

# Влияние диффузионной длины и поверхностной рекомбинации на фотоплекроизм анизотропных кристаллов

© Г.А. Медведкин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 октября 1999 г. Принята к печати 22 ноября 1999 г.)

Получены формулы и проведен численный анализ зависимостей коэффициента фотоплекроизма  $P_i$  однородного анизотропного кристалла от диффузионной длины  $L$  и скорости поверхностной рекомбинации. Поляризационная фотопроводимость рассмотрена в области слабого и сильного оптического поглощения. Показано, что спектральный контур фотоплекроизма следует кривой оптического дихроизма при слабом поглощении, но отклоняется от него или даже инвертирует знак в случае заметной рекомбинации носителей заряда на поверхности кристалла при сильном поглощении. Рассмотрены предельные случаи нулевой и высокой скорости поверхностной рекомбинации для зависимости коэффициента фотоплекроизма от диффузионной длины. Зависимости проанализированы на основе типичных параметров тройных алмазоподобных полупроводников II-IV-V<sub>2</sub>.

## 1. Введение

Анизотропные кристаллы, обладающие высокой фоточувствительностью, служат основой оптических датчиков поляризованного излучения и представляют интерес одновременно как поляризационно-оптические, так и фотоэлектрические полупроводниковые объекты с индивидуальными, но взаимосвязанными особенностями. При разработке приборов поляризационной оптики и поляризационной оптоэлектроники в общем случае важны высокая поляризационная фоточувствительность  $P_i = P_i S_i$  ( $P_i$  — коэффициент фотоплекроизма,  $S_i$  — токовая чувствительность), а также фундаментальный параметр — поляризационная квантовая эффективность  $Q_p = |\Delta n_{\parallel} - \Delta n_{\perp}| / N_{ph}$ , где  $N_{ph}$  — число фотонов,  $\Delta n_{\parallel, \perp}$  — концентрации фотоносителей. (Здесь и далее индексы  $\parallel, \perp$  относятся соответственно к поляризации  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{E}$  — вектор электрического поля волны,  $\mathbf{c}$  — оптическая ось кристалла). Электрические и фотоэлектрические свойства анизотропных полупроводниковых кристаллов подвержены сильному влиянию всех характеристических электронных параметров материала, и в первую очередь таких как диффузионная длина неосновных носителей заряда  $L$ , скорость поверхностной рекомбинации  $s$  и время жизни электронно-дырочных пар  $\tau$ . В настоящей работе исследуются зависимости коэффициента фотоплекроизма от параметров  $L$  и  $s\tau$ , типичных для тройных алмазоподобных полупроводников — аналогов соединений III-V и II-VI.

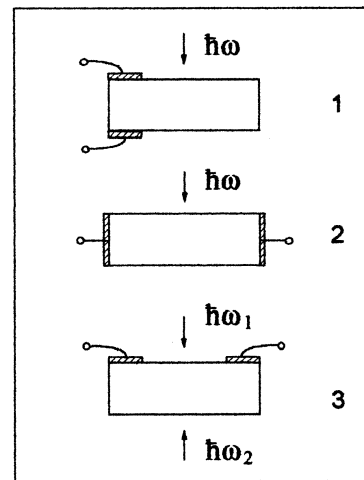
## 2. Феноменологический подход

Рассмотрим фотоэффект, возникающий в анизотропном ориентированном вдоль оптической оси  $\mathbf{c}$  кристалле при нормальном падении излучения на его поверхность. В общем случае возможны три геометрии расположения электрических контактов на образце для наблюдения поляризационной фотопроводимости (ФП) (см. рис. 1):

1) на освещаемой и теневой сторонах (объемная продольная ФП), 2) на торцах (объемная поперечная ФП), 3) на освещаемой или на теневой поверхности (поверхностная поперечная ФП). Для геометрии 1 при нулевом внешнем смещении работает эффект Дембера [1], когда неоднородное освещение и диффузия неравновесных носителей заряда приводят к появлению градиентов электрических зарядов, различающихся в двух поляризациях. Разность эдс Дембера для  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$  при условии монополярной проводимости (или при соотношении подвижностей электронов и дырок  $\mu_n > \mu_p$ ) запишется как [2]

$$\Delta U_D = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_2}{n_1} \right)_{\parallel} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)_{\perp}, \quad (1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации фотоносителей в освещенной и теневой областях. В геометрии 2 может



**Рис. 1.** Расположение контактов и направление луча поляризованного света для наблюдения поляризационной фотопроводимости. 1 — объемная продольная ФП, 2 — объемная поперечная ФП, 3 — поверхностная поперечная ФП: контакты на освещаемой ( $\hbar\omega_1$ ) и на теневой ( $\hbar\omega_2$ ) сторонах образца.

быть обнаружена поперечная эдс Дембера, если образец вырезан под углом к кристаллографическим осям и начинают работать тензоры коэффициентов диффузии [3]. Величина развиваемого фотонапряжения мала, поэтому в настоящее время эффект Дембера практического использования не имеет, в том числе и в поляризационной оптоэлектронике. При внешнем смещении, отличном от нуля, поляризационную фотопроводимость можно наблюдать в геометриях 1 и 3 на кристаллах различной толщины, в то время как в геометрии 2 — только на тонких прозрачных кристаллах, толщиной  $d < 1/\alpha_{\parallel, \perp}$  ( $\alpha_{\parallel, \perp}$  — коэффициенты поглощения).

### 3. Поляризационная фотопроводимость

Рассмотрим подробнее объемную фотопроводимость, возникающую в однородном ориентированном кристалле при нормальном падении излучения на его поверхность (геометрии 1 и 2). Предположим, что в объеме кристалла выполняется условие линейной рекомбинации, а поверхностная рекомбинация отсутствует:  $s = 0$ . Если глубина поглощения света  $1/\alpha_{\parallel, \perp}$  будет меньше толщины образца  $d$ , то независимо от поляризации излучения в объеме полупроводника будут генерироваться эквивалентные концентрации свободных неравновесных носителей заряда. Различное пространственное распределение этих концентраций и темпа рекомбинации носителей не будет в этих условиях вызывать поляризационной фотопроводимости. Однако для тонких кристаллов при условии  $d < (1/\alpha_{\perp} + L)$  и положительном дихроизме,  $\alpha_{\parallel} > \alpha_{\perp}$ , объемная фотопроводимость может стать анизотропной. В последнем случае скажется различие в пространственном распределении носителей заряда. Выражение для фототока  $i$  можно записать в виде, предложенном в [4]. Однако отметим, что по сравнению с [4] здесь приводится более точное выражение, поскольку задается явная зависимость потока излучения в кристалле от состояния поляризации:

$$i_{\parallel, \perp} = \alpha_{\parallel, \perp} \beta \gamma \frac{e}{\hbar \omega} \int_0^d \Phi_{\parallel, \perp}(x) dx, \quad (2)$$

где  $\alpha_{\parallel, \perp}$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — коэффициенты оптического поглощения, квантового выхода фотоответа и разделения электронно-дырочных пар соответственно,  $d$  — толщина кристалла,  $\Phi_{\parallel, \perp}(x) = (1 - R)\Phi_0 \exp(-\alpha_{\parallel, \perp} x)$  — мощность излучения в кристалле,  $\Phi_0$  — мощность падающего излучения,  $R$  — коэффициент оптического отражения. Предполагается, что  $\beta$  и  $\gamma$  не зависят от поляризации падающего излучения. Для многих тройных алмазоподобных полупроводников  $R$  слабо зависит (либо значительно слабее, чем  $\alpha$ ) от поляризации излучения в области фундаментального края поглощения, поэтому поляризационная зависимость  $R$  не учитывается. После

интегрирования (2) отдельно для двух поляризаций  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$  разность фототоков запишется как

$$\Delta i = \beta \gamma \frac{e}{\hbar \omega} (1 - R) \Phi_0 [e^{-\alpha_{\perp} d} - e^{-\alpha_{\parallel} d}]. \quad (3)$$

Для того чтобы учесть поверхностную рекомбинацию и диффузию носителей заряда, необходимо генерационную компоненту фототока (2) дополнить в соответствии с уравнением непрерывности для неосновных носителей заряда, например, дырок:

$$\beta \gamma \frac{(1 - R)}{\hbar \omega} \Phi_0 e^{-\alpha x} - \frac{\Delta p}{\tau} + D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = 0, \quad (4)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии носителей заряда. Второе слагаемое учитывает рекомбинацию, третье — диффузию носителей заряда, которая возникает как результат неоднородной фотогенерации и поверхностной рекомбинации. Используя общее решение (4) аналогично [5], запишем поляризационную разность фототоков в виде [6]

$$\Delta i = \Phi_1 \left\{ \frac{A_{\perp}}{(\alpha_{\perp} L)^2} (1 - e^{-\alpha_{\perp} d}) - \frac{A_{\parallel}}{(\alpha_{\parallel} L)^2} (1 - e^{-\alpha_{\parallel} d}) + \frac{LB}{L + s\tau} \left[ A_{\parallel} - A_{\perp} + \frac{s\tau}{L^2} \left( \frac{A_{\parallel}}{\alpha_{\parallel}} - \frac{A_{\perp}}{\alpha_{\perp}} \right) \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$\Phi_1 = \beta \gamma \frac{e}{\hbar \omega} (1 - R) \Phi_0 \tau, \quad A = \frac{(\alpha L)^2}{(\alpha L)^2 - 1}, \quad B = (1 - e^{-d/L}).$$

Диффузионная длина в тройных алмазоподобных полупроводниках обычно мала,  $L \leq 1$  мкм, поэтому в выражении (5) слагаемое в квадратных скобках отрицательно, оно уменьшает поляризационную разность фототоков или даже может изменить ее знак. Этот диффузионно-рекомбинационный член играет важнейшую роль во всех анизотропных фотоэлектрических явлениях, поскольку отвечает за знак и амплитуду основных поляризационных коэффициентов, таких как  $P_i$  и  $Q_p$ . Рассмотрим теперь предельные случаи.

#### 3.1. Фотоплеохроизм при слабом оптическом поглощении

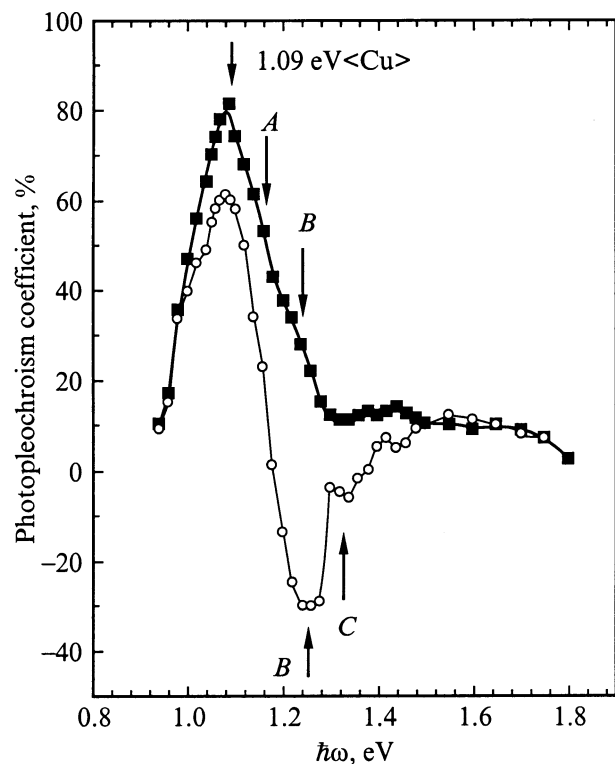
В области малого коэффициента поглощения  $\alpha d < 1$  и  $\alpha L \ll 1$ . В этом случае  $1 - e^{-\alpha d} \approx \alpha d$ , а  $e^{-d/L} \approx 0$ , так как  $d \gg L$ , и фототок для каждой из поляризаций ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ ) будет иметь следующий вид:

$$i = \frac{\beta \gamma e (1 - R) \Phi_0 \tau}{\hbar \omega} \left( \alpha d - \frac{s_1 \alpha L}{1 + s_1} \right), \quad (6)$$

где  $s_1 = s\tau/L$  — безразмерная скорость поверхностной рекомбинации. С учетом стандартного выражения для коэффициента фотоплеохроизма получаем

$$P_i = \frac{[d - s_1 L / (1 + s_1)] (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})}{[d - s_1 L / (1 + s_1)] (\alpha_{\parallel} + \alpha_{\perp})} = P_{\alpha}. \quad (7)$$

При слабом оптическом поглощении  $P_i$  не зависит от толщины анизотропного кристалла, диффузионной дли-



**Рис. 2.** Влияние поверхностной рекомбинации на естественный фотоплеохроизм кристаллов  $\text{CdSnP}_2(\text{Cu})$ :  $s_1 \cong 0$  (без инверсии знака),  $s_1 \gg 0$  (с инверсией). Стрелками показаны примесный и межзонные переходы A, B, C.

ны, поверхностной рекомбинации и равен коэффициенту оптического дихроизма  $P_\alpha$ . Другими словами, фотоплеохроизм в этой спектральной области полностью определяется оптическими характеристиками кристалла и не зависит от электронных полупроводниковых параметров материала.

Таким образом, в области слабого поглощения спектральный ход  $P_i$  следует спектру коэффициента оптического дихроизма  $P_\alpha$ . Этот теоретический результат согласуется с экспериментальными данными, в частности со спектрами коэффициента фотоплеохроизма кристалла  $\text{CdSnP}_2$  (рис. 2). Здесь приведены два спектра  $P_i(\hbar\omega)$ , полученные из фотопроводимости кристаллов с малой и очень большой скоростью поверхностной рекомбинации. Видно, что в области слабого оптического поглощения спектры не отличаются друг от друга, они также повторяют спектральный контур  $P_\alpha$  (см., например, [7]). При переходе в область больших энергий спектры расходятся и в некоторой спектральной области имеют даже противоположный знак. Скорость поверхностной рекомбинации в некоторых спектральных областях, где  $\alpha d > 1$ , может оказать решающее влияние на амплитуду  $P_i$ , поэтому в эксперименте необходимо знать уровень реальной величины  $s$  для правильной оценки силы поляризационно-оптических переходов при энергиях больше ширины запрещенной зоны,

$\hbar\omega \geq E_g$ , получаемых из фотоэлектрических измерений кристаллов. Сделаем важное замечание, что такой учет необходим не только в случае естественной анизотропии (в анизотропных полупроводниках), но также в случае "брюстеровской анизотропии" в изотропных проводниках, т.е. при наклонном падении луча света [8].<sup>1</sup>

### 3.2. Фотоплеохроизм при сильном оптическом поглощении

В области средних и больших значений коэффициента оптического поглощения, когда  $\alpha d > 1$  и  $\alpha L < 1$ , фототок принимает вид

$$i = \frac{\beta\gamma(1-R)\Phi_0\tau}{\hbar\omega} \left( 1 - \frac{\alpha L + s_1}{1 + s_1} \alpha L \right). \quad (8)$$

При отсутствии поверхностной рекомбинации,  $s_1 = 0$ , выражение для коэффициента фотоплеохроизма записывается следующим образом:

$$P_i = \frac{P_\alpha}{1 - 2(\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp} + 1/L^2)/(\alpha_{\parallel} + \alpha_{\perp})^2}. \quad (9a)$$

Если скорость поверхностной рекомбинации будет равна или выше скорости рекомбинации в объеме, тогда  $s_1 > \alpha L$  и формулу (8) можно упростить. С учетом исходного выражения для коэффициента фотоплеохроизма имеем

$$P_i = \frac{P_\alpha}{1 - 2(1 + s_1)/s_1 L(\alpha_{\parallel} + \alpha_{\perp})}. \quad (9b)$$

Видно, что фотоплеохроизм прямо пропорционален оптическому дихроизму, но за счет отрицательного члена в знаменателе выражений (9a) и (9b) он становится противоположного знака, а амплитуда  $P_i$  при малых скоростях поверхностной рекомбинации оказывается меньше, чем  $P_\alpha$ . При значениях  $L$ , сравнимых с глубиной оптического поглощения, фотоплеохроизм начинает достаточно быстро расти в сторону отрицательных значений. Графический вид зависимостей  $P_i(L)$  и  $P_i(s_1)$  показан на рис. 3 и 4. Диффузионная длина, так же как и скорость поверхностной рекомбинации, могут привести к значительному возрастанию отрицательного фотоплеохроизма, вплоть до 100% при некотором соотношении величин полупроводниковых параметров анизотропных кристаллов. Например, это может быть реализовано при высокой скорости поверхностной рекомбинации  $s_1 \gg 1$ , или при большой диффузионной длине (но не более  $1/\alpha$ , что в настоящем примере составляет  $L \leq 1$  мкм). Аналогичное рассуждение может быть приложено к изотропным полупроводникам, если рассматривается так называемая брюстеровская анизотропия. Анализ поляризационных свойств изотропных полупроводников будет сделан в другом месте.

<sup>1</sup> Отметим здесь, что в [8] приведены неправильные выражения, например (9) и (10), для основной обсуждаемой зависимости  $P_i(\alpha_0)$ . Правильные выражения можно найти в исходной работе [9].

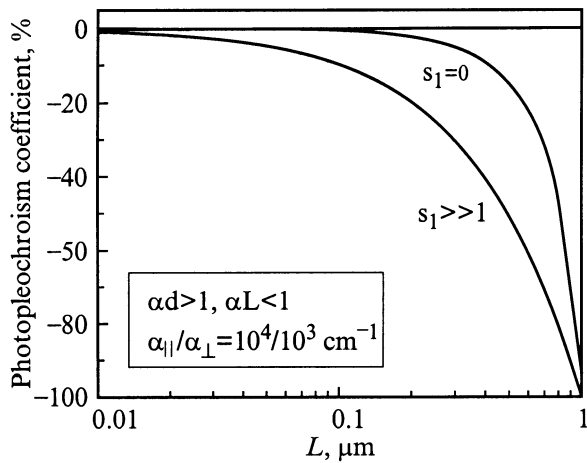


Рис. 3. Зависимость коэффициента фотоплеохроизма от диффузионной длины в области средних и больших значений коэффициента оптического поглощения.

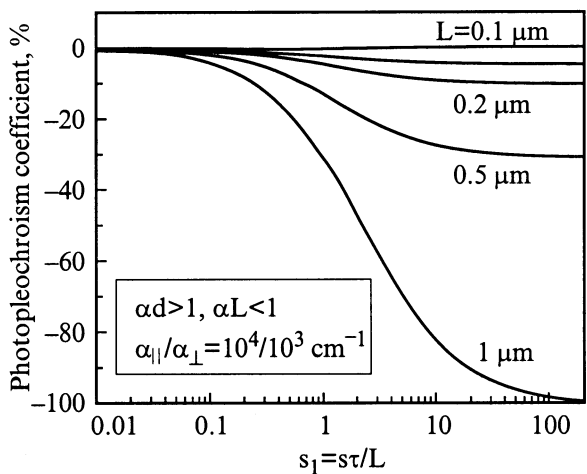


Рис. 4. Зависимость коэффициента фотоплеохроизма от скорости поверхностной рекомбинации в области средних и больших значений коэффициента оптического поглощения.

Здесь отметим только, что в случае изотропного полупроводника, такого как монокристаллический кремний, диффузионные длины неосновных носителей заряда могут составлять 100 мкм и более, поэтому условие  $L < 1/\alpha$  в области собственного поглощения будет нарушаться.

#### 4. Заключение

Полученные зависимости показывают безусловную важность учета характеристических полупроводниковых параметров анизотропных кристаллов, используемых в поляризационной оптоэлектронике. Диффузионная длина неосновных носителей заряда и скорость рекомбинации на поверхности фотопроводника изменяют амплитуду поляризационного коэффициента  $P_i$  в очень больших

пределах — от  $-100\%$  до  $+100\%$  в зависимости от знака оптического дихроизма анизотропного кристалла и спектрального диапазона возбуждения. Кроме этого, геометрия освещения и расположение электрических контактов на освещаемой и теневой поверхностях кристаллической пластины может приводить к дополнительному пространственному перераспределению генерированных фотоносителей для поляризаций  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ , что также существенно влияет на знак и амплитуду коэффициента фотоплеохроизма.

#### Список литературы

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [2] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. *Полупроводниковые кристаллы фотоприемников линейно-поляризованного излучения* (Ташкент, Изд-во "ФАН" АН Узбекистана, 1992).
- [3] И.П. Жадько и др. ФТТ, **7**, 1778 (1965).
- [4] G.A. Medvedkin, Yu.V. Rud, M.A. Tairov. Phys. St. Sol. (a), **115**, 11 (1989).
- [5] К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (М., Энергия, 1976).
- [6] Г.А. Медведкин. Автореф. докт. дис. (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1993).
- [7] Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. ФТТ, **31**, 108 (1989).
- [8] Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **33**, 483 (1999).
- [9] G.A. Medvedkin, Yu.V. Rud. Phys. St. Sol. (a), **67**, 333 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Effect of the diffusion length and the surface recombination rate on photopleochroism of anisotropic crystals

G.A. Medvedkin

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** Formulas have been derived and a numerical analysis of a photopleochroism coefficient  $P_i$  as a function of the diffusion length  $L$  and surface recombination rate was performed for a homogeneous anisotropic crystal. The polarization photoconductivity was considered in the range of both the weak and strong optical absorption. The spectral profile of photopleochroism has been shown to follow the optical dichroism curve at small absorption coefficient values  $\alpha$  and to deviate from it at large  $\alpha$ , in case an appreciable recombination of charge carriers occurs on the crystal surface. Extreme cases of the zero and high rate of surface recombination are given for  $P_i(L)$ . The dependences were analysed by using typical parameters of ternary diamond-like semiconductors II-IV-V<sub>2</sub>.