

Перегретая плазма на поверхности мишени с периодической структурой, индуцированной фемтосекундным лазерным излучением

Р. В. Волков, Д. М. Голишников, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2003 г.

На поверхности металлической мишени последовательностью p -поляризованных 200-фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью вблизи порога плавления создана периодическая структура, период которой определяется интерференцией падающей волны накачки и поверхностной электромагнитной волны. Облучение полученной структуры тем же лазерным импульсом, но с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см² ведет к автоматическому удовлетворению условий резонансного возбуждения поверхностной волны на границе плазма-вакуум, а это, в свою очередь, – к росту выхода рентгеновского излучения и температуры горячих электронов плазмы.

PACS: 52.35.Hg, 52.40.Nk, 52.50.Jm, 72.20.Mf

1. Плазма, созданная на поверхности твердой мишени сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью $I \sim 10^{16} - 10^{17}$ Вт/см² является источником вспышек субпикосекундного жесткого рентгеновского излучения, энергетический спектр которого определяется температурой горячих электронов плазмы и может простираться до энергии квантов порядка 0.1 МэВ [1]. В [2, 3] показана возможность увеличения конверсии фемтосекундного лазерного излучения в рентгеновский диапазон и роста температуры горячих электронов без увеличения интенсивности греющего излучения за счет применения специальных мишеней. Одним из типов таких мишеней являются дифракционные решетки либо другие виды поверхностных периодических структур. Они позволяют возбуждать поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) на границе плазма-вакуум в случае фемтосекундной длительности лазерного излучения [4]. Это связано с тем, что из-за малой длительности импульса плазма не успевает разлететься и граница остается достаточно резкой. Возбуждение ПЭВ сопровождается усилением локального электромагнитного поля у поверхности мишени, что эквивалентно росту интенсивности греющего излучения. Это, в свою очередь, ведет к усилению различных нелинейных по интенсивности эффектов, в частности, к увеличению энергии второй гармоники, генерируемой сверхинтенсивным излучением на отражение от поверхности плазмы [5]. Для излучения плазмы в рентгеновском диапазоне также можно ожидать существенного увеличения конверсии Y_x и смещения спектра в сторону

больших энергий за счет роста температуры горячих электронов T_{hot} , так как обе эти величины пропорциональны лазерной интенсивности [6].

Поскольку конверсия в рентгеновский диапазон растет с атомным номером материала мишени [7], то предпочтительно применение решеток из вещества с высоким атомным номером. Очевидно, что создание решеток на произвольном материале традиционными методами затруднительно. Воздействие на материал мишени лазерного излучения с интенсивностью, несколько превышающей порог плавления, может приводить к генерации периодических структур на поверхности мишени [8]. В случае фемтосекундных импульсов такие структуры наблюдались на диэлектриках, полупроводниках и полуметаллах [9–11].

Одним из механизмов генерации поверхностных периодических структур является интерференция на поверхности мишени между ПЭВ, возбужденной вакуумной волной накачки и самой накачкой [8]. Поэтому период интерференционной картины на мишени является резонансным для возбуждения ПЭВ той же вакуумной волной. В случае металла и плазмы волновые векторы ПЭВ лишь незначительно различаются [5]. Это означает, что периодическая структура, созданная лазерным излучением с низкой интенсивностью, является резонансной и для сверхинтенсивного лазерного излучения, служащего для создания плазмы и возбуждения ПЭВ вдоль ее границы, если длина волны, поляризация и угол падения на мишень не изменяются.

В данной работе показана возможность генерации периодических структур на поверхности металличе-

кой мишени фемтосекундным излучением, а также обнаружено увеличение выхода рентгеновского излучения и температуры горячих электронов в условиях резонансного возбуждения ПЭВ с помощью полученных структур на границе плазма–вакуум.

2. В ходе эксперимента интенсивность фемтосекундного лазерного излучения с энергией несколько сот микроджоулей снижалась за счет расфокусировки до уровня немногим выше порога плавления мишени. Последовательность импульсов создавала периодическую структуру на поверхности мишени. Далее лазерное излучение вновь жестко фокусировалось и создавало плазму на поверхности полученной структуры.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Мишень, в качестве которой служила по-

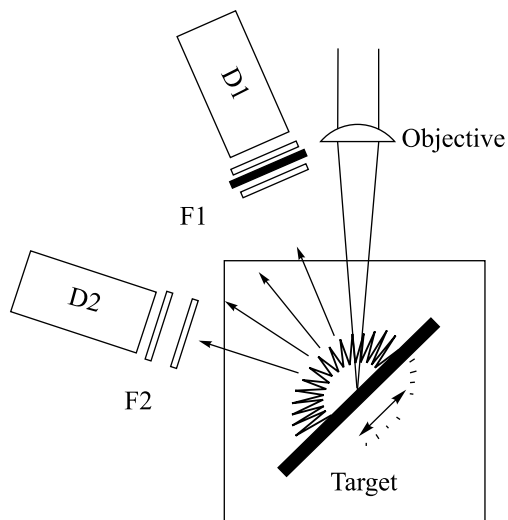


Рис.1. Схема экспериментальной установки. Лазерное излучения с длительностью 200 фс и энергией ~ 300 мкДж фокусировалось безаберрационным объективом на металлическую мишень. Рентгеновское излучение плазмы измерялось детекторами Д1 и Д2, наборы фильтров Ф1 и Ф2 определяли диапазон измеряемого рентгеновского излучения

лированная железная поверхность плитки Йогансона, была помещена в вакуумную камеру, откачанную до остаточного давления 10^{-2} торр. *P*-поляризованное лазерное излучение на длине волны 610 нм с энергией 300 мкДж и длительностью 200 фс фокусировалось безаберрационным объективом. При создании периодических структур фокус объектива смещался на 300 мкм от поверхности мишени и интенсивность составляла $\sim 10^{12}$ Вт/см². Угол падения излучения на мишень составлял 45°. Результат 15 последовательных облучений неподвижной мишени представ-

лен на рис.2. Период полученной структуры составляет примерно 330 нм. Данные профилометрии показали, что амплитуда решетки лежит в диапазоне от 40 до 80 нм.

Созданная периодическая структура облучалась тем же лазерным излучением, но сфокусированным до интенсивности $\sim 10^{16}$ Вт/см². Детекторы рентгеновского излучения D1 и D2 (рис.1) и наборы рентгеновских фильтров F1 (100 мкм бериллия и 100 мкм Al) и F2 (100 мкм бериллия, 300 мкм Al и 13 мкм Ta) использовались для измерения выхода рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны, а также для оценки температуры горячих электронов в каждом лазерном импульсе методом фильтров [7]. Результаты этих измерений представлены на рис.3 и рис.4. Там же приведены те же зависимости, но для случая плоской мишени. Видно, что выход рентгеновского излучения в диапазон свыше 7 кэВ для решетки возрастает примерно в 2–3 раза по сравнению с плоской мишенью, в то же время для диапазона свыше 20 кэВ возрастание достигает 4 раз. Это является свидетельством роста температуры горячих электронов, ответственных за генерацию жесткого рентгеновского излучения (рис.4).

3. Период полученной структуры определяется интерференцией между ПЭВ, возбужденной вакуумной волной накачки, и самой накачкой на поверхности мишени [8]. ПЭВ возбуждается благодаря дифракции накачки на исходной шероховатости мишени. Период интерференционной картины на мишени *d* равен

$$d = 2\pi / (k_p \pm k_0 \sin \theta), \quad (1)$$

и является резонансным для возбуждения ПЭВ той же вакуумной волной. Здесь k_p и k_0 – волновые вектора ПЭВ и накачки, соответственно, θ – угол падения накачки на мишень. Знак в формуле зависит от порядка дифракции. Если интенсивность лазерного излучения накачки превышает порог плавления, то это приводит к росту амплитуды резонансной периодической структуры с каждым последующим облучением за счет большего выноса массы материала мишени в местах максимумов интерференционной картины. В нашем случае период структуры соответствует меньшему из двух возможных в соответствии с формулой (1) и объясняется более высоким инкрементом нарастания для структуры с меньшим периодом [12].

Измеренные значения увеличения выхода рентгеновского излучения и температуры горячих электронов в случае периодической структуры по сравнению с обычной плоской мишенью позволяют оценить уве-

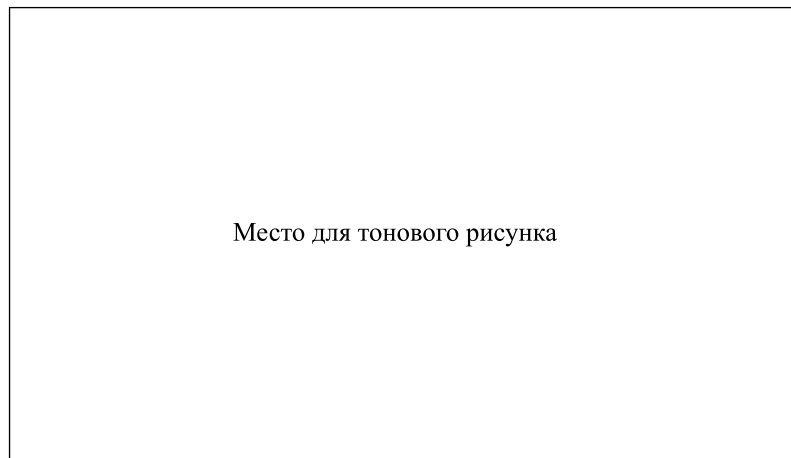


Рис.2. Изображение лазерно-индуцированной решетки, полученное с помощью электронного микроскопа LEO1550. Черной линией отмечено приблизительное направление проекции вектора напряженности электрического поля в волне накачки на плоскость мишени

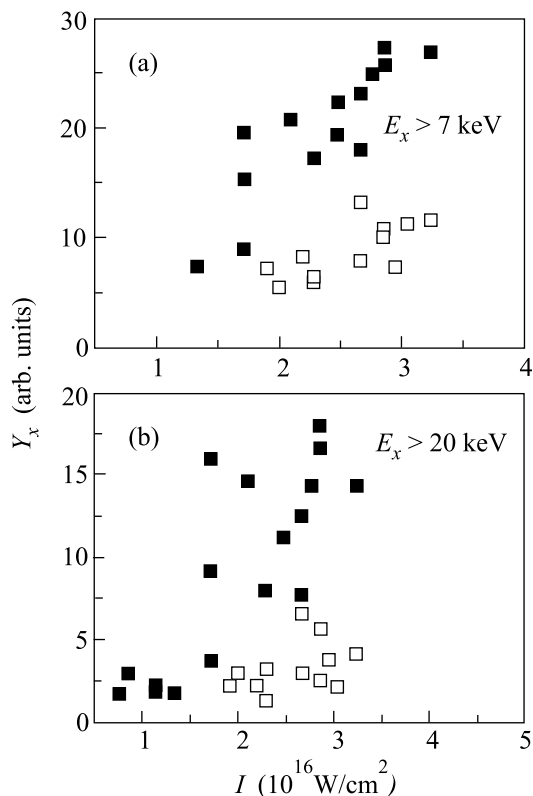


Рис.3. Величина конверсии лазерного излучения в различные диапазоны рентгеновского спектра: свыше (а) 7 кэВ и (б) 20 кэВ для плоской мишени (белые квадраты) и лазерно-индуцированной решетки (черные квадраты)

личение локального поля, вызванного возбуждением ПЭВ. Действительно, конверсия в рентгеновское излучение, лежащее в диапазоне спектра, который

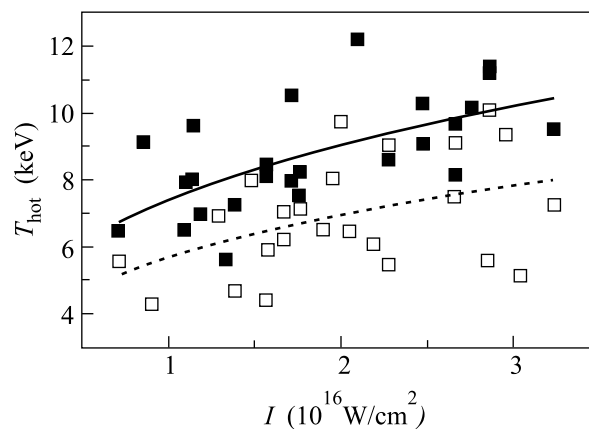


Рис.4. Зависимость температуры горячих электронов от интенсивности для плоской мишени (белые квадраты) и лазерно-индуцированной решетки (черные квадраты). Как для решетки (сплошная кривая) так и для плоской мишени (пунктир) экспериментальные данные наилучшим образом аппроксимируются степенной зависимостью $T_{\text{hot}} \sim I^\alpha$ с показателем $\alpha = 0.4 \pm 0.1$

измерялся в эксперименте, пропорциональна второй степени интенсивности: $Y_x \sim I^2 \sim L^4 I_0^2$ [6]. Здесь I – интенсивность на поверхности мишени, которая связана с интенсивностью в волне накачки: $I = L^2 I_0$, где L – фактор усиления локального поля. Тогда L связано с отношением выхода рентгеновского излучения в случае плазмы, созданной на периодической структуре $Y_x(\text{grating})$, к выходу рентгеновского излучения в случае плоской мишени $Y_x(\text{flat})$ следующим соотношением: $L \sim (Y_x(\text{grating})/Y_x(\text{flat}))^{1/4}$ и для измеренных в эксперименте величин примерно равно $L \sim 3^{1/4} \sim 1.3$.

Измерения увеличения температуры горячих электронов с интенсивностью дают зависимость: $T_{\text{hot}} \sim I^\alpha$, где $\alpha = 0.4 \pm 0.1$ (рис.4). На основании данной зависимости можно сделать вывод, что усиление локального поля, рассчитанное на основании измерений увеличения T_{hot} , составляет:

$$L \sim \left(\frac{T_{\text{hot}}(\text{grating})}{T_{\text{hot}}(\text{flat})} \right)^{1/0.4 \cdot 2} \sim (1.4)^{1/0.4 \cdot 2} \sim 1.5.$$

Данная величина близка к полученной на основании данных по увеличению выхода рентгеновского излучения и соответствует теоретическим оценкам усиления локального поля. Для плазмы, разлетевшейся на расстояние Δz , много меньше длины волны p -поляризованного лазерного излучения λ , и для оптимальной высоты штриха фактор усиления локального поля может быть оценен по формуле [13]

$$L_{p,\text{max}} = \sqrt{\frac{\cos \theta}{n/(n^2 + m^2) + \pi \cdot \eta \cdot k_0}}; \quad (2)$$

здесь $\eta = (d|\text{Re}(\epsilon)|/dz)^{-1} \sim (|\text{Re}(\epsilon)|/\Delta z)^{-1}$, ϵ – диэлектрическая проницаемость плазмы, n – действительная, а m – мнимая части показателя преломления. В случае плазмы с температурой $T_e \sim 300$ эВ, кратностью ионизации $Z \sim 20$, $|\text{Re}(\epsilon)| \sim 11$ и величиной разлета в вакуум $\Delta z \sim 200$ Å (что примерно соответствует интенсивности греющего излучения $I \sim 10^{16}$ Вт/см² и длительности импульса 200 фс [14]) усиление локального поля $L_{p,\text{max}} \sim 1.8$.

Меньшее значение усиления локального поля, восстановленного на основании измерений жесткого рентгеновского излучения, по сравнению с ожидаемым, можно объяснить тем, что амплитуда полученной структуры не является оптимальной. Оптимальная высота штриха для генерации ПЭВ на поверхности полученной в эксперименте плазмы равна 80 нм [13]. Кроме того, формула (2) верна для синусоидального профиля решетки. Очевидное отличие рельефа от синусоидального (рис.2) должно приводить к дополнительным потерям за счет рассеяния излучения на нерезонансных фурье-компонентах рельефа поверхности и, как следствие, – к меньшему усилению локального поля.

Полученный рост температуры горячих электронов может быть использован для повышения эффективности возбуждения низколежащих ядерных уровней. Например, в случае Fe⁵⁷ для перехода с энер-

гией 14 кэВ, следуя работе [15], можно показать, что рост температуры горячих электронов с 7 до 10 кэВ приводит к росту эффективности возбуждения в 2 раза. Также следует отметить возможность увеличения максимальной энергии протонов, эмиттированных плазмой, созданной фемтосекундным излучением с интенсивностью $I \sim 10^{16}$ Вт/см², до уровня 50 кэВ, так как она растет примерно пропорционально T_{hot} [16].

В заключение авторы благодарят А.А.Ежова за осуществление профилометрии поверхностей образцов.

Работа выполнена при поддержке со стороны Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 02-02-16659, # 02-02-06236, # 03-02-06270).

1. А. В. Андреев, В. М. Гордиенко, А. Б. Савельев, Квантовая электроника **31**, 941 (2001).
2. J. Gauthier, S. Bastiani, P. Audebert et al., Proc. SPIE, Eds. M. Richardson and G. Kyrala, **2523**, 242 (1995).
3. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., Квантовая электроника **24**, 1114 (1997).
4. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., Квантовая электроника **23**, 539 (1996).
5. R. V. Volkov, V. M. Gordienko, A. V. Savel'ev et al., Laser Physics **6**, 1158 (1996).
6. А. Варанавичюс, Т. В. Власов, Р. В. Волков и др., Квантовая электроника **30**, 523 (2000).
7. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, П. М. Михеев, А. Б. Савельев, Квантовая электроника **30**, 896 (2000).
8. F. Keilmann and Y. H. Bai, Applied Phys. **A29**, 9 (1982).
9. D. Ashkensi, A. Rosenfeld, H. Varel et al., Appl. Surface Sci. **120**, 65 (1997).
10. J. Bonse, J. M. Wrobel, J. Kruger, and W. Kautek, Appl. Phys. **A72**, 89 (2001).
11. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., ЖЭТФ **115**, 675 (1999).
12. С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. Н. Семиногов, УФН **147**, 675 (1985).
13. R. V. Volkov, D. M. Golishnikov, V. M. Gordienko, and A. V. Savelev, *Materials of Deutsch-Russisches Lasersymposium*, Pommersfelden, Germany, 09.10-16.10, 2002.
14. V. T. Platonenko, Laser Phys. **2**, 852 (1992).
15. А. В. Андреев, Р. В. Волков, В. М. Гордиенко и др., ЖЭТФ **118**, 1343 (2000).
16. Р. В. Волков, В. М. Гордиенко, И. М. Лачко и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 171 (2002).