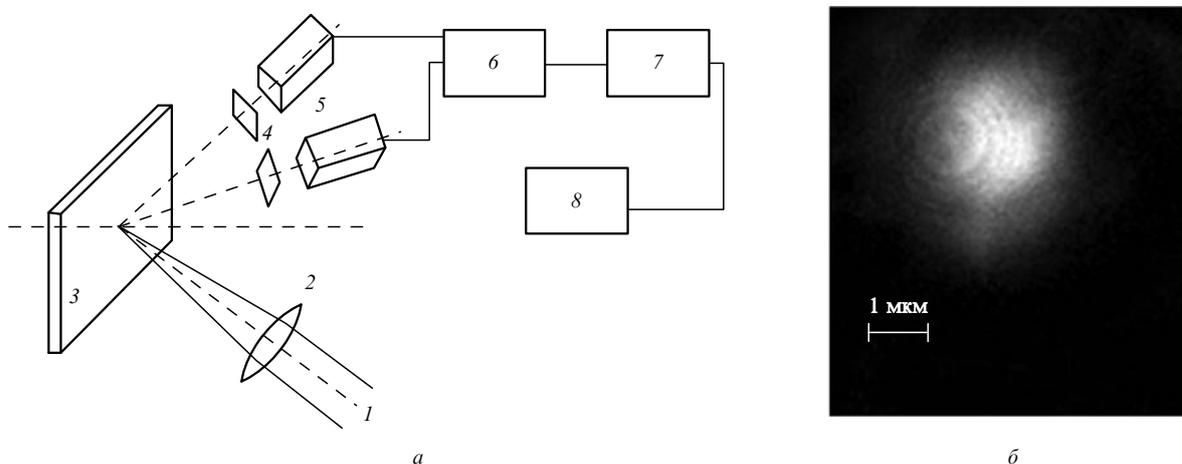


Рис.1. Схема эксперимента (а) и изображение пятна фокусировки (б): 1 – лазерное излучение; 2 – объектив; 3 – мишень; 4 – алюминиевые фильтры; 5 – рентгеновские детекторы; 6 – зарядочувствительный усилитель; 7 – аналого-цифровой преобразователь; 8 – компьютер.

верхности [17, 18], поскольку стекло прозрачно, а кремний поглощает излучение с длиной волны 800 нм.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

При интенсивности лазерного излучения 2×10^{17} Вт/см² проводилось сравнительное исследование зависимости средней энергии горячих электронов от направления линейной поляризации лазерного излучения, а также от величины наносекундного контраста при частоте следования лазерных импульсов 10 Гц. На рис.2 представлен выход рентгеновского излучения в зависимости от энергии нижней границы пропускания фильтра при наносекундном контрасте 4×10^6 . Видно, что во всех случаях экспериментальные данные хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией. Результаты, представленные в табл.1, показывают, что в исследуемом режиме взаимодействия горячие электроны эффективно генерируются и при воздействии s-поляризованного излучения, причем различия в выходах жесткого рентгеновского излучения и в средних энергиях горячих электронов между случаями s- и p-поляризаций незначительны.

Как отмечалось ранее, при «умеренных» интенсивностях эффективная генерация горячих электронов на плоской границе раздела возможна лишь в случае p-поляризованного излучения, имеющего компоненту поля, сонаправленную с направлением градиента электронной плотности. Генерация горячих электронов s-поляризованным излучением возможна в этом режиме взаимодействия только вследствие искривления границы раздела плазма – вакуум (либо поверхности, на которой концентрация электронов плазмы порядка критической). Уменьшение либо исчезновение различий между случаями p- и s-поляризованного излучения возникает также в релятивистском режиме взаимодействия.

В наших экспериментах формирование неплоской границы раздела возможно вследствие пространственного перекрытия областей воздействия последовательных лазерных импульсов при частоте их следования 10 Гц. На рис.3 приведена фотография поверхности мишени из кремния, полученная после проведения измерений на частотах следования 10 и 1 Гц. Видно, что при воздействии на мишень импульсов с частотой 10 Гц на поверхности возникает непрерывная дорожка (канавка), тогда

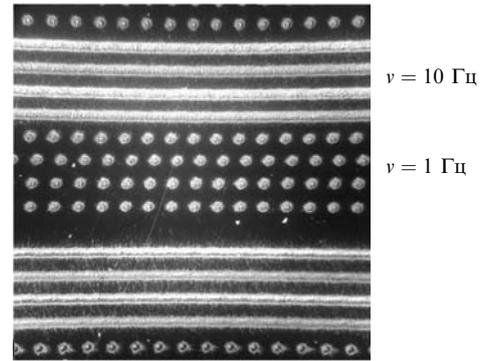


Рис.3. Фотография поверхности кремниевой мишени после проведения эксперимента.

как при воздействии импульсов с частотой 1 Гц появляются отдельные кратеры от каждого лазерного импульса. Таким образом, при частоте 10 Гц лазерное излучение взаимодействует с поверхностью мишени, частично модифицированной предыдущим лазерным импульсом, а при частоте 1 Гц мишень успевает сместиться на достаточное расстояние, в результате чего очередной лазерный импульс взаимодействует с плоской поверхностью.

В табл.1 представлены средние энергии горячих электронов для мишеней из Si и SiO₂, полученные при двух частотах следования лазерных импульсов и интенсивности лазерного излучения 2×10^{17} Вт/см². Из этих данных видно, что в случаях p- и s-поляризованных излучений при частотах следования импульсов 1 и 10 Гц средние энергии горячих электронов для обоих использованных

Табл.1. Средняя энергия горячих электронов при воздействии на поверхности мишеней из Si и SiO₂ лазерных импульсов с частотой следования 1 и 10 Гц и интенсивностью 2×10^{17} Вт/см².

| Материал мишени | Тип поляризации | ν (Гц) | E (кэВ) | |
|------------------|-----------------|------------|-------------------------|----------------|
| | | | при $K = 4 \times 10^6$ | при $K = 10^2$ |
| Si | p | 1 | 18.2 ± 1.1 | 16.8 ± 1.0 |
| | p | 10 | 14.2 ± 0.9 | 11.5 ± 0.8 |
| | s | 1 | 16.0 ± 0.9 | 14.3 ± 0.9 |
| | s | 10 | 11.4 ± 0.8 | 10.6 ± 0.8 |
| SiO ₂ | p | 1 | 15.3 ± 0.9 | 18.1 ± 1.2 |
| | p | 10 | 13.1 ± 0.8 | 14.7 ± 0.9 |
| | s | 1 | 12.2 ± 0.8 | 15.7 ± 0.9 |
| | s | 10 | 10.4 ± 0.7 | 11.9 ± 0.8 |

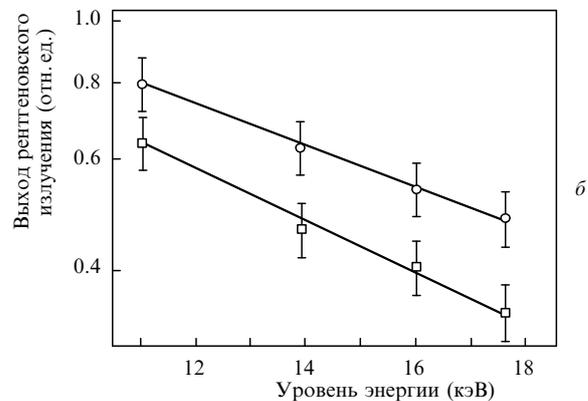
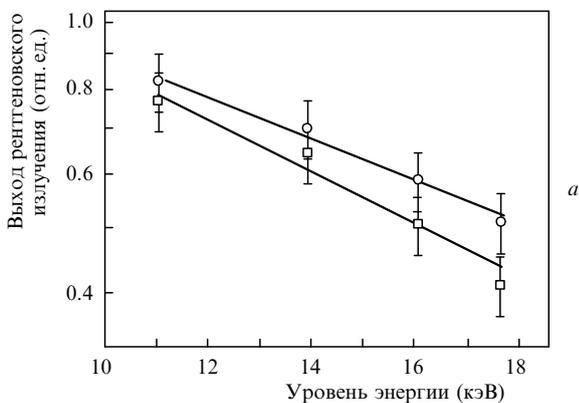


Рис.2. Выход рентгеновского излучения в зависимости от энергии нижней границы пропускания фильтра и оценка средней энергии горячего электронного компонента для мишеней из Si (а) и SiO₂ (б) при наносекундном контрасте лазерного излучения 4×10^6 для p- (○) и s- (□) поляризаций.

мишени различаются слабо. Таким образом, столь малое различие в средних энергиях горячих электронов не связано с искривлением границы плазма – вакуум.

Следует отметить, что в проведенной серии экспериментов стабильное увеличение средней энергии горячих электронов при переходе на частоту следования импульсов 1 Гц наблюдается независимо от параметров лазерного излучения. Уменьшение средней энергии горячих электронов при многократном воздействии на один участок мишени противоречит известным данным о росте выхода жесткого рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов при воздействии фемтосекундным лазерным излучением на одну точку поверхности [19, 20]. В частности, это противоречие может быть связано с непрерывным смещением мишени в наших экспериментах.

Альтернативное объяснение наблюдающихся в наших экспериментах малых различий в выходах жесткого рентгеновского излучения и в средних энергиях горячих электронов для р- и s-поляризаций лазерного излучения может быть связано, как отмечалось выше, с подключением существенных при релятивистских интенсивностях лазерного излучения механизмов генерации горячих электронов. Так, при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{17}$ Вт/см² пондеромоторный потенциал T_p достигает ~ 23 кэВ, что и может привести к появлению значительного числа горячих электронов с энергией порядка T_p , причем данный эффект не зависит от направления линейной поляризации лазерного излучения.

Для выяснения правдоподобности данного предположения нами была проведена серия экспериментов, в которых исследовалась зависимость параметров плазмы от интенсивности лазерного излучения. Все они были выполнены при наносекундном контрасте лазерного излучения 4×10^6 и частоте следования импульсов 10 Гц. Интенсивность на мишени уменьшалась смещением фокусирующего объектива в сторону мишени из положения, соответствующего точной фокусировке. Расчет интенсивности в фокусе проводился по стандартным формулам для гауссова пучка [21] с учетом параметра качества излучения.

На рис.4 представлены зависимости средней энергии E горячих электронов от интенсивности I лазерного излучения для двух его поляризаций в случае воздействия на мишени из кремния и кварцевого стекла. В диапазоне

интенсивностей $10^{15} - 10^{16}$ Вт/см² наблюдается существенное превышение средней энергии горячих электронов, полученных при р-поляризации лазерного излучения, над их средней энергией при s-поляризации излучения, что хорошо соответствует теоретическим представлениям и ранее полученным экспериментальным данным [1]. В указанном диапазоне интенсивностей при р-поляризации лазерного излучения средняя энергия горячих электронов для кремния и кварцевого стекла соответственно растет с увеличением интенсивности следующим образом:

$$E \approx (4.6 \pm 0.3)(I_{16}\lambda^2)^{0.35 \pm 0.02}, \quad (1a)$$

$$E \approx (4.1 \pm 0.1)(I_{16}\lambda^2)^{0.30 \pm 0.02}. \quad (1б)$$

Здесь I_{16} – интенсивность, нормированная на 10^{16} Вт/см²; λ – длина волны лазерного излучения в микрометрах; E – энергия в килоэлектронвольтах. Данные зависимости находятся в разумном согласии с известным соотношением для средней энергии горячих электронов, возникающих вследствие резонансного поглощения лазерного излучения [1].

Небольшие различия в полученных нами оценках на нормирующий коэффициент и степенной показатель в формулах (1) могут быть связаны с некоторой оптимизацией процесса генерации горячих электронов в случае кремния (имеющего более низкий порог пробоя поверхности) вследствие формирования более «оптимального» градиента электронной плотности в данном случае.

При $I \sim 10^{16}$ Вт/см² на кривых рис.4 отчетливо заметен перегиб. Зависимости средней энергии горячих электронов от интенсивности при этом становятся другими:

$$E \approx (7.5 \pm 1)(I_{16}\lambda^2)^{0.13 \pm 0.03} \text{ (для Si)}, \quad (2a)$$

$$E \approx (5.0 \pm 0.4)(I_{16}\lambda^2)^{0.19 \pm 0.02} \text{ (для SiO}_2\text{)}. \quad (2б)$$

Возникновение перегиба в зависимости средней энергии горячих электронов от интенсивности лазерного излучения может быть связано с изменением пространственного масштаба разлета преплазмы, создаваемой пикосекундным предимпульсом, поскольку с ростом интенсивности основного излучения растет и интенсивность излучения в предимпульсе. Кроме того, резонансное поглощение при субрелятивистских интенсивностях может

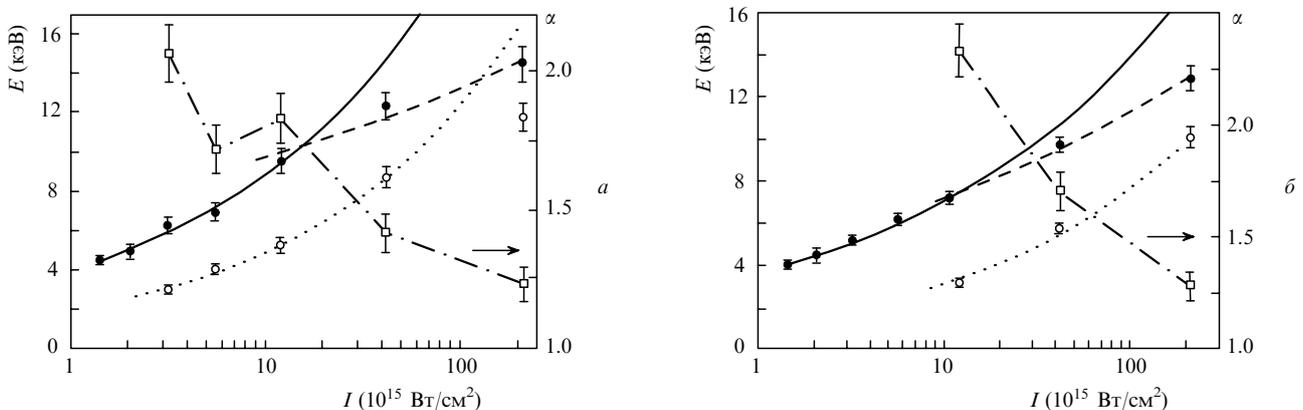


Рис.4. Средние энергии E горячих электронов для р- (эксперимент – ●, аппроксимация – сплошные и штриховые линии) и s- (эксперимент – ○, аппроксимация – пунктирные линии) поляризаций лазерного излучения, а также отношение α средних энергий горячих электронов, полученных при р- и s-поляризациях лазерного излучения (□ и штрих-пунктирные линии) для мишеней из Si (а) и SiO₂ (б), в зависимости от интенсивности I лазерного излучения при контрасте $K = 4 \times 10^6$.

иметь значительно более сложный характер, а его эффективность способна существенно понизиться [22].

Жесткое рентгеновское излучение из плазмы в случае s-поляризованного лазерного излучения было зарегистрировано при интенсивности свыше 4×10^{15} Вт/см² для кремниевой и 2×10^{16} Вт/см² для кварцевой мишеней. Эти интенсивности примерно соответствуют порогам пробоя поверхности данных материалов пикосекундным предимпульсом с контрастом 2×10^3 [17, 18]. На рис.4 приведены зависимости отношения средних энергий горячих электронов для p- и s-поляризованных излучений от их интенсивностей. Видно, что для обеих мишеней при $I > 10^{17}$ Вт/см² это отношение стремится к единице. В данном случае зависимости средней энергии электронов от интенсивности таковы:

$$E \approx (2.3 \pm 0.1)(I_{16}\lambda^2)^{0.40 \pm 0.02} \text{ (для Si),} \quad (3a)$$

$$E \approx (1.5 \pm 0.2)(I_{16}\lambda^2)^{0.38 \pm 0.04} \text{ (для SiO}_2\text{).} \quad (3б)$$

Заметим, что степенной показатель в этом случае значительно выше, чем в (1) и (2), и совпадает для обеих мишеней. Как отмечалось ранее, формирование горячих электронов s-поляризованным лазерным излучением возможно за счет эффектов, существенных при релятивистской интенсивности лазерного излучения. Поскольку эти механизмы, как правило, эффективно работают на размытой границе плазма – вакуум, горячие электроны появляются, по-видимому, лишь при интенсивностях, превышающих порог пробоя поверхности мишени предимпульсом.

В частности, как было показано в работе [23], уже при $I \sim 10^{17}$ Вт/см² разлет горячей электронной компоненты направлен не вдоль поляризации лазерного излучения, а вдоль отраженного лазерного пучка. Данный факт свидетельствует о существенной роли в ускорении горячих электронов «релятивистских» механизмов уже при указанной интенсивности.

Как видно из полученных данных, преплазма, формируемая предимпульсом, играет важную роль при взаимодействии с плазмой фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью $\sim 10^{17}$ Вт/см². В обсуждаемых выше экспериментах основную роль в формировании преплазмы играл пикосекундный предимпульс, относительная амплитуда которого определяется свойствами лазерной системы и не меняется. В то же время в нашей лазерной системе реализована возможность управления амплитудой предимпульса, опережающего основной импульс на 13 нс. В связи с этим нами была исследована зависимость средней энергии горячих электронов от ам-

плитуды наносекундного предимпульса, или, что то же, от величины наносекундного контраста (рис.5).

Особенностью полученных зависимостей является монотонный рост средней энергии горячих электронов от 10 до 14 кэВ при увеличении контраста p-поляризованного лазерного излучения для мишени из Si и монотонный спад средней энергии электронов от 15 до 13.5 кэВ для мишени из SiO₂. При этом средние энергии горячих электронов для кварцевого стекла в случае низкого контраста лазерного излучения совпадают с энергиями для кремния при высоком контрасте этого излучения, что указывает на схожесть характеристик преплазмы в этих случаях. Следует учесть, что при $I = 2 \times 10^{17}$ Вт/см² интенсивность пикосекундного предимпульса также велика.

В обоих случаях переход от p- к s-поляризации лазерного излучения немного уменьшает лишь среднюю энергию, оставляя неизменным общее поведение полученных зависимостей. Таким образом, малое различие между s- и p-поляризациями лазерного излучения в данном режиме взаимодействия, наблюдаемое при наилучшем контрасте (см. рис.4), сохраняется и при более низком контрасте.

В отдельном эксперименте нами были измерены скорости ионов, вылетающих из плазмы в различных направлениях и при разных поляризациях лазерного излучения. В качестве мишени использовался расплавленный галлий. Как показано в работе [24], плазма, формируемая лазерным импульсом на свободной поверхности жидкости, по своим свойствам не отличается от плазмы, создаваемой на поверхности твердотельных мишеней. Для измерения ионных токов к камере в направлении нормали к поверхности мишени либо под углом в 45° к нормали (в направлении отраженного лазерного пучка) пристыковывался времяпролетный спектрометр с времяпролетной базой 28 см. Регистрация ионных токов проводилась с помощью микроканальной пластины (МКП) шевронного типа ВЭУ-7. Для обеспечения нормального функционирования МКП и малой вероятности рекомбинации иона на пути пролета от плазмы до детектора во времяпролетной части установки с помощью турбомолекулярного насоса достигался вакуум не хуже 10^{-5} Тор. При этом использовалась методика дифференциальной откачки. Лазерное излучение, генерируемое лазерной системой на кристалле Ti : сапфир, как и в предыдущих экспериментах, падало на поверхность мишени под углом 45° к нормали. Более подробно схема эксперимента представлена в работе [25].

Как уже было сказано, ионные токи измерялись для p- и s-поляризаций лазерного излучения и в двух различных

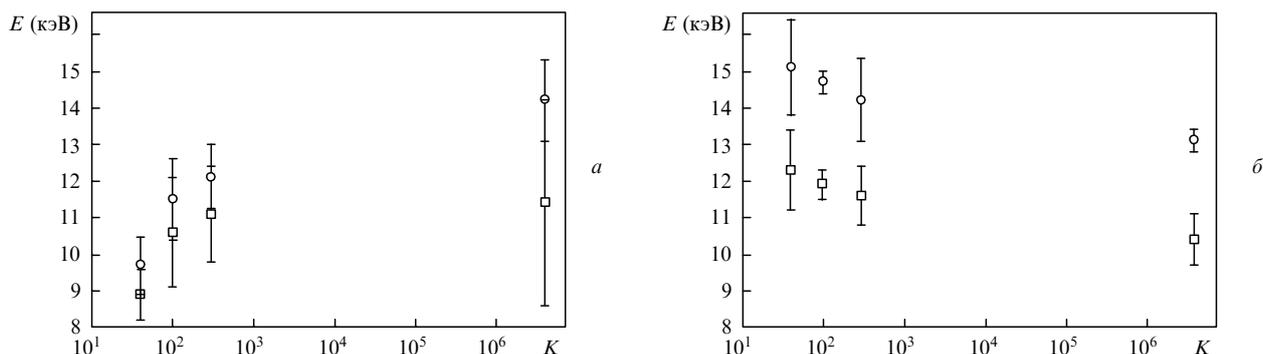


Рис.5. Зависимости средней энергии E горячих электронов от наносекундного контраста K лазерного излучения для мишеней из Si (а) и SiO₂ (б) при $I = 2 \times 10^{17}$ Вт/см² для p- (○) и s- (□) поляризаций лазерного излучения.

направлениях. В результате обработки экспериментальных данных получено, что скорость медленных ионов максимальна в направлении нормали к поверхности мишени и составляет $(5.7 \pm 0.3) \times 10^4$ м/с. Этот факт соответствует представлениям о том, что разлет вещества из плазмы, создаваемой на поверхности мишени, происходит в широкий телесный угол квазиодномерно вдоль нормали к этой поверхности. Скорость быстрых ионов, вылетающих в направлении отраженного излучения, составила $(2.6 \pm 0.2) \times 10^6$ м/с и оказалась почти вдвое больше скорости ионов, вылетающих в направлении нормали к поверхности мишени, $(1.5 \pm 0.1) \times 10^6$ м/с. При этом было обнаружено, что скорость как быстрых, так и медленных ионов не зависит от поляризации лазерного излучения. Такое поведение ионных токов указывает на то, что уже при интенсивности лазерного импульса $\sim 10^{17}$ Вт/см² начинают играть роль механизмы ускорения электронов, существенные при релятивистских интенсивностях лазерного излучения. Действительно, в случае механизмов ускорения горячих электронов, играющих роль при умеренных интенсивностях лазерного излучения (резонансное поглощение, вакуумный нагрев, поглощение в режиме аномального скин-эффекта), горячие электроны появляются только при р-поляризации лазерного импульса и вылетают в направлении нормали к поверхности мишени.

4. Заключение

Таким образом, сравнительные исследования формирования горячих электронов при интенсивностях до 2×10^{17} Вт/см² с использованием прозрачной мишени (кварцевое стекло) и поглощающей мишени (кремний) показали, что уже при таких интенсивностях, примерно на порядок меньших релятивистской, существенную роль в формировании горячего электронного компонента играют релятивистские эффекты. В частности это приводит к эффективной генерации горячих электронов даже при s-поляризованном лазерном излучении, причем средняя энергия таких электронов становится практически равной значению, полученному при воздействии р-поляризованного излучения.

В рассматриваемом режиме взаимодействия важную роль играет предимпульс. В нашем случае его наличие приводит к пробое поверхности (как для прозрачной кварцевой, так и для кремниевой мишени) и к формированию протяженного градиента электронной плотности. Наличие такого градиента обеспечивает преимущественную роль резонансного поглощения в формировании горячего электронного компонента, а также возможность достаточно эффективного проявления таких механизмов ускорения электронов, существенных именно при релятивистских интенсивностях лазерного излучения, как пондеромоторное ускорение и нагрев за счет компоненты силы Лоренца $[v \times B]$. При увеличении интенсивности предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд, до порога пробоя он начинает также играть важную роль, причем в случае прозрачной (кварцевой) мишени происходит увеличение средней энергии горячих электронов, а в случае поглощающей (кремниевой) – ее уменьшение.

В заключение следует отметить, что представленные результаты безусловно не дают полной картины особенностей формирования горячих электронов в субрелятивистском режиме взаимодействия лазерного излучения с веществом. Для прояснения указанных особенностей необходимо проведение более подробных экспериментов, а также теоретических и численных исследований.

Настоящая работа является продолжением исследований взаимодействия сверхсильных световых полей с веществом и формирования в процессе такого взаимодействия горячей плотной плазмы, инициированных в МГУ С.А.Ахмановым еще в конце 1980-х годов. Одному из авторов настоящей работы (А.Б.С.) посчастливилось участвовать в этих исследованиях под руководством Сергея Александровича, обладавшего ярким талантом и великодушным предвидением тенденций развития мировой науки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00724а).

- Gibbon P., Forster R. *Plasma Phys. Control. Fus.*, **38**, 769 (1996).
- Soom B., Chen H., Fisher Y., Meyerhofer D.D. *J. Appl. Phys.*, **74**, 5372 (1993).
- Rousse A., Audebert P., Geindre J.P., Fallies F., Gauthier J.C. *Phys. Rev. E*, **50**, 2200 (1994).
- Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
- Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A., Soom B., Uchida S., Yaakobi B. *Phys. Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
- Andreev A.A., Gamaly E.G., Novikov V.N., Semakhin A.N., Tikhonchuk V.T. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **1800**, 86 (1992).
- Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н., Семакин А.Н., Тихончук В.Т. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
- Forslund D.W., Kindel J.M., Lee K. *Phys. Rev. A*, **11**, 679 (1975).
- Forslund D.W., Kindel J.M., Lee K. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 284 (1977).
- Gibbon P., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1535 (1992).
- Chen L.M., Zhang J., Dong Q.L., Teng H., Liang T.J., Zhao L.Z., Wei Z.Y. *Phys. Plasmas*, **8**, 2925 (2001).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Физматлит, 2003).
- Kruer W.L., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
- Lehmann G., Laedke E.W., Spatschek K.H. *Phys. Plasmas*, **14**, 103109 (2007).
- Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M., Zheng J., Chen Z.L., Kodama R., Matsuoka T., Tampo M., Tanaka K.A., Tsutsumi T., Yabuuchi T. *Phys. Rev. E*, **69**, 036405 (2004).
- Большаков В.В., Воробьев А.А., Волков Р.В., Князьков В.А., Еремин Н.В., Пасхалов А.А., Шевелько А.П., Казаков Е.Д., Романовский М.Ю., Савельев А.Б. *Прикладная физика*, № 1, 18 (2009).
- Von der Linde D., Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J. *Appl. Surf. Sci.*, **109**, 1 (1997).
- Stuart B.C., Feit M.D., Herman S., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *Phys. Rev. B*, **53**, 1749 (1996).
- Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Volkov R.V. *Laser Phys.*, **11**, 1205 (2001).
- Гордиенко В.М., Макаров И.А., Раков Е.В., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **35** (6), 487 (2005).
- Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2004).
- Xu Hui, Sheng Zheng-Ming, Zhang Jie, Yu M.Y. *Phys. Plasmas*, **13**, 123301 (2006).
- Cai D.F., Gu Y.Q., Zheng Z.J., Zhou W.M., Yang X.D., Jiao C.Y., Chen H., Wen T.S., Chunyu S.T. *Phys. Rev. E*, **70**, 066410 (2004).
- Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б., Урюпина Д.С. *Квантовая электроника*, **34** (2), 135 (2004).
- Урюпина Д.С., Курилова М.В., Моршедиан Н., Волков Р.В., Савельев А.Б. *Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия*, № 4, 39 (2008).