

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ДЫРОК В InP МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА

А.Т.Гореленок, И.Ю.Якименко

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 15 июня 1994 г.)

Известно, что такие традиционные методы определения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках, как холловские измерения и $C-V$ метод, пригодны для достаточно однородных объектов. При исследовании неоднородных структур или тонких слоев (толщиной менее 1 мкм) они дают большую погрешность. В этом случае представляют интерес бесконтактные оптические методы, из которых нам представляется наиболее интересным метод комбинационного рассеяния света (КРС). Эффективность использования КРС при определении концентрации свободных носителей показана в случае GaAs, GaP, InP [1], AlGaAs [2] n -типа проводимости, а также GaAs [3] и GaP [4] p -типа. Данные по КРС в n -InP в известной нам литературе отсутствуют. Поэтому в данной работе были проведены исследования спектров КРС слоев InP p -типа различного уровня легирования с целью выяснения критериев определения концентрации свободных носителей.

Объектом исследования служили слои p -InP (100) ориентации толщиной 2...2.5 мкм с концентрацией дырок от $5 \cdot 10^{15}$ до $1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, сформированные диффузией Zn из полимерной пленки в полуизолирующую подложку [5]. Спектры КРС возбуждались светом аргонового лазера с длиной волны $\lambda = 514.5 \text{ нм}$. При этом тестировалась приповерхностная область глубиной порядка $l/\alpha(\lambda) \approx 900 \text{ \AA}$ (α — коэффициент поглощения возбуждающего света). Использовалась 180° -ная геометрия рассеяния $Z[XY]\bar{Z}$, где $X = [001]$, $Y = [010]$, $Z = [100]$. Спектр рассеянного света регистрировался при комнатной температуре спектрометром ДФС-24, в котором в качестве приемника использовался фотомножитель ФЭУ-79 в режиме счета фотонов. Возбуждающий свет фокусировался в пятно диаметром $\approx 150 \text{ мкм}$ на поверхность образца. Плотность мощности возбуждения поддерживалась на уровне $\approx 100 \text{ Вт/см}^2$, что позволяло исключить влияние на спектры оптически возбужденных носителей [6]. При этом из-за малости интенсивности КРС в сильно легированных образцах измерения проводились при спектральной ширине щели монохроматора 4 см^{-1} .

Спектры КРС слоев InP с различной концентрацией дырок (см. таблицу) в области однофононных переходов, измеренные в одинаковых условиях, приведены на рис. 1. В спектре i -InP (InP:Fe), представленном на рисунке кривой 1, наблюдается интенсивная линия с частотой $\approx 346 \text{ см}^{-1}$, соответствующая разрешенному правилами отбора рассеянию на продольных оптических фононах (LO) центра зоны Бриллюэна.

Номер спектра	Холловские данные		Параметры расчета спектров КРС		
	$p, \text{см}^{-3}$	$\mu, \text{см}^2/\text{с}$	$\Gamma, \text{см}^{-1*}$	$p, \text{см}^{-3}$	$\Gamma_p, \text{см}^{-1}$
1	p_i	—	1.8	p_i	100
2	$2.2 \cdot 10^{17}$	210	4.5	$2.2 \cdot 10^{17}$	110
3	$1.3 \cdot 10^{18}$	111	6	$1.1 \cdot 10^{18}$	205
4	$3.8 \cdot 10^{18}$	51	7.5	$3.9 \cdot 10^{18}$	460
5	$1.3 \cdot 10^{19}$	28	7.5	$1.0 \cdot 10^{19}$	820
6	—	—	7.5	$3.0 \cdot 10^{19}$	900

Примечание. Γ — параметр затухания фона, $p_i = 1.3 \cdot 10^7 \text{см}^{-3}$ — собственная концентрация дырок. В таблице указаны параметры, при которых расчет дает наилучшее совпадение с экспериментом.

По мере увеличения концентрации дырок происходят уменьшение интенсивности и уширение полосы, максимум которой соответствует частоте LO -фона ω_{LO} . При $p > 2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ становится значительной асимметрия формы линии этой полосы. Дополнительных полос в спектрах КРС в исследованном диапазоне концентраций не наблюдалось.

Эволюция спектров КРС с ростом p определяется двумя основными факторами. Во-первых, на поверхности полупроводника существует обедненный слой, рассеяние от которого дает вклад в регистрируемый спектр. Вклад от обедненного слоя совпадает по форме со спектром i -InP, а его интенсивность зависит от толщины обедненного слоя, которая в свою очередь определяется концентрацией дырок. Во-вторых, спектр от области между обедненным слоем и границей проникновения возбуждающего света определяется взаимодействием решеточных колебаний с плазмой свободных носителей. Его форма зависит от p и определяется соотношением частот и затуханий фона и плазмона. В случае, когда параметр затухания плазмона $\Gamma_p = e/\mu t^*$ (e — заряд электрона, μ и t^* — подвижность и эффективная масса свободных носителей) мал по сравнению с плазменной частотой $\omega_p = (pe^2/\epsilon_0\epsilon_\infty t^*)^{1/2}$, в спектре присутствуют две смешанные плазмон-фононные моды L^- и L^+ , частоты и затухания которых отличаются от соответствующих параметров фона и плазмона (например, в InP и GaAs n -типа). Как правило, при определении концентрации свободных носителей в этом случае используется зависимость частот плазмон-фононных мод от указанного параметра. В случае плазмы с сильным затуханием ($\Gamma_p > \omega_p$) в спектрах КРС проявляется только одна плазмон-фононная полоса, частота которой незначительно отличается от ω_{LO} (наблюдалась в GaP и SiC n -типа [7,8], GaAs и GaP p -типа [3,4]). В InP дырочная плазма также является сильно затухающей.

Мы провели модельный расчет спектров КРС. Сечение рассеяния на плазмон-фононных модах рассчитывалось аналогично [3]. Вклад обедненного слоя учитывался по [9]. Учет аппаратной функции спектрометра проводился по [10]. Как следует из рис. 1, примененная мо-

J_{KPC} , отн. ед.

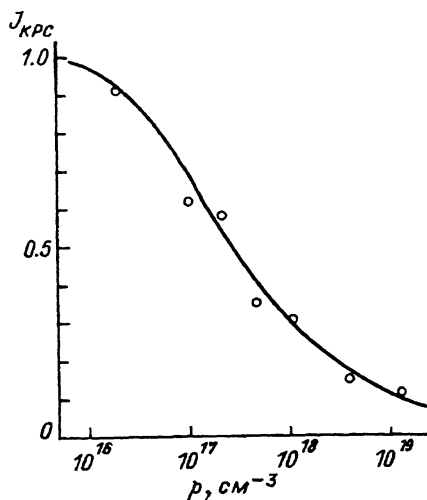
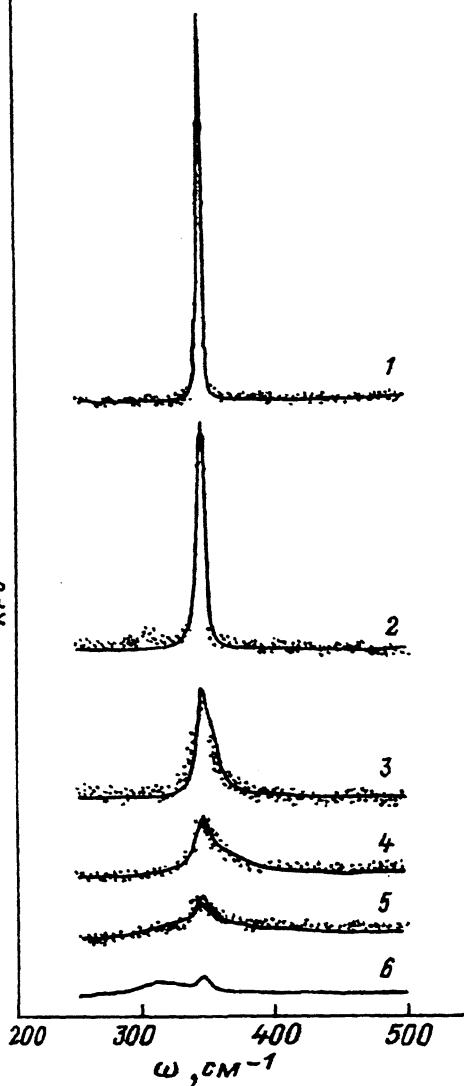


Рис. 2. Зависимость интенсивности КРС на частоте LO -фонона, нормированной на значение для i -InP, от концентрации дырок. Точки — эксперимент, кривая — расчет.

Рис. 1. Спектры КРС образцов InP p -типа с различным уровнем легирования.

Точки — эксперимент, кривые — расчет. Параметры образцов в таблице.

дель хорошо согласуется с экспериментальными данными. Используя эту модель, мы получили зависимость интенсивности рассеяния на частоте ω_{LO} от концентрации дырок. Как следует из рис. 2, рассчитанная зависимость хорошо согласуется с экспериментальными данными. Полученная зависимость может быть использована в качестве калибровочной кривой при определении p по спектрам КРС. Следует отметить, что в случае регистрации спектров КРС при сходных с нашими условиях измерения можно для определения p использовать аппроксимационную зависимость аналогично [11] $I(p) = I(0)[1 - \exp(-2\alpha L_d)]$, где $\alpha = 0.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $L_d = (2\epsilon_s \epsilon_0 \phi / ep)^{1/2}$ — толщина обедненного слоя, $\phi = 0.4 \text{ В}$ — изгиб зон на поверхности полупроводника, $\epsilon_s = 12.4$.

В заключение отметим, что проведенные исследования свидетельствуют о возможности определения концентрации дырок в InP методом КРС с локальностью не более 150 мкм по поверхности и 900 Å по глубине. Высокая локальность метода позволяет определять p в тонких слоях и в сочетании с прецизионным травлением исследовать распределение свободных носителей в градиентных слоях, что и будет продемонстрировано в последующих работах.

Авторы выражают благодарность А.В.Каманину и Н.М.Шмидт за предоставление диффузионных образцов и обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] Рассеяние света в твердых телах. Под ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта. М.: Мир, 1986. Вып. 2. 408 с.
- [2] Минтаилов Ф.М., Смекалин К.Е., Устинов В.М., Хвостиков В.П. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 9. С. 1539-1549.
- [3] Mlayah A., Carles R., Landa G. et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 7. P. 4064-4070.
- [4] Irmer G., Siegel W., Kuhnelt G. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1991. Vol. 6. N 11. P. 1072-1078.
- [5] Беляков С.В., Бусыгина Л.А., Гореленок А.Т. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 13. С. 35-38.
- [6] Белоусов М.В., Гореленок А.Т., Давыдов И.Ю. и др. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 12. С. 2177-2180.
- [7] Hon D.T., Faust W.L. // Appl. Phys. 1973. Vol. 1. P. 241-256.
- [8] Yugami H., Nakashima S., Mitsuishi A. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. P. 354-358.
- [9] Herms M., Irmer G., Monecke J., Oettel O. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. N 1. P. 432-435.
- [10] Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.Н. // Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976. С. 392.
- [11] Fukasawa R., Wakaki M., Onta K., Okumura N. // Jap. J. Appl. Phys. 1986. Vol. 25. N 4. P. 652-653.

01;06;07
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 1, 1995

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.А.Синяк

Институт прикладной физики АН Молдовы,
227028, Кишинев, Молдова
(Поступило в Редакцию 15 июня 1994 г.)

Оптическим свойствам полупроводников с пониженной размерностью в последнее время уделяется особое внимание. Это связано с уникальными возможностями их использования при создании инфракрасных лазеров, фотодетекторов, высокоскоростных электрооптических модуляторов. Большое количество работ посвящено межзонным оптическим переходам, экситонным эффектам, оптическому эффекту Штарка и многим другим линейным и нелинейным эффектам в полупроводниковых квантовых ямах [1].