

ристых образцов Si ( $I \sim 3 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>) превышает  $10^8$  см с<sup>-1</sup>, что соответствует энергии  $2 \pm 1$  МэВ [19]. При тех же условиях скорость разлета для обычного кремния не превышала  $3 \times 10^7$  см с<sup>-1</sup>. Кроме того для пористого кремния нами были зарегистрированы рентгеновские кванты с энергией 50–100 кэВ в количестве, не соответствующем даже температуре электронов 5–10 кэВ, что также может служить указанием на дополнительные механизмы генерации быстрых электронов.

На временах  $\sim 500$  фс плазма в НПМ становится однородной с пониженной плотностью. Формирование однородной плазмы сопровождается существенным нагревом ионной компоненты за счет трансформации энергии поступательного движения ионов в тепловую энергию при соударении "струй" различных кластеров [9]. Кинетическая энергия ионов в разлетающейся плазме может быть оценена как  $E \sim 30$  кэВ при  $T_e \sim 1$  кэВ и степени ионизации плазмы  $Z \sim 12$ . Столкновительная длина свободного пробега иона  $\lambda$  оказывается  $\sim 30$  нм, а частота ион-ионных столкновений  $\sim 2 \times 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Следовательно, при столкновении двух плазменных струй энергия кинетического движения ионов переходит в тепловую за 50–100 фс, которая резко повышается до десятков килоэлектронвольт. В результате формируется плазма с совершенно необычным, инверсным соотношением электронной и ионной температур. В первую очередь такая плазма представляет интерес для задач, связанных с ядерными возбуждениями в плазме.

## 5. Перспективы применения НПМ

На поверхности кластеров в НПМ сосредоточено огромное количество оборванных связей, пассированных Н- и ОН-группами. Если эти группы заменить на D- и OD-группы, то взрыв кластеров такого пористого кремния приведет к реакции  $D + D \rightarrow \alpha + n$  (3,8 МэВ) [21]. Таким образом, появляется возможность наблюдения мощного потока нейтронов в плазме при интенсивности греющего импульса "всего" в  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>.

В плазме высокой плотности за времена, сравнимые или меньшие времен жизни уровня, возможно возбудить из основного состояния достаточно большое для регистрации число низколежащих изомеров (энергия уровня меньше 20 кэВ) [22]. Определение характеристик таких низколежащих изомеров (времен жизни, спина, энергии, каналов распада и др.) стабильных и долгоживущих ядер сопряжено со значительными трудностями при использовании методов, традиционных для ядерной спектроскопии.

Основные каналы возбуждения низколежащих изомеров в ФЛП — фотовозбуждение собственным рентгеновским излучением плазмы, возбуждение электронным ударом и обратная внутренняя электронная конверсия — обсуждались в работах [22–24]. Для большинства стабильных изомеров энергия возбуждения составляет более 5 кэВ [23]. Следовательно, повышение температуры и концентрации горячих электронов, наблюдаемое в НПМ, должно привести к увеличению вероятности экспериментальной регистрации эффекта возбуждения изомерного ядерного уровня в лазерной плазме.

Работа проводится при поддержке РФФИ (гранты 96-02-19146а и 97-02-17013а) и ГНТП "Фундаментальная метрология" и "Университеты России".

## Список литературы

1. Ахманов С А, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики* (Ред. С А Ахманов) Т. 4 (М.: ВИНТИ, 1991) с. 5
2. Лютер-Дэвис Б и др. *Квантовая электроника* **19** 317 (1992)
3. *Superstrong Fields in Plasmas: First International Conference, Varenna, Italy, 1997* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998)
4. Liu X, Mourou G *Laser Focus World* (8) 101 (1997)
5. Momma C et al. *Opt. Commun.* **129** 134 (1996)
6. Ахманов С А и др. *Квант. электрон.* **13** 1957 (1986)
7. Гордиенко В М и др., в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики* (Ред. С А Ахманов) Т. 4 (М.: ВИНТИ, 1991) с. 19
8. Bayanov I M et al. *Proc. SPIE* **1800** 2 (1992)
9. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **24** 1114 (1997)
10. Volkov R V et al. *Laser Phys.* **6** 1158 (1996)
11. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **23** 539 (1996)
12. Dzhdzhoev M S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 143 (1996)
13. Бабаев В Г и др. *Квант. электрон.* **24** 291 (1997)
14. Babaev V G et al. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6** 495 (1997)
15. Jiang Z et al., in *Superstrong Fields in Plasmas* (AIP Conf. Proc., Vol. 426, Eds M Lontano et al.) (New York: AIP, 1998) p. 231
16. Волков Р В и др. *Квант. электрон.* **25** 1 (1998)
17. Babaev V G et al. *Laser Phys.* **8** 1 (1998)
18. Dzhdzhoev M S et al., in *Techn. Digest, ICONO'98 Conference* (Moscow, June 29–July 3 1998) p. 304
19. Savel'ev A B et al. *Paper to be presented at Laser Physics '98 Workshop* (Berlin, July 6–10 1998)
20. Gibbon P, Forster R *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 769 (1996)
21. Savel'ev A B et al., in *Techn. Digest, UP'98 Conference* (Garmisch–Partenkirchen, Germany, July 12–17 1998) p. 694
22. Андреев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 312 (1997)
23. Андреев А В, Гордиенко В М, Савельев А Б, Препринт физ. фак. МГУ N1 (М.: МГУ, 1997)
24. Андреев А В и др. *Изв. РАН Сер. физическая* **62** 252 (1998)

PACS number: 42.62.Hk

## Экспериментальное исследование воздействия субтераваттного фемтосекундного лазерного излучения на прозрачные диэлектрики при аксиконной фокусировке

А.А. Бабин, А.М. Киселев, К.И. Правденко, А.М. Сергеев, А.Н. Степанов, Е.А. Хазанов

1. Бурное развитие в последние годы лазерной техники для генерации фемтосекундных лазерных импульсов с высокой интенсивностью сделало доступным проведение исследований по взаимодействию интенсивного излучения (с электромагнитными полями порядка внутриатомных или превышающими их) с веществом. В результате стало возможным экспериментальное изучение новых классов физических явлений, таких как генерация плазменных волн большой амплитуды [1, 2], получение пикосекундных всплесков мягкого рентгеновского излучения [3], генерация высоких гармоник основной частоты, простирающихся вплоть до диапазона мягкого рентгена [4], и т. д. В настоящей статье описан субтераваттный лазерный комплекс на кристаллах Ti:Sa, созданный в Институте прикладной физики РАН, и приведены результаты экспериментальных исследований воздействия интенсивного лазерного излучения, сфокусированного аксиконной линзой, на прозрачные диэлектрические мишени.

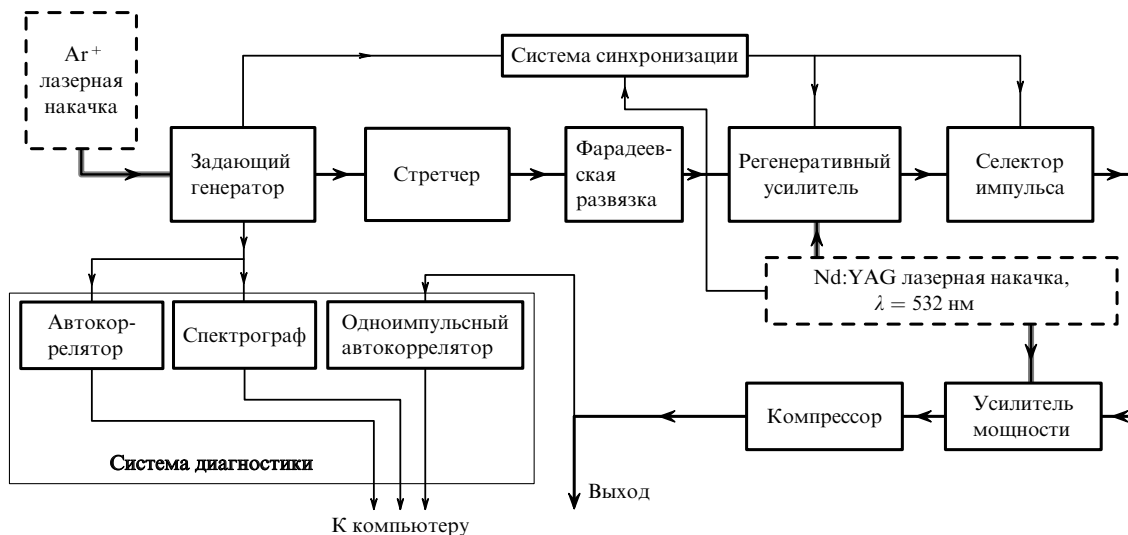


Рис. 1. Блок-схема лазерного комплекса.

2. Блок-схема фемтосекундного лазерного комплекса приведена на рис. 1. Задающий генератор накачивался непрерывным арговым лазером и излучал последовательность импульсов длительностью  $\tau \approx 100$  фс с частотой повторения  $f = 110$  МГц и энергией в импульсе  $W \approx 3$  нДж (длина волны  $\lambda_0 \approx 795$  нм). Дальнейшее усиление импульсов осуществлялось по общепринятой в настоящее время схеме [5]. При этом для избежания нелинейных искажений и пробоев в оптических элементах усилителя фемтосекундные импульсы с задающего генератора растягивались во времени в специальном устройстве — стретчере — до длительности  $\sim 150$  пс. Затем происходило усиление растянутых импульсов первоначально в регенеративном генераторе, а потом в каскаде оконечного усилителя. Усиленные импульсы с частотой повторения, определяемой частотой повторения Nd:YAG-лазера накачки, сжимались в решеточном компрессоре. Специально сконструированная и изготовленная схема синхронизации позволяла синхронизировать работу отдельных блоков комплекса с точностью до 1–2 нс. Система диагностики включала спектрограф (для текущего мониторинга спектра задающего генератора), автокоррелятор (для непрерывного контроля длительности импульса задающего генератора) и одноимпульсный автокоррелятор (для контроля длительности усиленных импульсов). Все сигналы с системы диагностики выводились и обрабатывались компьютером с помощью платы сбора и обработки информации L-305.

Выходные импульсы лазерного комплекса имели следующие параметры: длительность  $\tau \approx 120$ –140 фс, частоту повторения  $f = 10$  Гц, энергия в импульсе  $W \leq 20$  мДж, что соответствовало мощности излучения  $P \leq 0,15$  ТВт. Диаметр пучка выходного излучения  $d \approx 8$  мм.

Для фокусировки лазерного излучения в настоящей работе использовалась коническая аксиконная линза с углом при основании  $\beta = 20^\circ$ . Как известно [6], аксикон фокусирует пучок падающего излучения в нить, вытянутую вдоль своей оси. В условиях нашего эксперимента интенсивность излучения в максимуме  $I$  на оси аксикона составляла примерно  $(1-5) \times 10^{14}$  Вт см $^{-2}$ . Схема фокусировки изображена на рис. 2. Мишень из прозрачного

диэлектрика размещалась в области максимума интенсивности. В большей части экспериментов она устанавливалась на вращающуюся подвижку, что обеспечивало попадание только одного лазерного импульса в данное место мишени.

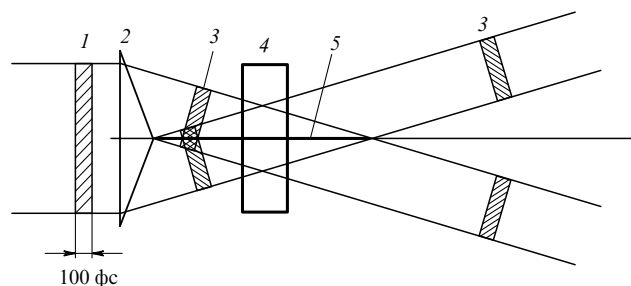


Рис. 2. Схема фокусировки фемтосекундного импульса аксиконной линзой в диэлектрическую мишень: 1 — падающий фемтосекундный импульс, 2 — аксикон, 3 — преломленный импульс, 4 — диэлектрическая мишень, 5 — каустика аксикона.

3. При фокусировке интенсивного излучения в прозрачную диэлектрическую мишень при превышении энергии в импульсе некоторого порога в ней наблюдалась яркая светящаяся нить. Последующее рассмотрение этой области под микроскопом показало, что в мишени образуется канал (рис. 3а), диаметр которого  $d$  составлял 1,5 мкм, а длина могла превосходить 1 см и равняться толщине образца. Если мишень не вращалась и в фиксированное место мишени попадало несколько десятков импульсов, то канал разрушался на отдельные пузырьки (рис. 3б).

В прошедшем через мишень излучении наблюдалась система концентрических разноцветных колец, отделенных друг от друга темными промежутками (рис. 4). Внутреннее кольцо соответствовало основной гармонике лазерного излучения  $\omega_0$  и наблюдалось всегда. Внешние кольца возникали при превышении энергии в импульсе некоторого порога, причем этот порог превышал порог появления светящейся нити в материале диэлектрика. Длина волны излучения в кольцах умень-

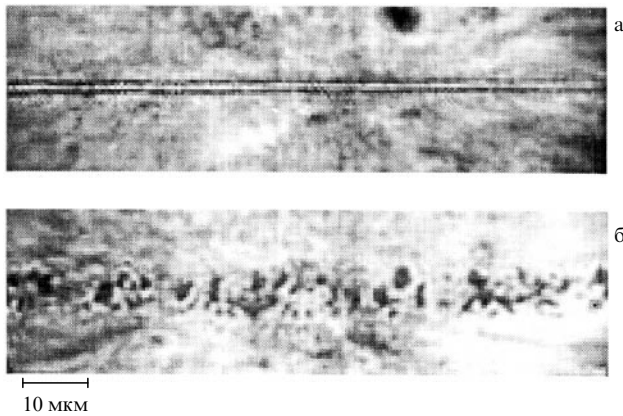


Рис. 3. Вид канала в стекле К-8: (а) канал сформирован одним лазерным импульсом, (б) канал после воздействия  $\sim 30$  импульсов.

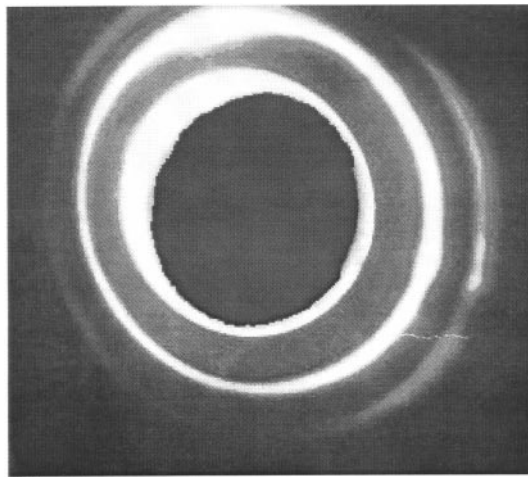


Рис. 4. Пространственная структура излучения, прошедшего через плазменную нить.

шалась по мере роста диаметра кольца, внутри кольца излучение было практически монохроматичным. Для мишени из оптического стекла К-8 оказалось, что кольцо, следующее от центра за кольцом основной частоты, имеет частоту  $\omega_{(3/2)\omega} \approx (3/2)\omega_0$ , а кольцо с еще большим диаметром соответствует частоте  $\omega_{2\omega} \approx 2\omega_0$ , т.е. второй гармонике основной частоты. При облучении мишеней из других материалов наблюдались кольца и других цветов.

Спектр гармоники  $(3/2)\omega_0$ , снятый с выхода монохроматора с помощью ПЗС-линейки, приведен на рис. 5. Там же в качестве репера представлен спектр второй гармоники Nd:YAG-лазера с  $\lambda = 532$  нм (длина волны гармоники  $(2/3)\lambda_0 \approx 530$  нм). Характерная ширина спектра, наблюдаемая в эксперименте, составила  $\sim 20$  нм, положение центра масс было сдвинуто относительно спектра второй гармоники Nd:YAG-лазера на  $\Delta\lambda \approx 20$  нм в сторону больших длин волн. Структура спектра флуктуировала от импульса к импульсу.

Поляризация гармоник совпадала с поляризацией падающего лазерного излучения (и в случае линейной, и в случае круговой поляризации). Интенсивность гармоник практически не зависела от поляризации падающего излучения.

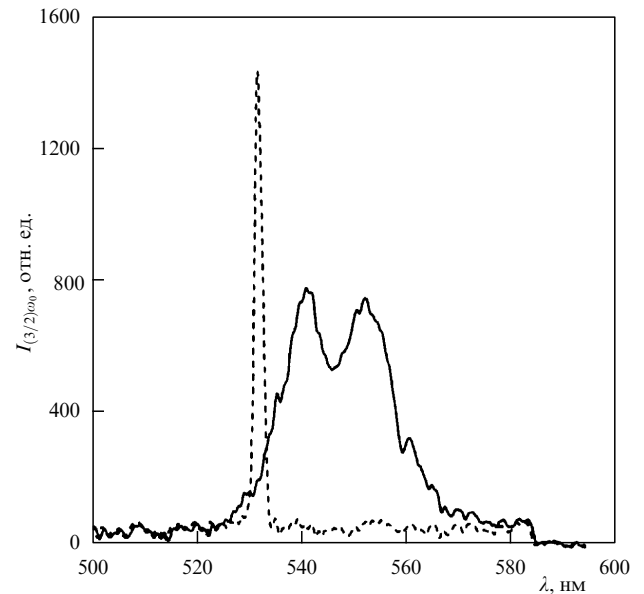


Рис. 5. Спектр гармоники  $(3/2)\omega_0$ , узкий пик ( $\lambda = 532$  нм) — спектр второй гармоники Nd:YAG-лазера.

Зависимость относительной интенсивности гармоники  $(3/2)\omega_0$  от интенсивности падающего излучения  $I_0$  представлена на рис. 6. Порог генерации гармоники, как видно из этого рисунка, составил  $I_{(3/2)\omega} \approx 10^{14}$  Вт см $^{-2}$ , а интенсивность гармоники оказалась примерно пропорциональной интенсивности падающего излучения  $I_{(3/2)\omega} \sim I_0$ . Аналогичные измерения для второй гармоники основной частоты дали значение порога  $I_0 \approx 10^{14}$  Вт см $^{-2}$  и зависимость  $I_{2\omega} \sim I_0^{1.2}$ . Эффективность преобразования в гармоники измерялась фотодиодом, прокалиброванным на соответствующей длине волны с помощью абсолютного импульсного измерителя энергии. Оказалось, что эффективность преобразования составила  $\eta_{(3/2)\omega} \sim 10^{-3}$  и  $\eta_{2\omega} \sim 10^{-3}$  при  $I_0 \approx 4 \times 10^{14}$  Вт см $^{-2}$ .

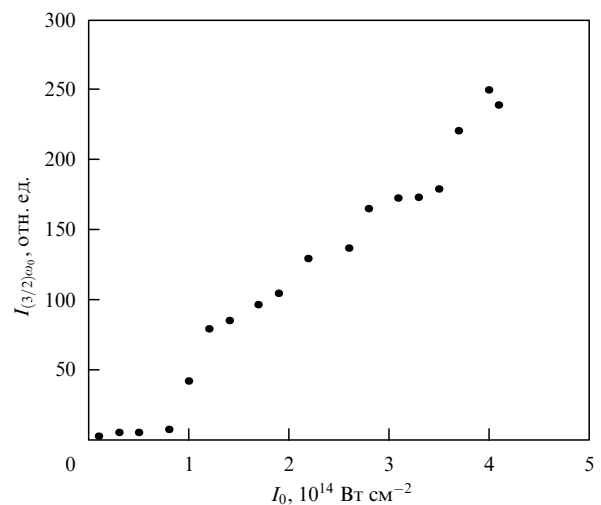


Рис. 6. Зависимость относительной интенсивности гармоники  $(3/2)\omega_0$  от интенсивности падающего излучения (материал — стекло К-8).

4. Перейдем к обсуждению полученных результатов. По нашим представлениям, и формирование протяженных каналов в диэлектриках, и генерация гармоник основной частоты лазерного излучения связаны с возникновением плазмы в объеме диэлектрика при аксиконной фокусировке. Геометрия аксиконной фокусировки такова, что позволяет создавать внутри мишени интенсивность  $I_0 \geq 10^{14}$  Вт см<sup>-2</sup>, избегая (в силу малости поперечных размеров области с высокой интенсивностью) эффектов, связанных с самофокусировкой. При такой высокой интенсивности значительная ионизация материала мишени происходит уже на переднем фронте лазерного импульса. Сначала концентрация плазмы увеличивается до значения порядка критической для падающего излучения на оси аксикона. После этого из-за экранировки излучения рост концентрации здесь прекращается. В дальнейшем концентрация плазмы растет на периферии, распространяясь от оси аксикона в виде фронта волны ионизации. Характерный поперечный размер образовавшейся плазмы определяется характерным масштабом спадаания электромагнитного поля и составляет величину  $\sim 1$  мкм.

Образование длинных полых каналов в прозрачных диэлектриках является весьма интересной физической задачей, которая может представлять в будущем и практическую ценность. Однако на настоящем этапе этот эффект может быть сформулирован как экспериментальный факт, требующий дальнейших исследований.

Генерация гармоник при облучении лазерным излучением поверхности твердого тела — давняя проблема научных исследований, возникшая первоначально в связи с возможностью осуществления инерциального термоядерного синтеза. Развитые в этой области для объяснения экспериментальных результатов теоретические представления могут быть, как нам кажется, использованы и для интерпретации наших экспериментов. Согласно имеющимся представлениям генерация гармоники  $(3/2)\omega_0$  происходит в два этапа [7]. Сначала падающее электромагнитное излучение с частотой  $\omega_0$  за счет параметрической неустойчивости распадается на две плазменные волны с частотами  $\omega_0/2$  в области с концентрацией плазмы, равной четверти критической, а затем излучение с частотой  $(3/2)\omega_0$  генерируется вследствие взаимодействия волны падающего излучения с плазменной волной.

Согласно теории [7] зависимость интенсивности гармоники на частоте  $(3/2)\omega_0$  должна следовать закону  $I_{(3/2)\omega} \sim I_0^{3/2} T_e^{3/2}$ , где  $T_e$  — температура электронов в плазме. Более низкая степень зависимости интенсивности гармоники от интенсивности падающего излучения, наблюдаемая в нашем эксперименте ( $I_{(3/2)\omega} \sim I_0$ ), может быть связана с понижением локальной температуры электронов в плазме при увеличении интенсивности падающего излучения, что в свою очередь определяется динамикой распространения фронта ионизации. Другой причиной, оказывающей влияние в том же направлении, может быть изменение характерного масштаба плазмы в области четверти критической концентрации [8].

Эффективность генерации гармоники  $(3/2)\omega_0$  в наших экспериментах по сравнению, например, с результатами работы [7] оказывается на несколько порядков выше. Это, по-видимому, объясняется тем, что в наших экспериментах, в отличие от указанной работы, имеется пространственный масштаб, определяемый поперечным

размером образующегося в диэлектрике плазменного канала,  $\sim \lambda_0$ . Поэтому возбуждаемая плазменная волна имеет длину порядка диаметра канала, т.е.  $\sim \lambda_0$ , что позволяет выполнить в процессе взаимодействия волн закон сохранения импульса  $\mathbf{k}_{(3/2)\omega} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_p$ , где  $\mathbf{k}_{(3/2)\omega}$ ,  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_p$  — волновые векторы для гармоники  $(3/2)\omega_0$ , падающего излучения и плазменной волны соответственно. В результате генерация гармоники  $(3/2)\omega_0$  происходит резонансным образом. Согласно закону сохранения импульса эффективная генерация гармоники  $(3/2)\omega_0$  (и  $2\omega_0$ ) будет происходить при вполне определенном угле между волновыми векторами падающей волны и гармоники, что приводит к наблюдаемой в эксперименте системе колец. Используя закон сохранения импульса и экспериментальные данные о диаграмме излучения гармоник (см. структуру колец на рис. 5), можно оценить характерную длину плазменной волны. Оказалось, что  $\lambda_p \approx 1$  мкм. Таким образом, действительно, оценка длины плазменной волны оказывается близкой к радиусу канала. В условиях эксперимента [7] согласно оценке длина возбуждаемых плазменных волн много меньше длины волны накачки  $\mathbf{k}_p \gg \mathbf{k}_0$  и процесс генерации гармоники носит нерезонансный характер.

Интерпретация экспериментального спектра гармоники  $(3/2)\omega_0$ , приведенного на рис. 5, представляет определенные трудности. Большая ширина наблюдаемого спектра может быть связана с высокой частотой столкновений плазменных электронов с атомами и ионами. Согласно существующим оценкам [13] частота столкновений электронов в условиях твердотельной плазмы составляет величину порядка частоты лазерного излучения. Это приведет к широкому спектру возбуждаемых плазменных волн и, как следствие, к широкому спектру возбуждаемых гармоник. Наличие малых (порядка длины волны) пространственных масштабов и неидеальность возникающей плотной холодной плазмы могут быть причинами, обуславливающими наблюдаемый в эксперименте сдвиг спектра гармоники по отношению к ожидаемому значению  $(2/3)\lambda_0$ .

Генерация второй гармоники основной частоты связывается в существующей теории с возбуждением в лазерной плазме в области с критической концентрацией плазменных волн благодаря линейной трансформации лазерного излучения [9]. Частота плазменных волн оказывается в этом случае близкой к частоте падающего излучения, и последующее взаимодействие продольных плазменных волн с волной накачки лазерного излучения приводит к генерации второй гармоники. Аналогично гармонике  $(3/2)\omega_0$  более низкая степень зависимости интенсивности второй гармоники от интенсивности падающего излучения (из эксперимента получается  $I_{2\omega} \sim I_0^{1,2}$ , по теории должно быть  $I_{2\omega} \sim I_0^2$ ) может быть связана с динамикой плазменного фронта. В ранее выполненных работах эффективность преобразования во вторую гармонику достигала  $\eta \sim 10^{-4}$  при  $I_0 \approx 10^{13} - 10^{14}$  Вт см<sup>-2</sup> [10, 11] для наносекундных лазерных импульсов и при  $I_0 \sim 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup> при воздействии интенсивного фемтосекундного импульса на поверхность мишени [12]. Высокая эффективность преобразования во вторую гармонику в наших экспериментах, так же как и для гармоники  $(3/2)\omega_0$ , по-видимому, связана с выполнением условий синхронизма.

5. Таким образом, исследование взаимодействия интенсивного фемтосекундного излучения с прозрач-

ными диэлектриками при аксиальной фокусировке позволило выявить ряд интересных эффектов, связанных с возникновением плазмы. В настоящих экспериментах продемонстрирована возможность формирования длинных каналов в диэлектриках с поперечным размером порядка микрона и длиной до 1 см. Обнаружена генерация гармоник основной частоты лазерного излучения с высокой (для плазменных экспериментов) эффективностью преобразования в гармоники энергии падающего излучения, что, по-видимому, определяется резонансным взаимодействием участвующих в процессе генерации гармоник волн.

Настоящая работа была выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 98-02-17013 и 96-02-18940).

### Список литературы

1. Marque J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3566 (1996)
2. Siders C W et al. *IEEE Trans. Plasma Science* **24** 301 (1996)
3. Kmetec J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1527 (1992)
4. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
5. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
6. Коробкин В В и др. *Квант. электрон.* **13** 265 (1986)
7. Авров А И и др. *ЖЭТФ* **72** 970 (1977)
8. Басов Н Г и др. *ЖЭТФ* **76** 2094 (1979)
9. Ерохин Н С, Захаров В Е, Моисеев С С *ЖЭТФ* **56** 179 (1969)
10. Басов Н Г и др. *ЖЭТФ* **67** 118 (1974)
11. Burnett N H et al. *Appl. Phys. Lett.* **31** 172 (1977)
12. Von der Linde D et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28** 2388 (1992)
13. Moore R M, in *Physics of Laser Plasma* (Handbook of Plasma Physics, Vol. 3, Eds A Rubenchik, S Witkowski) (Amsterdam: North-Holland, (1991)