Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 11, с. 755 – 761 © 2016 г. 10 июня

Импульсная фотопроводимость алмаза при квазистационарном возбуждении лазерным излучением на 222 нм в условиях существования электронно-дырочной жидкости

Е. И. Липатов[1], *Д. Е. Генин, В. Ф. Тарасенко*

Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, Россия

Поступила в редакцию 28 марта 2016 г.

В поликристаллическом алмазном образце, синтезированном методом газохимического осаждения, наблюдалось увеличение тока импульсной фотопроводимости на порядок величины в условиях существования электронно-дырочной жидкости. Возбуждение неравновесных носителей заряда производилось лазерным излучением на длине волны 222 нм длительностью 18 нс на полувысоте с пиковой интенсивностью более 2.5 МВт/см^2 и при охлаждении образца до 90 К. При воздействии излучением с пиковой интенсивностью менее 1 МВт/см^2 охлаждение образца от 300 до 90 К вызывало уменьшение тока импульсной фотопроводимости в $\sim$5 раз. Предположено, что наблюдавшееся увеличение тока импульсной фотопроводимости связано с конденсацией электронно-дырочной жидкости.

DOI: 10.7868/S0370274X16110011

1. С конца 1960 г. проводятся исследования конденсации экситонов в полупроводниках в капли электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) [1]. Для конденсации ЭДЖ необходимо обеспечить высокую концентрацию n_{cr} носителей заряда и криогенную температуру T_{cr} кристаллической решетки.

Типичные критические концентрации электронно-дырочных пар (ЭДП) для формирования ЭДЖ имеют порядок $n_{cr} = 10^{16}-10^{19}$ см$^{-3}$ [1–4]. Поэтому для возбуждения ЭДЖ применяют импульсное лазерное излучение [1, 3] или сильноточный электронный пучок [1].

В традиционных полупроводниках, таких, как Ge, Si и GaAs, для конденсации ЭДЖ необходимо охлаждение жидким гелием, т.к. для этих полупроводников критическая температура составляет $T_{cr} = 6.7$, 24.5 и 6.5 К, соответственно [1, 3]. Для некоторых полупроводников (GaP, CdS, ZnS, ZnO) критическая температура принимает значения в интервале $T_{cr} = 50-100$ К [3].

Ввиду низких критических температур исследования ЭДЖ в полупроводниках носили в основном фундаментальных характер. Однако, в Ge было обнаружено усиление импульсной фотопроводимости (ИФП) более чем на три порядка величины в условиях существования ЭДЖ, но температура образца при этом была менее $T < 7$ К [1, 4].

С начала 2000-х г. опубликован ряд работ о наблюдении ЭДЖ в синтетическом алмазе [5–10]. Для алмаза критическая температура превысила $T_{cr} > 160$ К при возбуждении лазерным излучением фемтосекундной длительности (импульсный режим) [6–8]. При возбуждении ЭДЖ в алмазе лазерными импульсами наносекундной длительности (квазистационарный режим) сообщалось о критической температуре в интервале $T_{cr} = 160-196$ К [5, 9, 10].

Технологии синтеза алмаза методами высоких давлений и высоких температур (ВДВТ) и газохимического осаждения (ГХО) непрерывно развиваются.

Метод ВДВТ позволяет получать объемные алмазные образцы размерами до $20 \times 17 \times 11$ мм^3 [11]. Метод ГХО дает возможность синтезировать алмазные пластины размерами до $\varnothing 120 \times 3$ мм^3 [12].

Ввиду сравнительно высокой критической температуры T_{cr}, изучение конденсации экситонов в алмазе может обеспечить практическое применение такому квантовому явлению, как ЭДЖ.

В настоящей работе впервые приводятся экспериментальные данные, указывающие на увеличение тока ИФП в алмазе в условиях конденсации ЭДЖ. Фотогенерация ЭДП в алмазном поликристаллическом образце производилась импульсным лазерным излучением на длине волны $\lambda = 222$ нм длительностью $\Delta t = 18$ нс на полувысоте с пиковой интенсивностью $I_m \geq 3$ МВт/см^2.

2. Поликристаллический алмазный ГХО образец имел размеры $10 \times 10 \times 0.5$ мм^3 (см. рис. 1, вставка a) и был снабжен электродной структурой в виде полоскового (с шагом 0.1 мм, размером 3×3 мм^2) и сплошного (размером 4×4 мм^2) электродов (см. рис. 1,

[1]e-mail: lipatov@loi.hcei.tsc.ru

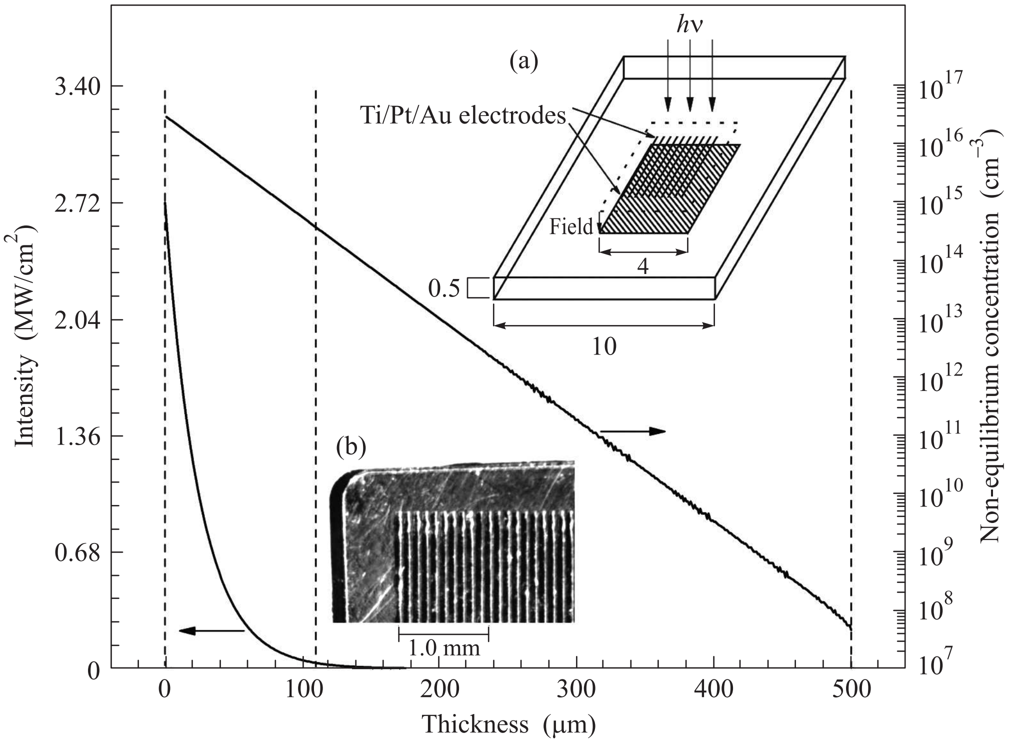

Рис. 1. Профиль распределения интенсивности лазерного излучения $\lambda = 222$ нм и концентрации неравновесных электронно-дырочных пар по толщине алмазного образца, расчитанные по формулам (1) и (2). Вставка a – схема поликристаллического алмазного образца с электродной структурой: размеры – $10 \times 10 \times 0.5$ мм^3, сплошной электрод – 4×4 мм^2, полосковый электрод – 3×3 мм^2 с шагом 0.1 мм. Электроды выполнены по схеме Ti/Pt/Au (10/20/2000 нм). Направление электрического поля коллинеарно лазерному излучению. Вставка b – фотография края электродной структуры алмазного образца

вставка b), расположенных на противоположных сторонах пластины и выполненных по трехслойной схеме Ti/Pt/Au (10/20/2000 нм). Спектры оптического пропускания, комбинационного рассеяния и фотолюминесценции (ФЛ) данного алмазного образца ранее были исследованы в [10, 13]. При возбуждении лазерным излучением на $\lambda = 222$ нм, в спектре ФЛ данного алмазного образца, охлажденного до температур менее $T < 190$ K при пиковой интенсивности лазерного излучения $I_m \geq 3$ МВт/см^2, наблюдалась полоса излучательной рекомбинации ЭДЖ с максимумом при $\lambda_{\mathrm{EHL}} = 240$ нм [10, 13]. Величина показателя поглощения на $\lambda = 222$ нм для данного образца составила около $\alpha_{222} \cong 400$ см$^{-1}$ [13].

Поглощение фотонов с длиной волны $\lambda = 222$ нм в алмазном образце приводит к неоднородному распределению неравновесных ЭДП. Уменьшение пиковой интенсивности лазерного излучения с глубиной образца (с учетом отражений от задней грани) рассчитывается по формуле [14]:

$$I(x) = I_0 \frac{(1-r)(e^{-\alpha x} - r e^{-\alpha(2d-x)})}{1 - r^2 e^{-2\alpha d}}, \qquad (1)$$

где x (см) – координата, I_0 (Вт/см^2) – пиковая интенсивность лазерного излучения на поверхности образца, $r = 0.21031$ – показатель отражения алмаза на длине волны лазерного излучения, α (см$^{-1}$) – показатель поглощения образца на длине волны лазерного излучения, d (см) – толщина образца.

Профиль пиковой концентрации ЭДП по толщине образца рассчитывался с помощью формулы [15]:

$$N(x) = \frac{I(x)\gamma\tau(I(x))\alpha}{h\nu}, \qquad (2)$$

где $I(x)$ (Вт/см^2) – профиль пиковой интенсивности лазерного излучения с глубиной образца, рассчитанный по формуле (1), $\gamma\tau(I(x))$ (с) – произведение времени жизни неравновесных ЭДП на квантовую эффективность их фотогенерации, зависящее от концентрации ЭДП и, следовательно, от интенсивности лазерного излучения, $h\nu$ (Дж) – энергия фотона лазерного излучения.

На рис. 1 приведены распределения пиковой интенсивности лазерного излучения и концентрации ЭДП по толщине, рассчитанные по формулам (1) и

(2), для пиковой интенсивности лазерного излучения $I_m = 3.4\,\text{МВт/см}^2$. Из расчетов следует что, при воздействии лазерного излучения на алмазный образец со стороны полоскового электрода в приэлектродной области возникала проводящая область с максимальной концентрацией носителей $n_{cr} \sim 3 \cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Концентрация носителей по экспоненциальному закону уменьшалась на два порядка в слое толщиной $d_{lr} \sim 110$ мкм. Далее следовал высокоомный слой образца вплоть до противоположного сплошного электрода. Граница раздела проводящего и высокоомного слоев условна.

На рис. 2 приведена схема экспериментальной установки по измерению ИФП алмаза при температурах от комнатной до температуры жидкого азота.

Алмазный образец *1* помещался между двумя медными круглыми пластинами *2* и *3*, которые скреплялись винтами из полиамида (см. рис. 2a). При этом обеспечивался электрический контакт между медными пластинами и электродными структурами алмазного образца. В центре каждой пластины было сделано квадратное отверстие $3 \times 3\,\text{мм}^2$. Между медными пластинами помещалась фторопластовая пленка толщиной 250 мкм. В пленке было выполнено отверстие $10 \times 10\,\text{мм}^2$ для размещения образца *1*.

Медные пластины *2* и *3* выполняли роль токопроводящих шин, а также обеспечивали охлаждение алмазного образца. Для этого они крепились диэлектрическими винтами к медному полому теплоотводящему стержню 4. Теплоотводящий стержень *4* выходил из камеры в металлический стакан *5* с жидким азотом. Для измерения температуры образца T на медной пластине *2*, контактирующей с теплоотводящим стержнем был размещен платиновый терморезистор *6* (Heraeus Pt1000) в медном держателе. Терморезистор соединялся с герметичными электрическими вводами *7* с помощью проводников с фторопластовой изоляцией. Сопротивление терморезистора *6* измерялось с помощью мультиметра M (MY-64 S-line, см. рис. 2b). Температура T алмазного образца *1* считалась равной температуре терморезистора *6*, которая определялась из кривой температурной зависимости сопротивления терморезистора $R_{Pt}(T)$, приведенной в паспорте прибора. В диапазоне температур эксперимента сопротивление терморезистора R_{Pt} уменьшалось от 1100 до 265 Ом. В условиях форвакуумной откачки ($p \sim 10^{-2}$ Торр) минимальная температура, регистрируемая с помощью терморезистора *6* составила $T = 90$ K.

Тепловой контакт образца *1*, медных пластин *2* и *3*, теплоотводящего стержня *4* и терморезистора *6*

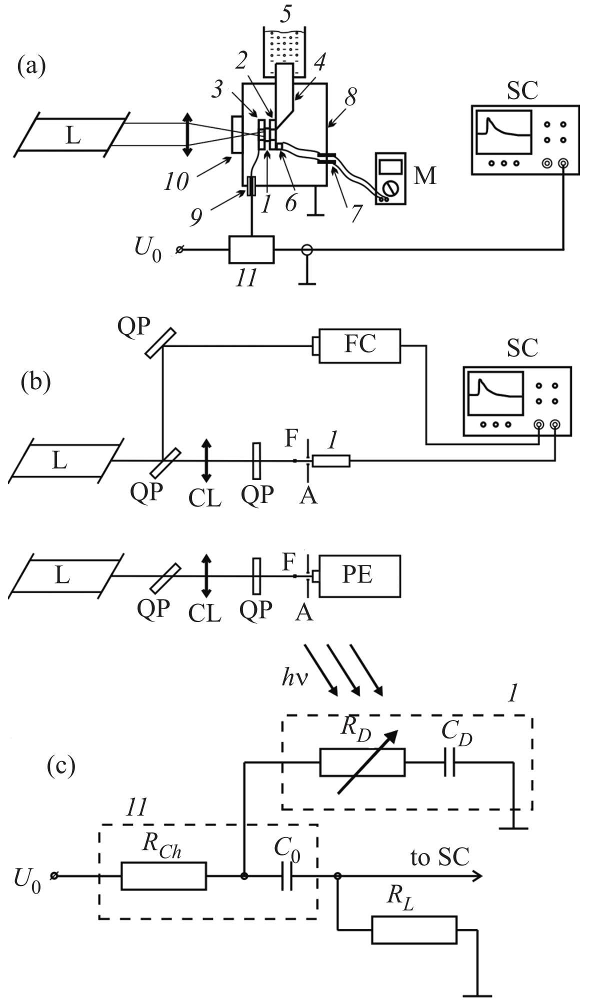

Рис. 2. Схема экспериментальной установки. (a) – Схема вакуумируемой экспериментальной камеры для измерения импульсной фотопроводимости алмазных образцов в интервале температур от комнатной до температуры жидкого азота: *1* – алмазный образец; *2* – заземленная медная пластина; *3* – потенциальная медная пластина; *4* – теплоотводящий стержень; *5* – стакан с жидким азотом; *6* – терморезистор; *7* – герметичные низковольтные вводы; *8* – корпус камеры; *9* – герметичный высоковольтный ввод; *10* – кварцевое окно. (b) – Схема эксперимента: L – KrCl-лазер; QP – кварцевые пластины; CL – цилиндрическая кварцевая линза; F – фокус линзы CL; A – диафрагма; *1* – алмазный образец; FC – фотодиод; SC – осциллограф; PE – пироэлектрический датчик. (c) – Электрическая схема измерения ИФП и эквивалентная схема алмазного образца: *1* – алмазный образец; *11* – экранированный корпус; $h\nu$ – лазерное излучение; R_D – сопротивление "низкоомного" слоя алмазного образца; C_D – емкость высокоомного слоя алмазного образца; C_0 – коммутируемая емкость, заряжаемая до U_0 через зарядное сопротивление R_{Ch}, R_L – сопротивление нагрузки осциллографа

обеспечивался термопастой КПТ-8 с удельным электрическим сопротивлением $\rho > 10^{12}$ Ом · см.

Медная пластина *2* с помощью медного проводника ∅0.5 мм соединялась с корпусом вакуумной камеры *8* для обеспечения заземления. На медную пластину *3* с помощью аналогичного медного проводника подавался электрический потенциал через герметичный высоковольтный ввод *9*. Применение тонких проводников обеспечивало минимальный подвод тепла в условиях охлаждения.

Лазерное излучение подавалось на образец через кварцевое окно *10*. Откачка камеры производилась форвакуумным насосом 2НВР-5ДМ.

Общая схема эксперимента приведена на рис. 2b. Импульсное УФ излучение генерировалось универсальным лазером L (Фотон-2) [16]. Лазер заполнялся газовой смесью HCl-Kr-Ne (3 Торр/120 Торр/3 атм), что обеспечивало импульсное когерентное излучение на длине волны $\lambda = 222$ нм длительностью на полувысоте $\Delta t = 18$ нс с энергией в импульсе до $E_p = 30$ мДж.

Часть лазерной энергии ответвлялась светоделительной пластиной QP для измерения лазерного импульса вакуумным фотодиодом FC (ФЭК-22). Для увеличения интенсивности излучение, которым облучался алмазный образец *1*, фокусировалось цилиндрической кварцевой линзой CL с фокусным расстоянием $f = 30$ см. Пиковая интенсивность лазерного импульса I_m, воздействующего на образец *1*, варьировалась путем смещения алмазного образца относительно фокуса линзы F. Энергия излучения, проходящего через диафрагму A с известными размерами (3×3 мм^2), измерялась пироэлектрическим датчиком PE (PE-50 BB Ophir Optronics Ltd).

Электрическая схема измерений изображена на рис. 2c. Накопительный конденсатор $C_0 = 1.5$ нФ через зарядное сопротивление $R_{Ch} = 10$ кОм заряжался от источника постоянного напряжения до $U_0 = 50-750$ В. Для увеличения соотношения сигнал/шум зарядное сопротивление R_{Ch} и накопительный конденсатор C_0 были помещены в металлическую коробку *11*.

При облучении образца *1* лазерным излучением на $\lambda = 222$ нм неравновесные ЭДП генерировались в слое алмаза толщиной $d_{lr} \sim 110$ мкм (см. рис. 1). Поэтому в течение лазерного импульса образец *1* можно представить, как последовательно соединенные переменное сопротивление R_D ("низкоомный" слой $d_{lr} \sim 110$ мкм) и емкость C_D (высокоомный слой $d_{hr} \sim 390$ мкм). В течение лазерного импульса происходила перезарядка емкости C_0 на емкость C_D, что регистрировалось на нагрузке осциллографа ($R_L = 50$ Ом) в виде импульса напряжения отрицательной полярности. Сигнал на нагрузке регистрировался цифровым осциллографом SC (TDS3034B Tektronix Inc.). Пиковая интенсивность лазерного импульса I_m определялась из интегрирования сигнала с фотодиода FC. Методика измерений была аналогична [17].

3. Известно [15, 17–20], что протекание фототока в алмазных образцах вызывает накопление объемного заряда (ОЗ) при захвате носителей глубокими примесно-дефектными уровнями. ОЗ создает встроенное в образец электрическое поле, направленное в противоположную сторону относительно приложенного внешним напряжением. При частичной засветке образца (как в нашем случае) за счет накопления ОЗ происходит уменьшение амплитуды сигнала с ростом числа накопленных лазерных импульсов [18, 19]. Для разрушения ОЗ применяют выдержку образца без освещения [18], термостимулированную релаксацию [20], длительное освещение УФ излучением малой интенсивности [21], чередование измерений импульсного сигнала с приложением и без приложения внешнего электрического поля [19, 22, 23] или изменение направления электрического поля (полярностью внешнего напряжения) с каждым лазерным импульсом [19].

Мы использовали чередование измерений импульсного сигнала с приложением и без приложения внешнего электрического поля. На рис. 3a приведены осциллограммы напряжения на нагрузке R_L при напряжении смещения $U_0 = 500$ В (верхняя) и сигнала с фотодиода (нижняя) для первого лазерного импульса с пиковой интенсивностью $I_m = 3.4$ МВт/см^2. На рис. 3b приведена осциллограмма напряжения на нагрузке R_L при нулевом напряжении смещения $U_0 = 0$ В (верхняя) и сигнала с фотодиода (нижняя) для второго лазерного импульса с такой же пиковой интенсивностью, как и на рис. 3a.

Рассмотрение процессов накопления и разрушения ОЗ в алмазном образце при измерении ИФП выходит за рамки данной публикации. Отметим, что для разрушения ОЗ достаточно было одного лазерного импульса без подачи напряжения смещения. Последующие лазерные импульсы без подачи напряжения не производили измеряемых импульсов напряжения обратной полярности.

На рис. 4a приведены зависимости амплитуды тока ИФП через алмазный образец от приложенного напряжения для двух температур – $T_d = 90$ и 300 K (квадраты и круги, соответственно). При этом интенсивность лазерного излучения составляла $I_m = 2.9$ МВт/см^2. В диапазоне напряжений $U_0 =$

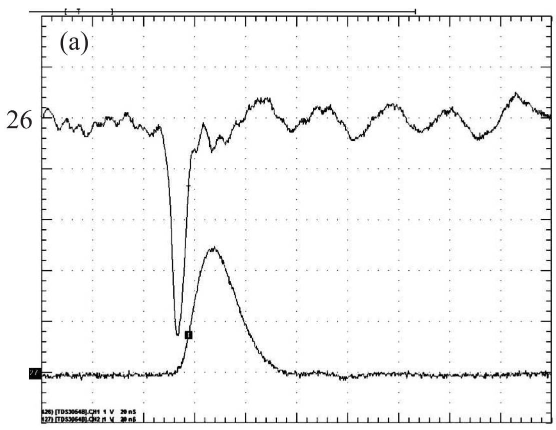

Рис. 3. Осциллограммы импульса напряжения на нагрузке оциллографа при облучении алмазного образца лазерным излучением с пиковой интенсивностью $I_m = 2.9$ МВт/см^2 (верхние оциллограммы) и лазерного импульса, регистрируемого фотодиодом (нижние оциллограммы). Запуск осциллографа произволился по сигналу с фотодиода. (a) – Осциллограммы при приложенном напряжении $U_0 = 500$ В. Наблюдается импульс перезарядки коммутируемой емкости C_0 на емкость высокоомного слоя алмазного образца C_D. (b) – Осциллограммы при нулевом приложенном напряжения, $U_0 = 0$ В. Наблюдается импульс разрушения объемного заряда, который накопился в образце за предыдущий импульс при приложенном напряжении $U_0 = 500$ В. Масштаб для всех осциллограмм – 1 В/клетка и 20 нс/клетка

$= 200{-}600$ В ток ИФП при охлаждении образца до $T = 90$ К был в 2.2–3.1 раз выше, чем при комнатной температуре. При напряжениях менее $U_0 < 200$ В ток ИФП через образец увеличивался с охлаждением незначительно (1.1–1.5 раз). При напряжениях более $U_0 > 600$ В и охлаждении образца до 90 К измерения не проводились ввиду недостаточного уровня форвакуумной откачки, что приводило к формированию тлеющего электрического разряда между высоковольтным вводом 9 и заземленной медной пластиной держателя 2 (см. рис. 2а).

На рис. 4а также приведены зависимости тока ИФП от приложенного напряжения, рассчитанные по методике [15], для продольной геометрии устройства (приложенное электрическое поле коллинеарно направлению распространения световой волны):

$$i(U_0, T) = eS\frac{I_{ABS}}{h\nu}\alpha\frac{1 - e^{-B(T)d}}{B(U_0, T)}, \qquad (3)$$

где $I_{ABS} = I_0\frac{(1-r)(1-e^{-\alpha d})(1-re^{-\alpha d})}{1-r^2e^{-2\alpha d}}$, $B(U_0, T) = \alpha + \frac{d}{\mu\tau(T)\gamma U_0}$, S – площадь полоскового контакта ($S = 0.09$ см^2), $\mu\tau(T)$ – произведение подвижности неравновесных ЭДП на их время жизни, зависящее от температуры. Значения $\mu\tau(T) = 1.0 \cdot 10^{-9}$ и $2.0 \cdot 10^{-9}$ см^2/В были взяты из [24] для $T = 90$ и 300 К, соответственно. Здесь γ – подгоночный параметр, учитывающий квантовую эффективность фотогенерации ЭДП и отличия алмазных образцов в [24] и образца в данной работе. Величина $\gamma = 5.3 \cdot 10^{-4}$

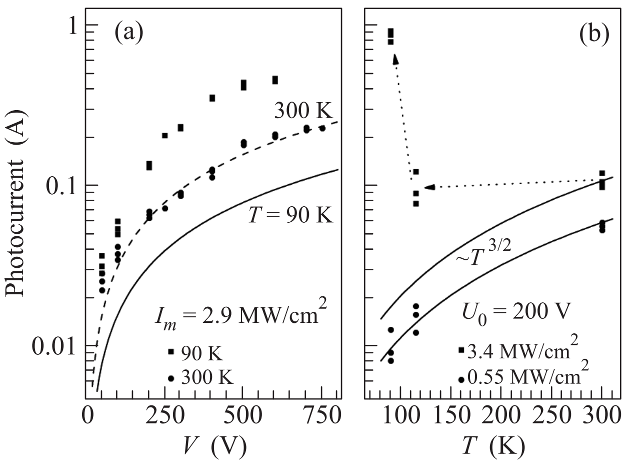

Рис. 4. Зависимости тока фотопроводимости через алмазный образец при возбуждении импульсным лазерным излучением на 222 нм от напряжения (a) и от температуры (b). (a) – Измерения проводились при пиковой интенсивности лазерного излучения $I_m = 2.9$ МВт/см^2 для температур $T = 90$ К (квадраты) и 300 К (круги). Расчетные зависимости тока фотопроводимости от приложенного напряжения получены с помощью выражения (3) для температур $T = 90$ К (непрерывная кривая) и 300 К (штрихпунктирная кривая). (b) – Измерения проводились при приложенном напряжении $U_0 = 200$ В для пиковых интенсивностей $I_m = 3.4$ МВт/см^2 (квадраты) и 0.55 МВт/см^2 (круги). Охлаждение образца показано пунктирными стрелками. Непрерывные кривые – аппроксимация зависимостей по закону $i(T) \sim T^{3/2}$

была выбрана для наилучшего соответствия экспериментальной (круги) и расчетной (штрихпунктирная кривая) зависимостей тока ИФП от напряжения для температуры $T = 300$ К (см. рис. 4a). Отметим, что для температуры $T = 90$ К наблюдается существенное отличие (практически на порядок величины) экспериментальной зависимости тока ИФП от напряжения (квадраты) и зависимости, предсказываемой теорией ИФП без учета эффектов конденсации экситонов (непрерывная кривая).

При пиковой интенсивности лазерного излучения менее $I_m < 1$ МВт/см^2 охлаждение до $T = 90$ К приводило к уменьшению тока ИФП образца в ~ 5 раз относительно значений при комнатной температуре. На рис. 4b приведены температурные зависимости тока ИФП для пиковых интенсивностей лазерного излучения $I_m = 3.4$ и 0.55 МВт/см^2 (квадраты и круги, соответственно) и приложенном напряжении $U_0 = 200$ В.

Используемая оснастка экспериментальной камеры не позволяла поддерживать произвольную температуру образца в интервале $T = 90-300$ К. Измерения проводились при максимальной температуре, равной комнатной ($T \cong 300$ К), и при минимальной температуре, обеспечиваемой охлаждением жидким азотом ($T \cong 90$ К). Промежуточные значения тока ИФП при $T \cong 115$ К были получены в одной из серий экспериментов, для которой был применен толстый заземляющий проводник $\sim \varnothing 2$ мм, что привело к увеличению подвода тепла к образцу от корпуса экспериментальной камеры.

При пиковой интенсивности лазерного излучения $I_m = 0.55$ МВт/см^2 охлаждение образца от 300 до 90 К вызывало уменьшение тока ИФП в ~ 5 раз за счет уменьшения в выражении (3) произведения времени жизни неравновесных ЭДП на их подвижность $\mu\tau(T)$ [24, 25]. При этом ток ИФП зависел от температуры образца по закону $i(T) \sim T^{3/2}$, что согласуется с моделями захвата носителей однозарядными центрами [24].

При прочих равных условиях увеличение пиковой интенсивности до $I_m = 3.4$ МВт/см^2 приводило к изменению характера температурной зависимости тока ИФП (см. рис. 4b, квадраты, охлаждение показано пунктирными стрелками). Охлаждение от 300 до 115 К практически не приводило к уменьшению тока ИФП. Дальнейшее охлаждение образца до 90 К приводило к резкому росту тока ИФП в 7.5–8.0 раз.

В [10, 13] исследовалась ФЛ того же алмазного образца, что и в данной работе, и было показано, что при возбуждении ФЛ лазерным излучением на $\lambda = 222$ нм с пиковой интенсивностью $I_m \cong 3$ МВт/см^2 данный алмазный образец при температурах менее $T < 190$ К демонстрирует полосу излучательной рекомбинации ЭДЖ с максимумом при $\lambda_{\mathrm{EHL}} = 240$ нм. В данной работе изменение характера температурной зависимости тока ИФП от приложенного напряжения происходило при пиковой интенсивности $I_m \sim 3$ МВт/см^2, но для области более низких температур ($T < 115$ К).

Таким образом, при температурах ниже $T < 115$ К и пиковых интенсивностях лазерного излучения больше $I_m \geq 3.0$ МВт/см^2, т.е. в условиях существования ЭДЖ [10, 13] в данном алмазном образце, экспериментальные зависимости тока ИФП от напряжения и температуры значительно отличались (происходило увеличение величины тока ИФП до ~ 8 раз) от предсказываемых теоретическими моделями ИФП в алмазе, не учитывающими эффектов, связанных с конденсацией ЭДЖ [15, 24]. При пиковых интенсивностях лазерного излучения $I_m < 1.0$ МВт/см^2, спектры фотолюминесценции данного образца не демонстрировали полосу излучательной рекомбинации ЭДЖ [10]. В этих условиях температурная зависимость тока ИФП, полученная в ходе экспериментальных измерений, соответствовала предсказываемой теорией [15, 24].

4. Анализ полученных экспериментальных данных указывает на значительное увеличение тока ИФП в алмазе в условиях существования ЭДЖ. Данный эффект требует дальнейшего изучения на других алмазных образцах в большем интервале интенсивностей лазерного излучения и температур решетки с различными конфигурациями электродных структур.

Настоящее исследование выполнено за счет гранта # 14-02-31132 Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

1. Л. В. Келдыш, *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, Наука, М. (1988), с. 468.
2. I. Pelant and J. Valenta, *Luminescence spectroscopy of semiconductors*, Oxford University Press, N.Y. (2012), p. 542.
3. С. Г. Тиходеев, УФН **145**(1), 3 (1985).
4. A. A. Rogachev, *Electron-hole Liquids in Semiconductors*, in: Handbook on semiconductors, v. 1. Basic properties of semiconductors, ed. by P. T. Landsberg, Elsevier science publishers, B.V., Amsterdam (1992), p. 449.
5. K. Thonke, R. Schliesing, N. Teofilov, H. Zacharias, R. Sauer, A. M. Zaitsev, H. Kanda, and T. R. Anthony, Diamond Relat. Mater. **9**, 428 (2000).

6. R. Shimano, M. Nagai, K. Horiuch, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **88**(5), 057404 (2002).
7. M. Nagai, R. Shimano, K. Horiuchi, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Stat. Sol. B **238**(3), 509 (2003).
8. M. Kozak, F. Trojanek, T. Popelar, and P. Maly, Diamond Relat. Mater. **34**, 13 (2013).
9. R. Sauer, N. Teofilov, and K. Thonke, Diamond Relat. Mater. **13**, 691 (2004).
10. Е. И. Липатов, Д. Е. Генин, В. Ф. Тарасенко, Изв. ВУЗов. Физика **58**(7), 36 (2015).
11. B. Deljanin, M. Alessandri, A. Peretti, and M. Astrom, Contributions to Gemology **15**, 1 (2015).
12. E. Anoikin, A. Muhr, A. Bennett, D. J. Twitchen, and H. de Wit, Proc. of SPIE **9346**, 93460T-1 (2015).
13. Е. И. Липатов, Д. Е. Генин, В. Ф. Тарасенко, Оптика и спектроскопия **119**(6), 902 (2015).
14. E. I. Lipatov, S. M. Avdeev, and V. F. Tarasenko, J. Lumin. **130**, 2106 (2010).
15. S. Salvatori, E. Pace, M. C. Rossi, and F. Galluzzi, Diamond Relat. Mater. **6**, 361 (1997).
16. В. С. Верховский, М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, В. Ф. Тарасенко, Квант. электрон. **22**(1), 9 (1995).
17. Е. И. Липатов, В. Ф. Тарасенко, Квант. электрон. **38**(3), 276 (2008).
18. E. Lefeuvre, J. Achard, M. C. Castex, H. Schneider, C. Beuille, and A. Tardieu, Diamond Relat. Mater. **12**, 642 (2003).
19. Е. И. Липатов, *Оптоэлектронное переключение в природном и синтетическом алмазе при управлении УФ излучением и электронными пучками, Диссертация на соискание кандидата физ.-мат. наук*, Томский государственный университет (2012), с. 159.
20. P. Gonon, S. Prawer, Y. Boiko, and N. Jamieson, Diamond Relat. Mater. **6**, 860 (1997).
21. C. E. Nebel, A. Waltenspiel, M. Stutzmann, M. Paul, and L. Schafer, Diamond Relat. Mater. **9**, 404 (2000).
22. C. E. Nebel, M. Stutzmann, F. Lacher, P. Koidl, and R. Zachai, Diamond Relat. Mater. **7**, 556 (1998).
23. Y. S. Huo, X.-J. Gu, R. F. Code, and Y. G. Fuh, J. Appl. Phys. **59**(6), 2060 (1986).
24. L. S. Pan, D. R. Kania, P. Pianetta, J. W. Ager III, M. I. Landstrass, and S. Han, J. Appl. Phys. **73**(6), 2888 (1993).
25. L. Milazzo and A. Mainwood, Diamond Relat. Mater. **12**, 658 (2003).