

©1994 г.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ n -InP ВБЛИЗИ КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

С.А.Быстримович, Р.Г.Запорожченко, В.Л.Малевич, Ф.В.Карпушко,
Г.В.Синицын, И.А.Уткин*

Отдел Оптических проблем информатики Академии наук Беларуси,
220072, Минск, Беларусь
(Получена 3 августа 1993 г. Принята к печати 24 декабря 1993 г.)

В работе проведены экспериментальные исследования нелинейного оптического пропускания сильно легированного слабо компенсированного n -InP:Sn в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения. На основе квазиклассической модели флуктуационных уровней рассчитаны нелинейные спектры пропускания. Показано, что в данной области спектра существенную роль в наблюдаемом эффекте просветления играет экранирование хвоста плотности состояний неравновесными носителями заряда.

Нелинейный характер взаимодействия света с полупроводниками $A^{III}B^V$ в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения обусловлен в основном двумя механизмами — заполнением состояний фотовозбужденными носителями ^[1-3] (динамический эффект Бурштейна-Мосса) и перенормировкой электронного спектра, связанной с кулоновским взаимодействием в электронно-дырочной плазме ^[4,5]. В приближении самосогласованного поля второй механизм можно рассматривать как экранирование кулоновского взаимодействия фотовозбужденной электронно-дырочной плазмой. Это, как известно, приводит к сужению запрещенной зоны полупроводника ^[6,7], экранированию примесных и экситонных (как связанных ^[4,8,9], так и несвязанных ^[4]) состояний.

В сильно легированных полупроводниках экситонные и примесные состояния, сливаясь с краем зоны, образуют хвосты плотности состояний в запрещенной зоне, которые определяют краевое поглощение света в слабокомпенсированных вырожденных полупроводниках ^[10]. При

* Институт физики Академии наук Беларуси, 220072, Минск, Беларусь

сильном фотовозбуждении потенциал случайно распределенной примеси, формирующей хвосты плотности состояний, экранируется неравновесной электронно-дырочной плазмой, что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента поглощения [11,12].

Таким образом, в сильно легированных слабо компенсированных полупроводниках вблизи края фундаментального поглощения можно условно выделить следующие механизмы оптической нелинейности: динамический эффект Бурштейна-Мосса, уменьшение ширины запрещенной зоны и экранирование хвостов плотности состояний фотовозбужденными носителями.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследовалось нелинейное пропускание сильно легированного фосфида индия в спектральной области 930÷960 нм. Хотя данный материал широко используется в оптоэлектронике, его нелинейные оптические свойства практически не исследовались. Вместе с тем в экспериментах по самодифракции света мы наблюдали достаточно сильную оптическую нелинейность в сильно легированном n -InP [13].

Экспериментальный образец представлял собой пластину толщиной 200 мкм, вырезанную из монокристаллического n -InP с концентрацией примеси (Sn) 10^{18} см⁻³. Поверхности образца подвергались химико-механической полировке. Для уменьшения интерференционных эффектов на обе стороны пластины были нанесены просветляющие покрытия из Al₂O₃, в результате чего коэффициенты отражения от передней и задней поверхностей составили 8 и 26% соответственно.

Нелинейное пропускание образца исследовалось при помощи автоматизированного лазерного спектрометра. В качестве источника когерентного излучения использовался лазер на центрах окраски LiF:F₂⁺, накачиваемый второй гармоникой YAG:Nd-лазера с пассивной модуляцией добротности. Диапазон перестройки лазера составлял 865÷990 нм, энергия в импульсе в одномодовом режиме была около 80 мкДж при длительности импульса по основанию 8 нс и спектральной ширине линии генерации 6 Å. Излучение фокусировалось в гауссово пятно диаметром $d = 1.1$ мм на уровне $1/e^2$.

Пропускание образца измерялось по двухлучевой схеме. В каждой спектральной точке регистрировалась величина пропускания $T_0 = W_t/W_i$, где W_i — энергия падающего, W_t — энергия прошедшего импульсов. Измеренное таким образом пропускание усреднялось по 20 импульсам. Для повышения точности измерений использовались «энергетические ворота» с целью исключения из обработки импульсов с энергией, отличающейся от предварительно измеренного среднего значения более чем на 10%. Плавное ослабление мощности падающего излучения осуществлялось при помощи электрооптического модулятора. Точность измерения была не ниже $5 \cdot 10^{-3}$ от абсолютного значения пропускания. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Спектральные зависимости пропускания, измеренные при различных значениях энергии падающего импульса, представлены на рис. 1.

В сильно легированных и слабо компенсированных полупроводниках n -типа проводимости поглощение света в спектральной области вблизи края фундаментального поглощения в основном обусловлено

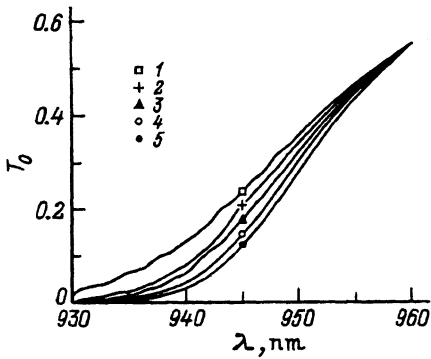


Рис. 1. Спектральные зависимости пропускания T_0 . Энергия падающих импульсов W_i , мкДж: 1 — 65, 2 — 40, 3 — 20, 4 — 10, 5 — 3.

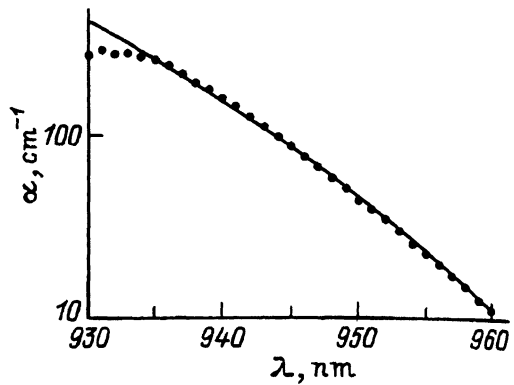


Рис. 2. Спектральная зависимость линейного коэффициента поглощения α : точки — эксперимент, сплошная линия — теоретический расчет согласно (5).

непрямыми переходами электронов из хвоста валентной зоны в зону проводимости [10]. Соответствующее выражение для коэффициента поглощения α на частоте ω можно представить в виде [14]

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

где $g_{c,v}(\varepsilon)$ — плотности состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, $f_{c,v}(\varepsilon)$ — функции распределения электронов по энергиям в зонах, c — скорость света в вакууме, \bar{n} — показатель преломления, m_0 — масса свободного электрона, $M_{c,v}(\varepsilon, \varepsilon')$ — матричный элемент импульса для межзонных переходов.

Как следует из оценок, в рассматриваемой здесь спектральной области и при используемых интенсивностях света двухфотонными переходами и поглощением на фотовозбужденных носителях можно пренебречь. Поэтому для анализа экспериментальных данных по нелинейному пропусканию будем пользоваться выражением (1), учитывая при этом, что такие параметры, как ширина запрещенной зоны ε_g , квазиуровни Ферми для электронов (μ_e) и для дырок (μ_h), а также параметр γ , характеризующий ширину хвоста плотности состояний, зависят от концентрации электронно-дырочной плазмы, которая в свою очередь определяется интенсивностью излучения и скоростью межзонной рекомбинации.

Плотность состояний в валентной зоне будем описывать на основе квазиклассической модели флуктуационных уровней [10]. Соответствующее выражение для $g(\varepsilon)$ имеет вид

$$g_v(\varepsilon) = \frac{m_h^{3/2} \gamma^{1/2}}{2^{5/4} \pi^2 \hbar^3} \exp \left[-\frac{(\varepsilon + \varepsilon_g)^2}{2\gamma^2} \right] D_{-3/2} \left[\frac{\sqrt{2}(\varepsilon + \varepsilon_g)}{\gamma} \right]. \quad (2)$$

Здесь $D_{-3/2}(x)$ — функция параболического цилиндра, m_h — эффективная масса дырки. Величина параметра γ определяется как удвоенное значение среднеквадратичной потенциальной энергии электрона в поле примеси [10]:

$$\gamma = \frac{e^2}{\epsilon_0 r_0} (4\pi N r_0^3)^{1/2}, \quad (3)$$

где r_0 — радиус экранирования, N — концентрация ионизованной примеси, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость. В выражении (2) энергия отсчитывается вверх от дна зоны проводимости.

Поскольку конечная энергия возбужденного электрона лежит в зоне проводимости вблизи уровня Ферми (в нашем случае уровень Ферми в равновесии лежит на 38 мэВ выше дна зоны проводимости), для $g_c(\epsilon)$ можно пользоваться обычным выражением для плотности состояний в параболической зоне, полагая при этом, что наличие хвоста плотности состояний вблизи дна зоны проводимости приводит к опусканию уровня Ферми на величину $\Delta\mu_e$, которую можно вычислить по формуле [10]

$$\Delta\mu_e = \gamma^2/8\mu_e. \quad (4)$$

Предполагая распределение носителей в зонах локально-равновесным, а матричный элемент перехода независящим от энергии, коэффициент поглощения можно представить в виде

$$\alpha(\omega) = K\gamma^{3/2} \int_0^\infty d\epsilon \sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{(\epsilon + \epsilon_g - \hbar\omega)}{2\gamma^2}\right) D_{-3/2}\left(\frac{\sqrt{2}(\epsilon + \epsilon_g - \hbar\omega)}{\gamma}\right) \times \\ \times \left(\left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \hbar\omega - \mu_e}{k_b T}\right) \right]^{-1} + \left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \mu_h}{k_b T}\right) \right]^{-1} \right), \quad (5)$$

где T — температура кристалла, k_b — постоянная Больцмана. Коэффициент K определяется параметрами полупроводника, которые практически не зависят от длины волны и энергии возбуждающего излучения.

На основании формулы (5) численно рассчитывалась спектральная зависимость линейного поглощения n -InP в области длин волн 930÷960 нм. Расчет проводился при следующих значениях параметров: $m_h = 0.3m_0$, $m_e = 0.077m_0$, $T = 300$ К, $\epsilon_0 = 12.4$. Значение ϵ_g выбиралось равным 1.325 эВ, что на 0.020 эВ меньше, чем в собственном InP [15]. Данная поправка учитывает уменьшение ширины запрещенной зоны за счет обменного электрон-электронного взаимодействия, и достаточно хорошо описывается формулой $\Delta\epsilon_g = -\lambda_c(n^{1/3} + p^{1/3})$, где $\lambda_c = 2 \cdot 10^{-8}$ эВ·см [6,7], n и p — концентрации электронов и дырок соответственно. Величина параметра γ находилась из условия наилучшего согласия результатов расчета и экспериментально измеренной спектральной зависимости $\alpha(\omega)$ в области длин волн 935÷960 нм, где влияние хвоста плотности состояний наиболее существенно, и составляла $\gamma = 32$ мэВ. Эта величина близка к значению, рассчитанному по формуле (3). Такое совпадение, по-видимому, свидетельствует о малости температурного (урбаховского) уширения края зоны по сравнению с примесным. Как видно из рис. 2, формула (5) хорошо описывает

спектральную зависимость линейного поглощения в длинноволновой области. Значительное расхождение имеет место в коротковолновой области, ($\lambda < 935$ нм). По-видимому, это связано с тем, что в коротковолновой области спектра возрастает роль прямых переходов, которые в (5) не учитываются.

Зависимость нелинейного пропускания образца от плотности энергии падающего излучения анализировалась на основе численного решения системы уравнений для огибающей поля E и концентрации носителей n :

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{1}{2} \alpha(n) E, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{(n - n_0)}{\tau} + \frac{\alpha(n)}{\hbar \omega} I(z, t). \quad (7)$$

В уравнениях (6), (7) v — групповая скорость световой волны в среде, $I(z, t) = cnE^2/8\pi$ — интенсивность излучения, n_0 — равновесная концентрация электронов, τ — время жизни носителей; ось z направлена от поверхности в глубь образца. В уравнении (7) мы пренебрегли диффузией, так как за время действия импульса она несущественно влияет на пространственное распределение неравновесных носителей.

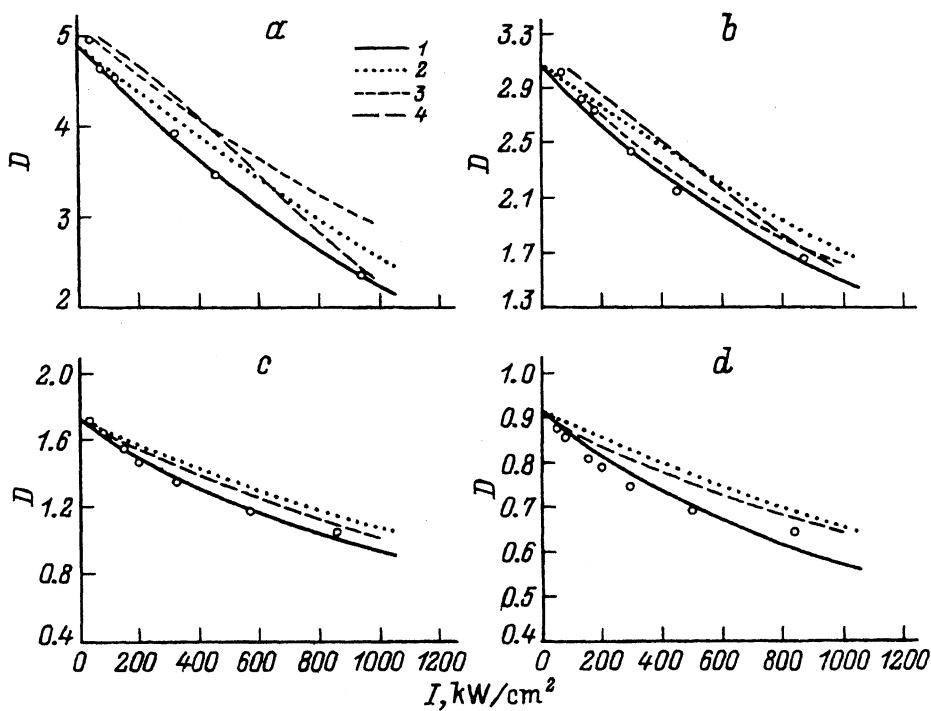


Рис. 3. Зависимость оптической плотности D от интенсивности падающего излучения I (среднее значение в импульсе). Точки — эксперимент, линии — расчет: 1 — модель хвостов плотности состояний с учетом эффекта экранирования; 2 — то же без учета экранирования; 3 — модель прямых переходов; 4 — полуэмпирическая модель [16]. λ нм: а — 935, б — 940, с — 945, д — 950.

Зависимость коэффициента поглощения света от концентрации неравновесных электронно-дырочных пар $\alpha(n)$ рассчитывалась численно на основе формулы (5), в которую подставлялись параметры полупроводника $\varepsilon_g, \gamma, \mu_e$ и μ_h , зависящие от n и p . Квазиуровни Ферми рассчитывались численно с использованием приведенных выше выражений (2), (4) для плотности состояний. Изменение величины γ в процессе возбуждения вычислялось по формуле (3), в которой использовался радиус экранирования, зависящий от n . Анализ формы падающего и прошедшего через образец импульсов позволил оценить время релаксации: $\tau \leq 10$ нс. В расчетах мы полагали $\tau = 8$ нс, при этом достигалось наилучшее согласие результатов расчета с экспериментальными данными.

На рис. 3 представлены результаты расчета зависимости оптической плотности $D(W_i)$ по формулам (5)–(7) для четырех длин волн (кривые 1). Как видно, в области коротких волн теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными. В длинноволновой области имеет место более существенное расхождение данной модели с экспериментом. Можно предположить, что в данной области спектра заметную роль играет небольшое остаточное ненасыщающееся поглощение.

Для выяснения роли экранирования в насыщении поглощения был проведен расчет нелинейного пропускания без учета экранирования в процессе фотовозбуждения, т.е. предполагалось, что величина γ не зависит от n . Результаты расчета представлены на рис. 3 (кривые 2). Можно видеть, что уменьшение хвостов плотности состояний в результате экранирования флуктуирующего потенциала ионизованных примесей приводит к более крутой зависимости $D(W_i)$ [12], причем относительный вклад эффекта экранирования в насыщение поглощения более существен в длинноволновой области спектра.

Для сравнения на рис. 3 приведены также зависимости оптической плотности от энергии падающего излучения, рассчитанные на основе модели прямых переходов и полуэмпирической модели, предложенной в [16] (кривые 3 и 4 соответственно). Как можно видеть, данные модели дают худшее согласие с экспериментом.

Таким образом, учет хвостов плотности состояний в запрещенной зоне сильно легированного фосфида индия позволяет достаточно хорошо описать нелинейное поглощение света в краевой области спектра. Показано, что наряду с динамическим эффектом Бурштейна–Мосса существенный вклад в просветление данного полупроводника дает эффект экранирования потенциала ионизованной примеси неравновесными носителями в процессе фотовозбуждения.

Список литературы

- [1] В.П. Грибковский. Теория испускания и поглощения света в полупроводниках. Минск (1976).
- [2] D.A.V. Miller, C.T. Seaton, M.E. Prise, S.D. Smith. Phys. Rev. Lett., **47**, 197 (1981).
- [3] S.W. Koch, S. Schmitt-Rink, H. Haug. Phys. St. Sol. (b), **106**, 135 (1981).
- [4] C. Klingshirn, H. Haug. Phys. Rep., **70**, 315 (1981).
- [5] L. Banyai, S.W. Koch. Z. Phys. B, **63**, 283 (1986).
- [6] J. Camarrel, D. Auverque, H. Mathien. J. Appl. Phys., **46**, 2683 (1975).
- [7] H.C. Casey, Jr. F. Stern. J. Appl. Phys., **47**, 631 (1976).

- [8] В.Л. Бонч-Бруевич. Итоги науки. Физика твердого тела. М. (1965).
- [9] С.А. Гуревич, А.Е. Федорович, Ф.В. Федоров. ФТП, **25**, 769 (1991).
- [10] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М. (1979).
- [11] М.П. Лисица, Н.Р. Кулиш, А.Ф. Мазниченко. ФТП, **17**, 73 (1983).
- [12] В.К. Кононенко. ЖПС, **41**, 106 (1984).
- [13] S.A. Bystrimovich, F.V. Karpushko, I.A. Utkin. SPIE Proc, **1807** (1933).
- [14] G. Lasher, F. Stern. Phys. Rev., **133**, 553 (1964).
- [15] А.Н. Пихтин, А.Д. Яськов. ФТП, **12**, 1047 (1978).
- [16] V.P. Gribkovskii, R.G. Zaporozhenko, V.A. Zyulkov, A.E. Kazachenko, V.I. Lozovsky. Superlatt Microstruct., **10**, 441 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова
