

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УСИЛИТЕЛЯХ
СВЕТА И ФИЛЬТРАХ

В. К. Кононенко и В. П. Грибковский

Рассматривается насыщение поглощения и усиления в объеме полупроводника под действием монохроматического излучения. Показано, что в случае, когда имеется вырождение хотя бы по электронам или дыркам вследствие легирования полупроводника или дополнительного возбуждения, уменьшение коэффициента поглощения или усиления (при инверсной заселенности) k с ростом плотности радиации U от начального значения k_0 приближенно описывается формулой $k = k_0/(1 + \alpha U)$. Параметр нелинейности α зависит от степени легирования и уровня возбуждения полупроводника. Проводится также учет поглощения свободными носителями.

1. В полупроводниках эффект насыщения поглощения обусловлен приближением расстояния между квазиуровнями Ферми ΔF к значению энергии фотонов E_0 при увеличении интенсивности монохроматического излучения [1, 2]. Экспериментально насыщение поглощения наблюдалось на GaAs [3]. Измерение характеристик лазерных усилителей также указывает на сильное влияние эффекта насыщения, который мешает увеличению их выходной мощности [4-6].

Некоторые частные вопросы, связанные с эффектом насыщения в полупроводниках, рассматривались в работах [7-10]. Общие закономерности уменьшения коэффициента поглощения с увеличением плотности световой радиации для собственных и компенсированных полупроводников установлены в [11]. Не выяснены особенности насыщения поглощения в некомпенсированных примесных полупроводниках, а также для полупроводников, находящихся под действием дополнительного источника возбуждения. Насыщение усиления рассматривалось в работе [12] для случая прямых межзонных переходов при малой степени инверсности населенности, т. е. при небольшом по сравнению с kT превышении ΔF над шириной запрещенной зоны E_g . На практике часто реализуется другой случай, когда правило отбора по волновому вектору неприменимо [13]. Существенное влияние на характер насыщения поглощения или усиления может оказать поглощение свободными носителями.

Настоящая работа посвящена рассмотрению перечисленных вопросов. Источником возбуждения полупроводника может служить пучок быстрых электронов, электрический ток, радиация с частотами E/\hbar , отличными от частоты монохроматического излучения E_0/\hbar . Для определенности рассмотрим полупроводниковый диод, в объеме которого при пропускании электрического тока плотности j происходит рекомбинация инжектируемых носителей. Наличие световой радиации достаточной плотности может привести к заметным изменениям как электрических, так и оптических характеристик диода. Это имеет место, например, в инжекционных лазерах с неоднородным возбуждением, а также в системе оптически связанных лазерных диодов [14-16].

Для простоты примем однородную модель рекомбинации [13]. В этом случае стационарное уравнение баланса имеет вид [17]

$$\frac{\tau'' j}{ed} = R_{\text{сп.}} + R_{\text{вн.}} + Q, \quad (1)$$

где $R_{\text{сп.}}$, $R_{\text{вын.}}$ и Q — скорости спонтанной, вынужденной и безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, рассчитанные на единицу объема слоя рекомбинации толщиной d ; η'' — инжекционная эффективность, учитывающая токи носителей вне слоя рекомбинации; e — элементарный заряд. Скорость $R_{\text{вын.}}$ связана с коэффициентом поглощения $k(E)$ и плотностью радиации внутри диода $U(E)$ соотношением

$$R_{\text{вын.}} = - \int \frac{v}{E} k(E) U_{\tau}(E) dE - \frac{v}{E_0} kU, \quad (2)$$

где v — скорость света в кристалле, $U_{\tau}(E)$ — плотность тепловой радиации. Коэффициент поглощения в пределах линии монохроматического излучения полагается равным $k(E_0) = k$, а интегральная плотность неравновесной радиации $U = \int U(E) dE$. Подставляя (2) в (1) и вводя скорость люминесценции R_{λ} , получаем

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_{\lambda}}{\eta'} - \frac{v}{E_0} kU, \quad (3)$$

где $\eta' = R_{\lambda}/(R_{\lambda} + Q)$ — квантовый выход люминесценции.

В термодинамическом равновесии ($j = 0$, $U = 0$) $\Delta F = 0$ и коэффициент поглощения имеет равновесное значение $k_0(E)$. При заданном j и $U \approx 0$ начальное значение коэффициента поглощения k_0 определяется током через диод, так как $R_{\lambda}/\eta' \approx \eta'' j/ed$. С ростом U величина ΔF приближается к E_0 [1, 2]. При большой интенсивности излучения (j задано) значение R_{λ}/η' близко к некоторому R_0/η' , соответствующему условию $\Delta F = E_0$. В этом предельном случае k обратно пропорционально U , поскольку, как следует из (3), $kU = \text{const}$. Если $R_0/\eta' < \eta'' j/ed$, то k отрезательно, а уравнение (3) описывает тогда насыщение усиления.

2. Дальнейшее рассмотрение эффекта насыщения можно провести только для конкретного механизма рекомбинации. Остановимся вначале на квантовомеханической системе с двумя дискретными уровнями энергии. Такое рассмотрение подходит для переходов между уровнями примесных центров в полупроводнике. Кроме того, как показывают результаты работы [11], эта простейшая модель может служить для качественного описания эффекта насыщения на межзонных переходах.

Пусть вырождение примесных уровней с энергией E_d и E_a равно соответственно N_d и N_a . Заполнение уровней электронами описывается функцией Ферми—Дирака с квазиуровнем Ферми F_0 для доноров и F_0' для акцепторов. Скорость спонтанных переходов в расчете на единичный энергетический интервал дается выражением

$$r_{\text{сп.}}(E) = \frac{4e^2 n E |\mathbf{M}|^2}{m^2 \hbar^2 c^3} N_a N_d f_e(E_d) f_h(E_a) s(E), \quad (4)$$

где $s(E)$ — нормированная функция, определяющая форму линии испускания: $\int s(E) dE = 1$; m — масса электрона; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; c — скорость света; n — показатель преломления; $|\mathbf{M}|^2$ — квадрат матричного элемента дипольного перехода; f_e и f_h — вероятности заполнения уровней энергии электроном и дыркой.

Для коэффициента поглощения имеем

$$k = \alpha [1 - f_e(E_d) - f_h(E_a)]. \quad (5)$$

Здесь α — максимальное значение коэффициента поглощения, равное

$$\alpha = \frac{4\pi^2 \hbar e^2 |\mathbf{M}|^2}{cm^2 n E_0} N_a N_d s(E_0).$$

Используя (4) и (5) и условие нейтральности $N_d [1 - f_e(E_d)] = N_a [1 - f_h(E_a)]$, которое не учитывает концентрации свободных носителей

лей и справедливо при достаточно больших значениях N_a и N_d и низких температурах, из (3) находим f_e и f_h как функции j и U . Затем на основании (5) получаем связь между коэффициентом поглощения k и плотностью радиации U в виде

$$k = k_0 \left\{ 1 + \frac{1}{A+D} \left[\frac{BU}{2} + \sqrt{\left(\frac{BU}{2}\right)^2 + DBU + A^2 - A} \right] \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где

$$B = \frac{\gamma' v x}{E_0 r_0} \frac{(N_a + N_d)^2}{N_a N_d}, \quad (8)$$

$$A = D - \frac{k_0}{x}, \quad D = \frac{N_d}{2N_a} \left[1 + \left(\frac{N_a}{N_d}\right)^2 - \left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)^2 \left(1 - \exp \frac{E}{kT}\right)^{-1} \right], \quad (9)$$

$$r_0 = \frac{4e^2 n E |\mathbf{M}|^2 N_a N_d}{m^2 \hbar^2 c^3}, \quad E \approx E_d - E_a, \quad (10)$$

T — температура кристалла, k — постоянная Больцмана. Выражение для начального коэффициента поглощения k_0 имеет вид

$$\frac{k_0}{x} = \frac{(N_a + N_d)^2}{2N_a N_d} \left[\frac{N_a^2 + N_d^2}{(N_a + N_d)^2} - \left(1 - \exp \frac{E}{kT}\right)^{-1} \right] - \sqrt{\frac{j - j_{\text{инв.}}}{j_{\text{инв.}}} + \frac{(N_a + N_d)^4}{4N_a^2 N_d^2} \left[\frac{N_a^2 + N_d^2}{(N_a + N_d)^2} - \left(1 - \exp \frac{E}{kT}\right)^{-1} \right]^2}. \quad (11)$$

Как видно из (11), k_0 уменьшается с ростом j от своего равновесного значения до нуля при токе инверсии

$$j_{\text{инв.}} = \frac{ed}{\gamma' \eta''} \frac{r_0 N_a N_d}{(N_a + N_d)^2}. \quad (12)$$

Для $j > j_{\text{инв.}}$ коэффициент поглощения становится отрицательным — свет усиливается. Наибольший коэффициент усиления на данной частоте равен x и достигается при токе $j_m = ed r_0 / \gamma' \eta'' (\exp E/kT \gg 1)$. Наличие верхней границы для тока обусловлено лишь выбранной упрощенной схемой рекомбинации. При таких токах могут оказаться существенными оптические переходы между другими, не рассматриваемыми здесь, энергетическими состояниями.

а. Рассмотрим на основании (7) насыщение поглощения, когда полупроводник не возбуждается электрическим током ($j = 0$). Обычно $\exp E/kT \gg 1$. Тогда в случае равенства концентраций примесей ($N_a = N_d$) приходим к соотношению [11]

$$k = x \left[1 + \frac{\alpha U}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha U}{2}\right)^2 + \alpha U} \right]^{-1}. \quad (13)$$

Здесь параметр нелинейности α равен

$$\alpha = \frac{4\gamma' v x}{E_0 r_0}. \quad (14)$$

Из (13) следует, что при малых плотностях радиации ($\alpha U < 0.1$) $k \sim (1 + \sqrt{\alpha U})^{-1}$, а при больших плотностях ($\alpha U > 10$) выполняется соотношение $k \sim (1 + \alpha U)^{-1}$. Таким образом, можно выделить два различных участка зависимости $k(U)$. В этом и состоит, как указывалось в [11], отличие насыщения поглощения в собственных и компенсированных полупроводниках от других твердых тел, а также газов.

В случае неравенства концентраций примесей ($N_a \neq N_d$) как при малых, так и при больших плотностях радиации зависимость $k(U)$ приближенно описывается, как следует из (7), простой формулой¹

$$k = \frac{k_0}{1 + \alpha U}, \quad (15)$$

где параметр нелинейности α имеет, вообще говоря, разные значения α_0 и α_∞ для малых и больших плотностей радиации соответственно. При

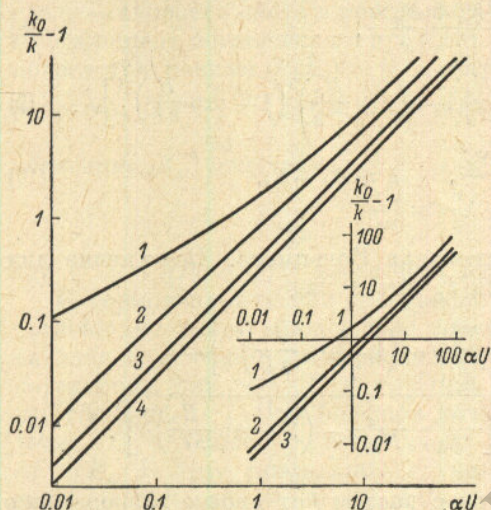


Рис. 1. Зависимость $k(U)$ для двухуровневой схемы при $N_a = N_d$.

Поглощение, k_0/k : 1 — 1, 2 — 0.5. Усиление, k_0/k : 3 — 0.25, 4 — 0.75. На вставке показано влияние легирования на коэффициент поглощения k ($k_0 = \chi N_d/N_a$), цифры у кривых — значения N_a/N_d . Величина α задается формулой (14).

средних значений U имеется переходный участок, который тем меньше, чем больше отношение N_a/N_d . При $N_a/N_d = 3$ зависимость $k(U)$ хорошо описывается во всем интервале значений U формулой (15) с параметром нелинейности $\bar{\alpha} = (\alpha_0 + \alpha_\infty)/2 = 0.47\alpha$.

б. Исследуем случай, когда помимо воздействия световой радиации полупроводник возбуждается электрическим током. Для зависимости $k(U)$ в области малых и больших значений плотности радиации получаем формулу (15) с параметрами нелинейности α_0 и α_∞ соответственно. При условии $B U \ll A^2/D$ находим на основании (7)

$$\alpha_0 = \frac{B}{2\left(D - \frac{k_0}{\chi}\right)} = \frac{(N_a + N_d)^2 \alpha}{8N_a N_d \sqrt{\frac{j - j_{\text{нпв.}}}{j_{\text{нпв.}}} + \left(\frac{N_a^2 + N_d^2}{2N_a N_d}\right)^2}}. \quad (17)$$

Для области больших плотностей радиации ($B U \gg 4D$) имеем

$$\alpha_\infty = \frac{B}{2D - \frac{k_0}{\chi}} = \frac{(N_a + N_d)^2 \alpha}{4N_a N_d \left[\frac{N_a^2 + N_d^2}{2N_a N_d} + \sqrt{\frac{j - j_{\text{нпв.}}}{j_{\text{нпв.}}} + \left(\frac{N_a^2 + N_d^2}{2N_a N_d}\right)^2} \right]}. \quad (18)$$

¹ Ранее эта формула для системы частиц с дискретными уровнями энергии была получена в [18]. Насыщение поглощения на неярких экситон-фононных переходах [19] также описывается формулой (15).

² С этим, по-видимому, связаны трудности при попытке [3] наблюдения эффекта насыщения в некомпенсированных полупроводниках.

При заданных j , N_a и N_d для поглощения ($k_0 > 0$) выполняется неравенство $\alpha_0 > \alpha_\infty$, а для усиления ($k_0 < 0$) имеет место обратное неравенство: $\alpha_0 < \alpha_\infty$. Наименьшее различие между α_0 и α_∞ получается в области инверсии, когда $k_0 \approx 0$, а также при большом ($N_d = \text{const}$) или малом ($N_a = \text{const}$) отношении N_a/N_d по сравнению с единицей. В пределе больших или малых значений N_a/N_d параметры α_0 и α_∞ приближаются к $\alpha/4$.

Как видно из (17) и (18), параметры нелинейности α_0 и α_∞ зависят от j и с ростом тока уменьшаются по величине. Наименьшие значения параметров получаются при максимальном токе j_m . Значение α_∞ в этом случае зависит в отличие от $\alpha_0 = \alpha/4$ от N_a/N_d и изменяется от $\alpha/3$ при $N_a/N_d = 1$ до $\alpha/4$ с увеличением или уменьшением отношения N_a/N_d . Параметр α_0 изменяется с током заметнее, чем величина α_∞ , которая при $N_a = N_d$ уменьшается всего в три раза.

Зависимость $k(U)$ для компенсированного полупроводника ($N_a = N_d$) в отсутствие и при возбуждении электрическим током приведена на рис. 1. Видно, что насыщение усиления хорошо описывается, как показано на рис. 2, формулой (15), где вместо α берется среднее значение $\bar{\alpha} = (\alpha_0 + \alpha_\infty)/2$. Величина $\bar{\alpha}$ в этом случае не превышает меньшее α_0 больше, чем на $\sim 14\%$.

3. Теперь в модели параболических зон рассмотрим случай малой степени инверсии населенности, когда $0 < \Delta F - E_g \ll kT$. Обычно $E_g \gg kT$, и поэтому $R_s \approx R_{\text{сн.}}$. Пусть переходы совершаются без правила отбора по волновому вектору. Вводя эффективные массы электрона m_e и дырки m_h , для коэффициента поглощения и скорости спонтанных переходов имеем [20]

$$k(E) = -\frac{\pi}{16} z \left(\frac{E - E_g}{kT} \right)^2 \frac{\Delta F - E}{(1 + \text{ch } \zeta_e) kT}, \quad (19)$$

$$R_{\text{сн.}} = \frac{\pi}{4} r_0 kT \left[1 + \frac{\Delta F - E_g}{kT} \frac{\mathcal{F}_{-1/2}(-\zeta_e)}{\mathcal{F}_{1/2}(-\zeta_e)} \right] \mathcal{F}_{1/2}(-\zeta_e) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_e). \quad (20)$$

Здесь $\zeta_e = (E - E_{e0})/kT$ (E_{e0} — энергия дна зоны проводимости) соответствует при $\Delta F = E_g$ току инверсии, равному

$$j_{\text{инв.}} = \frac{\pi}{4} \frac{ed}{\eta' \eta''} r_0 kT \mathcal{F}_{1/2}(-\zeta_e) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_e), \quad (21)$$

где $\mathcal{F}_i(\zeta_e)$ — интеграл Ферми индекса i ,

$$r_0 = \frac{n^2 E^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3} z, \quad z = \frac{S m c^2 |M|^2}{\pi^2 c \hbar^5 n E} \left(\frac{m_e m_h}{m^2} \right)^{3/2} (kT)^2, \quad E \approx E_g. \quad (22)$$

Подставляя (19) и (20) в (3), находим изменение ΔF с током j и плотностью радиации U . При $U \approx 0$ значение ΔF определяется j и равно

$$\Delta F_0 = E_g + \frac{4}{\pi} \frac{\eta' \eta''}{ed} \frac{j - j_{\text{инв.}}}{r_0 \mathcal{F}_{-1/2}(-\zeta_e) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_e)}. \quad (23)$$

С ростом U величина ΔF приближается к E_0 согласно уравнению

$$\Delta F = \frac{\Delta F_0 + E_0 \alpha U}{1 + \alpha U}. \quad (24)$$

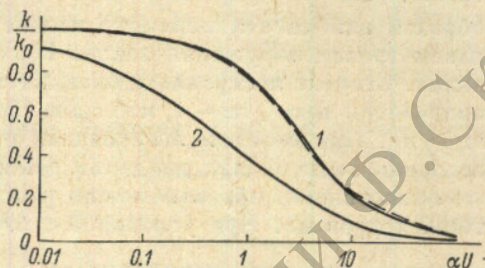


Рис. 2. Уменьшение коэффициента поглощения или усиления с ростом плотности радиации U в случае $N_a = N_d$.

Сплошные кривые, k_0/α : 1 — 0.75, 2 — 1. Штриховая линия около кривой 1 построена по формуле (15), где $\alpha = \bar{\alpha}$. Величина α задается формулой (14).

Аналогичное выражение получается и в случае прямых межзонных переходов [12].³

Используя (24), на основании (19) приходим к соотношению (15) с параметром нелинейности α , равным

$$\alpha = \frac{\eta' v z}{E_0 r_0} \frac{(E_0 - E_g)^2}{4 (kT)^3 (1 + \operatorname{ch} \zeta_e) \mathcal{E}_{-1/2}(-\zeta_e) \mathcal{E}_{1/2}(\zeta_e)}. \quad (25)$$

Если $\Delta F_0 > E_0$, то k_0 отрицательно и формула (15) описывает насыщение усиления. Эта же формула описывает насыщение поглощения, когда $\Delta F_0 < E_0$, а $E_0 - E_g \ll kT$. С ростом температуры α уменьшается. Видно также, что $\alpha \sim (E_0 - E_g)^2$ и обратно пропорционально E_g^3 . Подобным образом изменяется параметр нелинейности, введенный в работе [14] при рассмотрении нарушения закона Бугера в компенсированных полупроводниках. Степень легирования оказывает влияние на величину α . Максимум α получается при $\zeta_e \approx -1$, что соответствует полупроводнику p -типа, когда $m_e > m_c$. При сильном легировании примесями одного типа α уменьшается особенно заметно при введении доноров.

Аналогичным образом можно рассмотреть случай переходов на акцепторный уровень. При условии $0 < \Delta F - (E_{c0} - E_a) \ll kT$ имеем [22]

$$k(E) = -\frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{E - (E_{c0} - E_a)}{kT}} \frac{\Delta F - E}{(1 + \operatorname{ch} \zeta_e) kT}, \quad (26)$$

$$R_{\text{сш.}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} r_0 kT \left[1 + \frac{\Delta F - (E_{c0} - E_a)}{kT} \right] \frac{\mathcal{E}_{1/2}(\zeta_e)}{1 + \exp \zeta_e}. \quad (27)$$

Здесь r_0 связано с α , равным

$$\alpha = \frac{4 \sqrt{2} e^2 |M|^2}{\sqrt{m} c \hbar^2 n E} \left(\frac{m_c}{m} \right)^{3/2} \sqrt{kT} N_a. \quad (28)$$

соотношением (22), где $E \approx E_{c0} - E_a$. Как и в модели параболических зон, для ΔF получаем формулу, подобную (24), а зависимость $k(U)$ описывается соотношением (15). Параметр нелинейности в этом случае равен

$$\alpha = \frac{\eta' v z}{\sqrt{\pi} E_0 r_0 kT} \sqrt{\frac{E_0 - (E_{c0} - E_a)}{kT}} \frac{1 + \exp \zeta_e}{(1 + \operatorname{ch} \zeta_e) \mathcal{E}_{1/2}(\zeta_e)}. \quad (29)$$

Из (29) следует, что α уменьшается с ростом температуры, а также $\alpha \sim \sqrt{E_0 - (E_{c0} - E_a)}$. Изменение концентраций примесей приводит к изменению значения ζ_e и соответственно α . Для $\zeta_e < -2$ параметр α практически не зависит от ζ_e , а с переходом в область положительных ζ_e значение α заметно уменьшается.

Таким образом, насыщение усиления при малой степени инверсии населенности, т. е. при достаточно высоких T , описывается простой формулой (15). Как показывают расчеты для компенсированного полупроводника в случае прямых переходов, эту формулу можно также использовать в областях малых и больших U , когда разница между ΔF и E_g сравнима с kT . Из таблицы видно, что выражение (15) достаточно хорошо описывает зависимость $k(U)$ во всем интервале значений U , если вместо α использовать среднюю величину $\bar{\alpha} = (\alpha_0 + \alpha_\infty)/2$. При расчете насыщения усиления частота E_0/\hbar выбиралась в максимуме начального коэффициента усиления при $\Delta F = \Delta F_0$. Дополнительно в таблице приводятся результаты расчета, когда частота выбиралась не в максимуме начального коэффициента усиления (3-я и 5-я строки),

³ Зависимость квазиуровней Ферми от интенсивности излучения рассматривалась также в работе [21].

а также для поглощения в случае $\Delta F_0 = E_g$. Если для оценки параметра b , равного

$$b = \frac{\tau' v x}{E_g r_0 k T}, \quad (30)$$

где r_0 и x связаны между собой (22), использовать данные GaAs при температуре жидкого азота ($n = 3.6$, $E_g = 1.47$ эв, $\tau' = 0.7$), то для $\bar{\alpha}$ получаются значения $\sim (0.5 \div 1.4) \cdot 10^{-2}$ см³/эрг.

На основании проделанных здесь расчетов и результатов работы [11] можно сделать следующие выводы. В общем случае зависимость $k(U)$, описывающая уменьшение коэффициента поглощения или усиления k с ростом плотности радиации U , в явном виде не выражается. Решить задачу аналитически удастся только для нескольких определенных схем энергетических уровней полупроводника. Для собственных и компенсированных полупроводников при невырожденном распределении носителей заряда по уровням энергии насыщение поглощения описывается формулой (13), которая для малых U дает зависимость $k \sim (1 + \sqrt{\alpha U})^{-1}$, где параметр нелинейности α , зависящий от температуры кристалла T и частоты излучения E_0/\hbar , может быть рассчитан аналитически. Когда имеется вырождение хотя бы по электронам или дыркам вследствие легирования полупроводника или дополнительного возбуждения, насыщение поглощения или усиления (при инверсной заселенности) описывается формулой (15)

$$k \sim (1 + \alpha U)^{-1},$$

где α определяется степенью легирования и уменьшается с увеличением уровня возбуждения полупроводника. При больших плотностях радиации k обратно пропорционально U независимо от механизма рекомбинации.

4. При экспериментальном определении характера насыщения поглощения или усиления в полупроводниках немаловажную роль может играть поглощение света свободными носителями. Учитывая (15), для полного коэффициента поглощения k' имеем

$$k' = \frac{k_0}{1 + \alpha U} + k_n. \quad (31)$$

Здесь коэффициент поглощения свободными носителями k_n полагается, как обычно, пропорциональным концентрациям электронов n и дырок p : $k_n = s_e n + s_h p$, где s_e и s_h — сечения поглощения для электронов и дырок.

Рассмотрим вначале случай, когда $\Delta F < E_0$. При этом $k_0 > 0$. Воспользуемся результатами работы [9] для определения зависимости k_n от U . Согласно [9], в случае поглощения

$$k = \alpha_0 (1 - S^m), \quad (32)$$

где α_0 — коэффициент поглощения при термодинамическом равновесии, параметр $S = \Delta n/n_s$ характеризует степень возбуждения полупроводника, Δn — концентрация возбужденных электронов, n_s — концентрация возбужденных носителей в состоянии насыщения ($k = 0$), m — положительное число. Приравнявая (15) и (32), находим $\Delta n/n_s$. При $U \approx 0$

Значения параметра нелинейности α_0 и α_{∞} , рассчитанные для компенсированного полупроводника ($N_a = N_d$) в модели параболических зон ($m_e = 7m_0$) с правилом отбора по волновому вектору

$\frac{\Delta F_0 - E_g}{kT}$	$\frac{E_g - E_g}{kT}$	$\frac{\alpha_0}{b} (bU < 1)$	$\frac{\alpha_{\infty}}{b} (bU > 10)$
0	0.41	0.417	0.398
1.1	0.41	0.229	0.263
2.1	0.41	0.113	0.196
	0.89	0.193	0.282
	1.48	0.308	0.344

избыток носителей Δn над равновесной концентрацией электронов n_0 или дырок p_0 определяется током j и равен Δn_0 . Учитывая, что $n = n_0 + \Delta n$ и $p = p_0 + \Delta n$, приходим к следующему выражению:

$$k_{\text{н}} = s_e n_0 + s_h p_0 + (s_e + s_h) n_s \left[\frac{\left(\frac{\Delta n_0}{n_s}\right)^m + \alpha U}{1 + \alpha U} \right]^{1/m}. \quad (33)$$

С ростом U коэффициент поглощения свободными носителями увеличивается от начального значения $k_{\text{н}0} = s_e n_0 + s_h p_0 + (s_e + s_h) \Delta n_0$ до $[s_e n_0 + s_h p_0 + (s_e + s_h) n_s]$.

В свою очередь k уменьшается с ростом U , и в зависимости от соотношения между параметрами полупроводника может иметь место как уменьшение, так и увеличение полного коэффициента поглощения k' с ростом U . Подставляя (33) в (31), для k' получаем

$$k' = k'_0 - k_0 \left[\frac{\alpha U}{1 + \alpha U} - q \left\{ \left[\frac{\left(\frac{\Delta n_0}{n_s}\right)^m + \alpha U}{1 + \alpha U} \right]^{1/m} - \frac{\Delta n_0}{n_s} \right\} \right], \quad (34)$$

где $k'_0 = k_0 + k_{\text{н}0}$ — начальный коэффициент поглощения, $q = (s_e + s_h) n_s / k_0$. В состоянии насыщения ($\alpha U \gg 1$) k' определяется поглощением свободными носителями и равно

$$k'_* = k'_0 - k_0 \left[1 - q \left(1 - \frac{\Delta n_0}{n_s} \right) \right] = s_e n_0 + s_h p_0 + (s_e + s_h) n_s. \quad (35)$$

Это значение меньше k'_0 при условии

$$1 > q \left(1 - \frac{\Delta n_0}{n_s} \right). \quad (36)$$

Если выполняется обратное неравенство $1 < q \left(1 - \frac{\Delta n_0}{n_s} \right)$, то $k'_* > k'_0$.

Более подробно рассмотрим первый случай. Разлагая (34) в ряд по αU и ограничиваясь линейными членами разложения, легко показать, что значение k' повышается вначале с ростом U при условии

$$1 < \frac{q}{m} \left[\left(\frac{\Delta n_0}{n_s} \right)^{1-m} - \frac{\Delta n_0}{n_s} \right]. \quad (37)$$

Это может иметь место, когда $m > 1$. При дальнейшем увеличении плотности радиации k' достигает максимума, а затем монотонно приближается к значению, определяемому (35). Когда $m < 1$, функция $k'(U)$ является убывающей при малых αU , так как условие (37) не выполняется. Если при этом справедливо неравенство

$$1 < \frac{q}{m} \left[1 - \left(\frac{\Delta n_0}{n_s} \right)^m \right], \quad (38)$$

то в области больших αU величина k' проходит через минимум. При $m = 1$ функция $k'(U)$ монотонно убывает во всем интервале значений αU .

Рассмотренные случаи схематически представлены на рис. 3, а в обыкновенном масштабе, а на рис. 3, б в логарифмическом масштабе. Наклон касательной к кривой $k'(U)$ при малых αU меньше для меньших m . Величину αU_* можно найти, приравняв k' из (34) k'_0 . Приведенные зависимости могут иметь место и в случае, когда дополнительная накачка полупроводника отсутствует ($j = 0$, $\Delta n_0 = 0$).

Учтем теперь влияние поглощения свободными носителями на насыщение усиления. Согласно [9], в этом случае

$$k = \kappa_0 \frac{1 - S}{1 + \mu S}, \quad (39)$$

где μ — положительное число (в частности, для рассмотренной выше двухуровневой схемы $\mu = 0$). Используя (15), находим $\Delta n/n_s$ и коэффициент поглощения свободными носителями

$$k_{\mu} = k_{n0} - (s_e + s_h) (\Delta n_0 - n_s) \frac{\left(1 + \mu \frac{\Delta n_0}{n_s}\right) \alpha U}{1 + \mu + \left(1 + \mu \frac{\Delta n_0}{n_s}\right) \alpha U}. \quad (40)$$

При условии $k_0 < 0$ выполняется $\Delta n_0 > n_s$. С ростом U значение k_{μ} уменьшается от k_{n0} до величины $[s_e n_0 + s_h p_0 + (s_e + s_h) n_s]$, а коэффициент поглощения k увеличивается (коэффициент усиления уменьшается). Подставляя (40) в (31), получаем

$$k' = k'_0 - k_0 \frac{\alpha U}{1 + \alpha U} - (s_e + s_h) (\Delta n_0 - n_s) \times \frac{\left(1 + \mu \frac{\Delta n_0}{n_s}\right) \alpha U}{1 + \mu + \left(1 + \mu \frac{\Delta n_0}{n_s}\right) \alpha U}, \quad (41)$$

где $k'_0 = k_0 + k_{n0}$. В случае $k'_0 < 0$, т. е. при $k_{n0} < -k_0$, величина k'/k'_0 убывает во всем интервале значений αU , когда $\Delta n_0/n_s \leq 2$. При $\Delta n_0/n_s > 2$, если выполняется условие

$$1 < \frac{(s_e + s_h) (n_s - \Delta n_0)}{k_0} \frac{1 + \mu \frac{\Delta n_0}{n_s}}{1 + \mu}, \quad (42)$$

то k'/k'_0 вначале возрастает, а затем проходит через максимум. При некоторой плотности радиации полный коэффициент усиления $-k'$ становится отрицательным. С дальнейшим ростом U значение k' приближается к величине k'_s , которая определяется поглощением свободными носителями. Схематическое изображение полученных зависимостей представлено на рис. 3, в и г. Величину αU_* можно найти, приравняв k'/k'_0 единице, а αU_0 — полагая (41) равным нулю.

Таким образом, поглощение свободными носителями может не только оказывать влияние на измеряемую величину параметра нелинейности α , но и приводить к характерным особенностям зависимости полного коэффициента поглощения или усиления от плотности световой радиации.

Литература

- [1] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ФТТ, 5, 2384, 1963.
- [2] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 46, 1509, 1964.
- [3] А. Е. Michel, M. I. Nathan. Appl. Phys. Letters, 6, 101, 1965.
- [4] J. W. Crowe, W. E. Ahearn. IEEE J. Quantum Electron., QE-2, 283, 1966.
- [5] R. Vuilleumier, N. E. Collins, J. M. Smith, J. C. S. Kim. Proc. IEEE, 55, 1420, 1967.
- [6] W. F. Kosonovsky, R. H. Cornely. IEEE J. Quantum Electron., QE-4, 125, 1968.
- [7] Ю. Л. Климонтович, Э. В. Погорелова. ЖЭТФ, 50, 605, 1966.
- [8] Ю. Л. Климонтович, Э. В. Погорелова. ЖЭТФ, 51, 1722, 1966.
- [9] F. Stern. Physics of Quantum Electron. Conf. Proc., San Juan (Puerto Rico) 1965, McGraw-Hill, New York, 1966, p. 442.

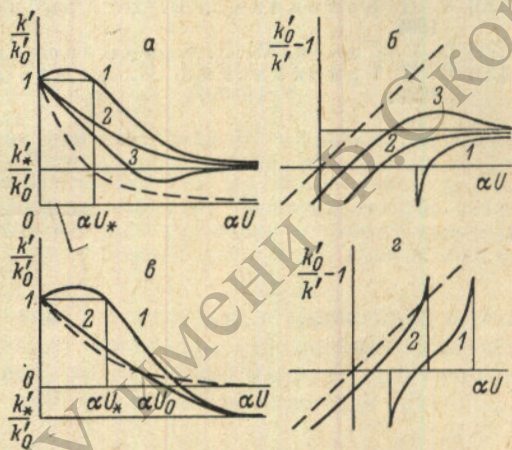


Рис. 3. Схематическое изображение насыщения поглощения (а и б) и усиления (в и г).

Штриховые линии показывают насыщение или усиления без учета поглощения свободными носителями.

- [10] С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, Письма в Редакции, 40, 491, 1969.
- [11] В. П. Грибковский. ФТП, 3, 944, 1969.
- [12] О. Н. Крохин. ФТТ, 7, 2612, 1965.
- [13] G. Lasher, F. Stern. Phys. Rev., 133, A553, 1964.
- [14] G. J. Lasher. Solid-State Electron., 7, 707, 1964.
- [15] В. Н. Морозов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов. ЖЭТФ, 55, 1619, 1968.
- [16] Н. Г. Басов, В. В. Никитин, А. С. Семенов. Усп. физ. наук, 97, 561, 1969.
- [17] В. К. Кононенко, В. П. Грибковский. Изв. АН БССР, 3, 98, 1968.
- [18] В. П. Грибковский, Б. И. Степанов. Опт. и спектр., 14, 484, 1963.
- [19] А. Ф. Дите, В. Б. Тимофеев, В. М. Файн, Э. Г. Ящин. Препринт ИФТТ АН СССР, М., 1969.
- [20] В. К. Кононенко, В. П. Грибковский. Ж. прикл. спектр., 9, 789, 1968.
- [21] О. С. Зинец, В. Л. Стрижевский. ФТП, 2, 1215, 1968.
- [22] В. П. Грибковский, В. К. Кононенко, Ж. прикл. спектр., 12, 45, 1970.

Поступило в Редакцию 17 марта 1970 г.

ЕПОЗИТОРИЙ ГТУ ИМЕНИ Ф. СКОРНИ