

Зависимость выхода жесткого рентгеновского излучения из плотной плазмы от длины волны греющего сверхкороткого лазерного импульса

А.Варанавичюс*, Т.В.Власов**, Р.В.Волков***, С.А.Гаврилов****, В.М.Гордиенко**, А.Дубетис*, Э.Жеромскис*, А.Пискаркас*, А.Б.Савельев**, Г.Тамошаускас*

Впервые в рамках единого эксперимента исследовано влияние интенсивности, длительности и длины волны сверхкороткого лазерного импульса на формирование горячего электронного компонента в плотной лазерной плазме. Показано, что при длительности лазерного импульса 1 пс (либо 200 фс, но с энергетическим контрастом ~ 20) основным механизмом генерации горячих электронов является резонансное поглощение лазерного излучения, а температура горячих электронов T_h зависит от интенсивности лазерного импульса I и длины волны λ как $T_h \sim (I\lambda^2)^{1/3}$. Замыкание наноструктур пористого кремния за счет плохого контраста либо «большой» длительности (1 пс) лазерного импульса приводит к уменьшению эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения по сравнению со случаем высоконтрастных импульсов длительностью 200 фс.

Ключевые слова: лазерная плазма, сверхсильные световые поля, горячие электроны, наноструктурированные мишени.

Введение

Плазма, создаваемая на поверхности мишени сверхкоротким лазерным импульсом сверхсильного светового поля, является уникальным источником мощного некогерентного рентгеновского излучения в широком диапазоне длин волн [1]. Мягкое рентгеновское излучение в такой плазме формируется за счет теплового электронного компонента, температура которого слабо зависит от интенсивности и не превышает 1 кэВ. Напротив, жесткое рентгеновское излучение (с энергиями рентгеновских квантов более 2 кэВ) связано с формированием так называемого горячего электронного компонента, «температура» которого быстро растет с повышением интенсивности греющего лазерного импульса.

С точки зрения приложений наиболее перспективным является использование излучения с «умеренной» интенсивностью порядка $10^{15} - 10^{17}$ Вт/см², обеспечивающего эффективную генерацию рентгеновского излучения в диапазоне 2–20 кэВ [2]. Такой режим взаимодействия может быть реализован с применением относительно простых и недорогих лазерных систем настольного типа на сапфире, форстерите, неодимовом стекле и др. Отметим, что развитие лазерной техники позволяет в настоящий момент достигать интенсивностей 10^{20} Вт/см² и более [3], соответствующих температуре горячих электронов свыше 1 МэВ [4].

Эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения может быть повышена при использовании на-

неструктурированных мишеней [1, 2], в частности мишеней из высокопористого кремния. Для мишеней такого типа характерно не только увеличение общей энергии горячего электронного компонента, но и повышение его температуры.

К настоящему времени выполнен целый ряд экспериментов по измерению эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения, в частности по регистрации зависимости эффективности генерации от интенсивности лазерного импульса и длины волны [1, 2, 5–9]. Полученные в этих экспериментах результаты дают важную информацию о преимущественных механизмах генерации горячих электронов. Однако измерения до сих пор проводились с использованием различных источников лазерного излучения, различного диагностического оборудования, в разных экспериментальных условиях.

Цель настоящей работы – исследование в едином эксперименте зависимости эффективности генерации жесткого рентгеновского излучения и температуры горячих электронов в плазме от длины волны сверхкороткого лазерного импульса, а также изучение влияния длительности и контраста лазерного импульса на эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения в высокопористом кремнии для физической интерпретации ранее полученных результатов [1, 2, 5, 6].

1. Экспериментальная установка

В качестве источника лазерного излучения использовалась система TWINKLE производства фирмы Light Conversion (Литва). Эта установка обеспечивает уникальную возможность получения излучения с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см² на ряде длин волн при примерно эквивалентных длительности и контрасте лазерного импульса.

Лазерная система TWINKLE представляет собой лазер на неодимовом стекле с отрицательной обратной связью и активной модуляцией добротности. В сочета-

*Вильнюсский университет, физический факультет, Литва LT-2040, Вильнюс, аллея Саулетико, 9, корп. 3

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

***Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

****Московский институт электронной техники (технический университет), Россия, 103498 Москва, Зеленоград

нии с усилением chirпированных импульсов это позволяет сформировать пикосекундные лазерные импульсы на длине волны $\lambda = 1055$ нм с выходной энергией несколько миллиджоулей при высокой стабильности энергии и длительности импульса. Генераторы второй и третьей гармоник позволяют получить также пикосекундные импульсы на $\lambda = 527$ и 351 нм. Дополнительные возможности обеспечиваются при использовании компрессора на длине волны второй гармоники, позволяющего сформировать импульсы длительностью 200 фс на $\lambda = 527$ нм.

Схема системы TWINKLE представлена на рис.1. Она состоит из задающего генератора 1, регенеративного усилителя 2, стретчера 3, компрессора 4 и генераторов гармоник 5. Как задающий генератор, так и регенеративный усилитель состоит из двух активных элементов из фосфатного стекла и пластинок $\lambda/2$ с компенсацией тепловой линзы, что позволяет достигать стабильной работы системы на частоте повторения импульсов до 10 Гц.

Активно-пассивная синхронизация мод осуществляется за счет применения кюветы с красителем и модуляции добротности резонатора с помощью ячейки Поккельса. Эта же ячейка используется для вывода излучения из задающего генератора и формирования затравки для регенеративного усилителя. В стретчере 3 и компрессоре 4 используются решетки 1800 штр./мм с золотым покрытием и коэффициентом отражения больше 95%. Вся система термостабилизирована, что обеспечивает быстрый выход лазера на рабочий режим и долговременную стабильность выходных параметров.

Мощность излучения в задающем генераторе поддерживается низкой, что предотвращает самомодуляцию импульса. С помощью ячейки Поккельса одиночный импульс выводится из задающего генератора 1 и поступает в стретчер 3, обеспечивающий увеличение длительности импульса до 300 пс. В регенеративном усилителе 2 им-

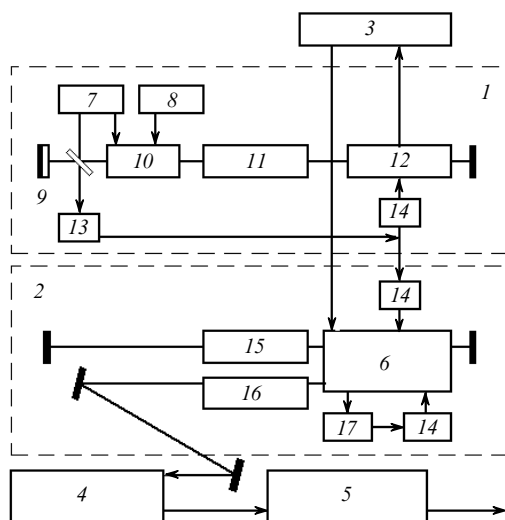


Рис.1. Принципиальная схема лазерной системы TWINKLE: 1 – задающий генератор; 2 – регенеративный усилитель; 3 – стретчер; 4 – компрессор; 5 – генераторы гармоник; 6 – устройство ввода-вывода одиночного импульса; 7 – оптическая обратная связь; 8 – генератор частоты; 9 – блок пассивной синхронизации мод; 10 – электрооптический модулятор; 11 – усиливающие стержни; 12 – устройство выделения одиночного импульса; 13 – измеритель; 14 – быстрые электронные ключи; 15 – усиливающие стержни; 16 – устройство для увеличения контраста; 17 – измеритель энергии.

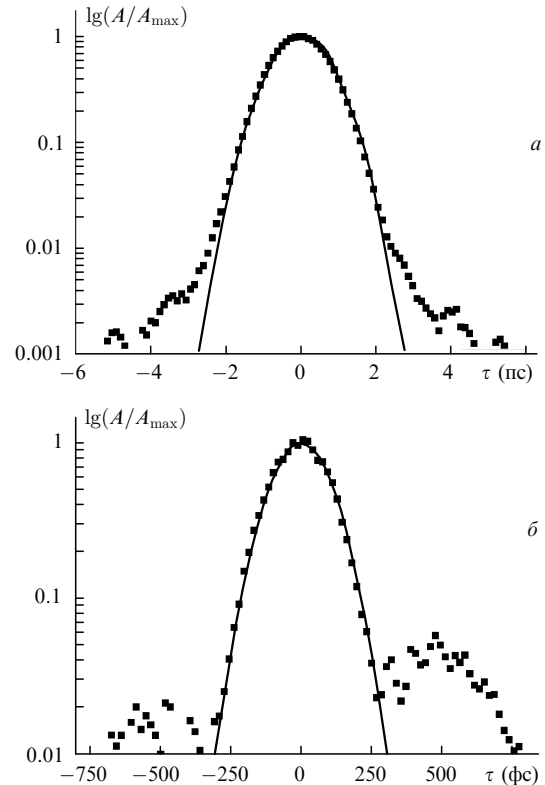


Рис.2. Автокорреляционные функции A второго порядка для импульса на основной частоте ($\lambda = 1055$ нм) (а) и третьего порядка для импульса второй гармоники ($\lambda = 527$ нм) после компрессора (τ – время задержки; положительные задержки соответствуют переднему фронту импульса) (б). Сплошные линии – аппроксимации гауссовой зависимости. Оцененная по аппроксимации длительность импульса составляет 1.2 ± 0.1 пс для $\lambda = 1055$ нм и 170 ± 10 фс для $\lambda = 527$ нм.

пульс усиливается до 15 мДж при слабом сужении спектра и пренебрежимо малой самомодуляции. Усиленный одиночный импульс выделяется с помощью ячейки Поккельса 6 и поступает в двухпроходный компрессор 4, где сжимается до 1–1.3 пс с потерями по энергии не более 35%. Таким образом, выходная энергия одиночного лазерного импульса на $\lambda = 1055$ нм достигает 10 мДж при его длительности 1 пс. Автокорреляционная функция второго порядка выходного импульса на основной частоте представлена на рис.2,а.

Выходное излучение может быть преобразовано в другие диапазоны спектра без увеличения длительности импульса (либо с ее уменьшением) с высокой эффективностью по энергии. В первом варианте генерация второй гармоники происходит в кристалле KDP длиной 12 мм с использованием синхронизма I типа с эффективностью преобразования по энергии 60%. Лазерные импульсы на $\lambda = 527$ нм на 10% короче импульсов на основной частоте. В другом варианте генерация третьей гармоники реализована в кристалле KDP длиной 3 мм с использованием синхронизма II типа. Энергия импульсов на $\lambda = 351$ нм достигает 2.5 мДж, а длительность импульсов равна примерно длительности импульсов второй гармоники.

Третий вариант обеспечивает преобразование излучения во вторую гармонику с одновременным укорочением импульса [10, 11]. Схема состоит из двух кристаллов KDP длиной 15 и 20 мм, преобразование происходит с применением синхронизма II типа в каждом кристалле.

Табл.1. Параметры лазерной системы TWINKLE.

λ (нм)	τ_1 (пс)	D (мкм)	W_{\max} (мДж)	I_{\max} (10^{16} Вт/см 2)	K (10^5)
1055	1	11.7	10	1	5
527	1	6.6	6	1.8	> 5
351	1	5	2.5	1.3	> 5
527	0.2	6.6	2.5	3.7	< 0.0002

Примечания: λ – длина волны; τ_1 – длительность импульса; D – диаметр пятна фокусировки по уровню $I/2$; W_{\max} – максимальная энергия лазерного импульса; I_{\max} – максимальная интенсивность лазерного импульса; K – энергетический контраст импульса.

Этот компрессор обеспечивает пятикратное сжатие импульса с эффективностью преобразования во вторую гармонику по энергии до 25%. Корреляционная функция третьего порядка этих импульсов представлена на рис.2,б. Помимо основного импульса длительностью 200 фс, хорошо заметен широкий пьедестал с длительностью 1 пс и амплитудой около 5% от амплитуды основного импульса.

С помощью высокоточной системы построения изображения, снабженной ПЗС-камерой, были проведены измерения диаметра пятна фокусировки D в эквивалентной фокальной плоскости для различных длин волн. Эти измерения показали, что система TWINKLE позволяет достичь интенсивностей $\sim 10^{16}$ Вт/см 2 в различных спектральных диапазонах. В табл.1 приведены характеристики лазерных импульсов, использованных в наших экспериментах.

Экспериментальная установка для измерения выхода жесткого рентгеновского излучения лазерной плазмы представлена на рис.3. Взаимодействие лазерного импульса с мишенью было реализовано в вакуумной камере 3 при остаточном давлении 10^{-2} Тор. Фокусировка р-поляризованного излучения на мишень 4 производилась с помощью линзы 5 ($f/d = 10$, f – фокусное расстояние, d – диаметр пучка на линзе, угол падения излучения на мишень 55°). В ходе эксперимента вакуумная камера перемещалась для обеспечения воздействия на «свежую» область мишени.

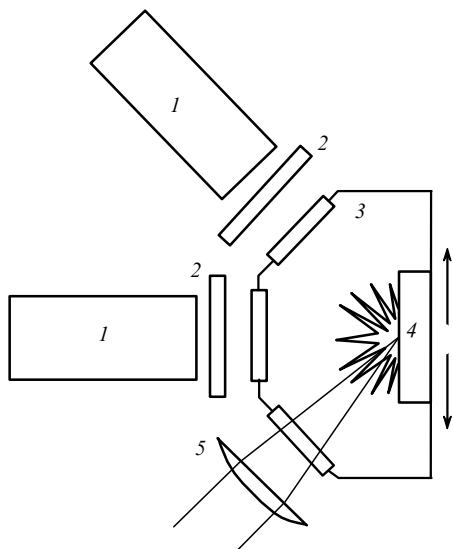


Рис.3. Экспериментальная схема измерения выхода жесткого рентгеновского излучения лазерной плазмы: 1 – рентгеновские детекторы; 2 – сменные фильтры; 3 – вакуумная камера; 4 – мишень; 5 – фокусирующая линза.

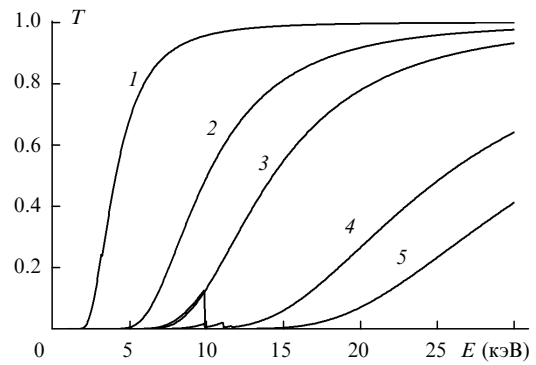


Рис.4. Зависимости пропускания T от энергии рентгеновских квантов E для бериллиевый фильтра толщиной 200 мкм (1), фильтров Be (200 мкм) + Al (100 мкм) (2), Be (200 мкм) + Al (300 мкм) (3), Be (200 мкм) + Ta (13 мкм) (4) и Be (200 мкм) + Ta (26 мкм) (5).

Жесткое рентгеновское излучение плазмы регистрировалось с помощью детекторов 1 на основе NaI(Tl)-сцинтиллятора и ФЭУ-119. Для измерения выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы детекторы были предварительно прокалиброваны с помощью монохроматического источника рентгеновского излучения (Cu K_α , $E = 8$ кэВ). Детектор имел линейную характеристику в диапазоне энергий рентгеновских квантов от 3 до 30 кэВ, дающих основной вклад в рентгеновское излучение плазмы при данном режиме воздействия лазерного излучения. Комплекты сменных фильтров 2 позволили вести измерения в различных областях рентгеновского спектра. На рис.4 представлены зависимости пропускания используемых фильтров от энергии рентгеновских квантов с учетом поглощения в воздухе.

2. Влияние интенсивности, контраста и длительности лазерного импульса на выход жесткого рентгеновского излучения из плазмы

Нами измерены зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы Y от интенсивности лазерного излучения I для образцов из кристаллического и высокопористого (пористость $\sim 70\%$) кремния. Использовались бериллиевый фильтр толщиной 200 мкм и он же в сочетании с алюминиевым фильтром толщиной 100 мкм (см. рис.4). Измерения проводились для всего спектра длин волн и длительностей гребящего лазерного импульса (см. табл.1). Результаты измерений сведены в табл.2 и частично показаны на рис.5.

Рассмотрим подробнее результаты для $\lambda = 0.527$ мкм, поскольку в этом случае была возможность менять не только тип образца и спектральный диапазон регистрации, но и длительность лазерного импульса. На рис.5 представлены зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения плазмы от интенсивности лазерного импульса для образцов из кристаллического кремния. В области энергий $E > 2.5$ кэВ аппроксимация экспериментальной кривой степенной функцией для кристаллического кремния дает зависимость $Y \sim I^{1.9 \pm 0.1}$, а для пористого кремния – зависимость $Y \sim I^{2.0 \pm 0.1}$. В области $E > 6.2$ кэВ имеют место зависимости $Y \sim I^{2.3 \pm 0.2}$ и $Y \sim I^{2.3 \pm 0.1}$ для кристаллического и пористого кремния соответственно.

Результаты измерений для кристаллического кремния хорошо согласуются с данными, полученными нами

Табл.2. Максимальный абсолютный выход жесткого рентгеновского излучения Y в различные энергетические диапазоны для различных длин волн греющего излучения и длительностей лазерного импульса.

λ (нм)	τ_1 (пс)	Фильтр	I_{\max} (ПВт/см ²)	Y (нДж)	K_x (10^{-6} %)	K_c (%)
1055	1	Ве (200 мкм)	8 ± 0.5	5.5 ± 0.5	65 ± 7	1.5 ± 0.3
527	1		10 ± 0.5	1.3 ± 0.2	36 ± 4	1.5 ± 0.3
351	1		7 ± 0.5	0.36 ± 0.05	25 ± 3	2.5 ± 0.5
1055	1	Ве (200 мкм) + Al (100 мкм)	7 ± 0.5	4.5 ± 0.5	55 ± 5	3 ± 1
527	1		12 ± 0.5	0.9 ± 0.1	21 ± 2	3 ± 1
351	1		8 ± 0.5	0.1 ± 0.02	5.1 ± 0.5	3 ± 1
527	0.2		48 ± 5	0.05 ± 0.01	1.5 ± 0.2	0.2 ± 0.06

Примечания: K_x – коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в жесткое рентгеновское излучение; K_c – коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию электронного пучка.

ранее при воздействии фемтосекундными импульсами (длительность 200 фс, $\lambda = 600$ нм) с контрастом по энергии лучше 10^4 [1]. Измерения в [1] проводились при сравнимых интенсивностях по аналогичным методикам на образцах кристаллического и высокопористого кремния с той же степенью пористости, что и в настоящей работе. Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в жесткий рентгеновский диапазон, измеренный в работе [6], составлял $\sim 10^{-6}$. Показатель степенной зависимости изменялся в пределах 2.2–4.1 в зависимости от диапазона рентгеновского спектра и типа образца. В работе [6] было также отмечено значительное увеличение выхода жесткого рентгеновского излучения в случае пористого образца.

Зависимости выхода рентгеновского излучения в области $E > 9.8$ кэВ от интенсивности при длительности лазерного импульса 200 фс и плохом (~ 20) контрасте по энергии (см. рис.2,б) показывают незначительное увели-

чение показателя степени от 2.2 ± 0.2 для образца из кристаллического кремния до 2.5 ± 0.2 для высокопористого образца. Однако для интегрального выхода Y такое увеличение не наблюдалось и он составил ~ 0.05 нДж при интенсивности греющего излучения $\sim 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Коэффициент конверсии лазерного излучения в жесткий рентгеновский диапазон уменьшился на порядок по сравнению с таковым для пикосекундного импульса и составил $\sim 2 \cdot 10^{-8}$.

Таким образом, в наших экспериментах различия между зависимостями, полученными для кристаллического и пористого кремния при длительности импульса 1 и 0.2 пс, несущественны и находятся в пределах погрешности измерений. Этот факт может быть объяснен тем, что при длительности импульса ~ 1 пс (либо при использовании импульса длительностью 200 фс с низким контрастом) происходит замыкание пористой структуры образца, наличие которой должно было привести к увеличению выхода жесткого рентгеновского излучения [5].

Действительно, скорость разлета плазмы при реализованных экспериментальных условиях выше 10^7 см/с. Исходя из того, что расстояние между кластерами равно ~ 10 нм, получаем, что за 100 фс частицы преодолевают «междукластерное» расстояние и, следовательно, пористая структура мишени замыкается. В экспериментах [2, 6], напротив, высокий контраст фемтосекундного лазерного импульса обеспечивал взаимодействие с неразмытым наноструктурированным приповерхностным слоем, что и обеспечивало более эффективную генерацию горячих электронов и жесткого рентгеновского излучения.

По отношению сигналов двух каналов с различными фильтрами можно оценить температуру горячих электронов в предположении об изотропном максвелловском распределении электронов по скоростям [6, 7]. С этой целью использовались аппроксимации $Y(I)$ для двух фильтров, полученные на основе экспериментальных данных. Результат обработки данных, представленных ранее на рис.5, приведен на рис.6. Аппроксимация полученной зависимости дает для температуры горячих электронов соотношение $T_h \sim I^{0.33 \pm 0.01}$, что подтверждает факт формирования жесткого рентгеновского излучения плазмы за счет горячего электронного компонента даже при использованных нами «умеренных» интенсивностях.

Действительно, как отмечалось ранее, жесткое рентгеновское излучение лазерной плазмы связано с так называемым горячим электронным компонентом плазмы. Столкновение горячих электронов с ионами приводит к испусканию тормозного или характеристического излучения атомов и ионов. В настоящее время известно не-

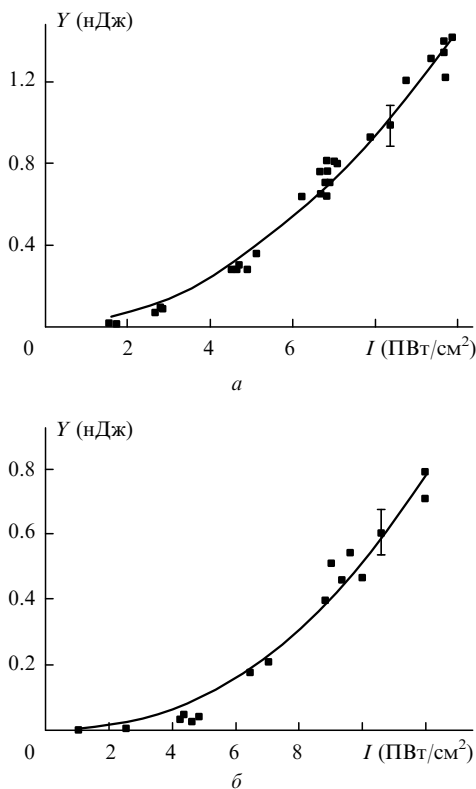


Рис.5. Зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения плазмы кристаллического кремния Y от интенсивности лазерного импульса I ($\lambda = 527$ нм, $\tau_1 = 1$ пс) для бериллиевого фильтра толщиной 200 мкм (а) и фильтра Ве (200 мкм) + Al (100 мкм) (б).

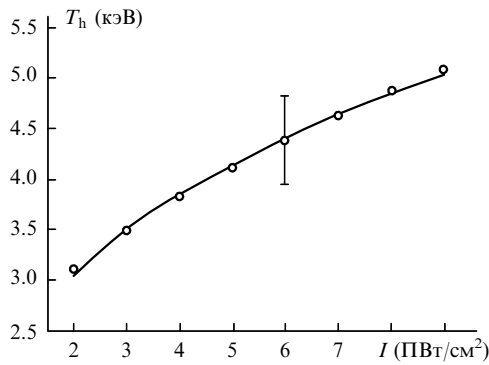


Рис.6. Зависимость температуры горячих электронов плазмы кристаллического кремния T_h от интенсивности лазерного излучения I при $\lambda = 527$ нм (точки) и ее аппроксимация степенной зависимостью $T_h \sim I^{0.33}$ (кривая).

скольких механизмов, приводящих к генерации горячих электронов. Преобладание того или иного механизма во многом определяется интенсивностью лазерного излучения, а также соотношением между характерным масштабом L изменения электронной плотности (определяемым в первую очередь разлетом плазмы в вакуум) и длиной волны греющего излучения λ .

При использовании высококонтрастных (контраст более 10^5) импульсов длительностью ~ 100 фс с интенсивностью $\sim 10^{17}$ Вт/см² параметр $L/\lambda \ll 1$ и наиболее значимыми являются нагрев электронов на границе вакуум–плазма [12, 13] и нагрев за счет аномального скин-эффекта [14], когда температура горячих электронов $T_h \sim (I\lambda^2)^{2/3}$. Для импульсов пикосекундной длительности или фемтосекундных импульсов с плохим контрастом градиент электронной плотности не так резок и преобладает резонансное поглощение энергии лазерного излучения плазмой [15]. Для резонансного поглощения характерна степенная зависимость температуры горячего электронного компонента от интенсивности I и квадрата длины волны лазерного излучения λ с показателем степени 1/3 [16]:

$$T_h \approx 8(I\lambda^2)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь интенсивность лазерного импульса I выражена в единицах 10^{16} Вт/см², длина волны λ – в микрометрах, а T_h – в килоэлектронвольтах.

Таким образом, полученная нами зависимость находится в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями для резонансного механизма генерации горячих электронов.

3. Влияние длины волны греющего излучения на выход жесткого рентгеновского излучения из плазмы

Измерение зависимости температуры горячих электронов от длины волны было проведено с использованием экспериментальных данных по выходу жесткого рентгеновского излучения для различных длин волн ($\lambda = 1055, 527$ и 351 нм) при длительности лазерного импульса 1 пс. Для регистрации жесткого рентгеновского спектра использовались пять разных фильтров (рис.4). Оценка температуры горячих электронов T_h проводилась для различных комбинаций фильтров.

Полученная зависимость для температуры T_h пред-

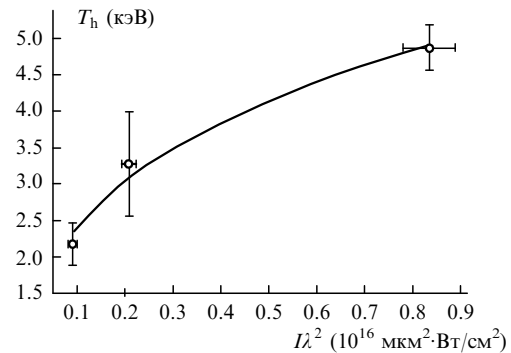


Рис.7. Зависимость температуры горячих электронов плазмы кристаллического кремния T_h от интенсивности I и длины волны лазерного излучения λ (точки) и ее аппроксимация степенной зависимостью $T_h \sim (I\lambda^2)^{0.34}$ (кривая).

ставлена на рис.7. Аппроксимация дает зависимость $T_h \approx (5.2 \pm 0.3)(I\lambda^2)^{0.34 \pm 0.03}$, что находится в согласии с теоретическими представлениями. Незначительное различие абсолютных температур (коэффициент 5.2 вместо 8), может быть связано с неадекватностью введения понятия «температура» для нетепловой части электронного компонента плазмы. Кроме того, имеется систематическая погрешность используемого метода оценки «температуры», предполагающего строго экспоненциальный характер хвоста спектрального распределения рентгеновских квантов. С другой стороны, соотношение (1) также является приближенным, поскольку найдено в численном эксперименте, а не аналитически.

Исходя из полученных данных о зависимости температуры горячих электронов и выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы от длины волны лазерного импульса, можно оценить энергию, поглощаемую горячим электронным компонентом. Для энергии тормозного излучения электронного пучка в диапазоне пропускания фильтра $F(E)$ можно воспользоваться простой оценкой [7]

$$E_x \approx K_e W \int_0^{\infty} F(E) e^{-E/T_h} dE / 10^{-6} Z T_h,$$

где K_e – искомый коэффициент преобразования энергии лазерного импульса W в энергию горячих электронов; Z – атомный номер излучающих атомов. Результат обработки наших данных представлен в последней колонке табл.2.

Заключение

Таким образом, для лазерной плазмы, создаваемой импульсами пикосекундной длительности, основным механизмом генерации горячего электронного компонента является резонансное поглощение.

Нами впервые в едином эксперименте измерены зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы, создаваемой сверхкоротким лазерным импульсом, от длины волны и интенсивности лазерного излучения. Рассчитанные на основе полученных экспериментальных данных зависимости «температуры» горячего электронного компонента от интенсивности и длины волны лазерного излучения находятся в хорошем соответствии с теоретическими представлениями о резонансном механизме поглощения лазерного излучения.

Длительность лазерного импульса и его контраст сильно влияют на характер взаимодействия и процессы в плазме в случае наноструктурированных мишеней. Так, для импульсов длительностью 200 фс с низким контрастом и импульсов длительностью 1 пс структурированность мишени перестает влиять на характер зависимостей и абсолютный выход жесткого рентгеновского излучения.

Лазерная система TWINKLE может быть эффективно использована для создания источника жесткого рентгеновского излучения с длительностью импульса ~ 1 пс. Измеренный коэффициент конверсии в область энергий жесткого рентгеновского излучения $E > 2.5$ кэВ составляет $\sim 6.5 \cdot 10^{-5}$ % при абсолютном выходе 5.5 нДж, причем в горячий электронный компонент уходит около 2 % энергии лазерного импульса. Существенной для многих приложений, связанных с пикосекундной рентгеновской диагностикой вещества, может оказаться и высокая частота повторения импульсов системы TWINKLE, достигающая 30 Гц.

В заключение авторы выражают признательность Р. Данелюсу и П.М.Михееву за плодотворные дискуссии по затронутым в статье вопросам. Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-18343), Государственных научно-технических программ «Университеты России» и «Фундаментальная метрология», а также Государственного фонда Литвы по науке и образованию (контракт КА-016/red. 98823).

1. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
2. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 3 (1998).

3. Stuart B.C., Perry M.D., Miller J. et al. *Optics Letts*, **22**, 242 (1997).
4. Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E. *Phys.Plasmas*, **4**, 447 (1997).
5. Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *УФН*, **169**, 78 (1999).
6. Гаврилов С.А., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Proc. SPIE*, 4070 (2000).
7. Schnürer M., Kalaschnikov M.P., Nickles P.V. et al. *Phys.Plasmas*, **2**, 3106 (1995).
8. Saemann A., Eidmann K. *Appl.Phys.Letts*, **73**, 1334 (1998).
9. Yu J., Jiang Z., Kieffer J.C., Krol A. *Phys.Plasmas*, **6**, 1318 (1999).
10. Wang Y., Luther-Davies B. *Optics Letts*, **17**, 1459 (1992).
11. Stabinis A., Valiulis G., Ibragimov E.A. *Optics Comms*, **86**, 301 (1991).
12. Brunel F. *Phys.Rev.Letts*, **59**, 52 (1987).
13. Gibbon P., Bell A.R. *Phys.Rev.Letts*, **68**, 1535 (1992).
14. Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
15. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A. et al. *Phys.Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
16. Gibbon P., Forster E. *Plasma Phys.Control.Fusion*, **38**, 769 (1996).

A.Varanavicius, T.V.Vlasov, R.V.Volkov, S.A.Gavrilov, V.M.Gordienko, A.Dubetis, E.Zeromskis, A.Piskarskas, A.B.Savel'ev, G.Tamosauskas. **Hard x-ray radiation yield from a dense plasma as a function of the wavelength of the heating ultrashort laser pulse.**

The effect of intensity, length, and wavelength of an ultrashort laser pulse on the formation of a hot electron component in a dense laser-produced plasma was first investigated in a single experiment. For a pulse length of 1 ps (or 200 fs, but with an energy contrast ratio of ~ 20), it was shown that the principal mechanism of generation of hot electrons is the resonance absorption of laser radiation and that the temperature of hot electrons depends on the laser pulse intensity I and the wavelength λ as $T_h \sim (I\lambda^2)^{1/3}$. The homogenisation of the nanostructures of porous silicon due to a poor contrast ratio or a long duration (1 ps) of the laser pulse lowers the yield of hard x-ray radiation compared to the case of high-contrast 200-fs pulses.