

Возбуждение рентгеновского излучения электронами, ускоренными в воздухе в кильватерной волне лазерного импульса

А. Я. Фаенов^{1)*}, С. А. Пикуз мл.*⁺, А. Г. Жидков[∇], И. Ю. Скобелев*, П. С. Комаров*, О. В. Чефонов*, С. В. Гасилов*, А. В. Овчинников*

*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

⁺Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[∇]Central Research Institute of Electric Power Industry 2-6-1, Nagasaka, Yokosuka, 240-0196 Kanagawa, Japan

Поступила в редакцию 22 июня 2010 г.

После переработки 17 августа 2010 г.

Исследованы характеристики рентгеновского излучения лазерной плазмы, генерируемой при взаимодействии фемтосекундного импульса с твердотельными мишенями, находящимися в воздушной среде. Показано, что механизм генерации рентгеновского излучения при взаимодействии коротких мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями в газовой атмосфере связан с генерацией быстрых электронов в области филаментации лазерного импульса. Экспериментально доказано, что в таких условиях даже при невысоких плотностях лазерного излучения $\sim 10^{15}$ Вт/см² твердотельная мишень весьма эффективно излучает фотоны с энергиями ~ 10 кэВ. Теоретически показано, что в рассматриваемых условиях максимальная энергия ускоренных электронов может достигать значений $\varepsilon_{\max} \sim 100\text{--}200$ кэВ. Это означает, что предлагаемым способом можно получать характеристическое излучение с энергией фотонов, значительно превышающей 10 кэВ.

1. Развитие методов и средств неразрушающей диагностики низкоконтрастных микрообъектов чрезвычайно актуально для материаловедения, медицины, физики высоких плотностей энергии и других областей науки и техники. В частности, такие методы необходимы для дальнейшего развития нанотехнологий, обеспечения метрологической базы и контроля выпускаемой продукции. Эти методы могут использовать для построения изображений микрообъектов как коротковолновое электромагнитное, так и корпускулярное (потоки ионов) излучения.

В последнее время было показано, что как для рентгеновской, так и ионной радиографии микро- или нанообъектов в качестве источника может использоваться фемтосекундная лазерная плазма, в которой происходит генерация как достаточно мощных потоков рентгеновского и ВУФ излучений (см., например, [1–5]), так и ускоренных до высоких энергий протонов и ионов [6–13]. При этом оказалось, что генерация рентгеновского излучения может происходить достаточно эффективно, даже когда взаимодействие лазерного импульса с твердотельной мишенью осуществляется не в вакууме, а в воздушной среде при нормальном давлении [14–17]. Напомним, что в последнем случае пробой воздуха огра-

ничивает возможные значения потока лазерного излучения в фокальной плоскости величиной порядка 10^{15} Вт/см². Несмотря на то, что в [17] нам удалось экспериментально показать, что параметры такого источника вполне достаточны для его практического использования в абсорбционной и, возможно, фазово-контрастной радиографии микрообъектов, окончательного вывода о механизме генерации рентгеновского излучения при столь низких интенсивностях лазерного импульса сделано не было.

В настоящей работе дано объяснение экспериментальных результатов, полученных в [17] и показано, что генерация рентгеновского излучения в такой схеме эксперимента происходит под воздействием быстрых электронов, ускоренных в кильватерной плазменной волне, возникшей в области пробоя воздуха.

2. Экспериментальные исследования были проведены на Ti:Sapph лазерной установке в Центре фемтосекундных лазерных технологий ОИВТ РАН. Схема эксперимента показана на рис.1. Длительность лазерных импульсов составляла 40 фс при энергии до 600 мкДж и частоте повторения в 1 кГц. Лазерный контраст на основной длине волны излучения ($\lambda = 1064$ нм) составлял 10^3 в области пьедестала фемтосекундного импульса, 10^6 в пикосекундном диапазоне и 10^3 по отношению к наносекундному предимпульсу. Временной профиль импульса измерялся с помощью автокоррелятора третьего порядка. Лазер-

¹⁾e-mail: anatolyf@hotmail.com

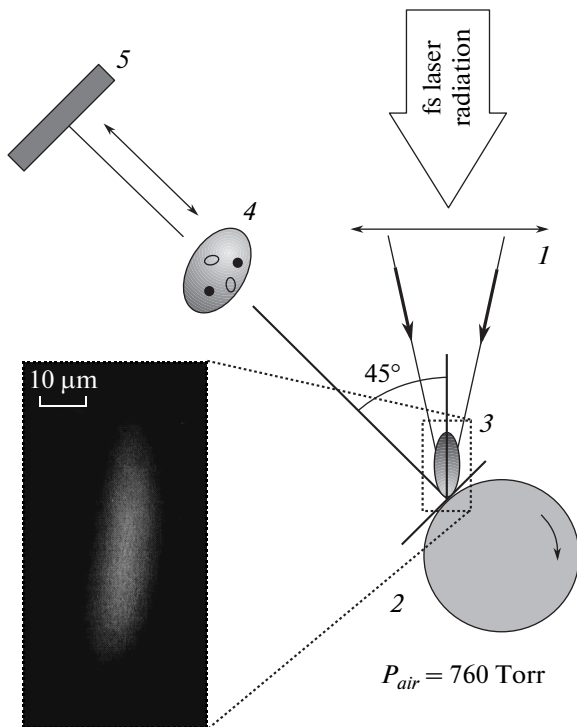


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – микрообъектив, 2 – твердотельная цилиндрическая мишень, 3 – лазерный филамент в воздухе, 4 – исследуемый объект, 5 – рентгеновская ПЗС-камера. На вставке показано изображение в видимом спектральном диапазоне лазерного филамента (3), образующегося в воздухе при фокусировке лазерного импульса длительностью 40 фс и энергией 100 мкДж

ный луч диаметром 12 мм распространялся в комнатной атмосфере и фокусировался микрофокусным объективом с $N_A = 0.4$ под углом 45° на твердотельную мишень.

Было измерено, что при энергии импульсов ниже порога пробоя в воздухе фокальное пятно лазера имеет гауссовый профиль интенсивности и по уровню $1/e$ его диаметр равен 3 мкм. Дальнейшие эксперименты проводились при энергии импульса около 100 мкДж, что вызывало пробой в воздухе и увеличение диаметра фокального пятна в плоскости твердотельной мишени до 15 мкм. В результате, средняя плотность потока лазерного излучения на мишени составляла $\sim 1 \cdot 10^{15}$ Вт/см².

В качестве мишени использовались металлические цилиндры меди диаметром 30 мм, постоянно вращающиеся вокруг своей оси и периодически смещающиеся вдоль оси, что при килогерцовой частоте следования лазерных импульсов обеспечивало взаимодействие импульсов с новой областью мишени.

Эффект пробоя воздуха и образования плазменного филамента в области фокусировки лазерного им-

пульса вблизи поверхности мишени диагностировался визуально в видимом диапазоне спектра. Характерное изображение плазменного филамента вдоль направления лазерного луча, полученное в видимом диапазоне с помощью оптической схемы с микрообъективом, обеспечивающей регистрацию изображений плазмы с пространственным разрешением ~ 2 мкм, представлено на рис.1. Из анализа этого изображения следует, что при фокусировке лазерных импульсов с энергией 100 мкДж в воздухе образуется филамент размерами около 100 и 15 ± 2 мкм в продольном и поперечном направлениях, соответственно.

Для регистрации рентгеновских изображений и спектра излучения источника использовалась рентгеновская ПЗС-камера Roper Scientific (число элементов 1300×1300 , линейный размер одного элемента 20 мкм), установленная по нормали к мишени. Входная апертура камеры была закрыта алюминиевым фильтром толщиной 15 мкм, минимальное расстояние от камеры до мишени было 20 см. Таким образом, минимальная энергия детектируемых фотонов составляла около 2 кэВ.

С помощью рентгеновской ПЗС-камеры также осуществлялось измерение спектра рентгеновского источника, для чего камера настраивалась на работу в режиме одиночного счета фотонов. Подробнее о таком методе спектральных измерений см. [20]. Размер источника был измерен по размытию краев на изображениях тестовых объектов, в частности, лезвия ножа и камеры обскуры с диаметром 30 мкм и увеличением 6.

3. Динамика образования плазменной области в воздухе при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов изучалась ранее при интенсивностях излучения $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² [18] и 10^{16} Вт/см² [19]. Были отмечены три стадии формирования плазменной области. На первом этапе передний фронт лазерного импульса ионизует газ и создает относительно холодную плазму, что приводит к формированию в воздухе филамента с поперечными размерами порядка размера лазерной каустики. Далее, при последующем поглощении основного импульса, происходит нагрев плазмы, сопровождающийся расширением филамента. На третьей стадии, после прохождения лазерного импульса, филамент продолжает свободно расширяться и через 1 пс достигает в поперечном сечении размеров порядка 10 мкм в диаметре (для интенсивности лазерного импульса 10^{16} Вт/см² [19]). Такая оценка хорошо соответствует пространственным размерам филамента, измеренным в нашем эксперименте (см. вставку на рис.1). Отметим, что сильно ионизованная плазма в воздухе создается не-

посредственно в момент воздействия лазерного импульса.

Экспериментальные данные [17] позволяют сделать вывод о механизме генерации рентгеновского излучения. Вообще говоря, возможны два основных механизма, приводящих к испусканию рентгеновских фотонов: 1) радиационные переходы в многозарядных ионах, образовавшихся в лазерной плазме; 2) тормозное и характеристическое излучение, инициированное быстрыми электронами, возникшими в пространственных областях, где интенсивность лазерного излучения была достаточно высокой.

Спектр генерируемого рентгеновского излучения должен сильно зависеть от того, какой из двух перечисленных механизмов окажется эффективнее. Для первого механизма можно ожидать появления спектра, характерного для плазменных источников – на фоне тормозного и фоторекомбинационного континуума должны наблюдаться линейчатые спектры, обусловленные спектральными переходами во внешние оболочки многозарядных ионов нескольких кратностей ионизации. Для второго механизма спектр должен быть аналогичен спектру рентгеновских трубок и состоять из тормозного континуума быстрых электронов и линий, излучаемых при переходах во внутреннюю оболочку атомов мишени. Именно спектры второго типа и были зарегистрированы в экспериментах [17].

Пример спектра медной мишени показан на рис.2. Спектр измерялся с помощью рентгеновской ПЗС-

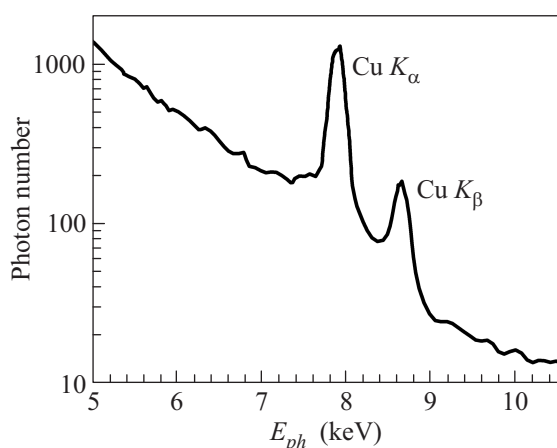


Рис.2. Спектр излучения медной мишени в диапазоне энергий 5–11 кэВ, находящейся в воздушной атмосфере. Время экспозиции 1 с (1000 вспышек), $E_{Las} = 100$ мкДж

камеры, настроенной на работу в режиме одиночного счета фотонов [20]. В данном случае энергия одного лазерного импульса составляла 100 мкДж при

частоте повторения 1 кГц. Полное число фотонов, испускаемых в линии K_α меди, в предположении изотропности плазменного источника, было порядка $2 \cdot 10^6$ фотон/с/страд и $\sim 2 \cdot 10^5$ фотон/с/страд для линии K_α , что соответствует эффективности конверсии в характеристическое рентгеновское излучение на уровне 10^{-8} . Также была измерена зависимость выхода рентгеновского излучения от интенсивности лазерного излучения (варьировалась энергия лазерного импульса в диапазоне от 5 до 100 мкДж). Полученная для диапазона $E_{ph} > 3$ кэВ зависимость оказалась практически линейной (см. рис.3). В отличие от

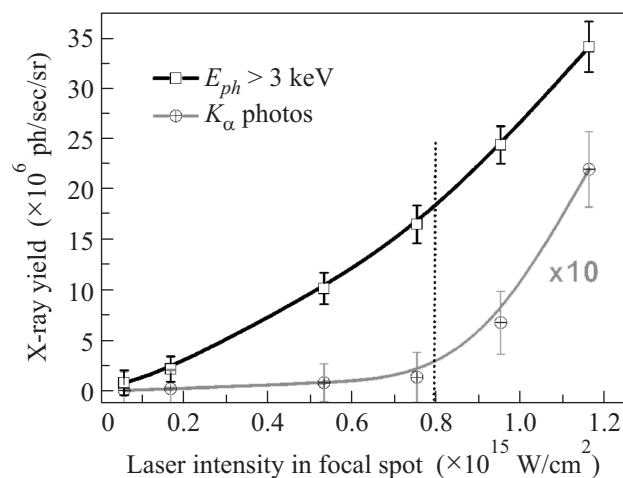


Рис.3. Зависимость числа квантов рентгеновского излучения Cu мишени в воздухе от энергии падающего лазерного импульса. Серая кривая – линия K_α , черная кривая – полная интенсивность в спектральном диапазоне $E_{ph} > 3$ кэВ, маркерами отмечены результаты измерений. Детектор на расстоянии 20 см от источника, экспозиция в течение 6000 лазерных вспышек

этого, выход излучения в K_α и K_β линиях меди резко возрастал при увеличении энергии, и они становились отчетливо выраженными только при интенсивностях лазера выше $0.8 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Отметим, что в аналогичном эксперименте [21], проведенном с пикосекундными импульсами гораздо больших (на 3 порядка) энергий, но при потоке на уровне 10^{13} Вт/см², было получено всего лишь $\sim 3 \cdot 10^3$ фотон/с/страд.

Из приведенных спектрограмм следует, что механизм генерации рентгеновского излучения в твердотельной мишени связан не с ее прямым нагревом лазерным излучением, а с генерацией быстрых электронов в газовой плазме вблизи поверхности мишени в области фокусировки лазера.

4. Между тем появление электронов с высокой энергией, способных возбудить внутреннюю оболочку меди ($\epsilon > 8$ кэВ) при лазерном потоке $I \sim$

$\sim 10^{15}$ Вт/см², не может быть объяснено обычными механизмами взаимодействия лазерного излучения с твердым телом [22]. Действительно, в случае резонансного поглощения горячая электронная компонента может иметь температуру порядка

$$T_{\text{hot}} [\text{кэВ}] \approx (30 \div 100)(I/10^{17} \text{ Вт/см}^2)^{0.4 \div 0.5},$$

где численный коэффициент зависит от анизотропии распределения электронов по скоростям и должен быть ближе к 100 в условиях нашего эксперимента. Поэтому, если бы лазерный импульс с интенсивностью 10^{15} Вт/см² взаимодействовал непосредственно с поверхностью мишени, то температура горячих электронов могла бы достигать 10 кэВ. Однако для того, чтобы резонансное поглощение имело место, требуется плазма с критической плотностью $N_{cr} \sim 10^{21}$ см⁻³, которая не может возникать в области пробоя воздуха. Очевидно, что даже в воздухе плазменный сгусток полностью исчезает за время между двумя лазерными импульсами, составляющее 1 мс. В ударной волне, возникающей в воздухе, плотность может возрасти до $N_e < 4zN_{\text{air}} \sim 10^{20}$ см⁻³, что, тем не менее, на порядок ниже критической плотности.

В то же время, ускорение электронов в кильватерной плазменной волне может появляться уже при лазерных интенсивностях, используемых в обсуждаемом эксперименте (см., например, [21]). Понятно, что лазерный импульс с интенсивностью $I > 10^{13}$ Вт/см² создает плазму из-за туннельной ионизации [18]. При интенсивности фемтосекундного лазерного импульса порядка 10^{15} Вт/см² плотность плазмы может превышать $N_e \approx 10^{18}$ см⁻³. Смещение электронов L вызывается пондеромоторной силой импульса $eE_{pl}L \sim mc^2 a_0^2/2$, где E_{pl} – поле кильватерной волны, $a_0 = eE_{\text{Las}}/mc\omega$, E_{Las} и ω – лазерное поле и частота. Поскольку при интенсивностях лазерного импульса $I < 10^{16}$ Вт/см² смещение электронов не превышает длину свободного пробега электронов $l \sim (\sigma N_0)^{-1}$ (σ – сечение упругого рассеяния электронов молекулами воздуха, N_0 – плотность молекул), то упругие столкновения не влияют существенно на формирование кильватерной волны, и можно пользоваться оценками [23] для параметров кильватерной волны.

Поскольку скорость оптической ионизации и, соответственно, степень ионизации зависят от интенсивности импульса, то напряженность поля кильватерной волны $E_{pl} \approx mc\omega_{pl} a_0^2$ можно также представить в виде

$$E \approx \frac{\pi^2 e \omega_{pl}(I)}{mc^2 \omega^2},$$

где $\omega_{pl}(I) = \sqrt{4\pi e^2 N_e(I)/m}$ – функция лазерной интенсивности. В случае, если поле кильватерной волны E_{pl} превысит критическое поле для убегающих электронов в воздухе [24] $E_{cr} \sim I\sigma_{\text{ion}} N_0/e$ (где σ_{ion} – сечение ионизации), то будет иметь место процесс ускорения электронов полем кильватерной волны импульса до энергий, существенно превышающих энергию горячих электронов на мишени в вакууме.

Для воздуха $E_{cr} \sim 300$ кВ/см [24], следовательно, эффект кильватерного ускорения должен появляться при интенсивностях лазерного импульса немногим менее 10^{14} Вт/см², что, возможно, наблюдалось и в работе [21]. Максимальная энергия ускоренных электронов зависит от плотности плазмы и ограничена упругими соударениями. Согласно работе [23] $\varepsilon_{mzx} \sim 2\pi(eE_{pl}/mc\omega_{pl})mc^2/(1 - V_{gr}^2/c^2)$, где V_{gr} – групповая скорость лазерного импульса в среде. В рассматриваемых условиях она может достигать значений $\varepsilon_{\text{max}} \sim 100\text{--}200$ кэВ. Это означает, что предлагаемым способом можно получать характеристическое излучение и с более короткой длиной волны, нежели зарегистрированные в нашем эксперименте линии излучения медной мишени.

5. Таким образом, в настоящей работе показано, что механизм генерации рентгеновского излучения при взаимодействии коротких мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями в газовой атмосфере связан с генерацией быстрых электронов в области пробоя газа. Ускорение таких электронов до энергий, достаточных для возбуждения характеристических рентгеновских линий элементов со средними и большими зарядами ядер, происходит в кильватерной плазменной волне. Результаты настоящей работы объясняют ранее полученные экспериментальные данные [17] и могут использоваться для дальнейшего развития компактного рентгеновского источника, пригодного для получения абсорбционных изображений микрообъектов, находящихся в воздушной атмосфере и состоящих из слабопоглощающих материалов, в том числе биологических объектов *in vivo*.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-92482-МНКС-а, # 10-02-00345-а, # 10-02-91174-ГФЕН-а, Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 21.

1. R. Toth, S. Fourmaux, T. Ozaki et al., *Physics of Plasmas* **14**, 053506 (2007).
2. F. Calegari, G. Valentini, C. Vozzi et al., *Optics Letters* **32**, 2593 (2007).
3. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, T. Pikuz et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 121110 (2008).

4. С. В. Гасилов, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 286 (2008).
5. S. V. Gasilov, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., Optics Letters **34**, 3268 (2009).
6. M. Borghesi, A. Schiavi, D. H. Campbell et al., Rev. Sci. Instrum. **74**, 1688 (2003).
7. T. Repsilber, M. Borghesi, J.-C. Gauthier et al., Appl. Phys. B **80**, 905 (2005).
8. M. Roth, P. Audebert, A. Blazevic et al., Optics Commun. **264**, 519 (2006).
9. S. Orimo, M. Nishiuchi, H. Daido et al., Japan. J. Appl. Phys. **46**, 5853 (2007).
10. А. А. Андреев, В. А. Комаров, К. Ю. Платонов и др., Письма в ЖТФ **33**, 23 (2007).
11. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, Y. Fukuda et al., JETP Letters **89**, 485 (2009).
12. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, Y. Fukuda et al., Appl. Phys. Lett. **95**, 101107 (2009).
13. А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз, S. A. Pikuz Jr. et al., Contrib. to Plasma Phys. **49**, 507 (2009).
14. C. Fourment, N. Arazam, C. Bonte et al., Rev. Sci. Instrum. **80**, 083505 (2009).
15. B. Hou, A. Mordovanakis, J. Easter et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 201503 (2008).
16. В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев, И. А. Жвания, И. А. Макаров, Квантовая электроника **37**, 599 (2007).
17. S. A. Pikuz Jr., O. V. Chefonov, S. V. Gasilov et al., Laser Part. Beams **28**, issue 02, in press (2010).
18. J. K. Koga, K. Moribayashi, Y. Fukuda et al., J. Phys. D **43**, 025204 (2010).
19. В. В. Букин, Н. С. Воробьев, С. В. Гарнов и др. Квантовая электроника **36**, 638 (2006).
20. C. Fourment, N. Arazam, C. Bonte et al., Rev. Sci. Instrum. **80**, 083505 (2009).
21. H. Nagao, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, and K. Kon-do., Jap. J. Appl. Phys. **43**, 1207 (2004).
22. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto et al., Physics of Plasmas **8**, 3718 (2001).
23. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
24. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupre, Phys. Lett. A **165**, 463 (1992).