

Распространение и поглощение интенсивного фемтосекундного излучения в алмазе

В.В.Кононенко, В.И.Конов, В.М.Гололобов, Е.В.Заведеев

С помощью фемтосекундной интерферометрии экспериментально исследовано фотовозбуждение электронной подсистемы алмаза при его облучении фемтосекундными импульсами интенсивностью $10^{11} - 10^{14}$ Вт/см². Получены зависимости концентрации носителей заряда от интенсивности для трех гармоник Ti: сапфирового лазера (800, 400 и 266 нм). Обнаружено, что в большом диапазоне плотностей лазерной энергии (вплоть до приводящих к инициации поверхностной и объемной графитизации) поглощение носит выраженный многофотонный характер. Получены оценки для коэффициентов нелинейного поглощения импульсного излучения с $\lambda =$ для 800 нм (четырефотонный переход), а также 400 и 266 нм (непрямой и прямой двухфотонные переходы). Также показано, что если импульс проходит хоть сколь-нибудь существенный путь в образце (десятки и более микрон), имеет место сильная нелинейная трансформация лазерного пучка, приводящая к передаче энергии света в решетку, что важно с точки зрения разработки технологии фотоструктурирования кристалла алмаза ультракороткими импульсами. В качестве основного механизма, определяющего характер распространения интенсивного лазерного импульса в кристалле, рассмотрена конкуренция самофокусировки волнового пакета и плазменной дефокусировки излучения.

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, алмаз, многофотонное поглощение, нелинейное распространение, фемтосекундная интерферометрия.

1. Введение

Лазерная модификация структуры прозрачных твердых тел является удобным и гибким инструментом локального изменения их оптических и физических свойств [1, 2]. Для успешного применения подобных технологий следует прежде всего обеспечивать высокую степень контроля процесса обработки, и в этом смысле фотомодификация является очень перспективным подходом. Ее суть состоит в том, что возбужденные носители, релаксируя, передают запасенную световую энергию решетке, нагревая ее или консервируя энергию в точечных дефектах [3]. В принципе каждое из этих явлений, следуя своим собственным внутренним механизмам, провоцирует накапливающуюся от импульса к импульсу перманентную перестройку структуры решетки в зоне облучения. Тем не менее ясно, что управлять фотомодификацией на этом этапе достаточно сложно. Гораздо проще контролировать количество создаваемых в решетке электрон-дырочных (e-h) пар.

В случае одно- или двухфотонного поглощения эта задача является достаточно тривиальной, и степень модификации зависит, как правило, только от дозы облучения [4]. Существенным недостатком такого подхода является

принципиальное ограничение возможности локальной диссипации энергии света в глубине образца, тогда как наибольший интерес сегодня привлекает трехмерная модификация прозрачных матриц. Альтернативой является использование высокоинтенсивного излучения при относительно малом (меньше ширины запрещенной зоны) кванте. В этом случае при достаточной степени нелинейности поглощения можно генерировать свободные носители в окрестности фокальной области, практически не возбуждая электронную подсистему вне ее. По этой причине со времени экспериментальной демонстрации денсификации плавленого кварца с помощью фемтосекундного излучения [5] этот подход интенсивно развивается не только для силикатных стекол, но и для целого ряда широкозонных диэлектриков, включая алмаз [6].

Тем не менее нужно подчеркнуть, что в условиях высокой нелинейности взаимодействие света с веществом также естественно обнаруживает свои собственные особенности, которые не всегда способствуют контролируемости лазерной модификации. Критическими, с нашей точки зрения, являются два аспекта. Во-первых, нелинейность воздействия не должна принимать взрывной характер, когда в твердом теле существенными становятся обратное тормозное поглощение и переходы, вызванные электронным ударом. При этом может развиваться лавина, приводящая, как правило, к макроповреждению образца. Таким образом, вопрос о механизме поглощения света актуален для каждого конкретного материала, подвергающегося фемтосекундной фотомодификации.

Вторая проблема также связана с необходимостью обеспечения высокой концентрации свободных носителей. Чтобы ее обеспечить, для разных материалов нужны интенсивности $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см². При этом для подавляющего большинства диэлектриков становится существенным

В.В.Кононенко, В.И.Конов, Е.В.Заведеев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: kononenko@nsc.gpi.ru

В.М.Гололобов. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 23 октября 2014 г.

эффект Керра. В результате конкуренция самофокусировки лазерного пучка и его дефокусировки на плазменном облаке может приводить к сильному искажению фронта пучка, перераспределению в нем энергии, а как следствие – к непредсказуемому изменению плотности индуцируемых в пространстве носителей.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию указанных аспектов фемтосекундного лазерного воздействия на монокристаллический алмаз и стимулирована недавними результатами по его объемному микроструктурированию [7]. На наш взгляд, несмотря на успешное практическое развитие методики лазерной объемной графитизации алмаза ультракороткими импульсами, экспериментальные данные о механизмах нелинейного поглощения алмаза при интенсивности импульса, достаточной для его графитизации, ограничены УФ частью спектра [8], а данные о нелинейной трансформации пучка в этих условиях практически отсутствуют.

2. Эксперимент

Лазерная система включала в себя Ti:сапфировый генератор Tsunami и регенеративный усилитель Spitfire (оба – Spectra Physics), излучающий на длине волны 800 нм (рис.1). В экспериментах использовался монокристалл алмаза, выращенный с помощью плазмохимического осаждения и механически отполированный с четырех сторон. Чтобы устранить влияние самофокусировки до геометрического фокуса, лазерный пучок после преобразования частоты фокусировался на одну из поверхностей образца сферической линзой с фокусным расстоянием 35 мм.

Для визуализации результатов воздействия использовалась методика пробного пучка (рис.1). После делителя пробный пучок проходил через линию задержки, удвоитель частоты и освещал образец с боковой стороны. Изображение области, подвергнутой интенсивному лазерному воздействию, проецировалось на плоскость CCD-камеры с увеличением около 30[×], оцифровывалось и обрабатывалось.

Основным инструментом, позволяющим получать количественную информацию о состоянии вещества в процессе и после лазерного воздействия, служила фемтосекундная интерферометрия [9]. Интерферометр Саньяка располагался между проекционным объективом и CCD-камерой. 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 широки-

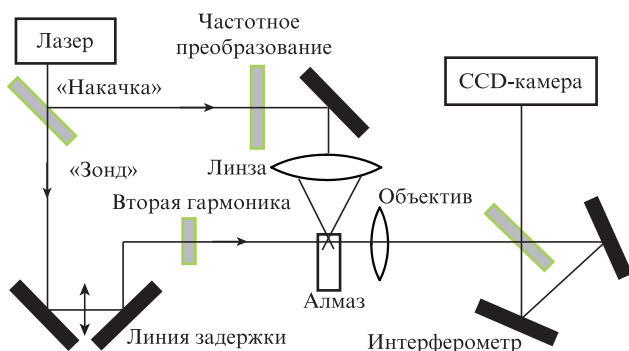


Рис.1. Экспериментальная установка.

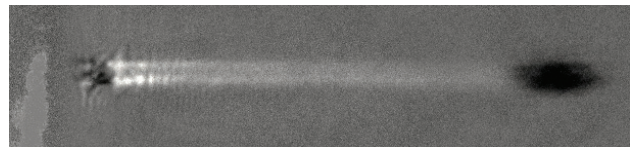


Рис.2. Интерференционный снимок распространения фемтосекундного импульса (слева направо) в алмазе (266 нм, 120 фс, 90 нДж). Виден край образца (слева), собственно волновой пакет (черный) и созданный плазменный канал (белый). Размер снимка по горизонтали 300 мкм.

ми, их сдвиг в этой области приводил к локальному изменению яркости изображения, позволяя наблюдать и вычислять изменение n с помощью обратного преобразования Абеля. Таким образом, формировались два принципиально идентичных изображения возмущенной области (негатив–позитив). На рис.2 показано одно из них. При изменении времени задержки пробного пучка и фиксированных условиях облучения получалась серия подобных снимков, позволяющих отследить динамику возмущения и релаксации среды в любой точке каустики. По нашим оценкам, погрешность восстановления Δn не превышает 20%. Более детально методика измерений описана в [10, 11].

3. Результаты и их обсуждение

Применяемая схема измерений позволяет следить за светоиндуцированным возмущением электронной подсистемы среды, измеряя наведенную лазерным импульсом поляризацию вещества. При облучении прозрачных твердых сред интенсивными импульсами преобладающими являются два канала такой поляризации.

Это, во-первых, оптический эффект Керра, который в алмазе обусловлен деформацией электронных орбиталей и, с увеличением интенсивности поля, приводит к увеличению поляризуемости среды: $n = n_0 + n_2 I$. Для алмаза коэффициент Керра $n_2 \approx 2 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ ($\lambda = 407 \text{ нм}$) [12], что позволяет наблюдать на используемой установке керровский отклик при интенсивности лазерного импульса более $10^{11} \text{ Вт}/\text{см}^2$. Поскольку эффект очень быстрый, гиперполяризация кристалла имеет место только в присутствии поля, создавая, таким образом, «снимок» лазерного импульса, распространяющегося в образце (рис.2). Крайне важно, что индуцированное изменение Δn может быть измерено в любой точке лазерной каустики, давая информацию о локальной интенсивности поля при распространении фемтосекундного импульса, т.е. в условиях сильного нелинейного поглощения, рассеяния и самофокусировки.

Вторым источником наведенной поляризации являются фотоиндуцированные переходы и формирование электрон-дырочной плазмы. Появление свободных носителей приводит к пропорциональному уменьшению n , описываемому в рамках классических представлений теорией Друде: $\Delta n = -(2\pi e^2)/(n_0 \omega^2 m) N_e$, где n_0 – показатель преломления; ω – частота лазерного излучения; $m = 0.5 m_e$ – эффективная оптическая масса носителей; N_e – их концентрация; e и m_e – заряд и масса электрона. Как и в случае с измерением интенсивности поля по керровской гиперполяризации, плотность e - h -плазмы может быть измерена в любой точке каустики.

Плазменная составляющая Δn фиксировалась спустя ~ 500 фс после прохождения импульса через точку на-

блюдения. Необходимо отметить, однако, что корректно измерить керровскую составляющую не столь просто. Поскольку и керровская гиперполяризация, и ионизация кристалла протекают одновременно, то в общем случае наведенное изменение n создает на интерференционном изображении довольно сложную картину. При этом разделение меняющихся $+\Delta n$ и $-\Delta n$ вкладов может оказаться невозможным. Однако в наших экспериментах даже при максимальной плотности энергии, которая не превышала 10 Дж/см^2 , вклад плазмы в Δn был относительно небольшим, возмущая в основном «хвост» импульса. Это позволяло восстанавливать положительную часть Δn в момент, когда максимум импульса проходил через точку наблюдения с разумной погрешностью. По нашим оценкам она не превышала 20%.

На рис.3, 4 и 6 показаны зависимости концентрации свободных электронов N_e и плотности энергии в световом пакете внутри образца E_b от плотности лазерной энергии на поверхности образца E_s . Значение E_s рассчитывалось по измерениям энергии лазерного импульса, а N_e и E_b рассчитывались по формулам из Δn . Для всех гармоник измерения проводились в двух точках на оптической оси. Первая точка была фиксированной и располагалась как можно ближе к поверхности ($\sim 50 \text{ мкм}$), чтобы минимизировать путь, который свет проходил в кристалле и, следовательно, уменьшить нелинейные искажения в пучке. Вторая точка «плавала» вдоль оси пучка и соответствовала положению максимума N_e , т.е. находилась в центре плазменного облака. При этом, в зависимости от условий облучения, она могла как совпадать с первой точкой, так и удаляться от поверхности на расстояние до 500 мкм . Измерения в этой точке характеризуют наведенные искажения фронта пучка. На рис.3–5 указано значение E_c – плотности энергии, соответствующей критической мощности в наших условиях фокусировки.

Для основной гармоники ($\lambda = 800 \text{ нм}$) зависимости $N_e(E_s)$ и $E_b(E_s)$ приведены на рис.3. Видно, что плотность энергии в пучке внутри образца вблизи поверхности про-

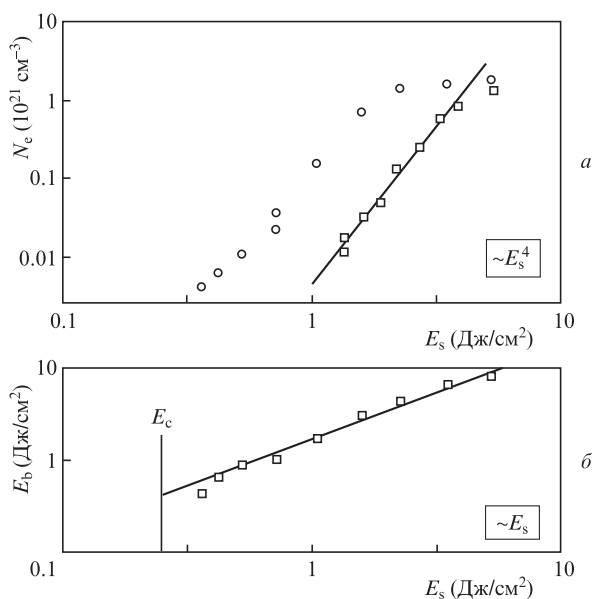


Рис.3. Концентрация e–h-пар в монокристалле алмаза – здесь и на остальных рисунках в максимуме концентрации электронов (o) и под поверхностью (□) (a), а также плотность лазерной энергии внутри образца (б) в зависимости от плотности лазерной энергии на поверхности ($\lambda = 800 \text{ нм}$).

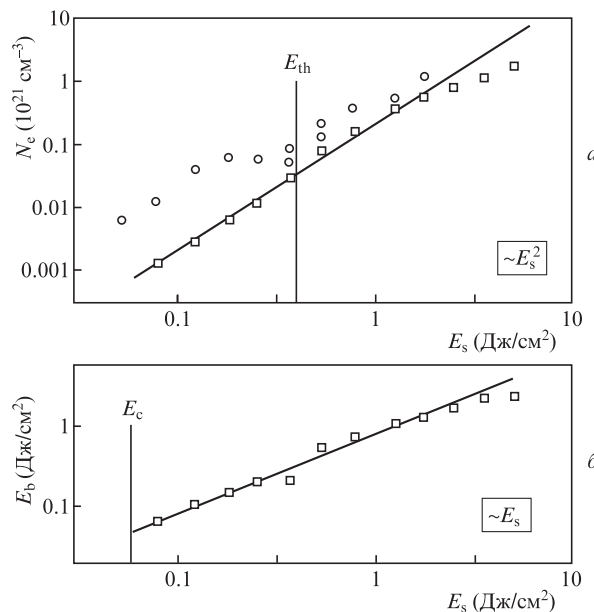


Рис.4. Концентрация e–h пар в монокристалле алмаза (a) и плотность лазерной энергии внутри образца (б) в зависимости от плотности лазерной энергии на поверхности ($\lambda = 400 \text{ нм}$.)

порциональна плотности в падающем пучке, т.е. потери энергии из-за нелинейного поглощения относительно малы. Таким образом, если расстояние, проходимое фемтосекундным импульсом в алмазе, не превышает нескольких десятков микрон, возможные нелинейные искажения волнового фронта не успевают привести к перераспределению поля в пучке. При этом зависимость концентрации носителей заряда от E_s близка к степенной с показателем 4. Степенной характер зависимости $N_e(E_s)$ показывает, что в широком диапазоне интенсивностей (вплоть до порога абляции $\sim 3 \text{ Дж/см}^2$) генерация носителей происходит вследствие четырехфотонного поглощения и исключительно благодаря ему.

Отметим, однако, что плотность e–h-плазмы, формирующейся вблизи поверхности, не является максимальной для фиксированной интенсивности облучения. Поскольку мощность излучения существенно превышала критическую (см. рис.3), то, распространяясь в глубь материала, лазерный импульс подвергался сильной самофокусировке. На расстоянии $\sim 500 \text{ мкм}$ от поверхности при плотности энергии в падающем пучке $\sim 1 \text{ Дж/см}^2$ его диаметр уменьшался с 6 до 4 мкм. При этом в глубине образца плотность фотоиндуцированной плазмы для фиксированной E_s увеличивалась по сравнению с приповерхностной более чем на порядок, а зависимость $N_e(E_s)$ носила достаточно сложный характер (рис.3).

Аналогичная картина наблюдается при облучении алмаза фемтосекундным излучением с $\lambda = 400 \text{ нм}$ фс (рис.4). При $E_s < 1 \text{ Дж/см}^2$ зависимость $E_b(E_s)$ линейна. При больших энергиях она насыщается, что означает потери, по-видимому, преимущественно на двухфотонное поглощение, хотя плазменную дефокусировку как причину также нельзя исключить. При измерениях вблизи поверхности зависимость концентрации носителей заряда от плотности энергии близка к квадратичной. Максимальная концентрация e–h-пар при $E_s < E_{th} \approx 0.4 \text{ Дж/см}^2$ ведет себя аналогично вышеописанному случаю облучения на $\lambda = 800 \text{ нм}$. Если энергия излучения превышает этот порог, оно перестает проникать в глубь образца. В результате

возбуждение плазмы происходит преимущественно у поверхности (на глубине несколько десятков микрон) и зависимости $N_e(E_s)$ при $E_s > E_{th}$ совпадают.

Этот эффект достаточно важен с практической точки зрения. Оказывается, что контроль плотности возбужденных носителей, а следовательно, энергии, передаваемой решетке, является нетривиальной задачей, несмотря на строго детерминированную величину поглощения. Причина, очевидно, в сильной трансформации гауссова пучка в кристалле при используемых интенсивностях излучения.

Характер распространения импульса четко определяется конкуренцией самофокусировки и плазменной дефокусировки. На рис.5 приведены абсолютные значения наведенного Δn при облучении алмаза второй гармоникой излучения. Видно, что при больших энергиях импульса поляризация, наведенная плазмой, превышает керровскую, и в результате плазменная дефокусировка весьма эффективно рассеивает излучение в ближней зоне дифракции, так что самофокусировка не может преодолеть расхождение светового пучка после фокальной плоскости. Однако, поскольку при многофотонном поглощении характер зависимостей $\Delta n(E_s)$ для плазмы и эффекта Керра существенно разный, при уменьшении энергии импульса они обязательно пересекутся (в нашем случае – при $E_{th} = 0.4$ Дж/см²). В этих условиях самофокусировка уже собирает расходящийся пучок за фокусом линзы, смещая положение плазменного облака в глубь образца. В определенном смысле при умеренных интенсивностях распространение излучения будет самосогласованным, так что локальные изменения n , вызванные плазмой и эффектом Керра, в области «фокусировки» будут близки по абсолютной величине (рис.5). При использовании импульсов с мощностью меньше критической самофокусировка исчезнет, концентрация свободных носителей, как нетрудно оценить, будет слишком мала, чтобы влиять на распространение электромагнитной волны, и зависимость $N_e(E_s)$ вернется к характерному степенному виду. В данном эксперименте столь низкие плотности е–h-плазмы не измерялись.

В случае облучения излучением с $\lambda = 800$ нм механизм нелинейной трансформации пучка, очевидно, тот же. Однако из-за дисперсии коэффициента Керра и показателя преломления плазмы меняются пороги переходов между режимами распространения. Как видно из рис.3, порог полной дефокусировки для первой гармоники $E_{th} \approx 4$ Дж/см², что более чем в 10 раз выше порога для излучения с $\lambda = 400$ нм. Этим, кстати, объясняется наблюдавшийся в эксперименте эффект формирования графитовых нитей в глубине образца при ИК облучении поверхности и отсутствие такого режима для видимого света. Действительно,

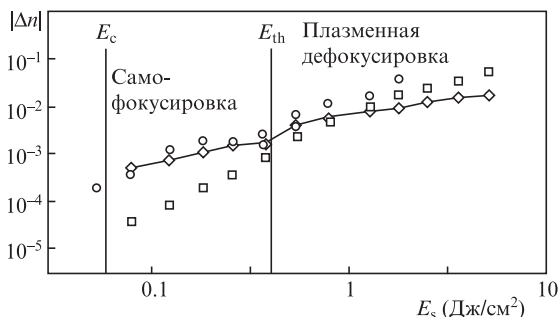


Рис.5. Сопоставление абсолютных величин наведенного Δn из-за эффекта Керра (◇) и генерации свободных носителей в монокристалле алмаза ($\lambda = 400$ нм).

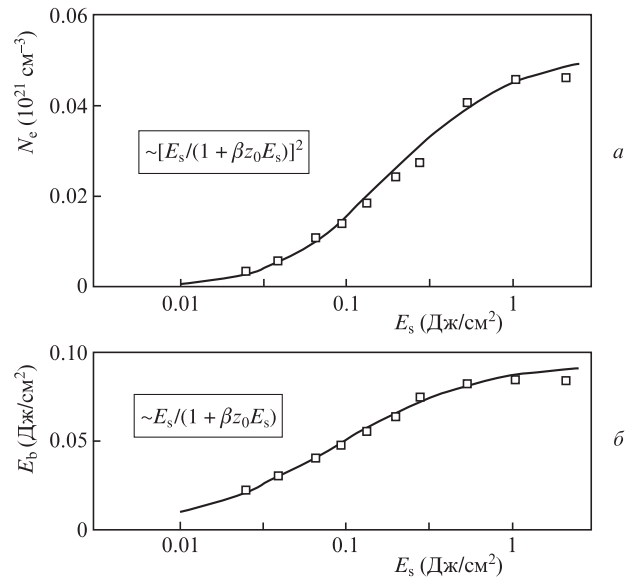


Рис.6. Концентрация е–h-пар в монокристалле алмаза (а) и плотность лазерной энергии внутри образца (б) в зависимости от плотности лазерной энергии на поверхности ($\lambda = 266$ нм).

для $\lambda = 800$ нм в режиме самофокусировки легко получить $N_e \sim 10^{21}$ см⁻³, что приводит к аллотропной трансформации кристалла относительно далеко от поверхности. В то же время при использовании излучения с $\lambda = 400$ нм режим самофокусировки наступает только в случае снижения N_e до $\sim 5 \times 10^{19}$ см⁻³ (см. рис.4), что уже, по-видимому, недостаточно для графитизации. В результате при повышении энергии импульса начинается абляция поверхности образца, а повреждения в его объеме отсутствуют.

Для излучения третьей гармоники Ti:сапфирового лазера также получены зависимости $N_e(E_s)$ и $E_b(E_s)$ (рис.6). Хотя при используемых в эксперименте энергиях импульсов мощность излучения превышала критическую, для фемтосекундного УФ излучения самофокусировка оказалась еще менее важной. В этом случае распространение пучка определяется в основном двухфотонным поглощением, которое настолько велико, что приводит к заметному снижению интенсивности в приповерхностной области. Для $E_s = 0.01$ Дж/см² эффективная глубина поглощения $(\beta_2 E_s / \tau)^{-1}$ составляет ~ 100 мкм, а для $E_s = 1$ Дж/см² – только ~ 1 мкм ($\tau = 120$ фс – длительность импульса, β_2 – коэффициент двухфотонного поглощения). В результате зависимость $E_b(E_s)$ далека от линейной (рис.6,б) и может быть достаточно хорошо аппроксимирована формулой $E_b = E_s / (1 + \beta_2 z_0 E_s / \tau)$, где z_0 – путь, пройденный импульсом в среде, т.е. расстояние от точки измерения до поверхности. Эта формула следует из определения коэффициента двухфотонного поглощения, который, таким образом, можно оценить из представленных данных. Оценка $\beta_2 \sim 0.3 \times 10^{-9}$ см/Вт близка к значениям, получаемым в экспериментах по измерению зависимости пропускания от интенсивности излучения и равным $(1-2) \times 10^{-9}$ см/Вт [8, 13]. Соответственно концентрация е–h-пар в алмазе при УФ возбуждении хорошо описывается формулой $N_e \sim [E_s / (1 + \beta_2 z_0 E_s / \tau)]^2$ (рис.6,а), как это и должно быть при двухфотонном поглощении.

Этот пример хорошо иллюстрирует уже высказывавшееся соображение о том, что интерференционная фотография даже в условиях сильного искажения гауссова пучка внутри образца позволяет корректно устанавливать

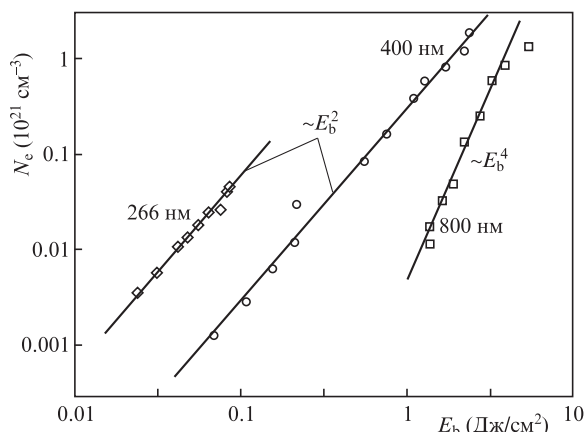


Рис.7. Концентрация e–h-пар в монокристалле алмаза в зависимости от локальной плотности лазерной энергии.

связь между состоянием вещества и полем, индуцирующим электронные переходы. На рис.7 для всех трех гармоник излучения Ti:сапфирового лазера представлены зависимости концентрации e–h-пар в объеме алмаза от локальной плотности энергии излучения в нем $N_e(E_b)$. Хорошо видно, что в большом динамическом диапазоне плотностей лазерной энергии (вплоть до поверхностной и объемной графитизации и разрушения) поглощение носит многофотонный характер. Соответствующие зависимости являются степенными с показателем 4 для $\lambda = 800$ нм (четырефотонный переход), 2 – для $\lambda = 400$ и 266 нм (непрямой и прямой двухфотонные переходы). В отличие от данных работы [14], вклад трехфотонного прямого перехода при облучении с $\lambda = 400$ нм замечен не был. Вклада обратного тормозного поглощения в возбуждение электронной подсистемы также не наблюдается даже для облучения на длине волны 800 нм.

Нужно отметить, что приведенная выше оценка β_2 , сделанная для $\lambda = 266$ нм фактически на основании измерения модуляции оптического пропускания, может быть получена только в случае заметного затухания импульса при его распространении. Если поглощение мало, как в случае облучения с $\lambda = 400$ и 800 нм, измерения пропускания в условиях сильной трансформации пучка становятся малодостоверными. В отличие от такого подхода, полученные зависимости $N_e = kE_b^M$ (рис.7) фактически дают квантовый выход фотопереходов и позволяют оценить сечения M -фотонного поглощения для всех используемых длин волн по формуле $\beta_M = M\hbar\omega k^M$, где $\hbar\omega$ – энергия фотона. Полученные значения β_M приведены в табл.1.

Табл.1. Коэффициент M -фотонного поглощения в алмазе.

λ (нм)	M	β_M
266	2	0.9×10^{-9} см/Вт
400	2	3.7×10^{-11} см/Вт
800	4	7.6×10^{-39} см ⁵ /Вт ³

4. Выводы

С помощью фемтосекундной интерферометрии экспериментально исследовано фотовозбуждение электронной

подсистемы алмаза при его облучении фемтосекундными импульсами с различными длинами волн. Показано, что в большом диапазоне плотностей лазерной энергии (вплоть до приводящих к инициации поверхностной и объемной графитизации и разрушения) в алмазе доминирует многофотонное поглощение фемтосекундного излучения. Сделаны оценки для коэффициентов нелинейного поглощения на $\lambda = 800$ нм (четырефотонный переход), а также для импульсов на $\lambda = 400$ и 266 нм (непрямой и прямой двухфотонные переходы соответственно).

В то же время показано, что если импульс проходит хоть сколь-нибудь существенный путь по образцу (десятки микрон), имеет место сильная нелинейная трансформация лазерного пучка, которая наряду с многофотонным поглощением определяет локальную плотность носителей в зоне облучения и распределение поглощенной световой энергии. Обнаружено, что характер распространения импульса четко определяется конкуренцией самофокусировки волнового пакета и плазменной дефокусировки. При больших энергиях импульса дефокусировка эффективно рассеивает излучение в ближней зоне и e–h-плазма сконцентрирована у поверхности. При умеренных интенсивностях самофокусировка начинает превалировать, смещая положение плазменного облака в глубь образца. При использовании импульсов с мощностью меньше критической нелинейные искажения пучка исчезают.

Показано, что при фокусировке излучения на поверхность образца порог перехода из режима плазменного рассеяния в режим самофокусировки достаточно резкий и сильно зависит от длины волны излучения, существенно влияя на процесс фотографитизации алмаза.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-02-00979), РАН (программа фундаментальных исследований Президиума РАН 13) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-1831. 2014.2.

- Allan D.C., Smith C., Borrelli N.F., Seward III T.P. *Opt. Lett.*, **21** (24), 1960 (1996).
- Schenker R.E., Oldham W.G. *J. Appl. Phys.*, **82** (3), 1065 (1997).
- Arai K., Imai H., Hosono H., Abe Y., Imagawa H. *Appl. Phys. Lett.*, **53** (20), 1891 (1988).
- Primak W., Kampwirth R. *Appl. Phys.*, **39** (12), 5651 (1968).
- Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. *Opt. Lett.*, **21** (21), 1729 (1996).
- Kononenko T.V., Meier M., Komlenok M.S., Pimenov S.M., Romano V., Pashinin V.P., Konov V.I. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.*, **90** (4), 645 (2008).
- Kononenko T., Ralchenko V., Bolshakov A., Konov V., Allegrini P., Pacilli M., Conte G., Spiriti E. *Appl. Phys. A*, **114** (2), 297 (2014).
- Preuss S., Stuke M. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (3), 338 (1995).
- Tallents G.J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **17** (4), 721 (1984).
- Kononenko V., Pashinin V., Komlenok M., Konov V. *Laser Phys.*, **19** (6), 1294 (2009).
- Кононенко В.В., Заведеев Е.В., Латушко М.И., Пашинин В.П., Конов В.И., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **42** (10), 925 (2012).
- Mildren R.P. *Intrinsic Optical Properties of Diamond* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2013).
- Sheik-Bahae M., DeSalvo R.J., Said A.A., Hagan D.J., Soileau M.J., Van Stryland E.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2428**, 605 (1995).
- Kozák M., Trojánek F., Dzurnák B., Malý P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29** (5), 1141 (2012)