

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО**

PACS 71.20.Mq; 72.80.Cw; 42.65.Re

**Возбуждение электронной подсистемы кремния с помощью фемтосекундного лазерного облучения****В.В.Кононенко, Е.В.Заведеев, М.И.Латушко, В.П.Пашинин, В.И.Конов, Е.М.Дианов**

*Исследованы процессы, инициируемые при локальном возбуждении электронной подсистемы кремния внутри монокристаллического образца ИК фемтосекундными лазерными импульсами ( $\lambda = 1.2$  мкм,  $\tau_{FWHM} = 250$  фс). Для измерения показателя преломления облучаемой области впервые использована ИК фемтосекундная интерферометрия. Полученные в эксперименте интерференционные изображения позволили восстановить динамику индуцированной электрондырочной плазмы вблизи оси сфокусированного лазерного пучка. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами соответствующих численных расчетов в рамках простой модели двухфотонного поглощения.*

**Ключевые слова:** фемтосекундное лазерное излучение, быстрые процессы в твердом теле, фемтосекундная интерферометрия.

**1. Введение**

Исследовательский интерес к процессам в прозрачных твердых телах, возникающим под действием интенсивного излучения, связан с двумя основными причинами. Первая, традиционная, состоит в том, что при использовании кристаллов и стекол в лазерной технике необходимо глубокое понимание светоиндуцированных процессов в среде и их связи с характеристиками излучения. Особенно важно это при генерации и усилении света, а также в случае преобразования его частоты, поскольку светоиндуцированные процессы в среде, как правило, очень сильно влияют и на эффективность нелинейных преобразований, и на перманентное состояние активного элемента, в частности на его лучевую стойкость. Вторая причина – относительно недавнее возобновление интереса к возможности локальной радиационной перестройки структуры вещества [1]. В настоящее время на практике используется фотомодификация различных стекол с помощью УФ излучения эксимерных лазеров [2, 3]. Относительно недавно появились работы, демонстрирующие возможность получения подобных результатов при использовании интенсивных УКИ, когда ключевую роль играет нелинейное поглощение [4, 5]. Преимущество такого подхода состоит в том, что вне лазерной перетяжки материал прозрачен для излучения, что в принципе позволяет структурировать толстые образцы.

Рассмотренные в настоящей работе эксперименты по возбуждению электронной подсистемы кристаллического кремния с помощью фемтосекундного лазерного излучения стимулированы недавними сообщениями о воз-

можности трансформировать структуру решетки не только стекла, но и кристалла [6–8]. Термодинамика таких структур малоизучена, но, по-видимому, аморфная фаза внутри микрообъема находится в квазиравновесии с остальной решеткой и подобна аморфной фазе, получаемой при низкотемпературном осаждении тонких пленок. Создание же таких структур лазерными методами представляет собой новую и крайне интересную с фундаментальной точки зрения задачу.

Выбор кремния в качестве материала исследований был обусловлен также следующими причинами. Во-первых, хорошо известно, что кремний может существовать в аморфной фазе в виде тонких пленок. Во-вторых, кремний настолько широко используется в современной электронике, что поиск технологий, которые бы позволили получать фотонные структуры внутри кристалла (волноводы, разветвители, решетки и пр.), весьма актуален с практической точки зрения [9, 10]. И наконец, хотя существует значительное число работ по лазерному воздействию на поверхность кремния и изучению в этих условиях процессов возбуждения и релаксации его электронной подсистемы [11–13], данные по нелинейному воздействию на объем c-Si крайне скудны. Насколько известно авторам, существует всего одна работа, в которой был реализован достаточно специфический режим лазерной обработки двухслойной структуры кварц/кремний [14]. При этом под кварцевой пленкой был создан приповерхностный волновод, однако вопрос о фундаментальной возможности лазерного «рисования» глубоко в объеме кремния до сих пор остается открытым.

**2. Эксперимент**

Лазерная система включала генератор на Ti:сапфире (Tsunami, Spectra Physics) и регенеративный усилитель (Spitfire, Spectra Physics), излучающий на длине волны 800 нм (рис.1). Для того чтобы обеспечить проникновение излучения в глубь образца, использовался параметрический усилитель ОРА-800 (Spectra Physics), который позволял получать фемтосекундные импульсы с длиной

**В.В.Кононенко, Е.В.Заведеев, М.И.Латушко, В.П.Пашинин, В.И.Конов.** Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: vitali.kononenko@nsc.gpi.ru  
**Е.М. Дианов.** Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 23 марта 2012 г., после доработки – 23 июля 2012 г.

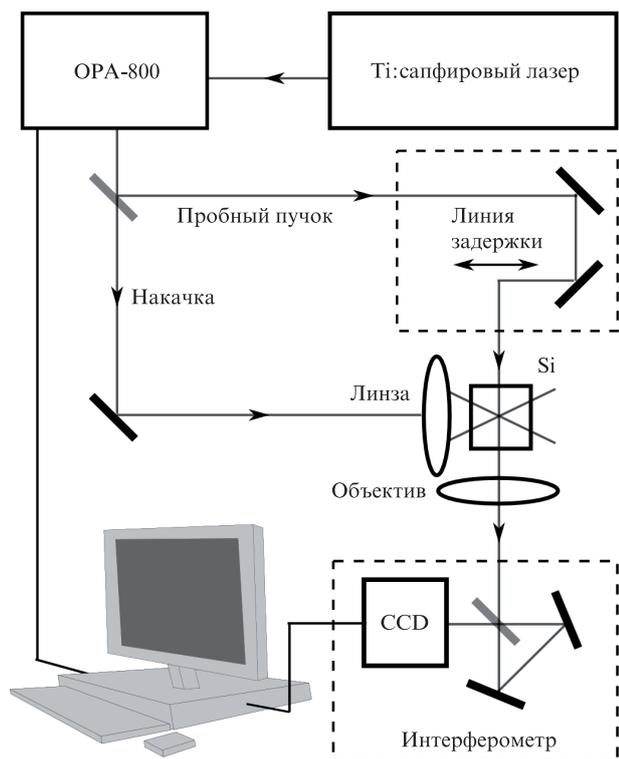


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

волны 1.1–3.0 мкм, максимальной энергией до 100 мкДж и частотой следования 1 кГц. Энергия импульса варьировалась с помощью полупрозрачных фильтров. Лазерный поток фокусировался в полированный с четырех сторон образец кремния ( $30 \times 10 \times 3$  мм) асферической линзой с фокусным расстоянием 8 мм. Поскольку в экспериментах использовался широкий диапазон энергий облучения, вплоть до максимальных для описываемой системы, расстояние от лазерной каустики до передней грани образца была достаточно большим – около 4 мм. Такая глубина была подобрана с целью предотвратить лазерно-индуцированное разрушение поверхности образца при максимальной энергии облучения.

Для визуализации результатов воздействия использовалась методика пробного пучка (pump-probe technique) (рис.1). При традиционном подходе (см., напр., [12]) измеряется коэффициент отражения пробного пучка от поверхности образца в процессе и после его облучения лазерным импульсом. В описываемых же экспериментах после делителя пробный пучок проходил через линзу задержки и освещал образец с боковой стороны. Изображение области, подвергнутой интенсивному лазерному воздействию, проецировалось на плоскость визуализатора с увеличением около  $30\times$ . В качестве визуализатора использовался электронно-оптический преобразователь (ЭОП), верхняя граница спектральной чувствительности которого составляла около 1.3 мкм. Изображение, формируемое на люминесцентном экране ЭОПа, проецировалось на CCD-матрицу, оцифровывалось и обрабатывалось, позволяя получать информацию о состоянии облученной зоны образца в режиме реального времени. Учитывая, что край собственного поглощения кремния составляет 1.1 мкм, длина волны излучения, используемого в экспериментах, была выбрана равной 1.2 мкм (рис.2). Это позволило, с одной стороны, достичь достаточно высокой чувствительности детектора, а с другой – обеспе-

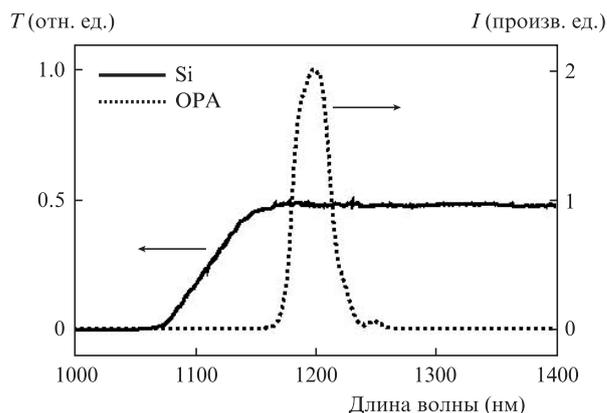


Рис.2. Спектр излучения параметрического усилителя OPA-800 и область прозрачности кремния.

чить прозрачность кристалла для основного и пробного пучков.

Основным методом, позволяющим получать количественную информацию о состоянии вещества в процессе и после лазерного воздействия, служила фемтосекундная интерферометрия [15, 16]. Интерферометр Саньяка располагался между проекционным объективом и ЭОПом. Зеркала интерферометра были настроены так, что угол между пучками был близок к нулю, формируя, таким образом, на матрице широкополосную интерференционную картину. Делитель пучка в интерферометре представлял собой клин с углом  $\sim 3^\circ$ , так что изображения, создаваемые в каждом из двух плеч интерферометра, не пересекались на матрице. Таким образом, на экране наблюдалась интерференционная картина между двумя пучками, каждый из которых содержал локальное возмущение фазы, вызванное изменением показателя преломления  $n$  в облученной области. Поскольку интерференционные полосы были достаточно широкими, их сдвиг в облученной области приводил к локальному изменению яркости изображения в ее пределах, позволяя вычислять изменение  $n$ .

На практике при данных условиях облучения делались два интерференционных снимка: с импульсом возбуждения (информационный снимок) и без него (фоновый). Вычисляемое с помощью ПЭВМ разностное изображение содержало только информацию об изменении  $n$ . Такой подход позволил существенно увеличить точность on-line измерений, которая в этих условиях определяется в основном величиной дрожания зеркал интерферометра между последовательными информационным и фоновым снимками. Минимизация механических вибраций и накопление снимков в одних и тех же условиях облучения с последующим усреднением позволили достичь чувствительности  $\delta\phi$  измерения фазы электромагнитной (ЭМ) волны в пробном пучке менее  $10^{-2}$ . «Толщина» исследуемой области примерно равна диаметру лазерного пучка  $d \approx 10$  мкм. Таким образом, минимальное изменение показателя преломления среды, которое может быть зафиксировано на данной установке с фемтосекундным временным разрешением,  $\delta n = \delta\phi\lambda/d \approx 10^{-3}$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

Картина распространения фемтосекундного лазерного импульса через кристалл кремния представлена на

рис.3. Для удобства восприятия на фотографиях оставлено только одно из изображений облучаемой зоны. Увеличение локальной яркости на картинке (светлое пятно) соответствует увеличению показателя преломления. И наоборот, уменьшение яркости (длинная темная полоса) означает уменьшение  $n$ . На серии фотоснимков хорошо видно, что показатель преломления кристалла сильно изменяется в зависимости от времени. В результате воздействия ЭМ поля на среду  $n$  сначала увеличивается, что является проявлением нелинейности поляризуемости среды – так называемый эффект Керра. Отчетливо видно светлое облако, распространяющееся по кристаллу со скоростью света, яркость которого пропорциональна интенсивности излучения в данной точке образца. Фактически это облако является «изображением» волнового пакета, и его анализ позволяет, в частности, оценивать пространственные и временные параметры импульса. В наших экспериментах длительность импульса  $\tau_{FWHM}$  составила 250 фс, радиус гауссова пучка в каустике  $r_0 = 15$  мкм (по уровню  $1/e$ ).

Отметим, что при таком подходе к расчету интенсивности отпадает необходимость учитывать как всякого рода трансформации волнового фронта пучка, так и любые потери энергии в импульсе: отражение от поверхности образца, абберации, линейные и нелинейные потери на рассеяние и поглощение света при его распространении через кристалл и т.д. Интенсивность излучения оценивалась по формуле  $I = \Delta n/n_2$ . Константа

$n_2$  была оценена для минимальной использованной в экспериментах энергии в пренебрежении нелинейными эффектами. Было получено значение  $n_2 = 8 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/Вт, что достаточно близко к величине  $2.6 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/Вт из работы [17].

Дальнейшее воздействие поля приводит к ионизации ковалентных связей кристалла и, как следствие, к появлению электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. В результате показатель преломления среды резко уменьшается. Измеренное время жизни плазмы составило  $\sim 10$  нс, что хорошо согласуется с характерными для кристаллического кремния временами жизни собственных носителей в объеме кристалла.

Время генерации плазмы очень мало, порядка длительности импульса, поэтому плазменное облако образуется в области пространства, еще «занимаемой» световым пакетом, формируя при этом сложную интерференционную картину в области перехода от положительного приращения  $n$  к отрицательному.

Когда концентрация носителей низка и соответствующим изменением  $n$  можно пренебречь, нелинейная поляризация среды определяется только эффектом Керра. В этом случае интерференционная фотография фактически является записью автокорреляционной функции лазерного импульса и, как уже отмечалось, реальная динамика возбуждения среды может быть легко восстановлена. Когда же вклад электронно-дырочной плазмы становится существенным, в автокорреляционном интеграле появляется нелинейный множитель, определяемый механизмом поглощения излучения.

Для того чтобы решить обратную задачу и попытаться восстановить динамику  $\Delta n$ , необходимо сначала сделать существенные предположения об этом механизме. Ценность такого подхода, тем не менее, заключается в том, что интерференционные измерения могут быть проделаны со сколь угодно малым шагом по времени. Минимальное изменение величины задержки ограничено фактически только точностью позиционирования элементов в оптической схеме. При этом динамика изменения состояния вещества в облучаемой зоне может быть восстановлена с временным разрешением, существенно меньшим длительности импульса. Сравнивая рассчитанную из априорных теоретических уравнений и полученную из экспериментальных данных динамику изменения интерференционного сигнала можно, в принципе, судить об обоснованности используемых моделей в процессах лазерного возбуждения электронной подсистемы твердого тела.

В случае кремния, ширина запрещенной зоны которого составляет 1.12 эВ, необходимы два фотона ( $h\nu = 1.03$  эВ), чтобы обеспечить переход электрона в зону проводимости. При интенсивностях излучения  $I \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, достигаемых в наших условиях, величина двухфотонного поглощения в среде может быть оценена как  $\alpha_{гра} = \beta I \approx 50$  см<sup>-1</sup>, где  $\beta = 0.53 \times 10^{-9}$  см/Вт – коэффициент двухфотонного поглощения в кремнии для  $\lambda = 1.2$  мкм [18]. В то же время спектральные измерения пропускания (см. рис.2) показывают, что поглощение в используемом образце для данной длины волны заведомо не превышает 1%, что позволяет оценить коэффициент однофотонного поглощения  $\alpha_{ср}$  величиной не более  $0.03$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, следует ожидать, что в наших условиях двухфотонное поглощение будет доминировать в процессе фемтосекундного возбуждения электронной подсистемы кремния.

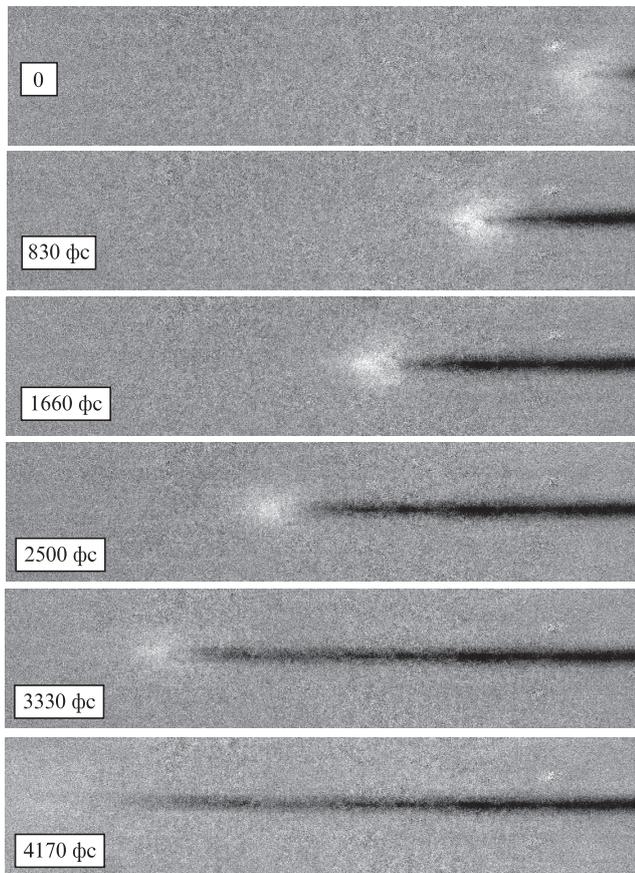


Рис.3. Интерференционные снимки, полученные при распространении фемтосекундного ИК импульса в кристалле кремния; время задержки указано на рисунке. Горизонтальный размер изображения 400 мкм, контрастность изображений увеличена для улучшения визуализации.

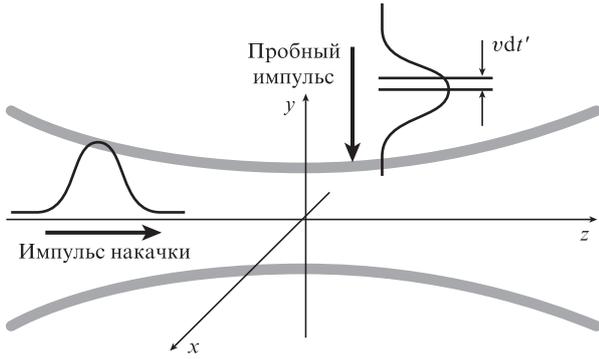


Рис.4. Схема, использованная при численных расчетах формирования интерференционного изображения.

Интенсивность импульса накачки, распространяющегося вдоль оси  $z$  в декартовой системе координат (рис.4), может быть записана как

$$I^s(x, y, z, t) = I_0^s \frac{r_0^2}{r^2(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r^2(z)}\right) \exp\left[-\frac{(z - vt)^2}{(\nu\tau)^2}\right],$$

где  $r(z) = \sqrt{r_0^2 + (\lambda^2 z^2)/(4\pi^2 r_0^2)}$ ;  $r_0$  – радиус гауссова пучка в центре перетяжки;  $\tau = \tau_{\text{FWHM}}/2\sqrt{\ln 2}$  – параметр, характеризующий длительность импульса;  $\nu$  – скорость света в среде.

Суммарный вклад эффекта Керра и индуцированной поляризации, связанной с появлением свободных носителей и учитываемой с помощью модели Друде, в изменение показателя преломления можно записать следующим образом:

$$\Delta n(x, y, z, t) = n_2 I^s - \frac{2\pi e^2 N}{n_0 \omega^2 m^*}, \tag{1}$$

где  $n_2 = 2.6 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/Вт – коэффициент Керра [17];  $n_0 = 3.5$  – показатель преломления кремния;  $\omega = 1.57 \times 10^{15}$  Гц – частота лазерного излучения;  $e$  – заряд электрона;  $m^* = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}$  – эффективная оптическая масса носителей;  $N$  – их концентрация. При двухфотонном поглощении

$$N(x, y, z, t) = \frac{\beta (I^s)^2 \tau_{\text{FWHM}}}{2\hbar\omega}, \tag{2}$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона;  $\beta = 0.53 \times 10^{-9}$  см/Вт – коэффициент двухфотонного поглощения в кремнии для  $\lambda = 1.2$  мкм [18].

Интенсивность пробного пучка, в распространение которого вдоль оси  $y$  внесена временная задержка  $t_d$  по отношению к импульсу накачки, можно записать как

$$I^p(t') = I_0^p \exp\left[-\frac{(t' + t_d)^2}{\tau^2}\right].$$

Рассмотрим тонкий слой  $\nu dt'$  пробного импульса (рис.4), плотность энергии в котором

$$dF^p(t') = I_0^p \exp\left[-\frac{(t' + t_d)^2}{\tau^2}\right] dt'.$$

Положение в пространстве этого слоя меняется со временем:  $y(t) = \nu(t + t' + t_d)$ . Волна нелинейной поляризации среды  $\Delta n$  (1), индуцированная импульсом накачки, распространяется в пространстве и при этом вносит фазовую задержку в первоначально плоский фронт пробного пучка:

$$\Delta\phi(x, z, t') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\lambda} \Delta n(x, y(t), z, t) dy(t).$$

Таким образом, изменение в точке  $(x, z)$  яркости интерференционной картины по сравнению с ее невозмущенным состоянием может быть точно рассчитано в зависимости от  $t_d$ :

$$B(x, z, t_d) = \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\phi(x, z, t')) dF^p(t') = I_0^p \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta\phi(x, z, t')) \exp\left[-\frac{(t' + t_d)^2}{\tau^2}\right] dt'. \tag{3}$$

Подчеркнем, что с физической точки зрения рассчитывать усредненный сдвиг фазы пробного пучка не имеет смысла, поскольку характерная «толщина» возбужденной зоны быстро меняется. В принципе, как уже отмечалось, при известном механизме поглощения может быть решена обратная задача и получена динамика  $\Delta n(t)$  в данной точке пространства, однако подход, использованный в настоящей работе, состоит в непосредственном сравнении расчетных и экспериментальных данных по яркости интерференционной картины в зависимости от временной задержки между импульсом накачки и пробным импульсом.

На рис.5 приведена динамика пробоя – изменение относительной яркости интерференционной картины  $B$  в центральной точке лазерной каустики импульса накачки. Отметим, что во всем используемом диапазоне энергий импульса (0.03–90 мкДж) ее характер одинаков, и в целом изменение  $B$  следует ясной физической картине, описанной выше. Приблизительно через 500 фс, когда волновой пакет достигает точки измерения, показатель преломления и яркость картины начинают увеличиваться (нелинейная восприимчивость), а затем уменьшаются (электрон-дырочная плазма).

На рис.5 представлены также результаты численной симуляции процесса фотовозбуждения кремния, расчи-

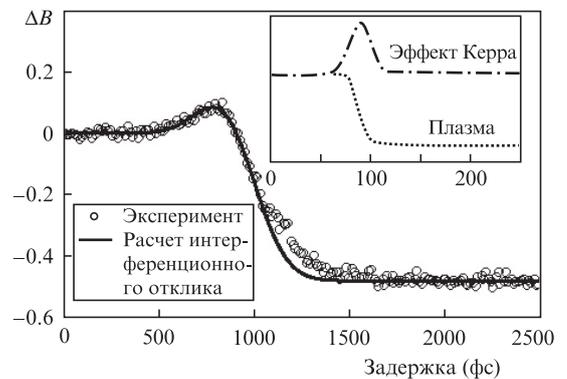


Рис.5. Временная динамика относительной яркости интерференционной картины в центре каустики возбуждающего пучка (энергия лазерного импульса 4.5 мкДж).

танные из (3). Видно достаточно хорошее совпадение между расчетными и экспериментальными данными. Некоторое расхождение появляется в конце импульса – скорость генерации становится как будто меньше теоретически предсказываемого значения. Подобная особенность временной динамики  $n$  наблюдалась для всех используемых энергий.

Вероятное объяснение этого состоит в следующем. Известно, что поляризуемость среды в условиях лазерного возбуждения зависит по крайней мере от трех параметров индуцируемой плазмы. Первый – концентрация свободных носителей  $N$ , которые, оказавшись в зоне проводимости, меняют природу отклика среды на воздействие ЭМ поля. Второй – равновесная функция плотности заполненных состояний, изменение которой приводит к изменению вероятности межзонных переходов и, как следствие, к изменению поляризуемости. Этот эффект при наблюдаемых концентрациях электрон-дырочных пар достаточно слаб и в наших оценках не учитывается. И, наконец, третий – температура плазмы, которая существенно влияет на массу оптического осциллятора и, таким образом, на  $n$  (см. (1)). Эта зависимость достаточно существенна: согласно [12] в кремнии при комнатной температуре  $m_{300}^* = 0.156m_e$ , а, например, при  $T = 1985$  К  $m_{1985}^* = 0.205m_e$ . Допуская, что скорость набора энергии «свободным» электроном благодаря обратному тормозному поглощению выше скорости передачи им энергии решетке, можно сделать вывод, что разогрев плазмы будет способствовать временному увеличению поляризуемости. Заметим, однако, что при используемых условиях облучения нагрев носителей, по-видимому, недостаточен, чтобы обеспечить заметную ударную ионизацию кремния.

Видно, что экспериментальные данные могут быть достаточно хорошо описаны в рамках простой модели двухфотонного поглощения, которая, в частности, не учитывает влияние нелинейной поляризации среды на процесс распространения волнового пакета. Это вовсе не означает, что при используемых энергиях лазерного импульса самофокусировка, плазменная дефокусировка и прочие эффекты не играют заметной роли. Наоборот, недавно было показано [19], что в кремнии вследствие нелинейных эффектов делокализация энергии приводит к тому, что ее реальная плотность падает более чем в 100 раз по сравнению со случаем линейно распространяющегося излучения. Однако в приведенных расчетах динамика изменения  $n$  отслеживалась в одной точке каустики на оптической оси, локальная интенсивность в которой контролировалась фактически по степени керровской поляризации. Такой локальный подход позволяет исключить из рассмотрения пространственно-временную модуляцию импульса накачки.

Степень этой модуляции и связанной с ней делокализации волнового пакета может быть оценена из данных рис.6, на котором показана зависимость яркости интерференционного изображения облученной зоны от энергии импульса. Кривая 1 получена в момент прохождения импульса через данную точку, кривая 2 – спустя 1 пс. Фактически зависимость 1 описывает эффект Керра, 2 – соответствует концентрации индуцированных носителей в решетке. Видно, что обе кривые хорошо коррелируют друг с другом, существенно нелинейны и имеют четко выраженный логарифмический характер, демонстрируя все более сильное насыщение с ростом энергии импульса.

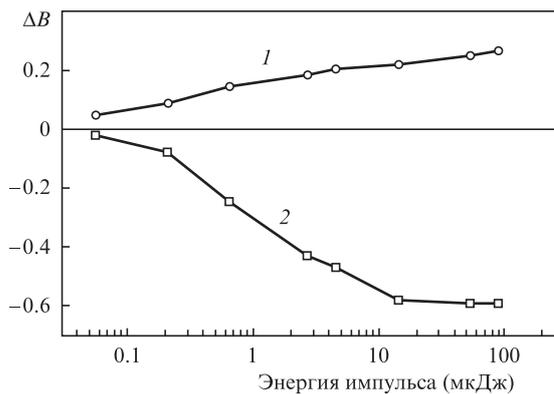


Рис.6. Изменения относительной яркости интерференционной картины, обусловленные керровской поляризацией среды (1) и появлением электрон-дырочной плазмы в кремнии (2), в зависимости от энергии импульса накачки.

Более того, при энергии импульсов свыше 20 мкДж концентрация индуцируемых электронов и дырок не растет.

Из этих данных была получена зависимость концентрации носителей после прохождения лазерного импульса от плотности энергии в центре каустики (рис.7). Концентрация плазмы была рассчитана по формуле Друде, и ее максимальное значение составило  $1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Из приведенной зависимости следует, что вероятность поглощения с хорошей точностью пропорциональна квадрату интенсивности излучения вплоть до плотностей энергии  $F \approx 45 \text{ МДж/см}^2$ . Оцененный на основе этих данных коэффициент двухфотонного поглощения в кремнии  $\beta = 0.46 \times 10^{-9} \text{ см/Вт}$  близок к величине  $0.53 \times 10^{-9} \text{ см/Вт}$ , полученной в [18] для  $\lambda = 1.2 \text{ мкм}$ .

Отметим отчетливое насыщение роста концентрации носителей, наблюдаемое при  $E \geq 45 \text{ МДж/см}^2$ . Подобное отклонение от степенной зависимости для многофотонного поглощения уже наблюдалось в полупроводниках (см., напр., [20, 21]), причем при той же концентрации плазмы  $N \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Обычно этот эффект связывают с плазменной дефокусировкой, приводящей к резкому падению интенсивности света в месте пробоя. В нашем случае потери на рассеяние учтены, поскольку плотность энергии излучения измеряется локально по нелинейной восприимчивости среды. Заметим, однако, что при анализе интерференционных снимков априори предполагается, что временной профиль фемтосекундного импульса остается близким к гауссову. Если при высоких концен-

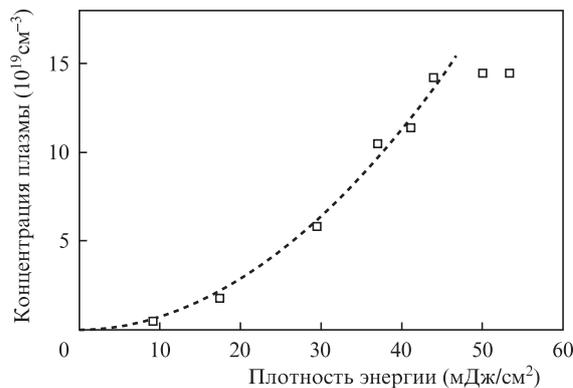


Рис.7. Концентрация электрон-дырочной плазмы, индуцируемой в кремнии, в зависимости от плотности энергии облучения.

трациях индуцируемой плазмы это условие вследствие делокализации волнового пакета нарушается, реальная локальная интенсивность света будет рассчитана некорректно, что может быть причиной перегиба на экспериментальной зависимости (рис.7). Альтернативное объяснение состоит в том, что этот эффект является проявлением внутренней природы процесса возбуждения электронной подсистемы среды, т.е. фактически при  $N \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в кремнии наблюдается подавление светоиндуцированных электронных переходов.

#### 4. Выводы

В работе исследованы процессы в объеме монокристалла кремния, возникающие при локальном воздействии ИК фемтосекундного лазерного импульса на среду. Для наблюдения за состоянием вещества в зоне облучения впервые использована ИК фемтосекундная интерферометрия, что в частности позволило оценить коэффициент Керра  $n_2$ , составивший для кремния  $8 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Представлена также методика расчета, которая на основе сделанных априори предположений о механизмах генерации и рекомбинации носителей позволяет смоделировать формирование интерференционного изображения облученной области. Ценность такого подхода заключается в том, что динамические изменения в среде могут быть измерены с временным разрешением, существенно меньшим длительности импульса, что в принципе позволяет существенно увеличить степень достоверности используемых теоретических моделей.

Исследована динамика возбуждения электрон-дырочной плазмы в объеме кремния и скорость ее релаксации после окончания действия импульса. Показано, что простая модель, учитывающая только двухфотонное поглощение излучения в кремнии, достаточно хорошо описывает наблюдаемую динамику поляризуемости среды в объеме образца в условиях сильной нелинейности. Кроме того, показано, что полученная на основе модели Друде зависимость концентрации возбужденных носителей в кремнии от плотности энергии в лазерном пучке имеет

квадратичный характер, что также подтверждает преобладающий вклад двухфотонного поглощения. На основе этих данных оценен соответствующий коэффициент  $\beta = 0.46 \times 10^{-9} \text{ см}^2/\text{Вт}$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №11-02-12242) и РАН (программа фундаментальных исследований ПРАН 13).

1. Primak W., Kampwirth R. *Appl. Phys.*, **39**, 5651 (1968).
2. Rothschild M., Ehrlich D.J., Shaver D.C. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1276 (1989).
3. Allan D.C., Smith C., Borrelli N.F., Seward III T.P. *Opt. Lett.*, **21**, 1960 (1996).
4. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. *Opt. Lett.*, **21**, 1729 (1996).
5. Glezer E.N., Milosavljevic M., Huang L., Finlay R.J., Her T.H., Callan J.P., Mazur E. *Opt. Lett.*, **21**, 2023 (1996).
6. Gorelik T., Will M., Nolte S., Tuennermann A., Glatzel U. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. & Proc.*, **76**, 309 (2003).
7. Apostolopoulos V., Laversenne L., Colomb T., Depeursinge C., Salathe R.P., Pollnau M., Osellame R., Cerullo G., Laporta P. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1122 (2004).
8. Kononenko T.V., Meier M., Komlenok M.S., Pimenov S.M., Romano V., Pashinin V., Konov V.I. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. & Proc.*, **90**, 645 (2008).
9. Claps R., Raghunathan V., Dimitropoulos D., Jalali B. *Opt. Express*, **12**, 2774 (2004).
10. Boyraz O., Jalali B. *Opt. Express*, **12**, 5269 (2004).
11. Sjodin T., Petek H., Dai H.L. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5664 (1998).
12. Sabbah A.J., Riffe D.M. *Phys. Rev. B*, **66**, 165217 (2002).
13. Agranat M., Ashitkov S., Anisimov S., Ovchinnikov A., Shvartsburg A., Sitnikov D., Fortov V. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. & Proc.*, **94**, 879 (2009).
14. Nejadmalayeri A.H., Herman P.R., Burghoff J., Will M., Nolte S., Tunnermann A. *Opt. Lett.*, **30**, 964 (2005).
15. Tallents G.J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **17**, 721 (1984).
16. Саркисов Г.С. *Квантовая электроника*, **25**, 41 (1998).
17. Dinu M., Quochi F., Garcia H. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2954 (2003).
18. Lin Q., Zhang J., Piredda G., Boyd R.W., Fauchet P.M., Agrawal G.P. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 021111 (2007).
19. Kononenko V., Konov V., Dianov E. *Opt. Lett.*, **37**, 3369 (2012).
20. Quere F., Guizard S., Martin P., Petite G., Gobert O., Meynadier P., Perdrix M. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **68**, 459 (1999).
21. Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., El-Khamhawy A., von der Linde D. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 237403 (2006).