

Исследование динамики индуцированной лазерным излучением плазмы свободных носителей заряда в монокристаллическом CVD-алмазе методом двухфотонного поглощения

Е.В.Ивакин, И.Г.Киселев, В.Г.Ральченко, А.П.Большаков, Е.Е.Ашкинази, Г.В.Шаронов

Методами динамических решеток (ДР) и наведенного поглощения исследована кинетика плазмы свободных носителей заряда (СНЗ), создаваемой пикосекундным лазерным импульсом, в двух высококачественных монокристаллах алмаза, синтезированных из газовой фазы. Решетки с различными пространственными периодами возбуждались на длинах волн 266 или 213 нм (выше и ниже края фундаментального поглощения в алмазе) и зондировались непрерывным излучением в видимой области. При умеренных концентрациях СНЗ ($\sim 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) коэффициент амбиполярной диффузии и время рекомбинации носителей составили для двух кристаллов 20.3 и 18.9 $\text{см}^2/\text{с}$, 30 и 190 нс соответственно. Увеличение концентрации носителей до $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ сокращает время жизни ДР. Определены условия, при которых релаксация решетки носителей приводит к формированию тепловой решетки с амплитудой, достаточной для ее экспериментального наблюдения.

Ключевые слова: CVD-алмаз, динамические решетки, амбиполярная диффузия, носители заряда, время рекомбинации.

1. Введение

Одним из путей контроля электрических параметров материалов полупроводниковой электроники является использование полностью оптических (лазерных) методов, обладающих высоким временным и пространственным разрешением [1–3]. Их особенность заключается в возможности исследования электронного отклика образца на воздействие электромагнитным излучением соответствующего спектрального диапазона по изменению оптических параметров материала, вызванному генерацией свободных носителей заряда (СНЗ). Заметное место здесь принадлежит методу динамических решеток (ДР), который отличается тем, что мощность возбуждающего пучка периодически промодулирована в объеме или на поверхности образца, а сигнал формируется в результате дифракции зондирующего пучка на возникающей амплитудно-фазовой решетке.

Метод ДР успешно применялся для исследования ряда полупроводников, таких, например, как GaAs:Cr, CdTe, Si [4, 5]. По кинетике дифракции зондирующего пучка непосредственно определяют два фундаментальных параметра плазмы: коэффициент амбиполярной диффузии D и время рекомбинации СНЗ τ_r . Согласно соотношению Эйнштейна, между коэффициентом диффузии и подвижностью носителей μ при тепловом равновесии и низкой

напряженности внешнего поля существует простая аналитическая связь [6] $D = \mu k T_{\text{abs}} q^{-1}$, где k – постоянная Больцмана; T_{abs} – абсолютная температура; q – заряд электрона. При комнатной температуре $D \approx 0.025 \mu$ [7]. В отличие от электрических методов исследования полупроводников, в методе ДР движение СНЗ после их генерации происходит не под действием электрического поля, а вследствие сформированного градиента концентрации СНЗ, направленного по вектору наведенной решетки. Чаще всего этот вектор ориентирован вдоль поверхности образца.

В последние годы метод ДР стал успешно применяться для исследования алмазов [8, 9], что обусловлено возрастающим интересом к использованию этого материала в электронике, а также быстрым развитием технологии синтеза алмаза из газовой фазы методом CVD. В ходе оптических исследований динамики СНЗ в алмазе было установлено, что результаты измерений подвижности и времени жизни носителей заметно отличаются от полученных традиционными фотоэлектрическими методами. Так, согласно результатам работы [7], коэффициент амбиполярной диффузии и время жизни СНЗ в монокристаллическом CVD-алмазе с концентрацией азотных дефектов менее 10^{17} см^{-3} , измеренные методом ДР при концентрации СНЗ $N \approx 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, составили 12 $\text{см}^2/\text{с}$ и 3.3 нс соответственно. Эти же параметры, измеренные времяпролетным методом в том же образце при малых ($N \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$) концентрациях носителей, оказались существенно выше: 57 $\text{см}^2/\text{с}$ и более 10 нс.

На время жизни регистрируемых методом ДР носителей заряда могут влиять различные физические процессы [7]. Некоторые из них связаны с относительно высокой плотностью СНЗ, реализуемой в методе ДР. Настоящая работа посвящена изучению этого концентрационного фактора применительно к монокристаллическому CVD-алмазу с низким содержанием примеси азота. Проведены исследования при двухфотонном возбуждении СНЗ в образцах на длине волны 266 нм, которая находится в области прозрачности алмаза (край фундаментального поглощения 225 нм). Идея постановки таких измерений сформули-

Е.В.Ивакин, И.Г.Киселев. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: ivakin@ifanbel.bas-net.by, i.kisialiou@gmail.com

В.Г.Ральченко, А.П.Большаков, Е.Е.Ашкинази. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ralchenko@nsc.gpi.ru, bolshak@ran.gpi.ru, ashkinazi@nsc.gpi.ru

Г.В.Шаронов. Институт прикладных физических проблем им А.Н.Севченко БГУ, Белоруссия, 220108 Минск, ул. Курчатова, 7; e-mail: sharonov@hotmail.ru

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г., после доработки – 2 июля 2014 г.

рована в работе [10] и проверена для кристаллов синтетического алмаза типа Па, выращенных в аппарате высокого давления [11]. Преимущества двухфотонного возбуждения состоят в том, что, во-первых, генерация СНЗ происходит в объеме образца, а не в приповерхностном слое, как при однофотонном межзонном возбуждении, а во-вторых, уменьшается их объемная концентрация при сохранении дифракционной эффективности электронной ДР на уровне, достаточном для проведения измерений.

Дополнительно исследована кинетика плазмы СНЗ, генерируемой за счет наведенного двухфотонного поглощения накачки. Кроме того, осуществлено возбуждение ДР на длине волны 213 нм, при котором заметно возрастает начальная концентрация носителей заряда.

2. Описание образцов и оптической схемы установки

Исследованы два образца монокристаллического алмаза в виде плоскопараллельных пластинок, синтезированных осаждением из газовой фазы. Образец, далее обозначаемый Е6 (Element Six, Великобритания), высокой чистоты (содержание азота не более 5 ppb) имел размеры $4 \times 4 \times 0.5$ мм при шероховатости поверхности $R_a < 5$ нм. Второй образец №64/21 размером $6 \times 5 \times 0.5$ мм был эпитаксиально выращен в ИОФ РАН на монокристаллической алмазной подложке в СВЧ разряде (2.45 ГГц) в плазмохимическом реакторе ARDIS-100 (ООО «Оптосистемы») в смеси 4% CH_4 –96% H_2 [12]. Процесс проводили при следующих технологических параметрах: СВЧ мощность 2600 Вт, давление 130 Тор, полный расход газа 500 ст.см³/мин, температура подложки 900 °С, скорость роста 9 мкм/ч. Синтезированный слой отделялся от подложки лазерной резкой и полировался с двух сторон до шероховатости $R_a < 10$ нм.

На рис.1 представлены спектры пропускания обоих образцов, полученные на спектрометре Cary 500 (Varian) в УФ и видимой областях, и поглощения, полученные на фурье-спектрометре Nexus (Therm Nicolet) в ИК области. Спектры образцов практически идентичны. Резкое падение пропускания на длине волны 225 нм соответствует границе фундаментального поглощения. Полосы поглощения в ИК области между 1600 и 3800 см⁻¹ соответствуют двух- и трехфотонному поглощению и не связаны с дефектами. В диапазонах 230–300 нм и 7–10 мкм поглощение, характерное для азотных дефектов [13, 14], не зарегистрировано, что свидетельствует о низком (менее 10¹⁶ см⁻³) содержании примесного азота в рассматриваемых кристаллах.

Оптическая схема установки, реализующей метод динамических решеток, представлена на рис.2. Дифракционный светоделитель 1 расщепляет исходный световой пучок от импульсного лазера накачки на два идентичных пучка, которые с помощью двухлинзового кварцевого телескопа 2 образуют в плоскости образца высококачественную интерференционную картину с заданным периодом Λ в диапазоне 25–75 мкм при стопроцентной глубине модуляции. Межзонное возбуждение образца 3 приводит к пространственно-периодическому изменению оптических свойств материала как за счет формирования плазмы СНЗ, так и вследствие тепловыделения при их безызлучательной рекомбинации. Для изучения процесса релаксации наведенной решетки использован непрерывный лазер ($\lambda = 473$ нм), пучок которого испытывает дифракцию на динамической решетке пропускающего типа. Интенсивность

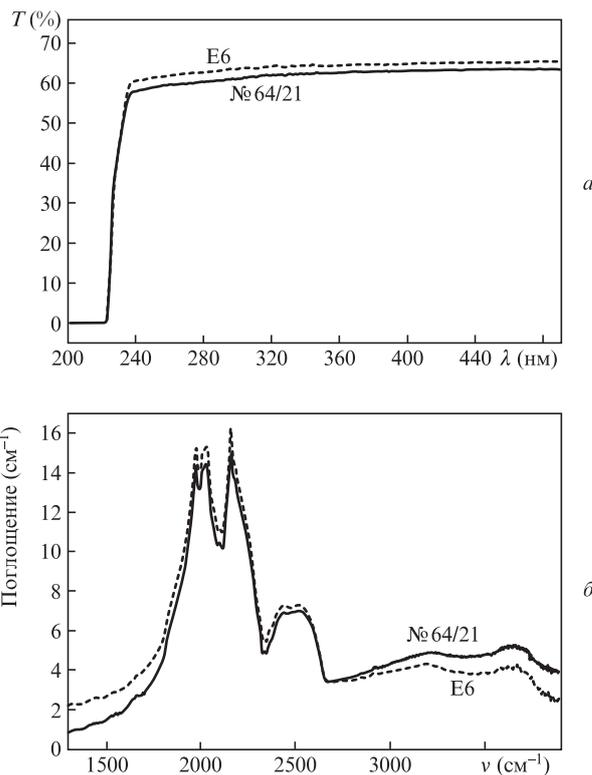


Рис.1. Спектры пропускания (а) в УФ и видимой и поглощения (б) в ИК областях образцов Е6 и №64/21.

первого порядка дифракции регистрируется фотоприемником 4 с разрешением во времени.

Для возбуждения СНЗ в образцах на длинах волн 213 или 266 нм использовался импульс длительностью 60 пс от Nd:YAG-лазера с активной синхронизацией мод. Прощедший через образец зондирующий пучок (при исследовании наведенного поглощения) или пучок в первом порядке дифракции (метод ДР) регистрировались фотозлектронным умножителем (ФЭУ) Hamamatsu H6780-20.

Для исключения паразитной перегрузки ФЭУ излучение зондирующего лазера синхронно модулировалось по амплитуде с помощью акустооптического модулятора (на рис.2 не показан). Накопление и обработка сигнала производились цифровым осциллографом Tektronix TDS-3032B (полоса пропускания 300 МГц). Ширина функции импульсного отклика регистрирующей системы составляла 3.4 нс на полувысоте.

Для надежной регистрации и обработки сигнала дифракции с помощью используемой фоторегистрирующей

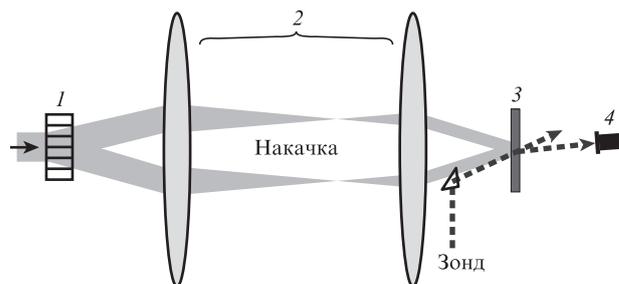


Рис.2. Схема эксперимента для изучения фотоиндуцированной дифракции: 1 – дифракционный светоделитель; 2 – телескоп; 3 – образец; 4 – фотоприемник.

аппаратуры дифракционная эффективность η ДР должна быть не менее 10^{-5} . Это значение, согласно известной формуле $\eta = (\pi d \Delta n / \lambda)^2$ [15], где d – толщина слоя, а Δn – амплитуда наведенного показателя преломления, достигается при фотоиндуцированном изменении показателя преломления образца $\Delta n \approx 10^{-4}$. Оценка сделана для случая зондирования образца на длине волны видимого диапазона и при эффективной толщине решетки, определяемой коэффициентом поглощения α на длине волны 213 нм, $d = 1/\alpha_{213} \approx 10^{-3}$ см [16].

Согласно модели Друде–Лоренца, фотоиндуцированное изменение показателя преломления Δn_{fc} , вызванное генерацией СНЗ, отрицательно и определяется соотношением

$$\Delta n_{fc} = n_{eh} N = \frac{-Ne^2}{2nm_{eh}\omega^2\epsilon_0}, \quad (1)$$

где n_{eh} – изменение показателя преломления вследствие генерации одной электрон-дырочной пары; e – заряд электрона; $n = 2.4$ – показатель преломления алмаза на длине волны зондирования; m_{eh} – эффективная масса электрон-дырочной пары; ω – частота излучения зонда; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Используя данные [11, 17], получаем для алмаза $n_{eh} \approx 3 \times 10^{-22}$ см³. Следовательно, для формирования сигнала с амплитудой, достаточной для регистрации, необходимо обеспечить $N > 0.3 \times 10^{18}$ см⁻³. При энергии кванта света 10^{-18} Дж (5.8 эВ) на длине волны 213 нм такая концентрация СНЗ достигается при объемной плотности поглощенной энергии накачки не менее 0.3 Дж/см³.

3. Исследование кинетики дифракции

Начальное пропускание T образцов при малой поверхностной плотности энергии E_s излучения на длине волны 266 нм составило примерно 60% (рис.1,а). Поскольку коэффициент поглощения на 266 нм пренебрежимо мал, оптические потери в образцах обусловлены внутренним рассеянием и френелевским отражением от двух граней пластинок при $n = 2.6$ на этой длине волны [18]. Экспериментально установлено, что при повышении энергии возбуждения E_s до 50 мДж/см² пропускание образцов уменьшалось до 40%. По известным пропусканию и френелевским потерям на отражение (36%) нетрудно найти долю поглощенной энергии ξ и эффективный коэффициент поглощения α , которые в данных условиях составили 30% и 7 см⁻¹ при толщине образцов $h = 0.05$ см. Согласно известным значениям коэффициента двухфотонного поглощения для алмаза $(1-2) \times 10^{-9}$ см/Вт на длине волны 266 нм [19, 20] и с учетом интенсивности падающего излучения $\sim 1 \times 10^9$ Вт/см² в нашем эксперименте, расчетный коэффициент поглощения составляет 1–2 см⁻¹. Разницу между расчетным и экспериментальными значениями можно объяснить недостаточной точностью измерения энергии и дополнительным вкладом обратного тормозного поглощения, приводящего к некоторому нагреву плазмы. В нашем случае измерения параметров СНЗ проводились в наносекундном временном масштабе, когда плазму можно считать уже холодной, т. к. время ее остывания при электрон-фононном взаимодействии составляет пикосекунды.

Коэффициент поглощения 7 см⁻¹ обеспечивает достаточное для измерения и в то же время мягкое объемное возбуждение образцов с примерно однородной по глу-

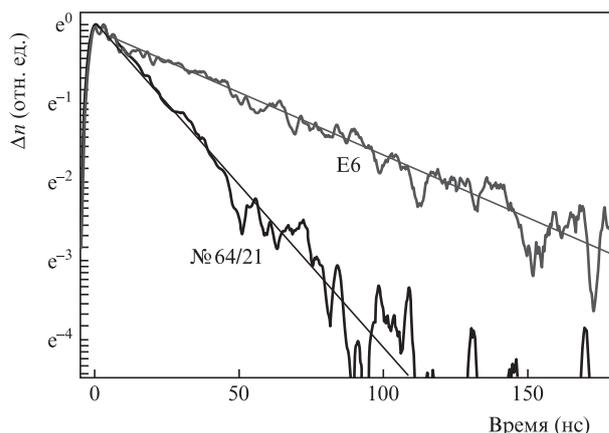


Рис.3. Кинетика нормированной амплитуды наведенного показателя преломления Δn в образцах E6 и №64/21, представленная в полулогарифмическом масштабе и аппроксимированная по методу наименьших квадратов для экспоненциального затухания. Период решетки $\Lambda = 75$ мкм, начальная концентрация СНЗ $N \approx 7 \times 10^{17}$ см⁻³, $E_s = 50$ мДж/см².

бине концентрацией СНЗ. Использование данного режима возбуждения объемных фазовых решеток способствовало уменьшению погрешности при количественной оценке динамических параметров плазмы СНЗ. При $E_s = 50$ мДж/см² усредненная объемная плотность поглощенной энергии в образце $E_v = \xi E_s / h = 0.3$ Дж/см³, а расчетная амплитуда изменения показателя преломления алмаза, вызванная генерацией носителей, составляла порядка 10^{-5} .

Кинетика изменения амплитуды наведенного показателя преломления, зарегистрированная в первые 50–100 нс после импульса возбуждения и обусловленная формированием и последующим распадом решетки СНЗ, представлена на рис.3 для двух образцов. Как будет показано в дальнейшем, положительный вклад тепловой решетки в суммарное изменение показателя преломления незначителен. В обоих образцах закон затухания Δn близок к экспоненциальному с константами τ_g , равными 56 и 24 нс для образцов E6 и №64/21 соответственно. Экспериментально установлено, что время жизни ДР τ_g линейно зависит от квадрата ее периода, что свидетельствует о наличии диффузионного вклада в релаксацию величины Δn . По совокупности кинетик, зарегистрированных при различных периодах Λ , построены две линейные аппроксимации $\tau_g^{-1}(\Lambda^{-2})$ (рис.4), согласно соотношению [11]

$$\tau_g^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_d^{-1}, \quad (2)$$

где τ_r – время рекомбинации СНЗ, а

$$\tau_d = \Lambda^2(4\pi^2 D)^{-1} \quad (3)$$

– время диффузии СНЗ.

Как следует из наклона графиков на рис.4, оба образца имеют близкие значения D (20.3 и 18.9 см²/с для образцов №64/21 и E6 соответственно). Почти такой же коэффициент диффузии (19 см²/с) при комнатной температуре был получен ранее в работе [21] в поликристаллическом CVD-алмазе в близких экспериментальных условиях. Линейные зависимости на рис.4 пересекают ось ординат ($\Lambda \rightarrow \infty$) в точках $1/\tau_g = 0.033$ и 0.0053 нс⁻¹, откуда следует, что времена жизни τ_r носителей заряда в образцах №64/21 и E6 равны 30 и 190 нс соответственно.

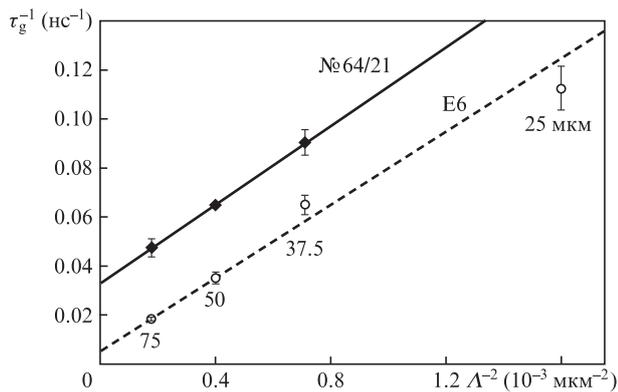


Рис.4. Зависимость обратного времени жизни электронной решетки τ_{eg}^{-1} от обратного квадрата ее периода Λ^{-2} при возбуждении на длине волны 266 нм для образцов № 64/21 и E6. На графике показаны периоды решеток в микронах; $E_v = 0.45$ Дж/см³.

На рис.5 кинетика тех же процессов, что и на рис.3, представлена в субмикросекундном линейном масштабе. Сигнал $\Delta n(t)$ имеет две компоненты, расположенные по разные стороны относительно горизонтальной линии гомотина (рис.5,а). Отрицательный сигнал ($\Delta n < 0$) большей амплитуды на временах до 100 нс сформирован решеткой СНЗ, слабый положительный ($\Delta n > 0$) сигнал с максимумом в момент $t \approx 180$ нс и длительностью $\tau_{th} \approx 160$ нс имеет тепловую природу и обусловлен процессами

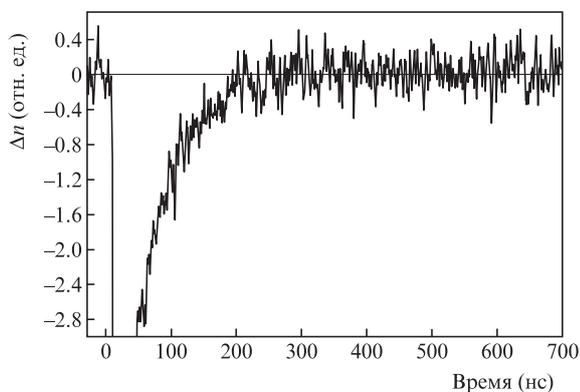
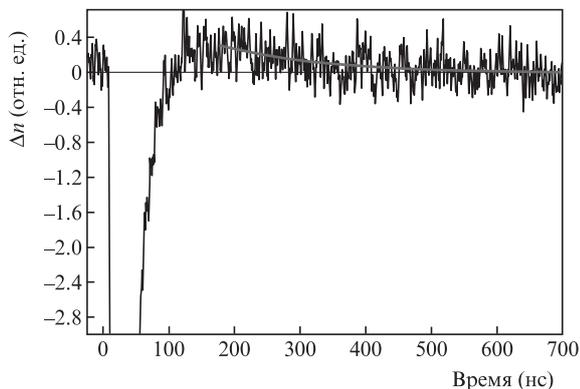


Рис.5. Кинетика амплитуды наведенного показателя преломления в образцах № 64/21 (а) и E6 (б) в линейном масштабе. На графике для образца № 64/21 наряду с большим сигналом вниз от электронной решетки видна тепловая компонента с временем жизни около 150 нс (ее затухание аппроксимировано экспонентой). Объемная плотность поглощенной энергии $E_v = 0.45$ Дж/см³, накачка на длине волны 266 нм, $\Lambda = 75$ мкм.

безызлучательной рекомбинации носителей заряда. Разнополярность электронной и тепловой компонент сигнала связана с тем, что фотоиндуцированные электронный и тепловой показатели преломления в алмазе противоположны по знаку [22]. Относительная амплитуда тепловой решетки значительно меньше, чем наблюдаемая нами ранее в поликристаллическом CVD-алмазе, где тепловая и электронная компоненты дифракции были соизмеримы по эффективности [22]. В образце E6 тепловая решетка неэффективна и не выделяется на фоне шумов (рис.5,б).

Отмеченные амплитудные особенности тепловой решетки в исследованных образцах связаны с тем, что ее дифракционная эффективность зависит от соотношения времен жизни электронной и тепловой составляющих. В общем случае основными источниками тепловыделения в объеме алмаза являются безызлучательная рекомбинация носителей заряда и обратное тормозное поглощение свободными носителями части энергии накачки с последующей отдачей тепла в фононную подсистему. Мы полагаем, что преобладающим источником тепла была рекомбинация, т. к. если бы вклад обратного тормозного поглощения был значительным, это приводило бы к быстрому формированию эффективной тепловой решетки вне зависимости от скорости рекомбинации СНЗ, чего не наблюдалось в нашем эксперименте.

Тепловая решетка может быть сформирована, если время рекомбинации τ_r меньше времени диффузионной релаксации τ_d решетки СНЗ и времени жизни тепловой решетки τ_{th} . Выполнение указанных условий можно усилить путем увеличения периода ДР. В предельном случае, когда $\tau_r \ll \tau_d$ и $\tau_r \ll \tau_{th}$, все выделившееся тепло полностью уходит на формирование тепловой компоненты дифракции [22]. При непрерывной накачке полупроводника амплитуда тепловой решетки мала, т. к. она определяется только количеством тепловой энергии, выделившейся за время ее релаксации [23].

Для образца № 64/21, у которого $\tau_r = 30$ нс, $\tau_d = 70$ нс, $\tau_{th} \approx 150$ нс, условие формирования тепловой решетки, хотя и с небольшой эффективностью, выполняется. Напротив, для более совершенного образца E6 $\tau_r > \tau_d$, поэтому тепловая решетка практически не наблюдается.

С целью сопоставления с приведенными выше результатами были выполнены аналогичные исследования образцов при их возбуждении на длине волны 213 нм. В этом случае средняя по объему плотность поглощенной энергии выросла (в результате ее концентрации в тонком слое толщиной примерно 3 мкм) до 50 Дж/см³ и, следовательно, концентрация СНЗ увеличилась до 5×10^{19} см⁻³. При периоде ДР $\Lambda = 50$ мкм были зарегистрированы монотонно затухающие неэкспоненциальные кинетики $\Delta n(t)$ с локальными константами затухания, увеличивающимися от начальных участков кинетик к конечным. На начальном временном отрезке от 0 до 40 нс кривые удовлетворительно аппроксимируются экспоненциальным законом с временами затухания 10 и 15 нс для образцов № 64/21 и E6 соответственно. Для сравнения, при возбуждении образцов на длине волны 266 нм с тем же периодом решетки времена затухания возросли до 15 и 30 нс (см. рис.4); данные о временах релаксации приведены в табл.1.

Отметим, что в работе [24] при фемтосекундном возбуждении и более высокой концентрации свободных носителей заряда ($\sim 3 \times 10^{20}$ см⁻³) достигнуто изменение показателя преломления в образце монокристаллического алмаза $\Delta n = -0.04$, а измеренное время рекомбинации со-

Табл.1.

Образец	D (см ² /с)	τ_r (нс)	τ_d (нс)	τ_{th} (нс)
№64/21	20.3	30	70	~150
Е6	18.9	190	65	—

Примечание: накачка на длине волны 266 нм, плотность поглощенной энергии $E_v = 0.45$ Дж/см³.

ставило 20 пс. Как видно, различие времени рекомбинации слишком велико, чтобы объяснить его только разной концентрацией свободных носителей. Мы предполагаем, что основными факторами, влияющими на время рекомбинации СНЗ, являются не столько условия возбуждения и концентрация носителей, сколько особенности внутреннего строения конкретных образцов. Как известно, в алмазах с различной структурой и содержанием дефектов время рекомбинации СНЗ может различаться на несколько порядков [25–27]. Так, время жизни СНЗ достигало 1 мкс для ультрачистых монокристаллов CVD-алмаза с содержанием примесного азота менее 10^{15} см⁻³ и низкой плотностью дислокаций [27].

4. Кинетика наведенного поглощения

При периоде решетки $\Lambda \rightarrow \infty$ (равномерное по пространству возбуждение) время жизни электронной компоненты определяется только временем рекомбинации СНЗ, т.к. диффузионная компонента отсутствует. В таком варианте возбуждения образцов можно положить, что при небольшой концентрации СНЗ логарифм относительного пропускания $T_0/T(t)$ зависит от времени по экспоненциальному закону [28]:

$$\ln(T_0/T(t)) \approx \exp(-t/\tau_r). \quad (4)$$

Кинетика изменения пропускания образца Е6 для плотности энергии накачки 50 и 70 мДж/см² в однородно облучаемом пятне представлена на рис.6. Зависимость τ_r от концентрации СНЗ приводит к тому, что релаксация сигнала идет по неэкспоненциальному закону с постепенным замедлением темпа рекомбинации. Поэтому величины τ_r определены на начальном (от 0 до 200 нс (τ_{r1})) и конечном (от 600 до 800 нс (τ_{r2})) отрезках кинетики, где уровень шумов еще допустим для проведения измерений.

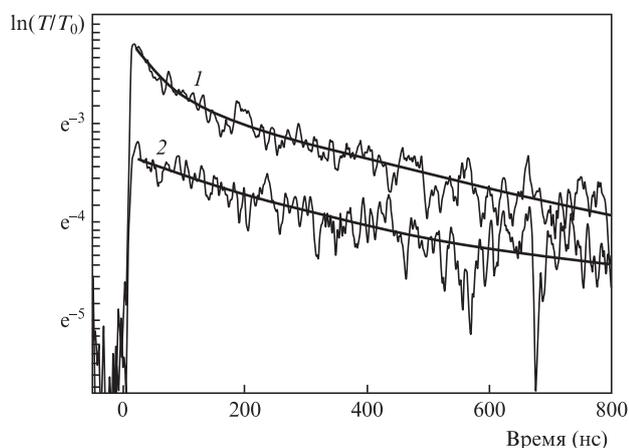


Рис.6. Кинетика наведенного пропускания в образце Е6 при $E_s = 70$ мДж/см², $E_v = 0.6$ Дж/см³, $\tau_{r1} = 140$ нс, $\tau_{r2} = 600$ нс (1) и $E_s = 50$ мДж/см², $E_v = 0.45$ Дж/см³, $\tau_{r1} = 250$ нс, $\tau_{r2} = 1200$ нс (2).

Некоторое несовпадение τ_r в двух экспериментах с образцом Е6, выполненных при одной и той же энергии возбуждения (250 нс без решетки против 190 нс при возбуждении решетки), связано с тем, что при близких средних по пятну накачки энергиях в обоих случаях в методе ДР локальная плотность энергии в максимумах пространственно периодической накачки вдвое выше, чем ее среднее значение. Нелинейная зависимость величины τ_r от локальной концентрации СНЗ деформирует первоначально синусоидальную форму штрихов решетки и сокращает время рекомбинации. Это согласуется с нашими измерениями τ_{r1} , выполненными при повышении плотности энергии возбуждения до 70 мДж/см² (см. рис.6). Для образцов Е6 и №64/21 получено $\tau_r = 140$ и 40 нс соответственно, что близко к значениям, найденным в экспериментах по дифракции при $E_v = 0.45$ Дж/см³.

5. Заключение

Методами динамических решеток и наведенного поглощения исследована кинетика плазмы СНЗ, создаваемой пикосекундным лазерным импульсом, в двух образцах высококачественных монокристаллов CVD-алмаза с концентрацией азотных дефектов менее 10^{16} см⁻³. Показано, что при накачке на длине волны 266 нм, когда начальная (максимальная) концентрация СНЗ составляет не более 7×10^{17} см⁻³, образцы №64/21 и Е6 имеют близкие коэффициенты диффузии (20.3 и 18.9 см²/с), но заметно различающиеся времена рекомбинации СНЗ (30 и 190 нс). В обоих кристаллах увеличение концентрации СНЗ до 5×10^{19} см⁻³ при их возбуждении в полосу фундаментального поглощения на длине волны 213 нм приводит к сокращению времени жизни решетки СНЗ. Характерные времена существования наведенного поглощения, 140–250 нс, в целом согласуются с данными, полученными методом ДР.

В отличие от ранее исследованных алмазов, содержащих дефекты или имеющих поликристаллическую структуру, в алмазах более совершенной структуры и с низким содержанием дефектов тепловыделение в результате рекомбинации СНЗ не является адиабатическим. Сравнительно длительная рекомбинация приводит к тому, что процессы электронной и тепловой диффузии существенно уменьшают эффективность тепловой решетки вплоть до ее исчезновения.

Исследования проведены при поддержке Российского научного фонда (грант №14-12-01403). Е.В.И. и И.Г.К. благодарны за поддержку Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований (грант №Ф13К-063).

- Othonos A. *J. Appl. Phys.*, **83** (4), 1789 (1998).
- Garnov S.V., Ritus A.I., Klimentov S.M., Pimenov S.M., Konov V.I. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1731 (1999).
- Амальская Р.М., Гамарц Е.М. Патент РФ 2006987, H01L 21/66 (1994).
- Вайткус Ю., Пятраускас М., Ярашюнас К. *ФТП*, **16**, 1013 (1982).
- Bergner H., Brückner V., Supianek M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, 1306 (1986).
- Schetzina J.F., McKelvey J.P. *Phys. Rev. B*, **2**, 1869 (1970).
- Malinauskas T., Jarašiūnas K., Ivakin E.V., Tranchant N., Nesladek M. *Phys. Status Solidi A*, **207**, 2058 (2010).
- Jarašiūnas K., Malinauskas T., Aleksejunas R., Ivakin E., Ralchenko V., Gontar A. *Mater. Sci. Forum*, **600–603**, 1301 (2009).
- Malinauskas T., Jarašiūnas K., Ivakin E., Ralchenko V., Gontar A., Ivakhnenko S. *Diamond Relat. Mater.*, **17**, 1212 (2008).
- Jarašiūnas K., Stonys S., Širmulis E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, 1341 (1986).

11. Ščajev P., Gudelis V., Ivakin E., Jarašiūnas K. *Phys. Status Solidi A*, **208**, 2067 (2011).
12. Bolshakov A.P., Ralchenko V.G., Polskiy A.V., Konov V.I., Ashkinazi E.E., Khomich A.A., Sharonov G.V., Khmelnskiy R.A., Zavedeev E.V., Khomich A.V., Sovyk D.N. *Plasma Phys. Rep.*, **38**, 1113 (2012).
13. Nistor S.V., Stefan M., Ralchenko V., Khomich A., Schoemaker D.J. *Appl. Phys.*, **87**, 8741 (2000).
14. Clark C.D., Davey S.T. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **17**, 1127 (1984).
15. Милер М. *Голография* (Л.: Машиностроение, 1979).
16. Nesladek M., Bogdan A., Defeme W., Tranchant N., Bergonzo P. *Diamond Relat. Mater.*, **17**, 1235 (2008).
17. Вавилов В.С., Гиппиус А.А., Конорова Е.А. *Электронные и оптические процессы в алмазе* (М.: Наука, 1985).
18. Zaitsev A.M. *Optical Properties of Diamond: a Data Handbook* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2001).
19. Preuss S., Stuke M. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 338 (1995).
20. 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).
21. Ščajev P., Gudelis V., Jarašiūnas K., Kisialiou I., Ivakin E., Nesladek M., Haenen K. *Phys. Status Solidi A*, **209**, 1744 (2012).
22. Ivakin E.V., Sukhadolau A.V., Ralchenko V.G., Vlasov A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5121**, 253 (2002).
23. Рубанов А.С., Ивакин Е.В. В кн. *Квантовая электроника и лазерная спектроскопия*. Под ред. А.М.Самсона (Минск: Наука и техника, 1974).
24. Kononenko V.V., Zavedeev E.V., Latushko M.I., Konov V.I. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 036003 (2013).
25. Pan L.S., Kania D.R., Pianetta P., Ager III W., Landstrass M.I., Han S. *J. Appl. Phys.*, **73**, 2888 (1993).
26. Malinauskas T., Jarasiunas K., Ivakin E., Ralchenko V., Gontar A., Ivakhnenko S. *Diamond Relat. Mater.*, **17**, 1212 (2008).
27. Isberg J., Hammersberg J., Johansson E., Wikström T., Twitchen D.J., Whitehead A.J., Coe S.E., Scarsbrook G.A. *Science*, **297**, 1670 (2002).
28. Roth T., Laenen R. *Opt. Commun.*, **189**, 289 (2001).