

## Стационарные люкс-амперные характеристики компенсированных кристаллов при произвольном уровне возбуждения

© А.А. Лебедев

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

(Получена 24 января 1997 г. Принята к печати 28 января 1997 г.)

Получены в параметрическом виде формулы для расчета стационарных люкс-амперных характеристик фоторезисторов при произвольной концентрации глубоких уровней в них и любой интенсивности возбуждения. Расчеты по этим формулам позволяют в безразмерных величинах определять условия формирования сублинейных и суперлинейных участков люкс-амперной характеристики в зависимости от интенсивности возбуждения, концентрации и параметров глубоких уровней.

Расчет люкс-амперных характеристик (ЛАХ) фоторезисторов из компенсированных кристаллов в общем виде встречает затруднения при большой концентрации глубоких уровней (ГУ), так как время жизни неравновесных носителей тока в этом случае не является постоянной величиной и зависит от степени заполнения ГУ. Обычно рассматривают только предельные случаи — малой концентрации ГУ, слабого или сильного возбуждения [1]. В данной работе предлагается простой метод расчета ЛАХ при произвольной концентрации ГУ и произвольном уровне возбуждения [2].

### Использованная модель

В данной работе рассматриваются кристаллы, содержащие мелкие уровни и компенсированные одним типом простых центров с ГУ. Для определенности в дальнейшем будем рассматривать кристаллы, легированные мелкими донорами с концентрацией  $N_d$  и глубокими акцепторами с концентрацией  $M$ . Распределение всех уровней в кристалле предполагается равномерным по объему. Температура предполагается такой, что мелкие доноры полностью ионизованы, а термическим обменом электронами между ГУ и разрешенными зонами можно пренебречь. Предполагается также, что генерация электронно-дырочных пар происходит равномерно во всем объеме образца, т.е. энергия квантов падающего излучения близка к ширине запрещенной зоны кристалла и коэффициент поглощения мал по сравнению с обратной толщиной образца. Рекомбинация через поверхностные состояния и иные ГУ в объеме предполагается пренебрежимо малой. Генерация электронно-дырочных пар возможна также при инжекции из  $p$ - $n$ -перехода. В этом случае предполагается, что толщина образца много меньше диффузионной длины неравновесных носителей тока.

При таких предположениях интенсивность генерации  $G$  связана с рекомбинацией электронов и дырок соотношением

$$G = \alpha_n(M - m)n = \alpha_p pm, \quad (1)$$

где  $m$  — концентрация заполненных электронами ГУ,  $\alpha_{n(p)} = v_T S_{n(p)}$ ,  $v_T$  — тепловая скорость,  $S_{n(p)}$  — сечение захвата электронов (дырок) на ГУ,  $n$  и  $p$  — концентрации свободных электронов и дырок соответственно. Условие нейтральности при сделанных выше предположениях имеет вид

$$n + m = N_d + p. \quad (2)$$

Комбинируя уравнения (1) и (2), получаем в безразмерных единицах интенсивность генерации электронно-дырочных пар

$$G' = \frac{G}{\alpha_n M^2} = \frac{m'(1 - m')(N'_d - m')}{m' - \theta(1 - m')} > 0, \quad (3)$$

где  $m' = m/M$ ,  $N'_d = N_d/M$ ,  $\theta = \alpha_n/\alpha_p$ .

Неравновесная проводимость кристалла (при  $N_d < M$ ) равна

$$\sigma = q\mu_n n + q\mu_p p.$$

Учитывая уравнения (1) и (3), можно в безразмерных единицах записать

$$\sigma' = \frac{\sigma}{q\mu_p M} = G' \left( \frac{b}{1 - m'} + \frac{\theta}{m'} \right). \quad (4)$$

Здесь  $q$  — заряд электронов,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — подвижность электронов и дырок соответственно,  $b = \mu_n/\mu_p$ .

Уравнения (3) и (4) являются параметрическими уравнениями для вычисления ЛАХ путем варьирования  $m'$  при произвольных концентрациях мелких и глубоких уровней и любой интенсивности возбуждения.

### Результаты расчета

При очень больших интенсивностях возбуждения ( $G \rightarrow \infty$ ), когда  $n \approx p$ , предельное заполнение ГУ, как следует из уравнения (1), определяется равенством  $m' = \theta/(1 + \theta)$ . Подставив это значение  $m'$  в формулу (4), получаем

$$\sigma' = G'(b + 1)(\theta + 1), \quad (5)$$

т.е. ЛАХ при высоком уровне возбуждения всегда линейна и при  $\theta \ll 1$   $\sigma'$  практически не зависит от  $\theta$ .

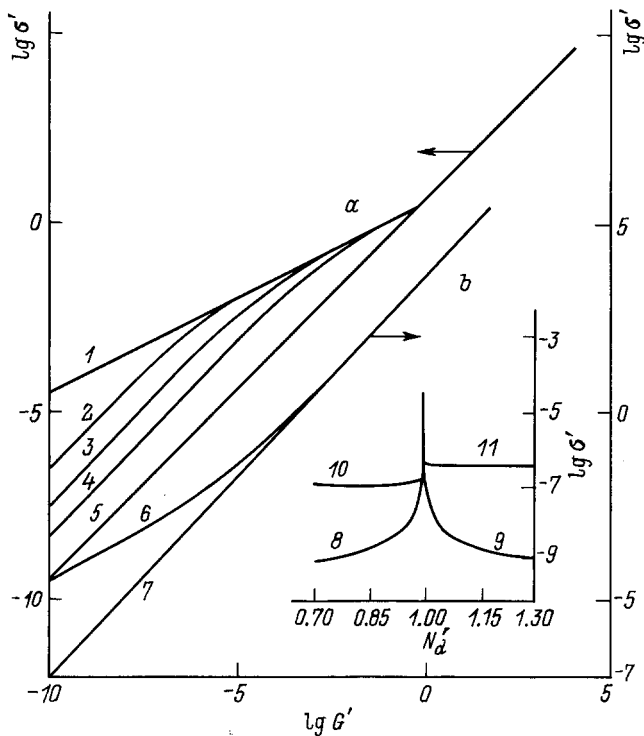
При низком уровне возбуждения и условиях  $N_d = M$  (точная компенсация),  $\theta \gg 1$ ,  $m' \lesssim 1$  выражения (3) и (4) упрощаются,

$$G' \approx (1 - m')^2, \quad \sigma' \approx \frac{bG'}{1 - m'} = b\sqrt{G'}, \quad (6)$$

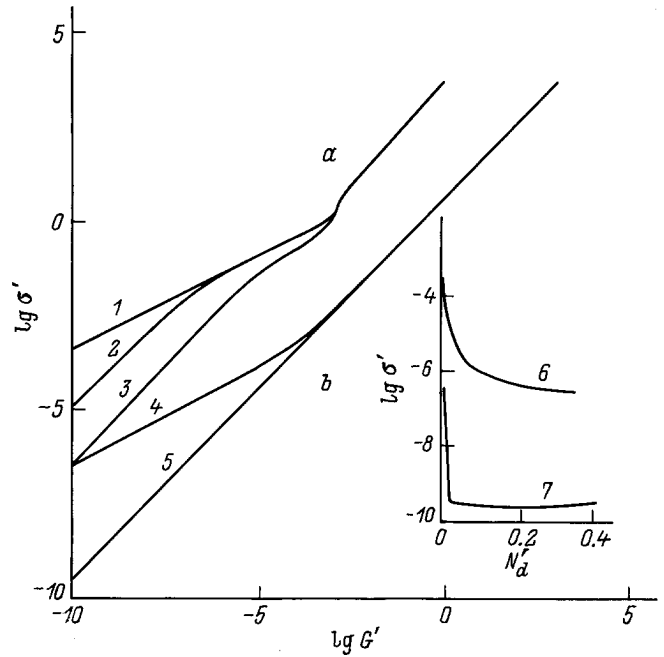
т.е. ЛАХ практически не зависит от  $\theta$  и при малом уровне возбуждения сублинейна (рис. 1, а, кривая 1). С ростом  $G'$  она переходит в линейную.

В кристаллах с неточной компенсацией ( $N_d < M$ ) при низких интенсивностях возбуждения ЛАХ линейна. С ростом  $G'$  ГУ опустошается и начиная с некоторого значения  $G'$  ЛАХ становится сублинейной (рис. 1, а, кривые 2–4), а затем с дальнейшим ростом  $G'$  она снова становится линейной. В области больших  $G'$  ЛАХ при разных  $N'_d$  сливаются, как это следует из формулы (5). Таким образом, при неточной компенсации ГУ в ЛАХ имеют место два линейных участка при малых и больших интенсивностях возбуждения и сублинейный участок между ними. Такие ЛАХ могут служить признаком неточной компенсации ГУ. Если степень компенсации близка к предельному заполнению ГУ при  $G' \rightarrow \infty$ , то ЛАХ во всем диапазоне  $G'$  практически линейна (рис. 1, а, кривая 5).

На вставке к рис. 1 (кривые 8 и 9) показана зависимость  $\sigma' = f(N'_d)$  при  $G' = 10^{-10}$ . При  $N_d > M$  отло-



**Рис. 1.** Зависимость безразмерной проводимости  $\sigma'$  от безразмерной интенсивности генерации  $G'$  при  $b = 3$ . а (левая шкала):  $\theta = 10^{-3}$ ;  $N'_d$ : 1 — 1, 2 — 0.999, 3 — 0.99, 4 — 0.95, 5 — 0.1. б (правая шкала):  $\theta = 10^3$ ;  $N'_d$ : 6 — 1, 7 — 0.99. На вставке — зависимость  $\sigma'$  от  $N'_d$  при  $G' = 10^{-10}$ ,  $\theta = 10^{-3}$  (8, 9) и  $10^3$  (10, 11).



**Рис. 2.** Зависимость безразмерной проводимости  $\sigma'$  от безразмерной интенсивности генерации  $G'$  при  $b = 3$ . а:  $\theta = 10^3$ ;  $N'_d$ : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.3. б:  $\theta = 10^{-3}$ ;  $N'_d$ : 4 — 0, 5 — 0.01. На вставке — зависимость  $\sigma'$  от  $N'_d$  для  $\theta = 10^3$  (6) и  $10^{-3}$  (7).

жена зависимость  $\Delta\sigma'$ , обусловленная неравновесными носителями тока. В использованных ранее обозначениях она равна

$$\Delta\sigma' = G' \left( \frac{b}{1 - m'} + \frac{\theta}{m'} \right) - b(N_d - 1). \quad (7)$$

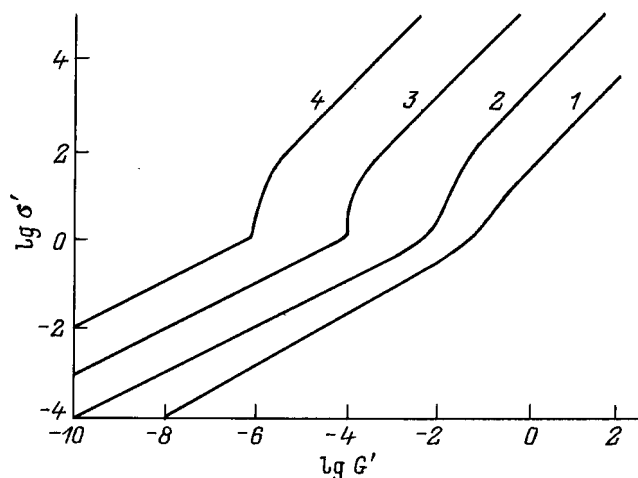
Из вставки к рис. 1 видно, что зависимость  $\Delta\sigma'(N'_d)$  симметрична относительно максимума при  $N_d = M$  и отклонение  $N'_d$  от 1 на 1% приводит к уменьшению  $\sigma'$  на 3 порядка.

При  $N'_d = 1$ ,  $\theta \gg 1$  и слабом возбуждении ( $m' \approx 1$ ), когда выполняется условие  $m' \gg \theta(1 - m')$ , справедливо соотношение (6) и ЛАХ сублинейна (рис. 1, б, кривая 6). С ростом  $G'$  сублинейная ЛАХ переходит в линейную. При отклонении от точной компенсации ( $N_d \neq M$ ) ЛАХ практически сливаются (рис. 1, б, кривая 7). Как показали расчеты, уже при незначительном отклонении от точной компенсации ( $\gtrsim 1\%$ ) величина  $G'$  падает на несколько порядков и почти не зависит от  $N'_d$  (вставка к рис. 1, кривые 10, 11).

Рассмотрим другой предельный случай, когда  $N_d \gtrsim 0$ , т.е. когда мелкие доноры отсутствуют или их концентрация мала. При  $N_d = 0$ ,  $\theta \gg 1$ , слабом возбуждении ( $m' \approx 0$ ) и  $m' \ll \theta(1 - m')$

$$G' \approx \frac{(m')^2}{\theta}; \quad \sigma' = \frac{G\theta}{m'} \approx \sqrt{\theta G'}, \quad (8)$$

т.е. ЛАХ сублинейны и зависят от  $\theta$ . С ростом  $G'$  ЛАХ становятся линейными в соответствии с формулой (5)



**Рис. 3.** Зависимость  $\sigma'$  от  $G'$  при  $N'_d = 0, b = 15$ .  $\theta$ : 1 — 1, 2 —  $10^2$ , 3 —  $10^4$ , 4 —  $10^6$ .

(рис. 2, а, кривая 1). Однако в отличие от предыдущего случая между сублинейным и линейным участками ЛАХ существует суперлинейный участок. Он связан с тем, что ГУ заполняется электронами ( $m' \approx 1$ ) и в проводимости начинают преобладать более подвижные электроны. Если же  $\theta \ll 1$ , то такой участок в ЛАХ отсутствует (рис. 2, б, кривая 4).

Если ГУ в темноте частично заполнен электронами ( $N'_d > 0$ ), то при слабом возбуждении ЛАХ линейна, затем с ростом  $G'$  она становится последовательно сублинейной, затем суперлинейной и, наконец, линейной (рис. 2, а, кривая 2). С ростом  $N'_d$  проводимость  $\sigma'$  падает на несколько порядков. Зависимость  $\sigma' = f(N'_d)$  при  $\theta \gg 1$  сравнительно плавная (вставка к рис. 2, кривая б). Если  $\theta \ll 1$ , то после резкого падения  $\sigma'$  при  $N'_d \approx 0.01$   $\sigma'$  почти не изменяется (вставка к рис. 2, кривая 7) и ЛАХ практически сливаются (рис. 2, б, кривая 5).

В расчет, результаты которого показаны на рис. 2, заложено сравнительно небольшое различие в подвижности электронов и дырок:  $b = 3$ . В некоторых полупроводниках величина  $b$  достигает 100 [3,4]. В таких материалах суперлинейный участок ЛАХ выражен значительно сильнее. На рис. 3 показаны результаты расчета при  $b = 15, N_d = 0$  и нескольких значениях  $\theta \geq 1$ . Из рисунка видно, что на суперлинейном участке  $\sigma'$  растет на  $1 \div 2$  порядка. Как следует из формулы (5), линейный участок смещается в сторону меньших  $G'$  с ростом  $\theta$ . Таким образом, при определенной фоновой подсветке значительно возрастает чувствительность фоторезисторов, изготовленных из кристаллов с малой подвижностью дырок и легированных примесями с большим  $\theta$ .

Полученные результаты легко распространить на компенсированные кристаллы с дырочной проводимостью.

Оценим результаты расчетов в размерных единицах. Средняя по объему интенсивность генерации связана с интенсивностью падающего на поверхность образца

излучения  $I$  соотношением

$$G = I(1 - R)[1 - \exp(-\eta d)]/d,$$

где  $R$  и  $\eta$  — коэффициенты отражения и поглощения соответственно,  $d$  — толщина образца. При условии  $\eta d \ll 1$

$$I \approx \frac{\alpha_n M^2}{(1 - R)\eta} G'.$$

Мощность падающего на образец излучения при энергии фотона  $h\nu$  равна  $W = qh\nu I$ .

Эти формулы позволяют оценить  $I$  и  $W$  при любом  $G'$ . Для оценки примем  $v_T = 1.5 \cdot 10^7$  см/с,  $S_n = 1 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $M = 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $R = 0.3, \eta = 10$  см<sup>-1</sup>. Из рис. 1, а видно, что переход от сублинейной к линейной ЛАХ происходит при  $G' = 1$ . Тогда при  $h\nu = 2$  эВ  $W \approx 0.5$  Вт/см<sup>2</sup>. Переход от сублинейной к суперлинейной ЛАХ при  $\theta = 10^4$  происходит при  $G' \approx 10^{-4}$  (рис. 3, кривая 3), т.е. при  $W \approx 5 \cdot 10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Приведенные оценки являются весьма приблизительными, так как интенсивность генерации неравномерна по объему, особенно при больших значениях  $\eta d$ , и ЛАХ будут зависеть еще и от длины диффузионного смещения носителей тока.

## Заключение

Приведенная выше простая модель позволяет объяснить как сублинейную, так и суперлинейную зависимость неравновесной проводимости кристаллов, легированных ГУ всего одного типа. Для объяснения суперлинейной ЛАХ нет необходимости привлекать модель ГУ, распределенных по энергии ионизации [5]. Эта модель позволяет также оценить влияние отклонения от точной компенсации на фоточувствительность кристаллов. При сопоставлении результатов расчета с ЛАХ реальных структур следует иметь в виду, что в данной модели не учитывалась рекомбинация через другие центры в объеме и на поверхности, неравномерная по объему концентрация мелких и глубоких центров, интенсивности генерации и другие особенности реальных условий эксперимента.

В дальнейшем предполагается расширить модель и учесть термическое и оптическое возбуждение носителей с ГУ.

## Список литературы

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [2] А.А. Лебедев. В сб.: *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*. Тез. докл. (Ашхабад, Ылым, 1991).
- [3] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [5] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости* (М., Мир, 1966).

Редактор Л.В. Шаронова

## Stationary lux-ampere characteristics of compensated crystals at various intensities of excitation

A.A. Lebedev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Equations in parametric form to calculate stationary lux-current dependencies for photoresistors at various deep level concentration and excitation intensity are obtained. The equations can be applied to determine the dimensionless conditions for formation of sublinear, linear and superlinear parts of lux-ampere characteristics as function of excitation intensity, deep level concentration and parameters.