

СПЕКТРЫ ФОТОТОКА δ -ЛЕГИРОВАННЫХ GaAs СВЕРХРЕШЕТОК *nipi*

Альперович В. Л., Лубышев Д. И., Мигаль В. П., Семягин Б. Р.,
Ярошевич А. С.

Представлены результаты измерений спектров фототока в арсенид-галлиевых δ -легированных сверхрешетках (СР) *nipi* с различным периодом и в структурах с одиночными δ -слоями, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. СР состоит из чередующихся δ -легированных слоев GaAs *n*- и *p*-типа, разделенных нелегированными промежутками. Фототок, возникающий благодаря межзонному оптическому поглощению в СР, измерялся между селективными контактами к δ -слоям *n*- и *p*-типа. Монотонная часть длинноволнового хвоста поглощения, обусловленного внутренним электрическим полем, хорошо описывается теорией эффекта Франца—Келдыша. Влияние прямого и обратного смещений на длинноволновый хвост поглощения наблюдается как при гелиевой, так и при комнатной температурах. В спектрах фототока обнаружены также дополнительные особенности в виде пиков и более слабых ступенек. Возможные причины данных особенностей обсуждаются на основе анализа спектров сверхрешеток с различным периодом, а также спектров структур с одиночными δ -слоями.

Введение. Полупроводниковые легированные сверхрешетки (СР) *nipi* наряду с композиционными сверхрешетками и структурами с квантовыми ямами активно изучаются в последнее время в связи с перспективами создания электрооптических модуляторов, фотоприемников с внутренним усилением и других устройств [1-5]. В работах [3-5] начаты исследования оптических свойств δ -легированных СР *nipi*, в которых легирующие примеси расположены в чередующихся функциональных моноатомных δ -слоях *n*- и *p*-типа, разделенных нелегированными промежутками. В δ -СР *nipi* заданная глубина модуляции периодического потенциала достигается при наименьшем количестве легирующих примесей по сравнению с другими профилями легирования. Благодаря тому что при δ -легировании влияние флуктуаций потенциала примесей на оптические переходы минимально, удается экспериментально наблюдать спектральные особенности, обусловленные размерным квантованием электронов и дырок в потенциале СР [4, 5]. В связи с этим представляет интерес дальнейшее исследование оптических переходов в δ -СР *nipi*. В данной работе экспериментально изучены спектры вентильного фототока между селективными контактами к слоям *n*- и *p*-типа δ -СР *nipi* с различными периодами, а также спектры структур с одиночными δ -слоями.

Параметры исследованных структур

№ структуры	z_p , нм	k	d , нм	$F \cdot 10^{-3}$, В/см	Тип сверхрешетки
1	300	5	120	2.5	Полуметаллическая
2	180	5	70	4.3	
3	60	15	36	8.4	
4	16	50	16	12.0	Компенсированная

1. Методика эксперимента

δ -Легированные СР *nipi* выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии при $T < 530$ °С на полуизолирующих GaAs-подложках с ориентацией (100). Остаточная концентрация дырок в специально не легированных слоях

составляла $p \sim (2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Чередующиеся δ -слои n - и p -типа получались прерыванием роста основного материала и осаждением легирующих примесей. В качестве донорной примеси использовался кремний, акцепторной — бериллий. Период z_p и количество периодов k в выращенных СР приведены в таблице. В каждом δ -слое задавались приблизительно одинаковые концентрации доноров ($N_{Si}^{2D} \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) и акцепторов ($N_{Be}^{2D} \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Толщины буферных нелегированных слоев, отделяющих сверхрешетку от подложки и закрывающих ее сверху, составляли 500 и 50 нм соответственно. Селективные контакты готовились распылением и вплавлением на воздухе олова (омические контакты к δ -слоям n -типа) или цинка (к δ -слоям p -типа) с помощью электрического разряда от конденсатора. Вольтамперные характеристики между n - n -, p - p - и n - p -контактами аналогичны приведенным в [3].

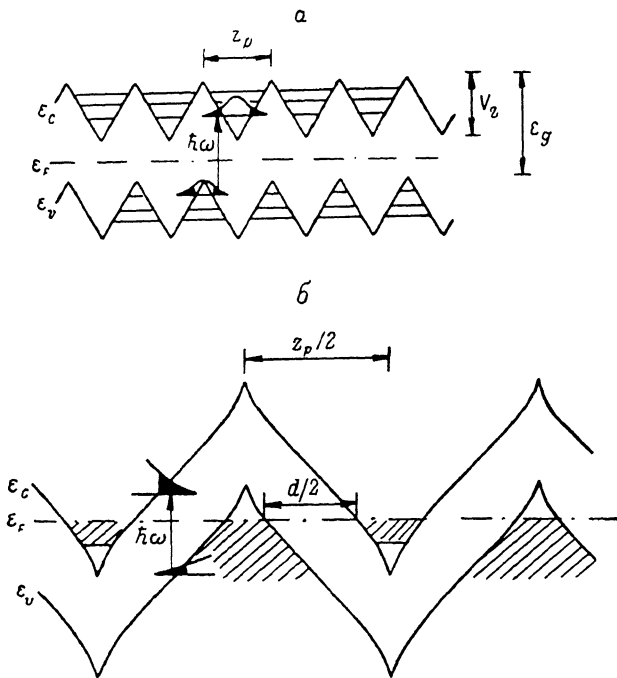


Рис. 1. Зонная структура компенсированной (а) и полуметаллической (б) δ -СР $nipi$.

ϵ_c — дно зоны проводимости, ϵ_v — потолок валентной зоны, ϵ_f — уровень Ферми. На а схематично показаны квантово-размерные подзоны $n=0, 1, 2$ и волновые функции электронов и дырок подзон с $n=0$. Вертикальные стрелки — оптические переходы с $\hbar\omega < \epsilon_g$ между туннельными хвостами волновых функций (хвосты закрашены).

Спектры фототока $I_\phi(\omega)$ измерялись на управляемой ЭВМ двухлучевой установке с монохроматором МДР-23. Для выделения сигнала использовались преобразователь ток—напряжение и усилитель с синхронным детектором. Отметим, что измеряемый фототок $I_\phi(\omega)$ пропорционален коэффициенту поглощения $\alpha(\omega)$ при условии $\alpha L < 1$, где $L = kz_p \sim 1$ мкм — толщина СР.

2. Результаты и обсуждение

В зависимости от периода z_p и уровня легирования N^{2D} исследуемые СР $nipi$ являются компенсированными (рис. 1, а), когда в каждом периоде доноры скомпенсированы акцепторами, или «полуметаллическими» (рис. 1, б), когда в СР имеются квазинейтральные области с равновесными электронами и дырками. При увеличении периода z_p поле в компенсированной СР остается однородным и постоянным ($F = eN^{2D}/2\epsilon$), а амплитуда модулирующего потенциала возрастает ($V_x = Fz_p/2 = eN^{2D}z_p/4\epsilon$). Здесь $\epsilon = 12.9$ — диэлектрическая проницаемость GaAs. При $V_x \approx \epsilon_g$ (ϵ_g — ширина запрещенной зоны) происходит

переход от компенсированной к полуметаллической СР. В полуметаллической СР поле $F=2\varepsilon_g/d$ однородно только в той части периода d , где отсутствуют свободные носители заряда. В этой же части периода возможны оптические переходы с $\hbar\omega < \varepsilon_g$ между туннельными хвостами волновых функций.

На рис. 2 показаны спектры фототока, измеренные в δ -СР $nipi$ с различными периодами z_p . Во всех спектрах при энергиях фотонов $\hbar\omega < \varepsilon_g=1.519$ эВ наблюдается хвост фототока, обусловленный эффектом Франца—Келдыша во внутреннем электрическом поле. Протяженность хвоста монотонно увеличивается при уменьшении z_p благодаря росту внутреннего поля и увеличению перекрытия туннельных хвостов волновых функций. Из рис. 2 видно, что экспериментально измеренные спектры (сплошные линии) хорошо описываются теорией Франца—Келдыша [6, 3] (точки) в диапазоне изменений фототока около

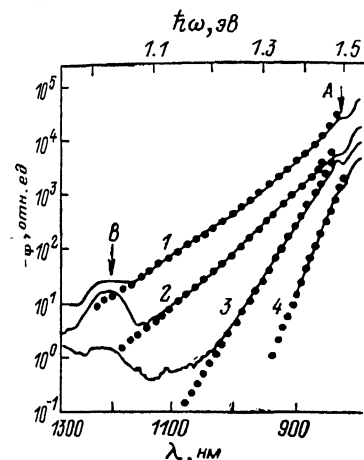


Рис. 2. Спектры фототока δ -СР $nipi$ с различным периодом.

z_p , нм: 1 — 16, 2 — 60, 3 — 180, 4 — 300. Сплошные линии — эксперимент, точки — теория Франца—Келдыша. $T=4.2$ К.

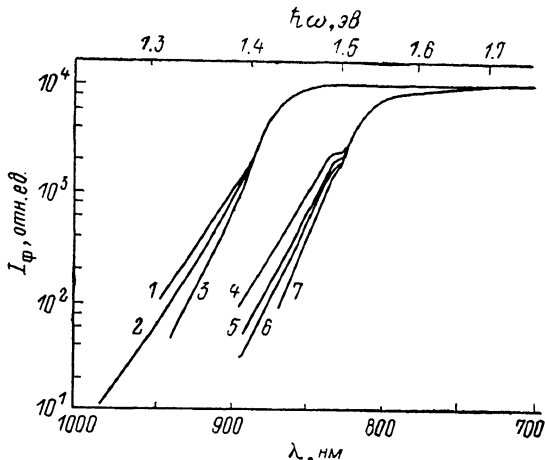


Рис. 3. Спектры фототока δ -СР $nipi$ с периодом $z_p=300$ нм, измеренные при 300 ($I-3$) и 4.2 К ($4-7$) и различных величинах прямого ($U > 0$) и обратного ($U < 0$) внешних смещений между селективными контактами.

$U, B: 1, 5 - -0.5; 2, 6 - 0; 3 - 0.3; 4 - -1.5; 7 - 0.5.$

3 порядков. При расчете теоретической зависимости для компенсированной СР с $z_p=16$ нм в качестве подгоночного параметра использовалась концентрация дегрирующих примесей. Условие наилучшего совпадения теории и эксперимента дает $N^{2D}=1.7 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, что несколько превышает номинальные значения. В полуметаллических СР в качестве подгоночного параметра использовалась ширина d той части периода, где происходят франц-келдышевские переходы. Полученные значения d и электрического поля F приведены в таблице.

На рис. 3 показаны спектры фототока в структуре 1 ($z_p=300$ нм), измеренные при 4.2 и 300 К и различной величине внешнего смещения U между селективными контактами. Из рисунка видно, что в спектре можно выделить две части. Длинноволновый ($\hbar\omega < \varepsilon_g$) хвост фототока, обусловленный франц-келдышевскими переходами в СР, становится менее протяженным (более крутым) при прямом смещении ($U > 0$, поле F уменьшается) и более протяженным при обратном смещении ($U < 0$, F увеличивается). Коротковолновая часть спектра $\hbar\omega \geq \varepsilon_g$ практически не зависит от внешнего смещения. Возможно, что существенный вклад в сигнал фототоклика при $\hbar\omega \geq \varepsilon_g$ дают переходы в буферных областях GaAs, прилегающих к СР. Включение этих переходов формирует характерный скачок фототоклика при $\hbar\omega \approx \varepsilon_g$, заметный на рис. 3, а также на рис. 4 работы [3]. Все спектры на рис. 3 также хорошо описываются теорией, если принять, что величина поля в СР

$$F = \frac{2(\varepsilon_g - \beta U)}{ed}$$

Здесь $\beta=0.3$ — коэффициент, показывающий, какая доля внешнего напряжения падает на переход между δ -слоями n - и p -типа и изменяет амплитуду модулирующего потенциала (для идеальных селективных контактов $\beta=1$).

В спектрах СР, показанных на рис. 2, помимо монотонного длинноволнового крыла отчетливо наблюдается два пика при $\lambda=835$ (А) и 1200 нм (В), положение которых не зависит от периода. Особенности в виде пика и нескольких ступенек наблюдались ранее в спектрах поглощения δ -СР *nipi* [4] и были интерпретированы как оптические переходы между квантово-размерными уровнями легких (l) и тяжелых (h) дырок $\epsilon_m^{l,h}$ и электронов ϵ_n^* :

$$\hbar\omega_{mn} = \epsilon_p - V_z + \epsilon_n^* + \epsilon_m^{l,h}.$$

Такая интерпретация пиков А и В в СР с $z_p=16$ нм рассматривалась нами ранее как одна из наиболее вероятных [7]. Однако независимость пол-

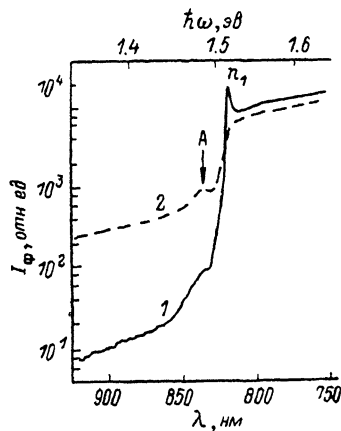


Рис. 4. Спектры фотопроводимости структур с одиночными δ -слоями n - (1) и p -типа (2).

Пик n_1 соответствует основному состоянию объемного экситона в GaAs $\hbar\omega=1.515$ эВ.

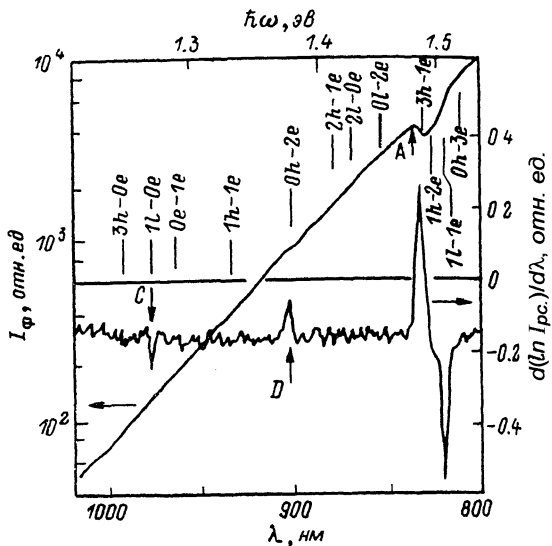


Рис. 5. Часть спектра фототока $I_\phi(\lambda)$ и логарифмической производной этого спектра $d \ln [I_\phi(\lambda)]/d\lambda$ в СР с $z_p=16$ нм.

жений пиков А и В от периода показала, что эти пики не могут быть связаны с квантово-размерными переходами. Энергетическое положение пика А $\epsilon_p - \hbar\omega_A \approx 34$ мэВ соответствует переходам электронов с акцепторов в зоне проводимости. Это предположение подтверждается измерениями спектри-фотопроводимости в одиночных δ -слоях n - и p -типа, представленных на рис.4. Видно, что спектр δ -слоя p -типа также содержит пик, совпадающий по положению с пиком А. В δ -слое n -типа на месте пика имеется лишь слабая ступенька, обусловленная, по-видимому, самокомпенсацией вследствие амфотерности кремния. Судя по положению пика А, глубина залегания акцепторного уровня составляет $\epsilon_A \approx 34 \pm 2$ мэВ, что превышает значение энергии связи для бериллия в объеме арсенида галлия $\epsilon_A=29$ мэВ. Увеличение энергии связи обусловлено, видимо, квантово-размерным ограничением волновой функции мелкого акцептора в потенциале δ -СР *nipi*, аналогичным наблюдавшемуся ранее в квантовых ямах [8]. Пик В тоже, вероятно, имеет примесную природу.

На рис. 5 показана часть спектра фототока $I_\phi(\lambda)$ в СР с $z_p=16$ нм вместе с логарифмической производной $d \ln [I_\phi(\lambda)]/d\lambda$. Наряду с линией А в спектре проявляются более слабые, но воспроизводимые ступеньки (в производной — пики) при $\lambda=976$ (С) и 902 нм (D), которые не удалось обнаружить в спектрах СР с другими периодами. Ступеньки С и D обусловлены, возможно, квантово-размерными оптическими переходами. Вертикальными штрихами на рис.5

показаны пороги переходов типа $ml(h)-ne$ между квантовыми подзонами, рассчитанные по формуле (1). К сожалению, расчет порогов по номинальным параметрам СР недостаточно точен: изменение N^{2D} всего на 5 % приводит к сдвигу порога $Il-0e$ на 15 нм, что сравнимо с расстоянием между соседними порогами. В связи с этим ступеньки C и D трудно приписать конкретным переходам. Отметим, что в СР с $z_p=16$ нм квантово-размерные переходы не проявляются столь отчетливо, как в [4, 5], из-за того что в нашей СР пороги переходов расположены более тесно по энергии и замыты флуктуациями потенциала примесей вследствие большего уровня легирования и несколько большего периода (ср. расчетные пороги на рис. 2 в [4] и на рис. 5 данной работы).

Таким образом, монотонная часть спектров фототока δ -легированных компенсированных и полуметаллических СР хорошо описывается теорией эффекта Франда—Келдыша во внутреннем и внешнем электрических полях. Пики в спектре имеют примесную природу, а дополнительные ступеньки в СР с минимальным периодом $z_p=16$ нм могут быть объяснены квантово-размерными оптическими переходами.

Авторы благодарны М. В. Энтину, А. В. Чаплику и К. С. Журавлеву за полезные обсуждения результатов, С. И. Стенину и А. С. Терехову за поддержку этой работы.

Список литературы

- [1] Ploog K., Dohler G. H. // Adv. Phys. 1983. V. 32. N 3. P. 285—359.
- [2] Chang-Hasnain C. J., Hasnain G., Johnson N. M., Dohler G. H., Miller J. N., Whinnery J. R., Dienes A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 14. P. 915—917.
- [3] Ullrich B., Zhang C., Fronius H., van Klitzing K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 23. P. 1967—1969.
- [4] Schubert E. F., Ullrich B., Harris T. D., Cunningham J. E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 12. P. 8305—8308.
- [5] Ullrich B., Zhang C., Schubert E. F., Cunningham J. E., van Klitzing K. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 6. P. 3776—3779.
- [6] Меркулов И. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. В. 4. С. 2314—2324.
- [7] Alperovich V. L., Jaroshevich A. S., Lubyshev D. I., Migal V. P., Semjagin B. R. // Crystal Properties and Preparation. Switzerland, 1989. P. 107—113.
- [8] Reeder A. A., McCombe B. D., Chambers F. A., Devane G. P. // Superlat. a. Microstr. 1988. V. 4. N 3. P. 381—383.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 20.10.1989
Принята к печати 24.10.1989