

Нелинейное оптическое поглощение в сильно легированном вырожденном *n*-GaAs

© В.Л. Малевич[†], И.А. Уткин

Отдел оптических проблем информатики Национальной академии наук Белоруссии,
220141 Минск, Белоруссия

(Получена 13 января 2000 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

Исследовано нелинейное поглощение света в сильно легированном вырожденном *n*-GaAs в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения. На основе квазиклассической модели флуктуационных уровней проанализирован относительный вклад в нелинейное поглощение эффектов заполнения состояний, сужения запрещенной зоны и экранирования хвостов плотности состояний неравновесными носителями. Показано, что наблюдаемое в эксперименте просветление в основном обусловлено заполнением состояний фотовозбужденными носителями.

Наличие хвостов плотности состояний в запрещенной зоне в сильно легированных полупроводниках приводит к некоторым отличиям их оптических свойств, как линейных [1–5], так и нелинейных [6–8], по сравнению со случаем чистых и слабо легированных кристаллов. Наиболее сильно эти отличия проявляются в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения. В настоящей работе на основе модели, используемой в работах [8,9], рассчитано нелинейное поглощение сильно легированного слабо компенсированного *n*-GaAs вблизи края фундаментального поглощения и проведено сравнение результатов расчета с экспериментально измеренными спектрами нелинейного оптического пропускания.

Экспериментальное исследование нелинейных спектров пропускания производилось при помощи перестраиваемого лазера на центрах окраски Li:F₂⁻, который генерировал 20 нс импульсы света в спектральной области 860–1000 нм с энергией порядка 100 мкДж. Излучение фокусировалось на поверхность образца в гауссово пятно с характерным диаметром порядка 1 мм. Полупроводниковый образец представлял собой пластину *n*-GaAs:Te ($N_d^+ = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0.32 мм. Для устранения эффектов, связанных с френелевским отражением, излучение направлялось на образец под углом Брюстера.

В сильно легированных вырожденных полупроводниках *n*-типа межзонное поглощение света в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения в основном обусловлено непрямыми переходами электронов из хвоста валентной зоны в свободные состояния зоны проводимости, лежащие ниже уровня Ферми [1,2]. Соответствующее выражение для коэффициента поглощения α на частоте ω можно представить в виде [3]

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{c\bar{n}m_0^2\omega} \int d\varepsilon \int d\varepsilon' g_c(\varepsilon)g_v(\varepsilon') |M_{c,v}(\varepsilon, \varepsilon')|^2 \times [f_v(\varepsilon') - f_c(\varepsilon)] \delta(\varepsilon - \varepsilon' - \hbar\omega), \quad (1)$$

где $g_{c,v}$ и $f_{c,v}(\varepsilon)$ — плотности состояний и функции распределения электронов по энергиям в зоне про-

водимости (*c*) и валентной зоне (*v*), c — скорость света, \bar{n} — показатель преломления полупроводника, m_0 — масса свободного электрона, $M_{c,v}(\varepsilon, \varepsilon')$ — матричный элемент импульса для межзонных переходов.

Плотность состояний в валентной зоне будем описывать на основе квазиклассической модели флуктуационных уровней [1]; для плотности состояний в зоне проводимости будем использовать обычное выражение для параболической зоны ($\sim \sqrt{\varepsilon}$). Предполагая распределение носителей в зонах локально-равновесным, а матричный элемент перехода, независящим от энергии, коэффициент межзонного поглощения можно представить в виде [8]

$$\alpha(\omega) = \frac{K\gamma^{1/2}}{\omega} \int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} \exp\left[-\frac{(\varepsilon + \varepsilon_g - \hbar\omega)^2}{2\gamma^2}\right] \times D_{-3/2}\left[\frac{\sqrt{2}(\varepsilon + \varepsilon_g - \hbar\omega)}{\gamma}\right] \left\{ \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \hbar\omega - \mu_h}{k_B T}\right)\right]^{-1} - \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_e}{k_B T}\right)\right]^{-1} \right\}, \quad (2)$$

где T — температура кристалла, k_B — постоянная Больцмана, μ_e и μ_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, $D_{-3/2}(x)$ — функция параболического цилиндра, ε_g — ширина запрещенной зоны; энергия ε отсчитывается вверх от края зоны проводимости. Коэффициент K определяется параметрами полупроводника и не зависит от длины волны и энергии падающего излучения. Параметр γ , характеризующий ширину хвоста плотности состояний, представляет собой удвоенную среднеквадратичную энергию электрона в случайном поле ионизованной примеси и выражается в виде $\gamma = (e^2/\varepsilon_0 r_0) \sqrt{4\pi r_0^3 N}$, где r_0 — длина экранирования, ε_0 — статическая диэлектрическая постоянная, N — средняя концентрация ионизованной примеси.

В исследуемой спектральной области и при используемых интенсивностях света двухфотонным поглощением можно пренебречь. Поэтому для описания нелинейного поглощения можно пользоваться выражением (2),

[†] Факс: (017) 264 37 50
E-mail: vitality@optoinform.bas-net.by

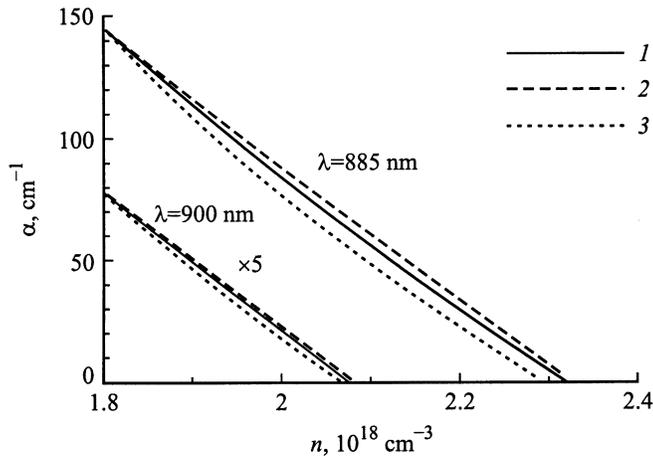


Рис. 1. Зависимости коэффициента межзонного оптического поглощения α сильно легированного вырожденного *n*-GaAs ($N_d^+ = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) от полной концентрации электронов n , рассчитанные для двух длин волн (1). Кривые (2) и (3) получены без учета эффектов экранирования и динамического сужения ширины запрещенной зоны соответственно.

учитывая при этом, что такие параметры, как ширина запрещенной зоны, квазиуровни Ферми для электронов и дырок, параметр хвоста γ зависит от концентрации носителей, которая в свою очередь определяется интенсивностью излучения и скоростью межзонной рекомбинации.

Зависимость ширины запрещенной зоны от концентрации электронов описывалась выражением $\varepsilon_g(n) = \varepsilon_{g0} - \lambda n^{1/3}$, где $\lambda = 2 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} \cdot \text{см}$ [3], $\varepsilon_{g0} = 1.425 \text{ эВ}$ — ширина запрещенной зоны в чистом GaAs. Изменение параметра γ с ростом уровня накачки определялось зависимостью радиуса экранирования от концентрации носителей. С целью выяснения относительной роли эффектов экранирования и динамического сужения запрещенной зоны в нелинейности поглощения расчеты проводились как с учетом этих эффектов, так и при постоянных ε_g и γ . На рис. 1 представлены рассчитанные по формуле (2) зависимости α от полной концентрации электронов n для двух длин волн. Как следует из расчетов, в рассматриваемом случае коэффициент поглощения практически линейно уменьшается с ростом концентрации носителей, причем основной вклад в насыщение поглощения вносит эффект заполнения состояний фотовозбужденными носителями.

Экспериментальные данные по нелинейному оптическому пропусканию полупроводниковой пластины анализировались на основе численного решения системы дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\alpha(n)I(z,t)}{\hbar\omega} - \frac{(n - n_0)}{\tau} - Bn(n - n_0), \quad (3)$$

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -[\alpha(n) + \sigma n] I(z,t), \quad (4)$$

где $I(z,t)$ — интенсивность излучения (ось z направлена по нормали к поверхности в глубь образца), параметры τ

и B определяют скорости линейной и излучательной рекомбинации соответственно, $\alpha(n)$ представляет собой рассчитанную ранее зависимость коэффициента межзонного поглощения от концентрации носителей, n_0 — равновесная концентрация электронов. В уравнении (3) мы пренебрегли диффузией неравновесных носителей, поскольку длина диффузии в данном случае существенно меньше длины поглощения излучения ($\sim \alpha^{-1}$) и поперечных размеров пучка. Второе слагаемое в правой части уравнения (4) представляет собой внутризонное поглощение (σ — сечение поглощения), величина которого в рассматриваемой области спектра может быть сравнимой с межзонным вкладом.

На рис. 2 представлены экспериментально измеренные и рассчитанные зависимости пропускания сильно легированного образца *n*-GaAs от плотности энергии лазерного импульса. В расчетах использовались следующие значения параметров: $\sigma = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [10], $B = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$ [11]. Время линейной рекомбинации сильно зависит от технологии выращивания материала

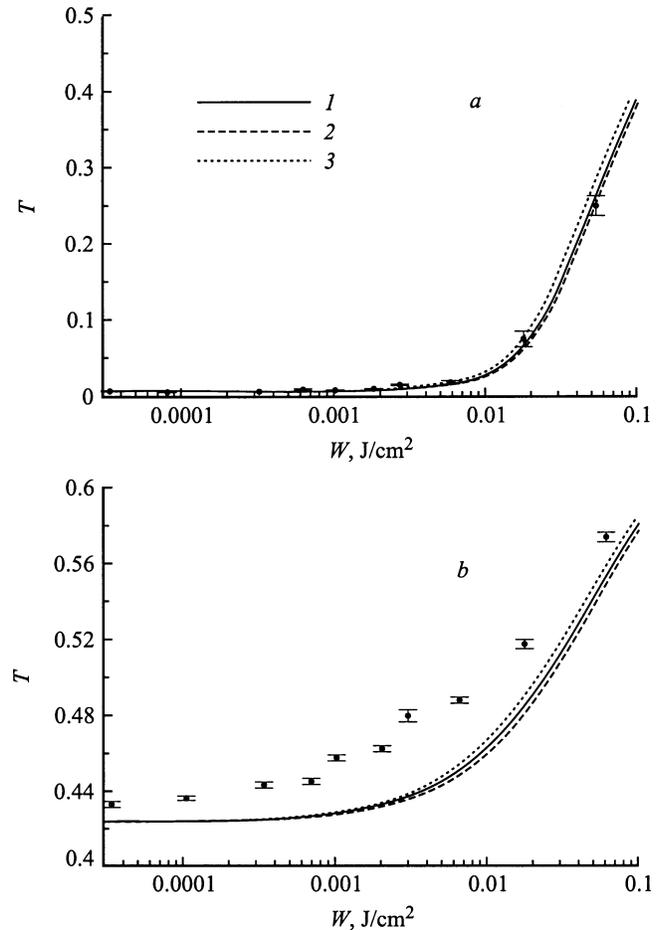


Рис. 2. Зависимость пропускания T полупроводникового образца от плотности энергии падающего излучения W на длинах волн $\lambda = 885 \text{ нм}$ (а) и 900 нм (б). Точки — эксперимент, обозначения расчетных кривых такие же, как и на рис. 1.

образца. В расчетах использовалось значение $\tau = 7$ нс, поскольку в этом случае достигалось наилучшее согласие теоретических кривых с экспериментальными данными.

Нетрудно видеть, что в рассматриваемом нами случае эффективное время жизни носителей составляет порядка 2 нс, что намного меньше длительности возбуждающего импульса. В этом случае реализуется квазистационарный режим, и для не слишком больших уровней фотовозбуждения ($(n - n_0)/n_0 \ll 1$), аппроксимируя зависимость α от n линейной, можно ввести зависящий от интенсивности коэффициент межзонного поглощения $\alpha(I) = \alpha_0/(1 + I/I_s)$, где α_0 — линейный коэффициент поглощения, $I_s = \hbar\omega(1 + Bn_0\tau)/\beta\tau$, $\beta = d\alpha/dn|_{n=n_0}$. Для длин волн 885 и 900 нм значения параметра I_s получаются равными 0.4 и 1.9 МВт/см² соответственно.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально и теоретически исследовано нелинейное пропускание сильно легированного вырожденного n -GaAs в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения. Показано, что экспериментально наблюдаемое насыщение поглощения достаточно хорошо описывается в рамках модели не прямых межзонных переходов электронов из хвоста валентной зоны в состояния зоны проводимости, учитывающей зависимости квазиуровней Ферми, ширины запрещенной зоны и характерной ширины хвоста плотности состояний от концентрации фотоносителей. Результаты численного моделирования показали, что основной вклад в нелинейность дает эффект заполнения зоны проводимости неравновесными электронами.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (грант В-129).

Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) гл. 12, с. 357.
- [2] А.Л. Эфрос. УФН, **111**, 451 (1973).
- [3] Н.С. Casey, Jr., F. Stern. J. Appl. Phys., **47**, 631 (1976).
- [4] W. Sritrakool, V. Sa-yakanit, H.R. Glyde. Phys. Rev. B, **32**, 1090 (1985).
- [5] G.B. Lush, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, H.F. MacMillan, S. Asher. J. Appl. Phys., **74**, 4694 (1993).
- [6] В.П. Грибковский. *Теория испускания и поглощения света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1976) гл. 3, с. 245.
- [7] С.А. Гуревич, А.Е. Федорович, Ф.В. Федоров. ФТП, **25**, 769 (1991).
- [8] С.А. Быстримович, Р.Г. Запорожченко, В.Л. Малевич, Ф.В. Карпушко, Г.В. Синицын, И.А. Уткин. ФТП, **28**, 1020 (1994).
- [9] S.W. Koch, S. Schmitt-Rink, H. Haug. Phys. St. Sol. (b), **106**, 135 (1981).
- [10] E. Naga, H. Kimura. J. Phys. Soc. Japan, **19**, 1596 (1964).

- [11] G.B. Lush, H.F. MacMillan, B.M. Keyes, D.H. Levi, M.R. Melloch, R.K. Ahrenkiel, M.S. Lundstrom. J. Appl. Phys., **72**, 1436 (1992).

Редактор В.В. Чалдышев

Nonlinear optical absorption of a heavily doped degenerated n -GaAs

V.L. Valevich, I.A. Utkin

National Academy of Sciences of Belarus,
220141 Minsk, Belarus

Abstract Nonlinear optical absorption of a heavily doped degenerate n -GaAs in spectral region near the fundamental absorption edge has been studied. The contribution of the band filling, band gap shrinkage and the tail screening induced by photoexcited carriers to the nonlinear optical absorption has been analysed on the basis of a quasi-classical model of the tails of the density of states. Experimentally observed optical bleaching has been shown to be mainly caused by the dynamic band filling effect.