

©1994 г.

ФОТООТРАЖЕНИЕ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО GaAs ПРИ $\hbar\omega \lesssim E_g$

А. Н. Пизтин, М. Т. Тодоров

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 29 декабря 1993 г. Принята к печати 13 января 1994 г.)

Исследована причина появления длинноволнового пика в спектрах фотоотражения высокоомного арсенида галлия. Доказана связь спектральной особенности, наблюдаемой вблизи порога собственного поглощения, с отражением оптического луча от задней полированной поверхности образца и с модуляцией света при его прохождении через приповерхностный слой объемного заряда. Рассмотрены возможности участия примесей и оптических фононов в механизме его формирования.

Модуляционные спектры фотоотражения (ФО) проявляются, как правило, в области собственного поглощения при энергиях фотонов $\hbar\omega \gtrsim E_g$ [1]. В [2] сообщалось о наблюдении сильного сигнала ФО от поверхности полуизолирующего GaAs при $\hbar\omega \lesssim E_g$. Появление этого сигнала связывалось с примесными состояниями. В дальнейшем связь пика ФО, отстоящего примерно на $30 \div 40$ мэВ от энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны E_g , с акцепторами была подтверждена в [3]. Природа длинноволнового сигнала ФО аномально большой величины оставалась неясной. В настоящей работе приведены экспериментальные данные, указывающие на различные механизмы появления сигнала ФО в «собственной» ($\hbar\omega \gtrsim E_g$) и «примесной» ($\hbar\omega < E_g$) областях спектра, а также на возможность участия оптических фононов в формировании длинноволнового фотоотражения.

Спектры измерялись при отражении зондового светового пучка от поверхности образца, возбуждаемой излучением лазера на He-Ne (длина волны $\lambda = 0.6328$ мкм, мощность излучения $P = 1 \div 3$ мВт) или He-Cd ($\lambda = 0.44$ мкм, $P = 1 \div 10$ мВт), модулированным на частоте 38 Гц. Используемая экспериментальная установка аналогична описанной в [4], а особенности метода изложены в [5] на примере объемного GaAs.

Основное внимание уделялось исследованию высокоомного арсенида галлия (удельное сопротивление $\rho > 10^6$ Ом·см), где длинноволновый пик (ДВП) проявлялся наиболее отчетливо, так что в ряде случаев

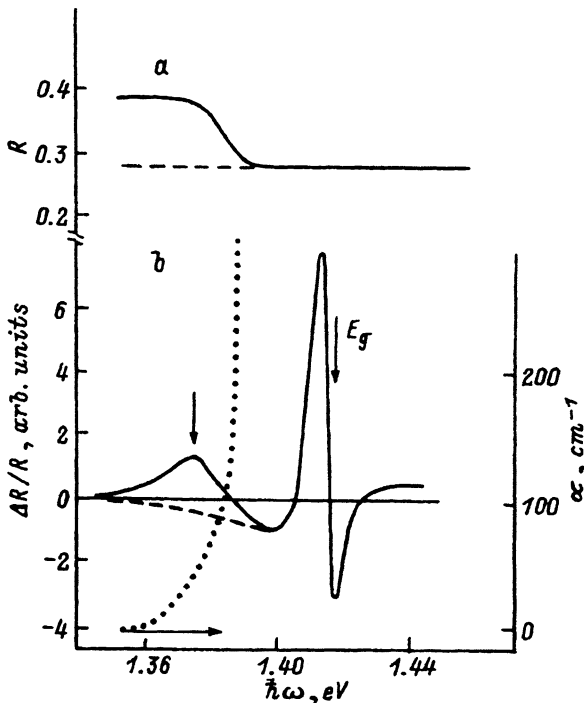


Рис. 1. Спектры отражения (а), фотоотражения и поглощения (б) полупроводящего GaAs, образец 1.

Отражение и фотоотражение измерены на образце с полированной задней гранью (сплошные линии) и шлифованной (штриховые).

его интенсивность превышала интенсивность сигнала ФО в собственной области спектра. Исследовались как объемные образцы, выращенные методом Чохральского, так и эпитаксиальные слои. В качестве типичных в настоящей работе мы приводим данные по трем монокристаллическим образцам полупроводящего арсенида галлия, выращенного методом Чохральского: образец 1 — арсенид галлия высокого качества, выращенный с добавлением небольшого количества индия в процессе роста; образец 2 — компенсированный хромом; образец 3 — с естественной компенсацией остаточными примесями. На рис. 1 и 2 представлены спектры фотоотражения этих образцов. Кроме узких пиков осцилляции ФО в собственной области ($\hbar\omega \approx 1.42$ эВ) во всех случаях отчетливо проявлялся длинноволновый пик вблизи 1.38 эВ, что подтверждает результаты [2,3]. В низкоомных образцах как *n*-, так и *p*-GaAs ниже порога собственного поглощения E_g при комнатной температуре сигнал ФО отсутствовал.

На рис. 1 и 2 представлены также спектры отражения и поглощения исследуемых образцов. Ступенька в отражении и резкий спад поглощения соответствуют спектральному положению длинноволнового пика, что указывает на возможную связь ДВП с отражением света от задней полированной грани образца. Для проверки этого предположения были измерены спектры отражения и фотоотражения этих же образцов после грубой шлифовки задней грани. После такой обработ-

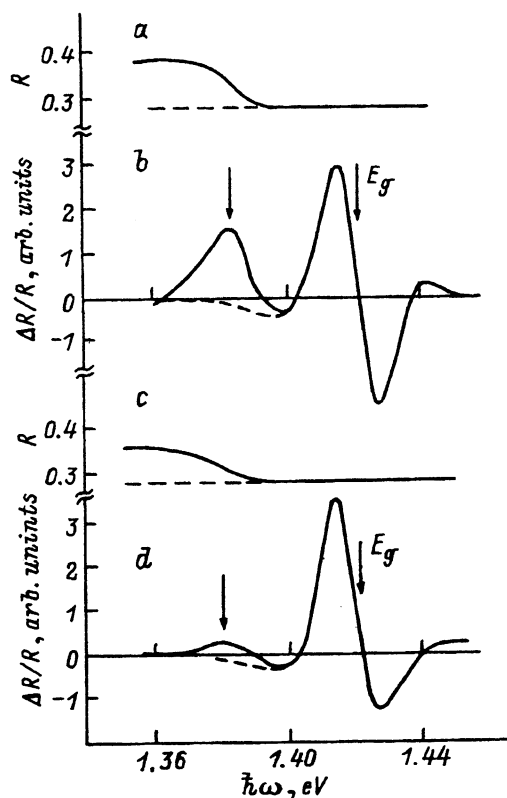


Рис. 2. Спектры отражения (a,c) и фотоотражения (b,d) полуизолирующего GaAs:

образцы 3 (a,b) и 2 (c,d) с полированной задней гранью (сплошные линии) и шлифованной (штриховые).

ки длинноволновый пик фотоотражения, также как и ступенька в отражении, полностью исчезли. Аналогичный эффект наблюдался на всех исследованных высокоомных образцах независимо от типа компенсирующей примеси как при шлифовке задней грани, так и при создании «клина» между передней и задней отражающими поверхностями.

Подобные явления ранее наблюдались в электроотражении [6], а также при использовании других модуляционных методик [7,8] и в основном связывались с эффектом многократного внутреннего отражения света в образце. Указывалось на возможный вклад примесей в формирование наблюдаемых длинноволновых структур в спектрах [9-11]. Нельзя не заметить и некоторые противоречия литературных данных. Так, например, в [9] с увеличением концентрации свободных носителей заряда пики в длинноволновых структурах уменьшались по амплитуде, а в [10] — напротив, увеличивались. В работе [10] проводились параллельные измерения фотолюминесценции, подтвердившие наличие примесных полос. Ранее [5] мы обращали внимание на важное значение конечной толщины отражающего слоя в формировании сигнала фотоотражения. В высокоомном материале эффективная толщина отражающей области d_R существенно меньше ширины области объемного заряда W (рис. 3,a), а при уровне легирования выше 10^{15} см^{-3} d_R соизмерима с W или больше нее. Это соотношение может изме-

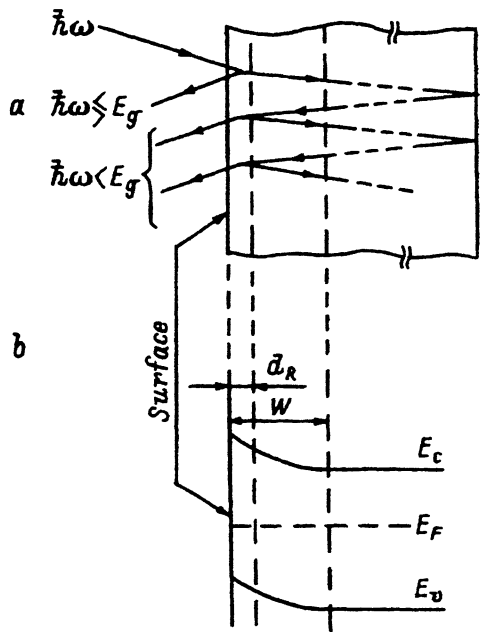


Рис. 3. Формирование сигнала отражения в слое эффективной толщиной d_R при $\hbar\omega >$ или $< E_g$ (a) и энергетическая диаграмма приповерхностной области полужолирующего GaAs (b).

няться при изменении внешних факторов, например, при приложении постоянного смещения к барьеру, что и приводит к разноречивым данным при измерении спектров электроотражения и частично объясняет отмеченные выше противоречия, встречающиеся в литературе. При регистрации сигнала фотоотражения в отсутствие внешних смещений соотношение между d_R и W особо важно в области прозрачности, когда прохождение света через объем кристалла становится принципиально важным.

Предположим, что сигнал ФО при $\hbar\omega < E_g$ определяется модуляцией отражения света в слое d_R , а длинноволновый пик является следствием усиления хвоста спектра ФО в собственной области (при энергиях фотонов $\sim E_g$) за счет процессов многократного внутреннего отражения. Такое предположение уместно, если учесть совпадение спектрального положения ДВП, порога прозрачности в отражении и резкого спада в поглощении на рис. 1 и 2. В этом случае нетрудно показать, что величина сигнала ФО при учете многократного отражения (ΔR_Σ) связана с сигналом при однократном отражении (ΔR) выражением

$$\Delta R_\Sigma = \Delta R + \frac{(1 - R - \Delta R)^2 Re^{-2\alpha d}}{1 - Re^{-2\alpha d}(R + \Delta R)} - \frac{(1 - R)^2 Re^{-2\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения, R — коэффициент зеркального отражения и d — толщина образца. Как оказалось, наблюдаемый сигнал в области ДВП как минимум на порядок превышает расчетный согласно (1).

Из сказанного выше следует, что сигнал ФО при $\hbar\omega < E_g$ формируется при прохождении света через объем полупроводника, т.е. определяется преимущественно модуляцией поглощения в области W (фотопропусканием), усиленным многократным внутренним отражением.

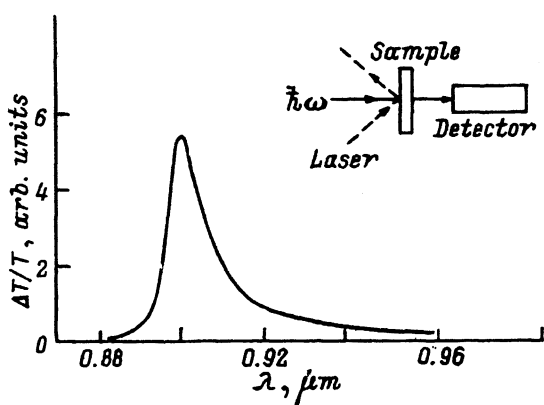


Рис. 4. Спектр фотопропускания полуизолирующего GaAs, образец 1.

На вставке — схема измерений.

Это легко объясняет отсутствие длинноволновой полосы в низкоомном материале, где $W \lesssim d_R$ и модуляция пропускания мала.

Непосредственные измерения спектров фотопропускания (рис. 4) согласуются с выдвинутым предположением о существенной роли процессов модуляции зондирующего света в объеме образца. Как и следовало ожидать, в спектре фотопропускания проявляется только длинноволновая компонента, по форме и энергетическому положению соответствующая длинноволновой полосе в спектре ФО.

Рассмотрим теперь природу модуляции пропускания в слое W . По нашему мнению, она может быть вызвана тремя причинами.

Во-первых, собственное электропоглощение на длинноволновом «хвосте» вызывает модуляцию пропускания слоя W за счет эффекта Франца-Келдыша и эффекта Штарка на свободных экситонах. Экспоненциальная зависимость коэффициента поглощения от энергии фотонов

$$\alpha_\omega = K \exp(\hbar\omega/E_0), \quad (2)$$

которая в большинстве случаев хорошо описывает длинноволновый край при прямых переходах («правило Урбаха»), обрезает пропускание света в коротковолновой области при двойном прохождении зондирующего пучка через толщу образца. Это приводит к появлению ДВП в модуляционных спектрах. Расчеты, выполненные в [6], показали, что электропоглощение, вызванное эффектом Франца-Келдыша с учетом (2) и отражением от задней грани образца, хорошо описывает длинноволновый минимум в спектрах электроотражения n -GaAs. Поскольку характерная энергия E_0 в (2) зависит от уровня легирования и температуры, положение ДВП должно изменяться при изменении этих величин. По данным [6] возрастание E_0 на 1 мэВ должно сдвигать длинноволновую полосу на 7 мэВ в область меньших энергий. Отметим также, что такой механизм модуляции не может привести к возникновению осцилляций и появлению структуры в спектрах ДВП. Знак $\Delta R/R$ в электроотражении должен быть отрицательным (при приложении отрицательного смещения), а в фотоотражении — положительным.

Во-вторых, модуляция пропускания может быть вызвана фотонейтрализацией донорных и акцепторных примесей в слое объемного заряда. В этом случае возможно появление осцилляций со сменой знака $\Delta R/R$ аналогично классическому эффекту Франца-Келдыша. Очевид-

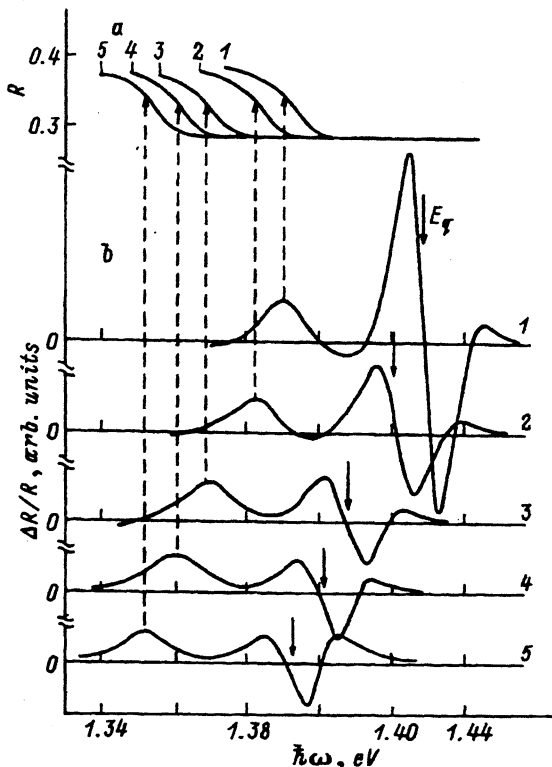


Рис. 5. Спектры отражения (а) и фотоотражения (b) полупроводящего CaAs, образец 3.
 $T, ^\circ\text{C}$: 1 — 3, 2 — 24, 3 — 53, 4 — 67, 5 — 88.

но, что этот механизм должен проявляться не только для мелких примесей, но и для глубоких центров, что пока не обнаружено. Тот факт, что увеличение концентрации акцепторов в [3] приводило к увеличению интегрального фотоответа ДВП относительно собственной осцилляции (а не к ее уменьшению, как в [6]), свидетельствует о возможном преобладании этого механизма даже при комнатной температуре.

В-третьих, длинноволновая осцилляция может быть обусловлена фоновым повторением собственной осцилляции ФО при переходах в экситонные состояния с поглощением оптического фонона. Отметим, что ДВП отстоит от собственной осцилляции на величину, совпадающую с энергиями оптических фононов в арсениде галлия: для $TO(\Gamma)$ 33 мэВ и для $LO(\Gamma)$ 35 мэВ. Интенсивность этого процесса должна быть пропорциональна числу фононов, а потому должна наблюдаться сильная температурная зависимость, определяемая статистикой Бозе.

Нами были проведены температурные измерения ФО в диапазоне $0 \div 90^\circ\text{C}$. Соответствующие данные представлены на рис. 5 и 6. Анализ этих результатов показал следующее:

— наблюдается четкая корреляция между температурным сдвигом ДВП и ступенькой в коэффициенте отражения, вызванной отражением от задней грани (рис. 5);

— энергетический интервал между ДВП и шириной запрещенной зоны не зависит от температуры и составляет $35 \div 38$ мэВ для различных образцов высокоомного арсенида галлия;

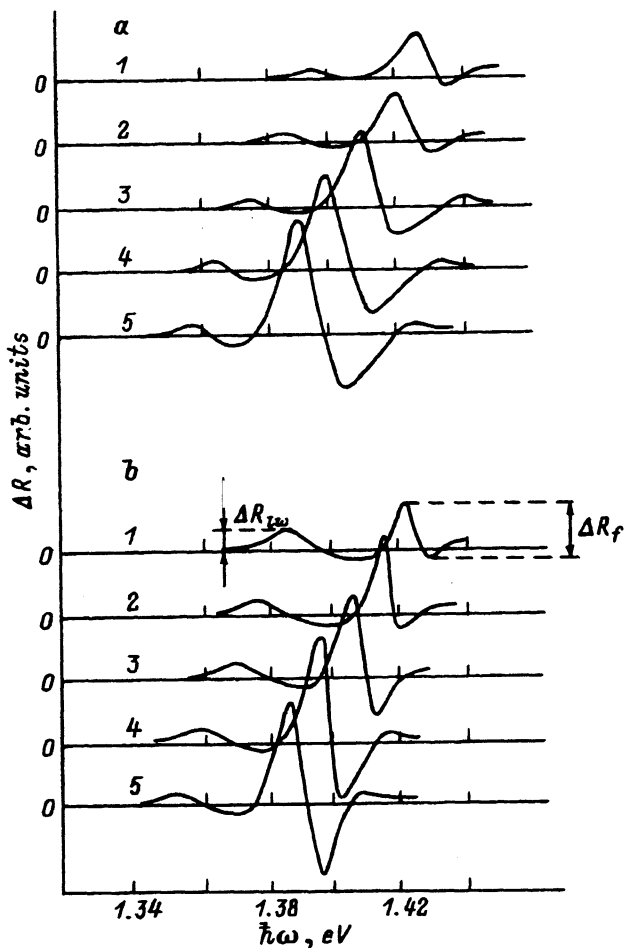


Рис. 6. Спектры фотоотражения полуизолирующего GaAs.

a — образец 2; T , °C: 1 — 1, 2 — 17, 3 — 38, 4 — 55, 5 — 72.

b — образец 1; T , °C: 1 — 3, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 65, 5 — 85.

— температурные зависимости интенсивности ДВП различны для разных образцов, они могут быть немонотонны, так что иногда проявляется максимум вблизи комнатной температуры;

— температурные зависимости формы и амплитуды (ΔR_f) собственной осцилляции вблизи E_g заметно различаются между собой для разных образцов и не коррелируют с изменением формы и интенсивности (ΔR_{lw}) ДВП (рис. 6). (Отметим, что наблюдаемое монотонное изменение формы спектра собственного ФО является само по себе интересным фактом и требует отдельного рассмотрения).

Совокупность перечисленных особенностей указывает, что во всех случаях длинноволновый пик в спектрах фотоотражения обусловлен модуляцией поглощения при прохождении света через объем образца и отражением его от задней грани. Модуляция происходит в слое W , толщина которого определяется как свойствами самого образца (уров-

нем легирования, степенью компенсации, пиннингом уровня Ферми' и т.п.), так и внешними факторами, в том числе температурой. Модуляция вызвана изменением напряженности электрического поля в слое при возбуждении лазерной подсветкой. Изменение толщины слоя, вызванное, например, легированием или температурой, заметно влияет на интенсивность ДВП. Модуляция пропускания может быть обусловлена несколькими механизмами, которые могут накладываться друг на друга, приводя к усложнению формы спектра и его зависимости от внешних воздействий, в частности от температуры.

Список литературы

- [1] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия* (М., Мир, 1972).
- [2] A.N. Pikhtin, V.M. Airaksinen, H. Lipsanen, T. Tuomi. *J. Appl. Phys.*, **65**, 2556 (1989).
- [3] S.K. Brierly, D.S. Lehr. *J. Appl. Phys.*, **67**, 3878 (1990).
- [4] М.Т. Тодоров, М.В. Коняев. *Изв. ЛЭТИ*, вып. 443, 57 (1992).
- [5] А.Н. Пихтин, М.Т. Тодоров. *ФТП*, **27**, 1139 (1993).
- [6] U. Behn, H. Roppischer. *Phys. St. Sol. (b)*, **141**, 325 (1987).
- [7] R.L. Tober, J.D. Bruno. *J. Appl. Phys.*, **68**, 6388 (1990).
- [8] R. Gagnon, G. Bernier, S. Yandl, M. Aubin. *Sol. St. Commun.*, **64**, 361 (1987).
- [9] M. Cardona, K.L. Shaklee, F.H. Pollak. *Phys. Rev.*, **154**, 696 (1967).
- [10] E.W. Williams, V. Rehn. *Phys. Rev.*, **172**, 798 (1968).
- [11] Y.E. Fisher. *Surf. Sci.*, **37**, 473 (1973).
- [12] Landolt-Bornstein. *Numerical data and functional relationships in science and technology* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N. Y., 1982) v. 17a.

Редактор Л.В. Шаронова