

## Спектральная зависимость создания и стирания электрической структуры в рубине при нелазерном облучении. Проводимость доменов рубина

© Н.Н. Куркин, Ю.Е. Несмелов, Н.К. Соловаров

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,  
420029 Казань, Россия

(Поступила в Редакцию 17 сентября 1996 г.)

Исследована зависимость скорости формирования и стирания фотоиндуцированной электрической доменной структуры рубина от спектрального состава облучающего нелазерного света. Обнаружено, что облучение в области ближнего ультрафиолета производит быстрое стирание доменной структуры. В предположении "конденсаторной" модели доменов определены зависимости плотности фототока и фотопроводимости от напряженности электрического поля доменов при облучении разного спектрального состава при 77 и 300 К. Оценена темновая проводимость рубина.

Со времени открытия эффекта фотоиндуцированного формирования электрической доменной структуры рубина прошло уже 15 лет, однако до сих пор это явление остается уникальным, не имеющим аналогов в других примесных диэлектрических кристаллах. Хотя макроскопическая картина явления представляется установленной и состоит в фотоиндуцированном пространственном разделении носителей зарядов, для выяснения микроскопических механизмов и природы такого разделения зарядов экспериментальных данных пока недостаточно.

В [1,2] было установлено, что при температурах, меньших 150 К, облучение образцов концентрированного рубина светом аргонового лазера приводит к образованию в них фотоиндуцированной электрической доменной структуры (ФЭДС) с напряженностью электрических полей доменов до  $10^6$  В/см. Наличие ФЭДС регистрируется по псевдоштарковскому расщеплению  $R$ -линий люминесценции и поглощения. Компоненты электрических полей доменов вдоль оптической оси кристалла одинаковы по абсолютной величине и противоположны по направлению. После прекращения облучения ФЭДС сохраняется при комнатной температуре и хранения образцов в темноте неопределенно долго (годы).

В [1] показано, что ФЭДС образуется облучением только линиями аргонового лазера с длинами волн  $\lambda$ , которые попадают в полосы поглощения  $U$  и  $Y$  рубина. Наблюдалось также образование ФЭДС облучением импульсного гранатового лазера ( $\lambda = 532,4$  нм) в  $U$ -полосу [3]. Однако в [4] сообщалось, что ФЭДС создается лазерным облучением только с  $\lambda > 400$  нм, хотя  $Y$ -полоса простирается от 350 до 450 нм.

Стирание ФЭДС производилось в [1,2] облучением лазерным светом тех же длин волн, что и при формировании. В [1] структура стиралась при низких температурах светом большой мощности  $P > 6$  кВт/см<sup>2</sup> при  $\lambda = 514,5$  нм (структура создавалась при  $P < 3$  кВт/см<sup>2</sup>). В [2] было показано, что ФЭДС стирается лазерным облучением с  $P = 100$  Вт/см<sup>2</sup>

при  $T > 150$  К или отжигом образцов в течение часа при  $T = 700$  К. Спектральная зависимость стирания ФЭДС до настоящего времени не исследовалась.

В существующих моделях ФЭДС [2,5] домены представляются в виде плоских конденсаторов, на противоположных плоскостях которых (доменных стенках) концентрируются носители зарядов противоположных знаков. В [6,7] предполагается, что носителями зарядов являются аномально заряженные ионы хрома ( $\text{Cr}^{4+}$  — заряд + и  $\text{Cr}^{2+}$  — заряд -), существующие в образце или создаваемые в процессе облучения, а формирование ФЭДС происходит за счет прыжкового механизма переноса зарядов по ионам  $\text{Cr}^{3+}$ , возбужденным в метастабильное состояние  $\bar{E}$ . Увеличению напряженности электрического поля домена соответствует увеличение плотности поверхностных зарядов доменной стенки в результате протекания по домену фототока, направленного против уже существующего поля домена (отрицательный фототок). Соответственно при уменьшении напряженности поля домена (т.е. при стирании ФЭДС) в нем протекает положительный ток.

Эффективность формирования (или стирания) ФЭДС можно характеризовать скоростью изменения напряженности электрических полей доменов (т.е. плотностью протекающего в домене фототока), которая экспериментально измеряется как скорость изменения расщепления  $R$ -линий рубина. В [1] приведены данные по зависимости скорости расщепления  $R_1$ -линии люминесценции от плотности мощности облучения аргонового лазера при 10 К. Было установлено, что скорость расщепления  $R_1$ -линии пропорциональна квадрату плотности мощности падающего лазерного света. Поэтому в [1] предполагалось, что процесс формирования ФЭДС является двухступенчатым или двухфотонным.

Представлял интерес вопрос о том, можно ли формировать ФЭДС с помощью нелазерных источников света. Предстояло выяснить, влияет ли монохроматичность лазерного света на процесс образования

ФЭДС. В частности, в одной из моделей формирования ФЭДС [5] предполагалось, что происходит спектрально-селективная накачка возбужденных состояний ионов  $\text{Cr}^{3+}$ .

В настоящей работе исследована зависимость скорости формирования и стирания ФЭДС в рубине при 77 и 300 К от спектрального состава облучающего не-лазерного света. Определены зависимости плотности фототока и фотопроводимости от напряженности поля доменов при различных условиях формирования и стирания ФЭДС.

## 1. Экспериментальная часть

Облучение образцов рубина производилось с помощью сфокусированного света ксеноновой дуговой лампы сверхвысокого давления ДКСШ-150. Между лампой и образцом ставились светофильтры из стандартного набора оптических цветных стекол. Спектры люминесценции и поглощения  $R_1$ -линии регистрировались с помощью монохроматора, ФЭУ и самописца. Ширина аппаратной функции монохроматора составляла  $0.15 \text{ \AA}$ . Люминесценция наблюдалась в направлении возбуждающего света, т.е. "на проход".

Образцы рубина представляли собой плоскопараллельные пластинки, вырезанные из рубиновой булы, выращенной методом Вернейля. Средняя концентрация хрома в образцах составляла  $0.45\% \text{ Cr}_2\text{O}_3$ , толщина образцов была  $0.07$ ,  $0.16$  и  $0.27 \text{ mm}$ . Образцы рубина помещались в оптический криостат и облучались при температуре жидкого азота ( $77 \text{ K}$ ) или при комнатной температуре ( $\sim 300 \text{ K}$ ). После облучения при комнатной температуре спектры  $R_1$ -линии снимались при температуре  $77 \text{ K}$ .

Дуговая ксеноновая лампа излучает свет в широком спектральном диапазоне от  $220$  до  $4000 \text{ nm}$ . В видимой области спектр излучения лампы является непрерывным с небольшими вариациями интенсивности, в инфракрасной области на сплошной спектр накладываются мощные широкие линии в диапазоне  $800\text{--}1000 \text{ nm}$ . Интенсивность света лампы быстро падает в области ближнего ультрафиолета: при  $\lambda = 300 \text{ nm}$  интенсивность падает в 3 раза по сравнению с  $\lambda = 400 \text{ nm}$  [8]. Плотность мощности света облучения на образце, измеренная с помощью ИМО-2, составляла около  $5 \text{ W/cm}^2$  в спектральном диапазоне  $340\text{--}600 \text{ nm}$ . Здесь и далее областью спектра, или спектральным диапазоном облучения, обозначает полоса пропускания светофильтра на уровне  $0.5$  относительно максимума пропускания. Для наглядности на рис. 1 приведены спектр поглощения рубина и использованные спектральные диапазоны облучения.

Кроме облучения ксеноновой лампой проводились измерения с использованием галогенной лампы нака-

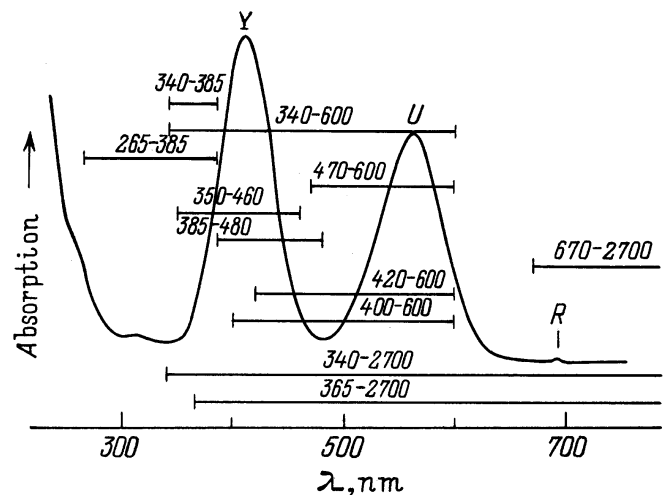


Рис. 1. Схема спектра поглощения рубина (толщина образца  $0.27 \text{ mm}$ , ориентация оси  $45^\circ$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ) и использованных спектральных диапазонов облучения.

ливания КГМ-250, облучение которой также влияло на процесс формирования ФЭДС.

Проводимые далее результаты относятся к облучению ксеноновой дуговой лампой образца рубина толщиной  $0.07 \text{ mm}$  с оптической осью, перпендикулярной плоскости пластинки. Все измерения (если это специально не оговаривается) проводились при одном и том же токе лампы. Для других образцов полученные результаты качественно соответствуют приводимым. Точность измерения величины расщепления  $R_1$ -линии составляла  $0.02 \text{ cm}^{-1}$ .

1. Облучение при  $77 \text{ K}$ . Результаты облучения в различных спектральных диапазонах, указанных на рис. 1, можно суммировать следующим образом.

1) При облучении в сравнительно широком (по сравнению с лазерным) спектральном диапазоне происходят конкурирующие процессы формирования и стирания ФЭДС, эффективность которых различна в разных диапазонах спектра. Облучение без светофильтров не приводит к образованию структуры, а если структура существовала, то сравнительно быстро происходит ее стирание.

2) Существует граничная длина волны  $\lambda_c$ , при которой качественно меняется действие облучения: при  $\lambda > \lambda_c$  ФЭДС создается, а при  $\lambda < \lambda_c$  — стирается. Полученная нами величина  $\lambda_c$  приблизительно соответствует указанному в [4] условию создания структуры ( $\lambda > 400 \text{ nm}$ ). Следует подчеркнуть, что  $\lambda_c$  расположена вблизи максимума  $Y$ -полосы поглощения ионов  $\text{Cr}^{3+}$  рубина, т.е. облучение в длинноволновой части  $Y$ -полосы создает ФЭДС, а в коротковолновой — стирает.

3) Облучение в области  $670\text{--}2700 \text{ nm}$  не приводит к формированию структуры и не влияет на вели-

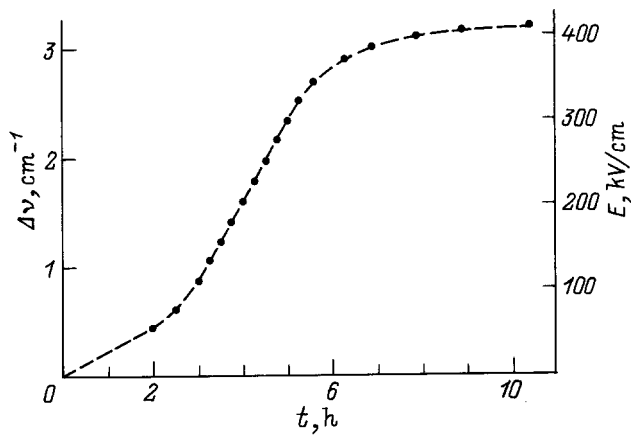


Рис. 2. Зависимость расщепления  $R_1$ -линии и созданных электрических полей доменов от времени облучения в спектральном диапазоне 400–600 нм при  $T = 77$  К.

чину расщепления ранее созданной структуры (при используемой плотности мощности света на образце рубина).

4) Облучение в области спектра 400–600 нм приводит к созданию ФЭДС. Время формирования ФЭДС с увеличением полей доменов от нуля до насыщения ( $E_s \approx 410$  кВ/см) составляло более 10 ч при плотности мощности света на образце около  $4$  Вт/см<sup>2</sup>.

5) При облучении в области 400–600 нм скорость расщепления  $R_1$ -линии пропорциональна квадрату плотности мощности облучения  $P$  для  $P > 2$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует зарегистрированной в [1] зависимости для лазерного облучения ( $\lambda = 514.5$  нм) в интервале мощностей от 10 до 100 Вт/см<sup>2</sup>. Причем абсолютная величина скорости расщепления хорошо соответствует результатам [1] при соответствующей мощности. При уменьшении плотности мощности до  $P \approx 0.3$  Вт/см<sup>2</sup> (в области спектра 400–600 нм) влияния облучения на расщепление  $R_1$ -линии мы не обнаружили. Именно при этой плотности мощности света снимались спектры люминесценции после воздействия облучения большей мощности.

6) Облучение в области  $\lambda < 400$  нм приводит к стиранию ФЭДС. При облучении в диапазоне 265–385 нм происходило сравнительно быстрое стирание ФЭДС за время  $\sim 10$  мин. Значит, скорость стирания структуры почти на два порядка больше, чем скорость создания структуры облучением в области 400–600 нм.

На рис. 2 представлена зависимость величины расщепления  $R_1$ -линии и электрического поля доменов от времени при облучении в области спектра 400–600 нм. Расщепление для значений, меньших  $1.25$  см<sup>-1</sup>, оценивалось по величине уширения  $R_1$ -линии. Напряженность электрического поля доменов определялась из соотношения  $E = \Delta\nu/\gamma$ , где  $\Delta\nu$  — расщепление (в см<sup>-1</sup>),  $\gamma = 7.8 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>/(В/см) [2].

Отметим, что электрическое поле, определяемое таким образом, представляет собой проекцию поля на направление оптической оси.

Как видно из рис. 2, формирование доменной структуры носит нелинейный по времени характер: на начальном этапе облучения (до  $E \sim 120$  кВ/см) скорость образования ФЭДС увеличивается, достигает максимального значения, затем уменьшается (при  $E > 320$  кВ/см) и стремится к нулю при приближении к полю насыщения  $E_s \approx 410$  кВ/см. Участок кривой от 120 до 320 кВ/см достаточно хорошо аппроксимируется прямой, что свидетельствует о том, что скорость образования доменной структуры на этом участке постоянна (при  $p \approx 4$  Вт/см<sup>2</sup> скорость расщепления  $\sim 2.1 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>/с. Отметим, что кривая воспроизводится, если начинать облучение с любого значения поля доменов.

На основании результатов, приведенных на рис. 2, были рассчитаны плотность фототока  $j$  и фотопроводимость  $\sigma$ . При этом предполагалась справедливость конденсаторной модели доменов и плотность поверхностных зарядов  $q$  в доменных стенках определялась из соотношения

$$q = \varepsilon_0 \varepsilon E, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость (для рубина  $\varepsilon = 11.4$ ). Абсолютная величина плотности фототока  $j$  вычи-

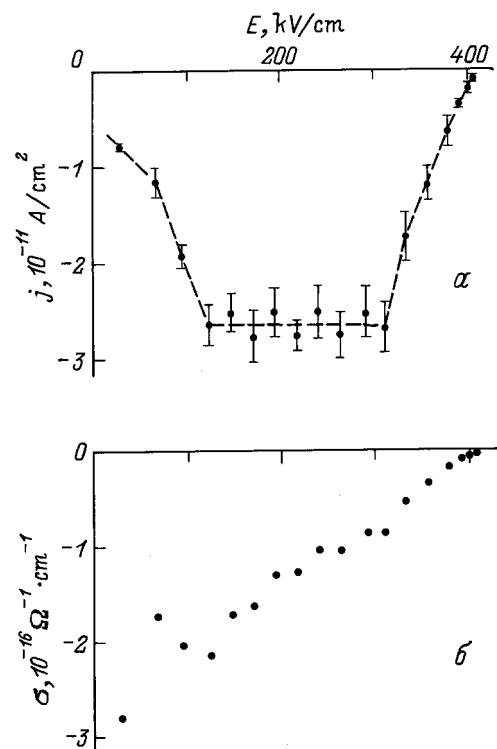


Рис. 3. Зависимости плотности отрицательного фототока (а) и отрицательной фотопроводимости (б) от величины электрического поля доменов при создании ФЭДС облучением в спектральном диапазоне 400–600 нм при  $T = 77$  К.

сложилась в приближении ее постоянства между двумя ближайшими экспериментальными точками на рис. 2 по формуле

$$j(\bar{E}) = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{(E_2 - E_1)\epsilon_0\epsilon}{t_2 - t_1}, \quad (2)$$

где  $E_1, E_2$  — напряженности электрических полей доменов в моменты времени  $t_1, t_2$  соответственно,  $\bar{E} = (E_1 + E_2)/2$ .

Полученные по формуле (2) значения  $j(E)$  приведены на рис. 3, *a*. Отрицательный знак  $j$  указывает на то, что при создании ФЭДС направление фототока противоположно электрическому полю домена. Плотность отрицательного фототока увеличивается по абсолютной величине в интервале полей доменов 0–120 кВ/см, имеет почти постоянную величину при  $120 < E < 320$  кВ/см и убывает до нуля при изменении полей от 320 кВ/см до поля насыщения  $E_s \simeq 410$  кВ/см. Область постоянного значения  $j$  соответствует линейному участку экспериментальной кривой на рис. 2.

На рис. 3, *b* приведены значения фотопроводимостей  $\sigma(E)$ , вычисленные по формуле

$$\sigma(\bar{E}) = j(\bar{E})/\bar{E}. \quad (3)$$

Отрицательный знак  $\sigma$  обусловлен знаком  $j$ . Абсолютная величина отрицательной фотопроводимости в целом убывает с ростом электрических полей доменов.

Результаты измерений зависимости расщепления  $R_1$ -линии и соответствующих электрических полей доменов от времени облучения в области спектра 265–385 нм представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, расщепление  $R_1$ -линии уменьшается в процессе облучения, причем это уменьшение носит нелинейный характер.

По методике, приведенной выше, производились расчеты величин плотности положительного фототока и положительной фотопроводимости. Результаты

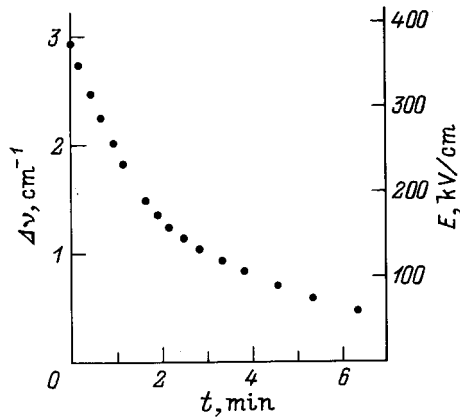


Рис. 4. Зависимость расщепления  $R_1$ -линии и электрических полей доменов от времени облучения в спектральном диапазоне 265–385 нм при  $T = 77$  К.

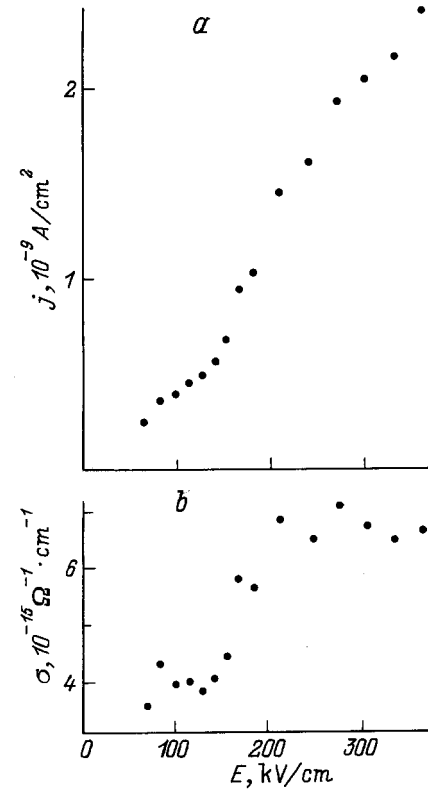


Рис. 5. Зависимости плотности положительного фототока (*a*) и положительной фотопроводимости (*b*) от величины электрического поля доменов при облучении в спектральном диапазоне 265–385 нм при  $T = 77$  К.

представлены на рис. 5. Как видно из рис 5, *b*, положительная фотопроводимость зависит от величины напряженности электрического поля доменов. Отсюда следует, что при измерениях фотопроводимостей диэлектриков необходимо указывать напряженности электрических полей, при которых производились измерения.

2. О б л у ч е н и е при 300 К. Облучение рубина при комнатной температуре не приводит к образованию доменной структуры, а обычно стирает ранее созданную структуру. При облучении в длинноволновой области 670–2700 нм воздействия на имеющуюся структуру не обнаружено. Облучение без светофильтров приводит к быстрому стиранию структуры (полное уничтожение электрических полей доменов происходило за время, меньшее чем 2 min).

Из измеренных скоростей стирания доменной структуры были рассчитаны плотности фототока и фотопроводимости. Как и при 77 К, фотопроводимость зависит от напряженности электрического поля доменов (при больших значениях  $E$  величина  $\sigma$  больше, чем при малых). Фотопроводимости в электрических полях 220–250 кВ/см при облучении в областях 265–385, 340–600 и 470–600 нм получены

соответственно следующие:  $2.8 \cdot 10^{-14}$ ,  $4.6 \cdot 10^{-16}$  и  $9.2 \cdot 10^{-17} \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Видно, что фотопроводимость в области 265–385 нм увеличивается по сравнению с фотопроводимостью в области 470–600 нм более чем в 300 раз.

Измеренная нами величина фотопроводимости при облучении в области 265–385 нм хорошо ложится на продолжение прямой линейной зависимости фотопроводимости рубина от мощности лазерного облучения ( $\lambda = 0.27 \mu\text{м}$ ), полученной в работе [9] контактным методом. Такое совпадение величины фотопроводимости, измеренной в рубине независимо разными методами, свидетельствует в пользу справедливости использованной конденсаторной модели электрических доменов.

В [10] измерялась фотопроводимость лейкосапфира и рубина малой концентрации при облучении дуговой ртутной лампой в спектральном диапазоне 350–700 нм с плотностью мощности света на образце  $5 \text{ W}/\text{см}^2$ . Значения фотопроводимости рубина при различных условиях эксперимента в [10] отличались друг от друга на 5 порядков. Величина фотопроводимости, измеренной в условиях, соответствующих условиям настоящей работы, составила  $4 \cdot 10^{-15} \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , т. е. соответствовала нашим результатам. Было установлено также, что фотопроводимость увеличивается при уменьшении длины волны света облучения от 600 до 375 нм всего в 1.5 раза.

Отметим, что полученная у нас фотопроводимость при облучении в спектральном диапазоне 265–385 нм при комнатной температуре в  $\sim 4$  раза больше, чем при 77 К.

**3. Темновая проводимость рубина.** По описанной выше методике измерялась темновая проводимость рубина при комнатной температуре. Образец рубина находился в оптическом криостате при комнатной температуре без дополнительной подсветки. Как и для положительной фотопроводимости при 77 и 300 К, получилось, что проводимость снижается при уменьшении электрического поля доменов. Измерения показали, что темновая проводимость очень мала по сравнению с фотопроводимостью при 300 К. Величина проводимости составила  $3.6 \cdot 10^{-19} \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  при электрических полях около 280 кВ/см.

В литературе мало данных о проводимости монокристаллов рубина и лейкосапфира при комнатной температуре. В [11] приводятся данные измерений проводимости монокристаллов сапфира при 300 К для разных кристаллографических направлений. Величина проводимости вдоль оптической оси была  $2 \cdot 10^{-19} \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , т. е. измеренная нами проводимость рубина была того же порядка.

По данным нашей работы [3] о долговременной релаксации доменной структуры была рассчитана темновая проводимость рубина. Образец рубина был тот же самый, однако доменная структура была создана

в другой области образца. Величина проводимости составила  $1.0 \cdot 10^{-19} \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для электрических полей доменов около 280 кВ/см. В некоторых образцах рубина, хранившихся в полной темноте, созданная доменная структура существует в течение нескольких лет, т. е. темновая проводимость этих образцов чрезвычайно мала.

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что применяемую нами методику можно использовать для оценки величин темновой проводимости и фотопроводимости образцов рубина, в которых создается ФЭДС. Указанный метод позволяет избежать нежелательных поверхностных и контактных явлений, присутствующих при измерениях проводимости по обычной методике с применением электродов [12]. Следует заметить, что наша методика и стандартная методика измерения проводимости несколько отличаются по физической сущности. В стандартной методике обычно носители зарядов проходят через контакты между электродами и образцом, а в нашей методике носители зарядов уменьшают плотность зарядов доменных стенок.

## 2. Обсуждение результатов

Полученные выше фототок и фотопроводимость правильнее называть фототоком и фотопроводимостью отдельного домена. Поскольку наблюдаемая динамика расщепления  $R_1$ -линии для доменов разного знака одинакова, плотности тока в различных доменах равны по абсолютной величине.

Приведенная на рис. 3, а зависимость плотности фототока домена  $j$  от напряженности электрического поля домена имеет вид вольт-амперной характеристики, однако ее смысл отличается от обычно принятой. Под вольт-амперной характеристикой понимается зависимость тока на участке цепи от приложенной разности потенциалов. В наших условиях разность потенциалов между доменными стенками определяется плотностью поверхностных зарядов на доменных стенках, а ток — количеством зарядов, пришедших на стенки в единицу времени. Поэтому напряженность поля в домене является интегральной по времени функцией плотности фототока в домене

$$E(\tau) = (\varepsilon_0 \varepsilon)^{-1} \int_0^{\tau} j(t) dt. \quad (4)$$

Полученная нами вольт-амперная характеристика домена (рис. 3, а) отличается от предложенной в [5] главным образом постоянством тока в большом интервале электрических полей домена. Кроме того, в области малых значений  $E$  ( $E \rightarrow 0$ ) плотность тока имела тенденцию не обращаться в нуль. Используемая нами спектроскопическая методика измерения тока не позволяет точно измерять  $j$  вблизи  $E = 0$ .

Вопрос о том, какой вид имеет вольт-амперная характеристика домена при наличии внешнего электрического поля, требует специального экспериментального изучения.

В работах [2,6] приведены низкотемпературные вольт-амперные характеристики фототока, измеренные контактным методом во внешнем электрическом поле при лазерном облучении, в образцах рубина, в которых может образовываться ФЭДС. Отметим качественные отличия в методиках наблюдения фототока, затрудняющие непосредственное сравнение приведенных там данных с результатами рис. 3, а. Измерения компоненты фототока, параллельной оптической оси, проводились в квазистационарных условиях, когда образования ФЭДС не происходит (на временных масштабах экспериментов). Это достигалось в [6] измерениями во внешних электрических полях  $E_0$ , близких к полю насыщения  $E_s$ , а в [2] измерения на прямой петле гистерезиса (при увеличении  $E_0$  от нуля до  $E_s$ ) проводились после окончания переходных процессов и установления стационарного значения фототока. Качественное сходство приведенной в [2] вольт-амперной характеристики отрицательного фототока на обратной петле гистерезисной кривой (при уменьшении  $E_0$  от  $E_s$  до нуля) с кривой, показанной на рис. 3, а, нельзя интерпретировать как отражение идентичных процессов. Дело в том, что измерения отрицательного фототока в [2] проводились для образца, находящегося первоначально в однородном состоянии. Измеренный контактным методом ток через поверхность образца представляет собой алгебраическую сумму токов в доменах, непосредственно примыкающих к проводящему контакту. Направления фототоков в доменах разного знака могут различаться во внешнем поле как по величине, так и по направлению. Поэтому регистрируемый контактным способом фототок существенно может зависеть от размеров и геометрии доменов.

Следует также обратить внимание на наблюдавшийся в [9] отрицательный фототок в рубине, облучаемом лазерным светом в ближней ультрафиолетовой области ( $\lambda = 0.27 \mu\text{m}$ ) при комнатной температуре при отключении внешнего электрического поля. Этот ток интерпретировался как следствие формирования вблизи поверхности образца объемных зарядов при контактом способе измерения фототока. Наложение этого эффекта на процесс формирования ФЭДС также, по-видимому, может приводит к неоднозначной интерпретации результатов измерения вольт-амперные характеристики фототока контактным методом.

Наблюдаемый фототок в домене можно представить в виде суммы двух составляющих: фотовольтаического тока  $j_{pv}$  и тока фотопроводимости  $j_{pc}$  ( $j = j_{pv} + j_{pc}$ ). В [1,5] при описании формирования ФЭДС предполагалась линейная зависимость тока фотопроводимости от напряженности поля домена  $E$

$j_{pc} = \sigma_{pc}E$ , где фотопроводимость  $\sigma_{pc}$  полагалась постоянной. Последнее предположение трудно согласовать с экспериментально наблюдаемым постоянством тока  $j = j_c = \text{const} < 0$  в большом интервале значений полей доменов. Если считать  $\sigma_{pc} = \text{const}$ , то фотовольтаический ток в этом диапазоне полей должен линейно увеличиваться по абсолютной величине с ростом  $E$  следующим образом:  $j_{pv} = j_c - \sigma_{pc}E$ . Ввиду того что  $j_{pv}$  и  $j_{pc}$  различны по физической природе, такая ситуация представляется маловероятной.

Как указывалось выше, вблизи максимума  $Y$ -полосы поглощения рубина имеется граничная длина волны  $\lambda_c$ , при которой качественно меняется действие облучения при 77 К. Известно, что  $U$ - и  $Y$ -полосы в основном обусловлены поглощением одиночных ионов  $\text{Cr}^{3+}$ . Ввиду того, что при облучении в области  $U$ -полосы ФЭДС образуется, а при облучении в области максимума  $Y$ -полосы ФЭДС стирается, можно предположить, что в стирании структуры участвуют центры, отличные от  $\text{Cr}^{3+}$ . Возможно, что резкое увеличение фотопроводимости при облучении в области ближнего ультрафиолета как при 77 К, так и при 300 К также обусловлено центрами, отличными от  $\text{Cr}^{3+}$ .

Из полученных нами результатов следует, что эффективность нелазерных источников света при создании ФЭДС не уступает эффективности лазерного облучения при одинаковой плотности мощности света и соответствующей области спектра. С точки зрения методики эксперимента для неискаженной регистрации спектров концентрированного рубина необходимо использовать плотности мощности света не более  $0.5 \text{ W/cm}^2$  в диапазоне 400–600 nm. Для этих же целей в области ближнего ультрафиолета нужно использовать плотности мощности по крайней мере не более  $\approx 10^{-3} \text{ W/cm}^2$ . Заметим также, что облучение в области ближнего ультрафиолета можно использовать для быстрого уничтожения ФЭДС.

Таким образом, в настоящей работе были получены следующие результаты.

- 1) Показано, что создание и стирание ФЭДС в рубине можно производить облучением образцов широкополосным нелазерным источником света.
- 2) Исследованы зависимости скоростей формирования и стирания ФЭДС от спектрального состава облучающего света и напряженности электрических полей доменов при температурах 77 и 300 К. Для конденсаторной модели доменов получены вольт-амперные характеристики фототоков и рассчитаны фотопроводимости.
- 3) Величина положительной фотопроводимости при стирании структуры не является постоянной, а в целом снижается с уменьшением электрического поля доменов.
- 4) При 300 К фотопроводимость при облучении в области 265–385 nm в 300 раз больше, чем в области

470–600 nm при использованной мощности лампы. При уменьшении температуры от 300 до 77 K фотопроводимость, обусловленная облучением в области 265–385 nm, уменьшается в  $\sim 4$  раза.

5) Из данных по релаксации ФЭДС при 300 K без внешней подсветки определена темновая проводимость рубина. Полученная величина соответствует известным литературным данным, что является косвенным подтверждением справедливости конденсаторной модели доменов. Приведенную методику можно использовать как способ безэлектродного измерения темновой проводимости и фотопроводимости образцов концентрированного рубина, в которых создается ФЭДС.

Авторы выражают благодарность В.С. Кузьмину за предоставление образцов концентрированного рубина, а также Ю.В. Владимирцеву за содействие в работе.

### Список литературы

- [1] P.F. Liao, A.M. Glass, L.M. Humphrey. Phys. Rev. **B22**, 5, 2276 (1980).
- [2] С.А. Басун, А.А. Каплянский, С.П. Феофилов. ЖЭТФ **87**, 6(12), 2047 (1984).
- [3] Ю.В. Владимирцев, Н.Н. Куркин, Ю.Е. Несмелов, Н.К. Соловаров. ФТТ **33**, 1, 304 (1991).
- [4] С.А. Басун, А.А. Каплянский, С.П. Феофилов. ФТТ **28**, 3, 929 (1986).
- [5] М.И. Дьяконов, А.С. Фурман. ЖЭТФ **87**, 6(12), 2063 (1984).
- [6] С.А. Басун, А.А. Каплянский, С.П. Феофилов. Письма в ЖЭТФ **43**, 7, 344 (1986).
- [7] N.N. Kurkin, Yu.E. Nesmelov, N.K. Solovarov. J. Phys. Cond. Matter. **3**, 28, 5353 (1991).
- [8] М.М. Гупоров. Основы светотехники и источники света. М.: (1968). 392 с.
- [9] Б.Г. Горшков, А.С. Епифанов, А.А. Маненков, А.А. Панов. Тр. ИОФАН. М. (1986). С. 99–151.
- [10] U.E. Hochuli. Phys. Rev. **A133**, 2, 468 (1964).
- [11] И.М. Сильверстова. Рубин и сапфир. М. (1974). С. 209–214.
- [12] М.Э. Борисова, С.Н. Койков. Физика диэлектриков. Л. (1979). 240 с.