

Фотоэлектрические и электрические свойства поликристаллических слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ на подложках GaAs

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

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Получена 11 января 1999 г. Принята к печати 22 сентября 1999 г.)

Исследованы температурные зависимости проводимости, концентрации, подвижности электронов, а также спектры фотопроводимости и люксаметрические характеристики поликристаллических слоев $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$, выращенных на подложках GaAs. Обсуждаются особенности токопереноса и фотопроводимости полученных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}/\text{GaAs}$. Установлено, что высокая фоточувствительность при температуре 300 К и скачок люксаметрической характеристики при высоких уровнях возбуждения обусловлены влиянием электрически активных межзеренных границ, создающих потенциальные барьеры для дрейфа и рекомбинации носителей заряда. В рамках барьерной модели полупроводника со случайным потенциальным рельефом показано, что при высоких уровнях возбуждения импульсами излучения рубинового или неодимового лазеров амплитуда потенциальных барьеров на границах зерен понижается из-за экранировки неравновесными носителями.

Настоящая работа посвящена изучению возможности практического использования технологии поликристаллического выращивания твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) на альтернативных подложках GaAs. Объектами исследования служили высокоомные ($\rho = 1.9 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) поликристаллические слои $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$, выращенные методом "испарение-конденсация-диффузия" в изотермическом режиме на предварительно изготовленных структурах: поликристаллический буферный слой CdTe, подложка из полуизолирующего GaAs (100) толщиной $\sim 20 \text{ мкм}$ и средним размером зерна $\sim 30 \text{ мкм}$. Слои имели n -тип проводимости с эффективными значениями концентрации $n_{\text{eff}} = 3.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и подвижности электронов $\mu_{\text{eff}} = 1.05 \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 300 \text{ К}$.

Спектральные характеристики фотопроводимости (ФП) и люксаметрические характеристики (ЛАХ) исследовались при температуре $T = 77$ и 300 К по стандартным методикам при оптическом возбуждении со стороны слоя КРТ. Измерения ЛАХ и времени жизни неравновесных носителей заряда, которое рассчитывалось по кривым релаксации импульсов фототока, осуществлялись в линейном режиме. Источниками излучения были многодиодный рубиновый ($\lambda = 0.694 \text{ мкм}$) и неодимовый ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) лазеры, работающие в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $t = 20 \text{ нс}$. Электрические параметры поликристаллических слоев КРТ определялись методом Ван-дер-Пау. Структура и абсолютное значение компонентного состава твердого раствора x определялись при помощи рентгеновского спектрального электронно-зондового микроанализатора "Суперзонд-733". Результаты эксперимента можно кратко суммировать следующим образом.

1. В диапазоне высоких температур ($T = 200\text{--}300 \text{ К}$) температурные зависимости удельной электропроводности $\sigma(T)$ (рис. 1, кривая 1) и эффективной концентрации

электронов $n_{\text{eff}}(T)$ (рис. 1, кривая 2) носят активационный характер с одинаковой энергией активации, равной $E_{a1} = 112 \text{ мэВ}$, которая отвечает акцепторному комплексу $V_{\text{Cd}+\text{Cl}}$ [1]. При более низких температурах ($T = 77\text{--}200 \text{ К}$) активационный характер зависимости $n_{\text{eff}}(T)$ сохраняется, но с меньшей энергией активации $E_{a2} = 30 \text{ мэВ}$, что отвечает акцепторному уровню и, по-видимому, связано с термической ионизацией примеси, а $\sigma(T)$ имеет линейную зависимость в $\ln \sigma(T) = f(T^{-1/4})$. Такой характер зависимости $\sigma(T)$ удовлетворительно описывается соотношением Мотта $\sigma(T) = \sigma_0 \times \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ (где σ_0 и T_0 — постоянные для данного образца), что присуще сильно легированным или компенсированным полупроводникам и может свидетельствовать о прыжковом механизме электропроводности по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми [2]. Эти состояния в поликристаллических слоях КРТ, по-видимому, создаются протяженными дефектами — границами зерен. Однако, прыжковая проводимость в хвостах плотности состояний обычно наблюдается при температурах, меньших чем 77 К [2–4]. Поэтому, наиболее вероятно, что зависимость $\sigma(T)$ в интервале $T = 77\text{--}200 \text{ К}$ соответствует модели прыжков переменной длины [5].

Различие в ходе температурных зависимостей $\sigma(T)$ и $n_{\text{eff}}(T)$ при низких температурах может объясняться тем, что эффективное значение концентрации электронов, определяемое по результатам измерений коэффициента Холла, отражает механизм токопереноса по всему объему, включая высокоомную межзеренную прослойку, а электропроводность обуславливается токопереносом по зернам поликристаллического слоя КРТ.

Температурные зависимости подвижности $\mu_{\text{eff}}(T)$ не носили активационного характера.

2. Фоточувствительность слоев КРТ в спектральном диапазоне $\lambda = 0.4\text{--}1.6 \text{ мкм}$ по порядку величины не уступала фоточувствительности структурно совершенных монокристаллов CdTe и КРТ соответствующего состава [6–8]. Интегральный сигнал ФП образцов при комнатной температуре был выше, чем при $T = 77 \text{ К}$.

[¶] E-mail: gnatyuk@class.semicond.kiev.ua
Fax: ++380 44 2658342

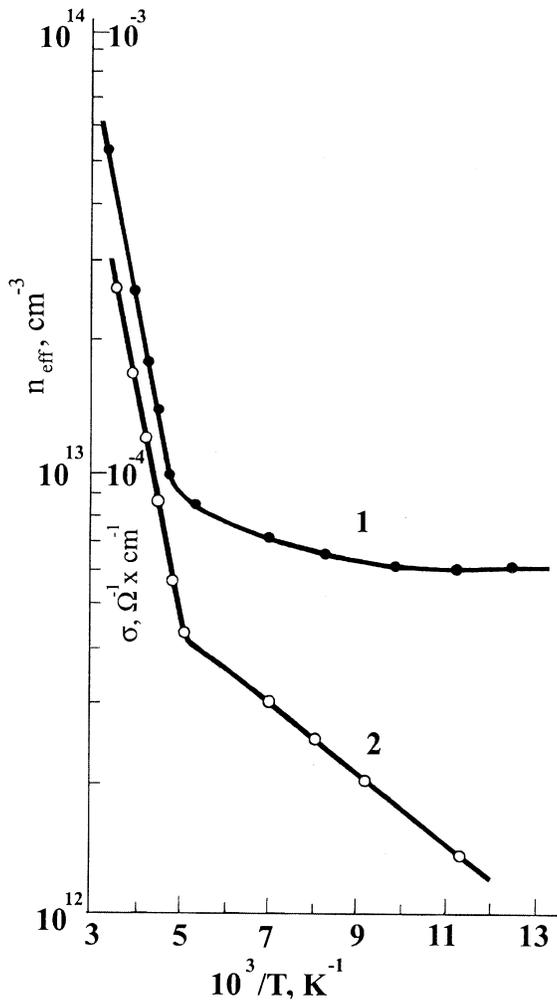


Рис. 1. Температурные зависимости удельной электропроводности $\sigma(T)$ (1) и эффективной концентрации электронов $n_{\text{eff}}(T)$ (2) поликристаллических слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

3. ЛАХ исследуемых слоев при $T = 77$ К имеет наклон ~ 1 и ~ 0.5 (рис. 2, а, кривая 1), что соответствует зона-зонной генерации неравновесных носителей заряда и линейной, а при высших интенсивностях лазерного излучения $I > 3 \cdot 10^{24}$ квант/см² · с — квадратичной их рекомбинации. Измерение кинетики ФП показало, что во всем исследуемом диапазоне интенсивностей возбуждения фронт нарастания кривых релаксации фототока повторяет фронт лазерного импульса, а их спад, вид которого зависел от температуры образца и интенсивности излучения, состоит из двух участков с характеристическими временами, соответствующими быстрому и медленному каналам рекомбинации (рис. 2, а, кинетика ФП при кривых 1, 2). При $T = 77$ К с ростом интенсивности лазерного возбуждения вклад долговременной составляющей в общий характер релаксации фототока уменьшается, при этом ее постоянная времени релаксации возрастает (кинетика ФП при кривой 1).

ЛАХ поликристаллических слоев КРТ при $T = 300$ К имеет нестандартный вид. С увеличением интенсивности лазерных импульсов наклон ЛАХ изменяется со значения ~ 0.5 на ~ 1 (кривая 2). При этом время жизни неравновесных носителей заряда, оцениваемое по долговременной составляющей спада импульса ФП, уменьшается более чем на порядок. Аналогичный вид ЛАХ имеет место и при возбуждении ФП наносекундными импульсами излучения рубинового лазера. Особенность кинетики ФП при $T = 300$ К (рис. 2, а, кривая 2), проявляющаяся в скачке ЛАХ при интенсивностях лазерного излучения $I = I_\tau \sim 5 \cdot 10^{23}$ квант/см² · с, и резкое падение времени жизни τ неравновесных носителей заряда при этом (рис. 2, б) связаны с наличием потенциальных барьеров на межзеренных границах поликристаллического слоя КРТ и влиянием их на рекомбинационные процессы.

Поликристаллический слой КРТ, содержащий макроскопические неоднородности — границы зерен, можно рассматривать как полупроводник со случайным потенциальным рельефом $V(\mathbf{r})$ [9]. Такой потенциал вызывает пространственное разделение генерируемых светом электронно-дырочных пар, что приводит к резкому росту времени жизни неравновесных носителей заряда. Этим обстоятельством может объясняться наличие долговременных составляющих с аномально большими постоянными времени релаксации на кинетике ФП при измерениях ЛАХ при $T = 77$ К (рис. 2, а, кривая 1) и на участке ЛАХ с наклоном ~ 0.5 при $T = 300$ К (кривая 2).

При освещении поликристаллического слоя излучением с энергией кванта $h\nu$ и интенсивностью I в 1 см³ за 1 с генерируется $\alpha\beta I$ электронно-дырочных пар, где α — коэффициент межзонного поглощения, β — квантовый выход. Пары разносятся внутренним электрическим полем $E = \nabla V/e$ (e — заряд электрона) и локализуются в экстремумах $V(\mathbf{r})$, ближайших к точке рождения пары. Причем характеристическое время этого процесса всегда меньше времени рекомбинации τ_r в отсутствие пространственного разделения электронов и дырок.

В освещенном неоднородном полупроводнике носители могут считаться квазиравновесными и характеризоваться электронным F_e и дырочным F_h квазиуровнями Ферми, отсчитанными от края соответствующих зон. Для того чтобы электрону оказаться в одной точке пространства с дыркой и рекомбинировать, ему необходимо преодолеть потенциальный барьер высотой $E_\tau = E_g - F_e + F_h$ (здесь E_g — ширина запрещенной зоны) [9]. При этом время жизни неравновесных носителей заряда равно

$$\tau = \tau_r \exp\left(\frac{E_\tau}{kT}\right), \quad (1)$$

а их стационарная концентрация описывается выражением

$$\Delta n = \alpha\beta I\tau_r \exp\left(\frac{E_\tau}{kT}\right), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана.

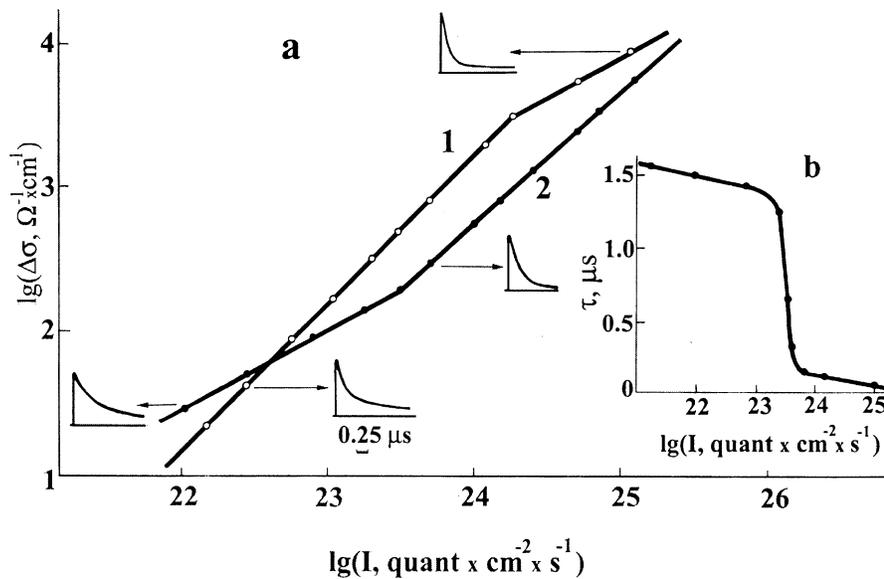


Рис. 2. *a* — люксамперные характеристики поликристаллических слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ и кривые релаксации фотопроводимости при возбуждении импульсами излучения неодимового лазера при $T = 77$ (1) и 300 К (2). *b* — зависимость постоянной времени релаксации фототока от интенсивности импульсов излучения неодимового лазера при $T = 300$ К.

Как следует из (1), измеряемое время жизни неравновесных носителей заряда τ тем больше, чем выше потенциальный барьер E_τ при не слишком высоких температурах. Наблюдавшееся в эксперименте некоторое уменьшение амплитуды долговременной компоненты на кривых релаксации фототока с ростом интенсивности лазерных импульсов при $T = 77$ К (рис. 2, *a*, кинетика ФП при кривой 1) есть результат частичного снижения потенциального барьера E_τ при высоких уровнях возбуждения, что качественно согласуется с выражением (1). При $T = 77$ К ЛАХ поликристаллических слоев имеет характерный для твердых растворов КРТ соответствующего состава [1] вид — линейный участок, переходящий при высоких уровнях возбуждения ($I > 1.3 \cdot 10^{24}$ квант/см² · с) в сублинейный с наклоном ~ 0.5 (рис. 2, *a*, кривая 1), что является свидетельством развития рекомбинационных процессов преимущественно в объеме зерен. Несоответствие наклона сублинейного участка ЛАХ (при $T = 77$ К) при высоких уровнях возбуждения (рис. 2, *a*, кривая 1) указанному типу рекомбинации (~ 0.5 вместо требуемого 0.33 [1]) может быть связано с влиянием электрически активных границ зерен на рекомбинационные процессы вследствие понижения потенциальных барьеров из-за их экранировки неравновесными носителями.

Возбуждение исследуемых поликристаллических слоев КРТ импульсами излучения лазера при $T = 300$ К, когда повышение температуры по сравнению с $T = 77$ К, вследствие термической активации понижает амплитуду рекомбинационного барьера E_τ на 19.2 мэВ, что, однако, недостаточно для его преодоления. ЛАХ ФП в основном определяется зависимостью концентрации неравновес-

ных носителей заряда n от интенсивности излучения, которая в общем случае имеет вид $\Delta n(I) \sim I^a$, где a зависит от механизма рекомбинации [1,2]. Так как квазиуровни Ферми определяются концентрацией носителей, то выражение (2) задает зависимость $\Delta n(I)$ в неявном виде. Ее характер различен при разных интенсивностях излучения и, поскольку

$$\frac{d(F_e - F_h)}{d(\Delta n)} > 0, \quad (3)$$

очевидно, что зависимость $\Delta n(I)$ может носить сублинейный ($a < 1$) или в предельном случае ($d(F_e - F_h)/d(\Delta n) = 0$) — линейный ($a = 1$) характер. Концентрации неравновесных электронов и дырок можно полагать одинаковыми и равными Δn , а концентрацию равновесных дырок пренебрежительно малой по сравнению с n_0 и Δn , что обычно выполняется в компенсированных полупроводниках. Если при этом выполняется условие

$$\alpha\beta I\tau_r \geq \frac{e^6 N^2}{(\varepsilon kT)^3}, \quad (4)$$

(где N — концентрация примесей, ε — диэлектрическая проницаемость), то экранировка неравновесными носителями заряда понижает амплитуду рекомбинационного потенциального барьера $V(\mathbf{r})$ до величины $\sim kT$ [9]. При этом (2) принимает вид, характерный для однородных образцов:

$$\Delta n = \alpha\beta I\tau_r. \quad (5)$$

В данном случае $\alpha = 10^2 \text{ см}^{-1}$, $\tau_r = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $N = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon = 12.52$, β в случае однофотонного возбуждения может быть принят равным единице, выражение (4) справедливо при значениях интенсивности лазерных импульсов $I \geq I_\tau$, при которых коэффициент наклона ЛАХ ($T = 300 \text{ К}$) изменялся с 0.5 на 1 (рис. 2, а, кривая 2). Из выражения (5) при $I = I_\tau$ получаем $\Delta n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При вычислениях (4), (5) не учитывалось изменение температуры образца, которая при используемых интенсивностях излучения изменяется незначительно. Из условия $F_e + F_h = h\nu - E_g$, определяющего предельную концентрацию неравновесных носителей заряда, которую можно достичь в полупроводнике за счет однофотонного поглощения [10] при использовании неодимового лазера $h\nu - E_g = 0.87 \text{ мэВ}$ и при отношении эффективных масс электронов и дырок $m_e/m_p = 0.2$ [1], значение максимальной концентрации электронов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Оценка Δn из выражения (5) показывает, что достигаемая концентрация неравновесных носителей при интенсивностях лазерного возбуждения $I_\tau < I < 10^{25} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с}$ не превышала предельное значение, определяемое эффектом Бурштейна–Мосса. Поэтому коэффициент междузонного поглощения α можно полагать не зависящим от концентрации неравновесных носителей, и следовательно, от интенсивности импульсов лазера в указанном диапазоне.

Дрейфовые потенциальные барьеры малы по сравнению с рекомбинационными, следовательно, дрейфовая подвижность неравновесных носителей заряда, определяющая ФП, пренебрежительно слабо изменяется при освещении [9,11,12]. В этом случае непосредственно измеряемую в эксперименте величину — сигнал ФП J_{PH} можно считать пропорциональным концентрации фотогенерируемых неравновесных носителей. С учетом выражения (5) явный вид ЛАХ описывается линейной зависимостью от интенсивности импульсов излучения лазера

$$J_{PH} \sim \Delta n \sim \Delta \sigma \sim I. \quad (6)$$

Такой ход ЛАХ (с единичным коэффициентом наклона $a = 1$) при $T = 300 \text{ К}$ наблюдается при интенсивности $I > I_\tau$ (рис. 2, а, кривая 2). Понижение амплитуды барьера $V(\mathbf{r})$ до величины kT при $I \sim I_\tau$ является причиной изменения коэффициента наклона ЛАХ со значения 0.5, обусловленного квадратичной рекомбинацией неравновесных носителей в зерне, на значение 1, характерное для однородного полупроводника, когда рекомбинация происходит как в зерне, так и на межзеренной границе.

При $I < I_\tau$ потенциальные барьеры существенно влияют на поведение ФП, о чем свидетельствует ход ЛАХ и аномально большое время жизни неравновесных носителей заряда (рис. 2, а, кривая 2, кинетика ФП, рис. 2, б). В [9] показано, что когда выполняется условие для потенциального барьера

$$E_\tau \sim \frac{e^2 N^{2/3}}{\varepsilon (\Delta n)^{1/3}} \quad (7)$$

и интенсивность излучения удовлетворяет неравенству

$$\frac{e^6 N^2}{(\varepsilon kT)^3} \exp\left(-\gamma \frac{E_0}{kT}\right) \leq \alpha \beta I \tau_r \leq \frac{e^6 N^2}{(\varepsilon kT)^3}, \quad (8)$$

выражение (2) можно привести к виду

$$\Delta n \approx N^2 \left[\gamma e^2 \left(\varepsilon kT \ln \frac{e^6 N^2}{(\varepsilon kT)^3 \alpha \beta I \tau_r} \right)^{-1} \right]^3. \quad (9)$$

Здесь γ — численный множитель порядка единицы,

$$E_0 \sim \frac{e^2 N^{2/3}}{\varepsilon (n_0)^{1/3}}, \quad (10)$$

характерная амплитуда потенциального барьера $V(\mathbf{r})$ в отсутствие освещения, которая при указанных параметрах твердого раствора КРТ и значении темновой концентрации электронов $n_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ равна $E_0 = 180 \text{ мэВ}$. Выражение (8) справедливо при интенсивностях лазерного излучения $5 \cdot 10^{20} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с} < I < I_\tau$. При таком возбуждении в поликристаллическом слое КРТ создается концентрация неравновесных носителей $10^{15} \text{ см}^{-3} < \Delta n < 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т.е. (8) справедливо при такой интенсивности импульсов лазерного излучения, которая в однородном образце с тем же τ_r создавала бы концентрацию носителей в указанном диапазоне.

Численный расчет $\Delta n(I)$ для интенсивностей излучения из используемого диапазона значений ($5 \cdot 10^{20} \text{ квант/см}^2 \cdot \text{с} < I < I_\tau$), удовлетворяющих условию (8), показывает, что ЛАХ $J_{PH} \sim \Delta n(I) \sim I^a$, теоретически описываемая формулой (9), близка к корневой зависимости и становится более крутой при интенсивностях, близких к I_τ . Удовлетворительное совпадение теоретически рассчитанной зависимости ФП от интенсивности импульсов лазера и ЛАХ, измеренной при $I < I_\tau$, свидетельствует в пользу предложенной модели потенциальных барьеров на границах зерен для объяснения особенностей фотоэлектрических свойств поликристаллических слоев КРТ.

Список литературы

- [1] А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. *Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотозлектроники* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [3] Б.И. Шкловский. ФТП, **7**, 112 (1973).
- [4] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [5] W. Beyer, H. Overhof. *Semicond. Semimet.*, **21C**, 257 (1984).
- [6] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Шредин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., Воениздат, 1982).
- [7] C.F. Freeman. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**(3), 1613 (1991).
- [8] Б.Г. Гирич, В.М. Лаксенков. В сб.: *Новости науки и техники* (М., 1990) вып. 3.

- [9] А.Я. Шик. ЖЭТФ, **68**, 1859 (1975).
- [10] Г.Н. Галкин. Тр. физ. ин-та им. П.Н. Лебедева АН СССР, **128**(3) (1981).
- [11] В.Б. Сандомирский, А.Г. Ждан, М.А. Мессерер, И.Б. Гуляев. ФТП, **7**, 1314 (1973).
- [12] С.М. Рывкин. *Фотозлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoelectric and electrical properties of polycrystalline $Cd_xHg_{1-x}Te$ films on GaAs substrates

V.A. Gnatyuk, O.S. Gorodnychenko, P.E. Mozol,
O.I. Vlasenko

Institute of Semiconductor Physics
National Academy of Sciences of the Ukraine
252028 Kyiv, Ukraine

Abstract A study has been made of the temperature dependences of the conductivity, concentration, mobility of electrons, nonequilibrium charge carrier lifetime as well as of the photoconductivity spectra and lux-ampere characteristics of polycrystalline $Cd_xHg_{1-x}Te$ films grown on GaAs substrates. The peculiarities of the current transfer and photoconductivity of obtained $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe/GaAs$ structures are being discussed. It is established that a high photosensitivity at $T = 300$ K and the jump in the lux-ampere characteristic at high excitation rates occur due to the influence of electrically active intergrain boundaries which create potential barriers for the drift and recombination of charge carriers. It is shown within the framework of a model of an inhomogeneous semiconductor, the energy bands of which are modulated by a random potential, that at high rates of excitation with ruby or neodymium laser pulses the amplitude of potential barriers diminishes because of the screening by nonequilibrium carriers.