

Влияние уровня возбуждения и электрического поля на релаксацию фотопроводимости поликристаллических слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te} / \text{GaAs}$

© А.И. Власенко, В.А. Гнатюк, Е.С. Городниченко, П.Е. Мозоль

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

E-mail: gnatyuk@class.semicond.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 17 сентября 1999 г.)

Исследованы релаксация фотопроводимости (ФП) и стационарная ФП в компенсированных поликристаллических слоях $n\text{-Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ при $T = 300\text{ K}$ в зависимости от интенсивности светового потока и напряженности приложенного электрического поля E . Показано, что насыщение стационарной ФП и уменьшение времени релаксации при низких уровнях возбуждения с ростом E обусловлено эффектом вытягивания неосновных носителей заряда, который анализируется с учетом влияния внутреннего электрического поля потенциальных барьеров межзеренной прослойки. Особенности рекомбинации неравновесных носителей, которая протекала по нескольким каналам и зависела от уровня возбуждения и напряженности тянущего электрического поля, связываются с поликристаллической структурой слоев $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$.

Время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в кристаллах и слоях полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ зависит как от структурного совершенства образцов, так и от качества обработки их поверхности. Условия измерений также могут изменять характер протекания фотопроцессов, в частности, в области сильных электрических полей может наступить эффект вытягивания неосновных носителей заряда из объема образца. Это приводит к изменению стационарных и кинетических характеристик фотопроводимости (ФП) с ростом напряженности приложенного электрического поля [1–4]. Кинетика ФП в общем случае зависит и от интенсивности светового потока, поскольку рост концентрации ННЗ при высоких уровнях возбуждения приводит к модификации энергетических зон полупроводника и к изменению механизма рекомбинации ННЗ [4,5]. В большинстве случаев кривые релаксации ФП, по которым непосредственно может определяться значение времени жизни ННЗ, имеют сложный характер и состоят из нескольких экспонент, отвечающих за различные рекомбинационные каналы [6,7]. Температурные зависимости характеристического времени для разных компонент релаксации ФП указывают, что быстрая компонента обусловлена не столько электронной рекомбинацией, сколько участием каналов, конкурирующих с объемной рекомбинацией [7]. Эти каналы связаны с макродефектами структуры, в роли которых выступают: поверхность образца, границы зерен и блоков, неоднородности состава, кластеры и т.п. В поликристаллических полупроводниках границы зерен могут играть роль эффективных стоков для остаточных примесей и собственных точечных дефектов [8]. Обладая повышенной электрической активностью, межзеренная прослойка создает потенциальные барьеры для ННЗ или может служить областью их повышенной рекомбинации и таким образом определять электрические и фотоэлектрические свойства поликристаллических полупроводников [5,9].

В настоящей работе исследуются релаксационные характеристики ФП при различных уровнях возбуждения в поликристаллических слоях $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$, выращенных на подложках GaAs и обладающих высокой фоточувствительностью при комнатной температуре [5]. Изучается влияние напряженности приложенного электрического поля на фото- и рекомбинационные процессы в полученных слоях при возбуждении наносекундными импульсами лазерного излучения.

1. Методика измерений

Исследовались поликристаллические слои $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ толщиной $\sim 20\ \mu\text{m}$, выращенные методом "испарение–конденсация–диффузия" в изотермическом режиме на полуизолирующих подложках GaAs ориентации (100) с использованием буферного слоя CdTe. Как показал электронно-зондовый микроанализ поверхности, образцы повторяли поликристаллическую структуру подложки с размером зерен $\sim 30\ \mu\text{m}$. В процессе выращивания слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ происходит легирование межзеренной прослойки фоновыми примесями, компонентами подложки и образование окислов, что приводит к формированию пограничного слоя зерна, обедненного основными носителями заряда, и обуславливает высокоомное состояние межкристаллитной области. Индиевые контакты располагались на свежетравленной поверхности слоя $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$. Образцы со средними размерами $1 \times 3 \times 3\ \text{mm}$ были высокоомные ($\rho \approx 2 \cdot 10^3\ \Omega \cdot \text{cm}$), сильнокомпенсированные, имели n -тип проводимости с эффективными значениями концентрации $n_{\text{eff}} = 3.2 \cdot 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ и подвижности электронов $\mu_{\text{eff}} = 1.0 \cdot 10^2\ \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ при $T = 300\ \text{K}$. Исследуемые слои обладали высокой фоточувствительностью в спектральном диапазоне $0.4\text{--}1.6\ \mu\text{m}$ при $T = 77$ и $300\ \text{K}$ [5].

Характеристические времена для различных компонент релаксации ФП, соответствующих разным кана-

лам рекомбинации ННЗ, рассчитывались по кривым релаксации фототока (нестационарная ФП), возбуждаемым излучением неодимового лазера ($h\nu = 1.7\text{ eV}$) с длительностью импульса 20 ns в линейном режиме интенсивностей I . Уровень генерации фотоносителей изменялся при помощи калиброванных нейтрально-серых фильтров. Стационарная ФП измерялась по стандартной методике на фиксированной частоте модуляции 400 Hz при возбуждении монохроматическим излучением с энергией кванта $h\nu = 1.17\text{ eV}$ с использованием дифракционного спектрометра МДР-3 и лампы накалывания. Интенсивность светового потока составляла порядка $10^{12}\text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$. Зависимости фотоэлектрических характеристик от интенсивности возбуждения I и от напряженности приложенного электрического поля E исследовались при $T = 300\text{ K}$ в диапазоне $I = 1 \cdot 10^{21} - 1.5 \cdot 10^{25}\text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$ и $E = 6 - 250\text{ V/cm}$ соответственно.

2. Результаты и их обсуждение

2.1. Особенности релаксации ФП при различных уровнях возбуждения. Кривые релаксации ФП полукристаллических слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ зависели как от уровня возбуждения, так и от напряженности тянущего электрического поля. Ранее было установлено, что люкс-амперные характеристики (ЛАХ) исследуемых образцов при $T = 300\text{ K}$ состоят из двух участков с наклонами ~ 0.5 и ~ 1 при интенсивностях излучения рубинового или неодимового лазеров соответственно меньше или больше определенного значения $I_0 \sim 4 \cdot 10^{23}\text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$ [5]. На рис. 1, *a* показаны кривые релаксации фототока при низком уровне возбуждения, соответствующего наклону ЛАХ 0.5 , для двух значений напряженности электрического поля $E = 70$ (кривая 1) и 250 V/cm (кривая 2) и при высоком уровне возбуждения, когда наклон ЛАХ равен 1 для $E = 70\text{ V/cm}$ (кривая 3). Следует заметить, что при высоких уровнях возбуждения $I > I_0$ форма фотоотклика не изменялась во всем исследуемом диапазоне напряженностей тянущего электрического поля.

Кинетика ФП исследуемых полукристаллических слоев имеет сложный характер, обусловленный участием в рекомбинации ННЗ нескольких каналов. На рис. 1, *b* приведенные выше релаксационные кривые (рис. 1, *a*) изображены в полулогарифмическом масштабе, что позволяет выявить несколько экспонент, причем при низких уровнях возбуждения — три (кривые 1, 2 на рис. 1, *b*), а при высоких — два (кривая 3) экспоненциальных участка спада фототока. В последнем случае медленная компонента релаксации ФП не проявляется.

Наличие нескольких экспоненциальных участков на кривых релаксации импульсов фототока можно объяснить рекомбинацией ННЗ как в объеме (в зерне), так и на неоднородностях — поверхности и внутренних макродефектах (границах зерен, дислокациях и т.д.),

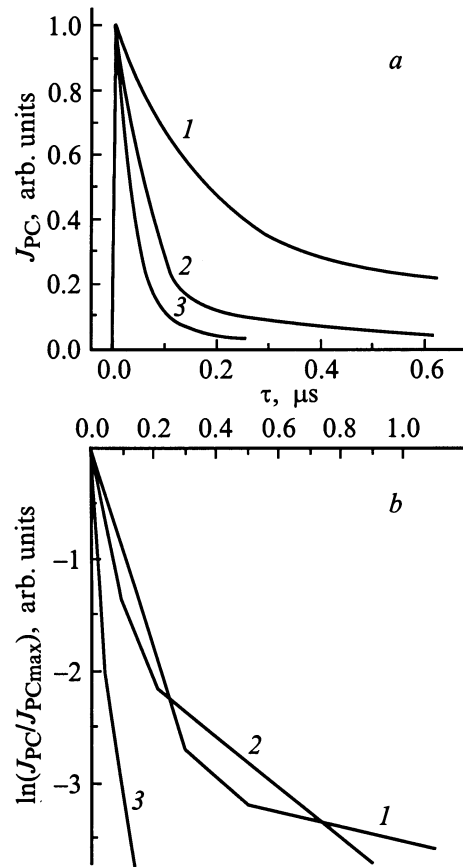


Рис. 1. Осциллограммы (*a*) релаксации фотопроводимости и их представления в полулогарифмическом масштабе (*b*) при низком ($I = 1 \cdot 10^{23}\text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$) (1, 2) и высоком ($I = 1 \cdot 10^{25}\text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$) (3) уровнях возбуждения импульсами неодимового лазера с энергией кванта $h\nu = 1.17\text{ eV}$. Напряженность тянущего электрического поля E , V/cm : 70 (1, 3) 250 (2).

которые являются естественными стоками ННЗ с повышенной скоростью рекомбинации по сравнению с объемом [10]. Известно [5–9], что межзеренная прослойка представляет собой область внутренних электрических полей, создающих потенциальные барьеры для носителей заряда. При возбуждении ФП в исследуемых слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ импульсами излучения лазера с интенсивностью $I \leq I_0$ внутреннее поле барьеров вызывает эффективное пространственное разделение фотогенерируемых электронно-дырочных пар, препятствует их рекомбинации и уходу электронов на границы зерен (стоки), что способствует развитию рекомбинационных процессов в пределах зерна, более совершенного по своей структуре, чем межзеренная прослойка [5]. Это увеличивает вклад объемного канала рекомбинации в общий характер релаксации фототока и обеспечивает наличие медленной компоненты (кривые 1, 2 на рис. 1, *b*).

Таким образом, в полукристаллических слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при низких уровнях возбуждения $I \leq I_0$

спад сигнала ФП J_{PC} со временем t определяется тремя каналами [6,7] обусловленными соответственно рекомбинацией ННЗ на поверхности, на внутренних макродефектах (в основном на границах зерен) и в объеме (в зерне)

$$J_{PC}(t) = A \exp(-t/\tau_1) + B \exp(-t/\tau_2) + C \exp(-t/\tau_3). \quad (1)$$

Этим каналам отвечают экспоненциальные участки релаксации ФП (рис. 1, *b*) с соответствующими характеристическими временами $\tau_1 = 0.14 \mu\text{s}$ (быстрая компонента), $\tau_2 = 0.41 \mu\text{s}$ (средняя компонента), $\tau_3 = 1.60 \mu\text{s}$ (медленная компонента) при напряженности приложенного электрического поля $E = 70 \text{ V/cm}$ (кривая 1) и со значениями τ , равными соответственно 0.07, 0.15, $0.44 \mu\text{s}$ при $E = 250 \text{ V/cm}$ (кривая 2).

При высоких уровнях возбуждения $I \geq I_0$, когда концентрация ННЗ становится больше равновесной концентрации электронов, электрическое поле фотогенерируемых носителей экранирует потенциальные барьеры межзеренной прослойки, которые препятствовали уходу ННЗ на стоки [5], и рекомбинационные процессы происходят в основном на границах зерен. Скорость рекомбинации ННЗ на макродефектах выше, чем в объеме (в зерне), поэтому вклад последней в релаксацию ФП в этой ситуации становится сравнительно малым, что проявляется в исчезновении медленной компоненты на кривой релаксации фототока (кривая 3 на рис. 1, *b*). Следовательно, происходит перераспределение рекомбинационных потоков таким образом, что определяющими в релаксации ФП становятся поверхностная рекомбинация и рекомбинация на межзеренной прослойке. Эти два канала, которым отвечают два экспоненциальных участка на кривой 3 (рис. 1, *b*) с характеристическими временами τ' , равными 0.02 и $0.05 \mu\text{s}$, определяют сигнал ФП при высоких уровнях возбуждения $I \geq I_0$

$$J'_{PC}(t) = A' \exp(-t/\tau'_1) + B' \exp(-t/\tau'_2). \quad (2)$$

Ранее показано [5], что при интенсивности лазерного возбуждения $I = I_0$, обеспечивающей генерацию ННЗ, достаточную для экранирования потенциальных барьеров на границах зерен, наклон ЛАХ претерпевает скачок от величины 0.5, обусловленной квадратичной рекомбинацией ННЗ в зерне, к значению, равному единице. Это значение свидетельствует о линейной генерации носителей и линейной их рекомбинации, что характерно для однородных (без внутренних барьеров), сильнолегированных, компенсированных образцов соответствующего состава [11]. Дополнительным подтверждением подавления потенциальных барьеров, электрическое поле которых эффективно разделяло электронно-дырочные пары и обеспечивало большое время жизни фотоносителей τ при $I \leq I_0$, является резкое уменьшение его значения при интенсивности излучения $I = I_0$ (рис. 2). Здесь время жизни ННЗ, оцениваемое по долговременной компоненте релаксации фототока, измерялось при напряженности электрического поля $E = 70 \text{ V/cm}$.

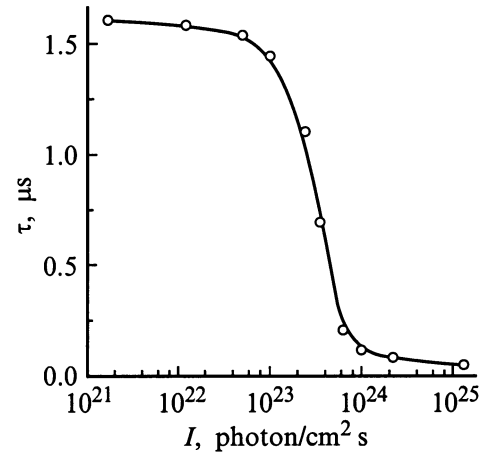


Рис. 2. Зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда от уровня возбуждения импульсами неодимового лазера с энергией кванта $h\nu = 1.17 \text{ eV}$.

Этот результат существенно отличается от подобных исследований на однородных $n\text{-Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ кристаллах при $T = 77 \text{ K}$ [4], где время релаксации ФП не зависело от интенсивности светового потока. Пороговый характер эффекта изменения τ , т.е. резкое уменьшение его значения при $I = I_0$ (рис. 2), совпадает по интенсивности возбуждения со скачком наклона ЛАХ [5], что подтверждает определяющее влияние потенциальных барьеров границ зерен на протекание рекомбинационных процессов в поликристаллических слоях $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ при $T = 300 \text{ K}$.

2.2. Влияние напряженности электрического поля на релаксацию ФП. Электрическое поле уменьшает энергетические барьеры внутри матрицы кристалла, изменяет темп подвода ННЗ к рекомбинационным макродефектам и изгиб энергетических зон на границах их раздела, а при больших значениях напряженности вызывает экстракцию неосновных носителей заряда из объема образца [1–4]. Эти эффекты наиболее сильно проявляются в неоднородных образцах [7]. Исследование стационарной ФП и кинетики ФП в поликристаллических слоях $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ при разных уровнях возбуждения и в зависимости от напряженности тянущего электрического поля наряду с общими закономерностями, наблюдавшимися в структурно-совершенных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [1–4], выявило ряд особенностей. Зависимость амплитуды сигнала ФП J_{PC} от интенсивности импульсов излучения рубинового или неодимового лазера в исследуемых слоях носила типичный линейный характер. Наклон этой зависимости уменьшался с увеличением тока, пропускаемого через образец, что, как было показано в [4] для кристаллов $n\text{-Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ при $T = 77 \text{ K}$, свойственно высокочувствительным образцам и не наблюдалось в кристаллах с низкой фоточувствительностью. Это может свидетельствовать в нашем случае о развитии рекомбинационных процессов в пределах структурно-совершенных зерен (поликристаллитов) и о незначительном вкладе в эти

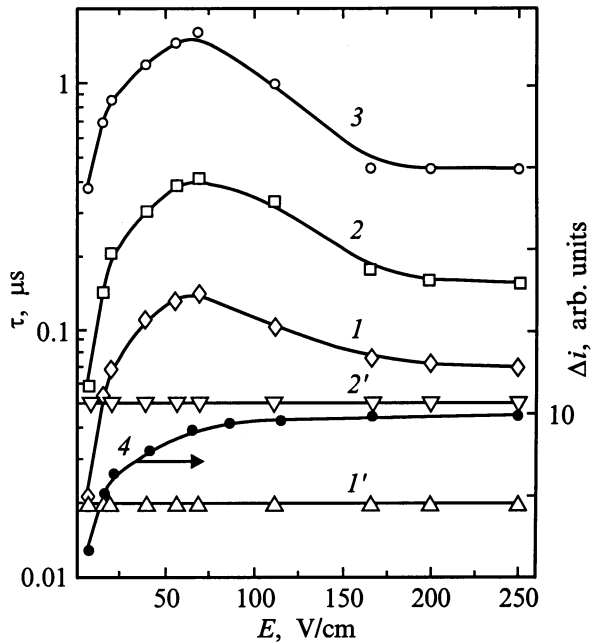


Рис. 3. Полевые зависимости характеристического времени релаксации для быстрых (1, 1'), средних (2, 2') и медленной (3) компонент фотопроводимости при низком (1–3) и высоком (1', 2') уровнях возбуждения, соответствующих рис. 1. Полевая зависимость относительной стационарной фотопроводимости при возбуждении непрерывным монохроматическим излучением с энергией кванта $h\nu = 1.17 \text{ eV}$ (4).

процессы каналов рекомбинации, связанных с межзеренной прослойкой и поверхностью образца при низких уровнях возбуждения.

Стационарная ФП Δi увеличивалась пропорционально напряженности приложенного электрического поля (закон Ома) и насыщалась при $E > 70 \text{ V/cm}$ (кривая 4 на рис. 3). Такая полевая зависимость ФП характерна для кристаллов, обладающих высокой фоточувствительностью, однако в изучаемых поликристаллических слоях насыщение фототока Δi наступает при большем значении напряженности электрического поля, чем в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [3,4]. Эффект насыщения стационарной ФП с ростом напряженности электрического поля объясняется эффектом вытягивания (экстракцией) неосновных носителей заряда из объема, что должно сопровождаться уменьшением времени релаксации ФП [1–4]. Такое уменьшение τ наблюдалось в эксперименте и было причиной упомянутого понижения амплитуды нестационарной ФП J_{PC} с ростом тока через образец при фиксированной интенсивности импульсов излучения лазера.

На рис. 3 приведены зависимости времени релаксации фототока от напряженности электрического поля для быстрой (кривые 1, 1'), средней (кривые 2, 2') и медленной (кривая 3) компонент при низком (кривые 1–3) и высоком (кривые 1', 2') уровнях возбуждения, соответ-

ствующих рис. 1. При низких уровнях возбуждения полевые зависимости всех трех компонент релаксации ФП имеют подобный вид — рост при слабом электрическом поле (до $E = 70 \text{ V/cm}$), достижение максимума и спад с ростом E . При больших напряженностях электрического поля ($E > 200 \text{ V/cm}$) зависимость $\tau(E)$, спадая, стремятся к насыщению (кривые 1–3), что может быть связано с изменением темпа подвода ННЗ к рекомбинационным макродефектам и существенным изменением изгиба зон на границах их раздела [2]. Времена релаксации компонент фототока при высоких уровнях возбуждения (кривые 1', 2'), которые, как упоминалось, не изменялись во всем исследуемом диапазоне напряженностей электрического поля, были равны соответствующим значениям характеристических времен, отвечающих минимальной напряженности поля, используемой в эксперименте ($E = 6 \text{ V/cm}$). Отличительной особенностью зависимостей $\tau(E)$ при низких уровнях возбуждения было наличие возрастающих участков в области слабых электрических полей (кривые 1–3), что, по-видимому, связано с внутренним электрическим полем потенциальных барьеров на границах зерен и влиянием на него приложенного внешнего поля [5].

Уменьшение времени релаксации фототока (кривые 1–3) и насыщение сигнала стационарной ФП (кривая 4) с ростом напряженности тянущего электрического поля ($E > 70 \text{ V/cm}$) находят объяснение в рамках теории вытягивания неосновных носителей заряда (в данной случае дырок) из объема образца. Согласно теории экстракции [1], измеряемое время релаксации ФП имеет смысл эффективного времени τ_{eff} , которое связано с временем жизни ННЗ τ и временем пролета $l/\mu_a E$ соотношением

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau} + \frac{\mu_a E}{l}, \quad (3)$$

где μ_a — амбиполярная подвижность, l — характерное расстояние. Эффективное время совпадает с временем жизни ННЗ, когда последнее значительно меньше времени пролета, т. е. $\tau \ll l/\mu_a E$. Ранее [5] было показано, что преобладающим процессом рекомбинации ННЗ в поликристаллических слоях $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ является оже-механизм, при котором времена жизни электронов и дырок равны, что характерно для сильнокомпенсированных полупроводников и обуславливает биполярную ФП. С этим обстоятельством и связано использование μ_a в выражении (3). Поскольку релаксация ФП в исследуемых слоях при низких уровнях возбуждения (кривые 1, 2 на рис. 1, b) обусловлена тремя каналами рекомбинации с соответствующими характеристическими временами, то выражение (3) может быть записано для каждой компоненты — быстрой (τ_1), средней (τ_2) и медленной (τ_3). При этом время τ_{eff} будет иметь смысл эффективного времени релаксации фототока, обусловленной рекомбинацией ННЗ соответственно на поверхности, на внутренних макродефектах (границах зерен) и в объеме (в зерне). Характерное расстояние в выражении (3), записанное для каждой компоненты τ_1, τ_2, τ_3 , принимает

следующий смысл: 1) в случае поверхностной рекомбинации — расстояние от места рождения пары электрон-дырка до поверхности, которое можно принять за глубину поглощения возбуждающего излучения ($\sim 1 \mu\text{m}$), поскольку длина тепловой диффузии для $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ меньше этого значения [11]; 2) в случае рекомбинации на границах зерен — средний размер зерна ($\sim 30 \mu\text{m}$); 3) при объемной рекомбинации — расстояние между токовыми контактами.

Проанализируем последний случай, имеющий наибольшее практическое значение. Поскольку ФП определяется медленной составляющей релаксации фототока, τ в выражении (3) будет иметь смысл времени жизни ННЗ. Ранее [5] было показано, что время жизни ННЗ в поликристаллических слоях $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ с потенциальными барьерами на границах зерен равно

$$\tau = \tau_r \exp\left(\frac{E_\tau}{kT}\right), \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана, E_τ — высота потенциального барьера, τ_r — время рекомбинации ННЗ в отсутствие пространственного разделения электронов и дырок внутренним электрическим полем барьера. Тогда с учетом (4) выражение для эффективного времени релаксации (3) принимает вид

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_r \exp(E_\tau/kT)} + \frac{\mu_a E}{l}. \quad (5)$$

Наложение внешнего электрического поля способствует разделению электрон-дырочных пар и тем самым препятствует их рекомбинации [9]. Это можно рассматривать как увеличение потенциального барьера E_τ в выражении (5), что, как очевидно из первого слагаемого, приводит к росту измеряемого значения τ_{eff} . С другой стороны, увеличение напряженности внешнего тянущего электрического поля E способствует подводу ННЗ к макродефектам (в том числе к границам зерен), а также вызывает вытягивание (экстракцию) неосновных носителей заряда из образца, что приводит к снижению времени жизни ННЗ. Уменьшение τ_{eff} с ростом E следует из второго слагаемого в (5). Конкурирующий вклад этих процессов (рост потенциального барьера и эффекта экстракции) в общий характер релаксации ФП с увеличением напряженности приложенного электрического поля и определяет вид зависимости $\tau_{\text{eff}}(E)$ (кривая 3 на рис. 3). Аналогичные рассуждения применим и к кривым 1 и 2. Вероятно, что в области малых электрических полей $E < 70 \text{ V/cm}$ нестандартное увеличение τ_{eff} обусловлено определяющим ростом потенциального барьера E_τ . При дальнейшем увеличении напряженности поля $E > 70 \text{ V/cm}$ преобладающий вклад в (5) вносит второе слагаемое, отражающее эффект экстракции носителей, что приводит к наблюдаемому уменьшению τ_{eff} пропорционально $1/E$ (кривые 1–3), характерному для высокочувствительных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [3,4].

Определение явного вида зависимости потенциального барьера E_τ от напряженности электрического поля E требует дальнейшего исследования, однако очевидно, что рост E_τ с увеличением E достигает насыщения при $E = 70 \text{ V/cm}$, что проявляется в наличии максимумов на кривых зависимости $\tau_{\text{eff}}(E)$ для разных компонент релаксации ФП (кривые 1–3). При дальнейшем увеличении напряженности приложенного электрического поля пролетное время уменьшается, что, согласно выражению (5), приводит к уменьшению эффективного времени жизни ННЗ. Это обстоятельство объясняет насыщение стационарной ФП при увеличении E (кривая 4), что легко видеть, записав фототок Δi в виде [7]

$$\Delta i = e\beta I\alpha\mu_a(b+1)E\tau_{\text{eff}}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, β — квантовый выход, I — интенсивность падающего излучения, α — коэффициент поглощения, b — отношение подвижностей электронов и дырок. Здесь для записи стационарного фототока (6) можно учитывать τ_{eff} только для длинновременной компоненты, что допустимо ввиду значительно меньших значений τ , соответствующих средней и быстрой компонентам релаксации ФП. Обсуждаемые аналитические зависимости качественно и количественно согласуются с экспериментом. Согласно выражению (6), следует, что насыщение фототока Δi имеет место при $\tau_{\text{eff}} \sim 1/E$. Как видно из (5), это происходит, когда время пролета ННЗ становится меньше их времени жизни τ . Как показывают оценки, такая ситуация наступает при напряженности электрического поля $E = 70 \text{ V/cm}$, когда наблюдалось насыщение стационарного фототока (кривая 4) и начинался спад полей зависимости характеристического времени релаксации ФП (кривая 3), время пролета составляет $\sim 0.2 \mu\text{s}$, тогда как время жизни $\tau = 0.37 \mu\text{s}$. Здесь за время жизни принималось значение τ_{eff} при минимальном значении тянущего электрического поля $E = 6 \text{ V/cm}$, когда экстракция носителей еще не наступает.

При высоких уровнях возбуждения характеристические времена релаксации (τ'_1, τ'_2) компонент ФП не зависят от напряженности приложенного поля (кривые 1', 2' на рис. 3). В этом случае преобладающим процессом в релаксации ФП становится рекомбинация ННЗ на границах зерен, поскольку связанные с ними потенциальные барьеры оказываются экранированными электрическим полем, создаваемым большим числом фотогенерируемых носителей [5]. Как упоминалось, внутреннее поле барьеров, связанных с межзеренной прослойкой, эффективно разделяло электрон-дырочные пары, препятствовало уходу носителей на границы зерен и их рекомбинации, что обеспечивало наличие медленной компоненты в релаксации ФП (кривые 1, 2 на рис. 1, *b*) и, следовательно, высокую фоточувствительность при низких уровнях возбуждения в отличие от случая высоких уровней возбуждения (кривая 3 на рис. 1, *b*).

Время жизни ННЗ при высоких уровнях возбуждения, определяемое по последней, 2-й компоненте релаксации фототока (кривая 2' на рис. 3), равно $0.05 \mu\text{s}$, что меньше времени пролета во всей исследуемой области электрических полей. В соответствии с выражением (5) эффект вытягивания ННЗ не достигается, что и наблюдалось в эксперименте — τ'_{eff} не зависело от E (кривая 2'), поскольку оно определяется первым слагаемым в (5) с учетом подавления потенциального барьера E_{τ} электрическим полем большого числа фотогенерируемых носителей. Учитывая экранировку барьеров на границах зерен, при расчетах за величину l выбиралось расстояние между контактами, как для однородного образца [3,4]. Независимость времени релаксации ФП от напряженности приложенного электрического поля при высоких уровнях возбуждения поликристаллических слоев $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$ характерна для кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с низкой чувствительностью [4].

Список литературы

- [1] R.L. Williams, V.H. Breazeale, C.G. Roberts. Proc. Third Photoconductivity Conf./Ed. by E.M. Pell. Pergamon Press, N. Y. (1971). С. 237.
- [2] И.С. Вирт. ФТП **31**, 8, 936 (1997).
- [3] А.И. Власенко, А.В. Любченко. ФТП **28**, 7, 1219 (1994).
- [4] В.И. Иванов-Омский, В.К. Огородников, Т.Ц. Тотиева. ФТП **14**, 4, 699 (1980).
- [5] V.A. Gnatyuk, O.S. Gorodnychenko, P.E. Mozol', A.V. Ponedilok, O.I. Vlasenko. Semicond. Sci. Technol. **13**, 11, 1304 (1998).
- [6] V.S. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. Semicond. Sci. Technol. **44**, 8, 824 (1993).
- [7] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963). 496 с.
- [8] А.И. Власенко, В.А. Гнатюк, Е.П. Копишинская, В.П. Кладько, Т.Т. Крыштаб, В.И. Лукьяненко, П.Е. Мозоль, А.В. Сукач. Поверхность. Физика, химия, механика **2**, 60 (1994).
- [9] А.Я. Шик. ЖЭТФ **68**, 5, 1859 (1975).
- [10] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корнищ, В.А. Петряков. ФТП **18**, 2, 201 (1984).
- [11] Н.Н. Берченко, В.С. Кревс, В.Г. Шредин. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. Воениздат, М. (1982). 208 с.