

## ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ КОМПЕНСИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $n^+$ -GaAs

Венгер Е. Ф., Гончаренко А. В., Дмитрук Н. Л.,  
Прокофьев А. Ю., Фидря Н. А.

Рассмотрены спектры отражения и дисперсия поверхностных плазмон-фононных поляритонов сильно легированного арсенида галлия  $n$ -типа, подвергнутого бомбардировке компенсирующими ионами  $O^+$ . Путем решения оптимизационной задачи из спектров отражения в принятом одноступенчатом приближении определены параметры имплантированного слоя. обнаружено расхождение полученных значений глубины имплантированного слоя с теорией Лийндхарда—Шарфа—Шютта. Достигнуто хорошее соответствие результатов, полученных из спектров внешнего ИК отражения света и дисперсионных зависимостей поверхностных поляритонов при полной компенсации заряда в имплантированном слое.

Практическое применение ионной имплантации в полупроводники основано на изменении рефракции и легирования материала (концентрации свободных носителей тока), причем толщинный профиль обеих величин является важнейшей характеристикой. Обычно используемые для целей диагностики ионно-легированных слоев методы эффекта Холла и вольт-фарадных характеристик требуют изготовления омических контактов и подвержены искажающему влиянию подложки. Это особенно касается так называемых «скрытых» слоев [1], определение параметров которых является подчас неразрешимой задачей. Методы, в которых используется послойное травливание, приводят к разрушению исследуемого материала. Поэтому более привлекательными являются оптические неразрушающие методы: отражательной спектроскопии видимого и ИК диапазонов, нарушенного полного внутреннего отражения света (НПВО), электроотражения света либо эллипсометрии.

В настоящей работе изучаются методами ИК отражения и НПВО ионно-компенсированные слои, полученные путем внедрения ионов кислорода  $O^+$  в сильно легированный арсенид галлия  $n$ -типа. Построена математическая модель эксперимента по спектроскопии отражения света ионно-легированных (компенсированных) слоев и затем путем решения обратной оптимизационной задачи определены параметры таких слоев. Используя полученные параметры, рассчитали дисперсию смешанных плазмон-фононных поверхностных поляритонов (ПП) и провели ее сравнение с дисперсией, полученной экспериментально.

### 1. Экспериментальные результаты

В пластины  $n^+$ -GaAs ( $n=2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $\mu=1400$  см $^2$ /В·с) после химико-механической полировки имплантировались ионы  $O^+$  с энергией  $E=100$  и  $150$  кэВ и дозой  $N=1.2 \cdot 10^{15}$  и  $1.2 \cdot 10^{14}$  ион/см $^2$  (табл. 1). Образцы в табл. 1 расположены в порядке увеличения разупорядоченности материала и снижения проводимости имплантированного слоя, что видно по уменьшению частоты минимума ИК отражения света (табл. 1 и рис. 1).

Спектры ИК отражения и НПВО измерялись на спектрометре ИКС-25 с приставками ИПО-22 и НПВО-1 соответственно. Спектры НПВО измерялись

Параметры исходного (до имплантации)  
 и имплантированных образцов  
 $n$ -GaAs

№ образца	Энергия ионов, кэВ	Доза, ион/см <sup>2</sup>	Минимум отражения, см <sup>-1</sup>
0 (исходный)	—	—	546
1	100	$1.2 \cdot 10^{14}$	431
2	100	$1.2 \cdot 10^{15}$	404
3	150	$1.2 \cdot 10^{14}$	404
4	150	$1.2 \cdot 10^{15}$	394

в геометрии Отто [2], в  $p$ -поляризованном свете при изменении угла падения света  $\varphi$  от 45 до 58 град. Зазор между полуцилиндром НПВО (полуцилиндр из CsI, показатель преломления  $n=1.71$ ) и образцом задавался фторопластовыми прокладками толщиной 5—15 мкм.

Характерной особенностью спектров НПВО легированных полупроводников является наличие двух минимумов, соответствующих двум ветвям смешанных плазмон-фононных ПП. К сожалению, нижняя ветвь ПП расположена в спектральной области, недоступной для исследования на нашей установке ( $\nu = \omega/2\pi c < 250$  см<sup>-1</sup>), поэтому нами анализировалась лишь верхняя поляритонная ветвь. Ее дисперсия  $\nu(k_x)$ , построенная по положениям минимумов спектров НПВО, показана на рис. 2. Видно, что по мере увеличения дозы и энергии ионов дисперсионные кривые смещаются в длинноволновую сторону, отражая снижение уровня легирования  $n^+$ -GaAs (компенсацию).

Для определения эффективных параметров ионно-легированных слоев и сопоставления их с расчетными распределениями концентраций внедренных ионов была построена математическая модель эксперимента.

## 2. Построение математической модели

Согласно теории ЛШШ [3] и многочисленным экспериментальным данным, профиль внедренных ионов описывается кривой Гаусса, поэтому с учетом компенсации сильно легированного материала при отсутствии инверсии проводимости концентрация носителей заряда имеет вид

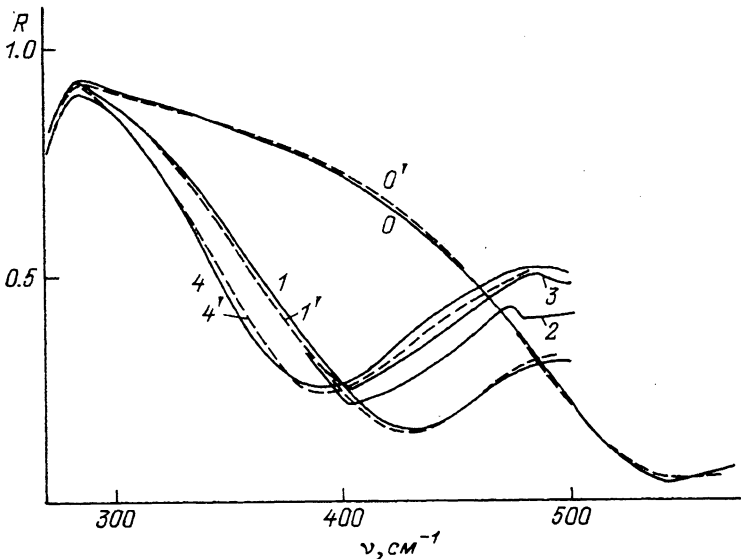


Рис. 1. Экспериментальные спектры отражения.

0—4 — образцы 0—4; 0', 1', 4' — расчет для соответствующих образцов.

$$n = n_0 - \alpha n_n \text{ при } n_0 > \alpha n_n, \quad (1a)$$

$$n = 0 \text{ при } n_0 < \alpha n_n, \quad (1б)$$

где

$$n_n = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{z - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right]$$

[ $N$  — доза облучения (ион/см<sup>2</sup>),  $n_0$  — исходная концентрация электрически активной примеси в мишени до имплантации,  $R_p$  — средний проецированный пробег ионов,  $\Delta R_p$  — средняя дисперсия пробега (страгглинг),  $\alpha$  — коэффициент использования внедренной примеси]. Из формулы (1) следует, что профиль  $n_n(z)$  имеет экстремум на глубине  $R_p$  высотой  $n_{\max} = 0.4N/\Delta R_p$ , а общая протяженность легированного слоя  $l$  [до уровня  $n_n(l)/n_{n \max} \approx 10^{-2}$ ] равна

$$l \approx R_p + 3\Delta R_p. \quad (2)$$

Поэтому при не слишком больших энергиях ионов [таких, что концентрация внедренных ионов вблизи поверхности  $n_n(0) \geq n_{\max}/2$ ] распределение в виде функции Гаусса может быть заменено ступенчатым [4] со средней концентрацией носителей заряда

$$\bar{n} = n_0 - \frac{\alpha N}{l} \approx n_0 - \frac{\alpha N}{l}. \quad (3)$$

В таком случае приповерхностный компенсированный слой может быть охарактеризован средней плазменной частотой  $\bar{\omega}_p = (4\pi\bar{n}e^2/m^*\epsilon_\infty)^{1/2}$ , отличной от объемной  $\omega_p$ . Увеличение дозы облучения  $N$  при этом должно затягивать профили концентрации носителей заряда вглубь [5] и снижать их подвижность

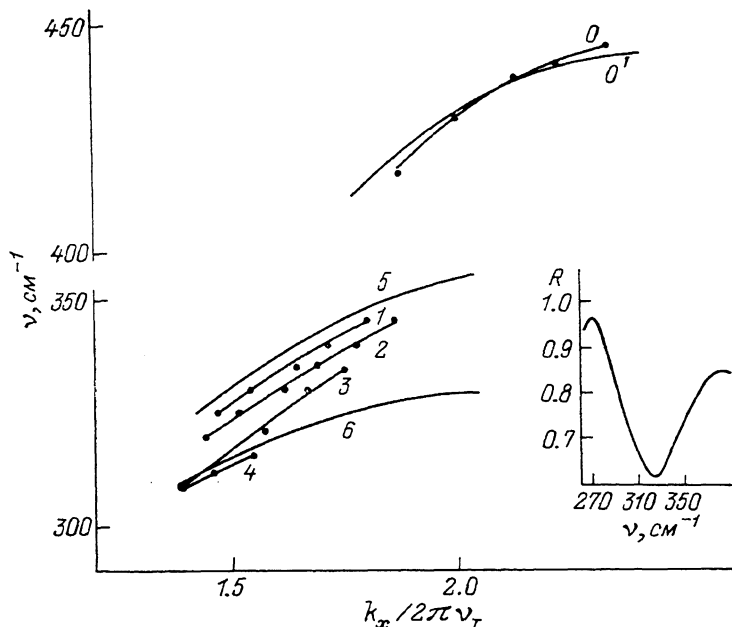


Рис. 2. Дисперсионные зависимости поверхностных поляритонов.

Эксперимент и расчет для исходного образца — 0 и 0'; 1—4 — эксперимент для образцов 1—4; 5, 6 — расчет для полностью компенсированных слоев толщиной 0,8 и 1,3 мкм соответственно. При расчете использованы параметры плазмы, полученные из спектров НПВО. На вставке — экспериментальный спектр НПВО ( $\varphi = 45$ , образец 1).

$\mu_p$  из-за накопления радиационных дефектов, распределенных подобно внедренным ионам. При этом их максимум несколько сдвинуто к поверхности мишени:  $z_D/R_p \approx 0.8-0.9$  при отношении масс иона и атомов решетки от 10 до 0.1 (в случае GaAs и  $O^+$  это отношение равно 0.2). Необходимо иметь в виду, однако, что в некоторых случаях (так называемого каналирования ионов и эффекта дальнего действия) радиационно-нарушенный слой оказывается сильно затянутым в глубь мишени, что приводит к усложнению математической модели. Отметим также, что по данным экспериментов по комбинационному рассеянию света (см., например, [6]) частоты поперечных и продольных оптических фононов при ионной имплантации практически не изменяются; в то же время можно ожидать увеличения затухания фононов  $\gamma_\phi$  и плазмонов  $\gamma_p$  и уменьшения силы осциллятора решеточных колебаний

$$f = \frac{\epsilon_\infty}{4\pi} \left( \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} - 1 \right). \quad (4)$$

Таким образом, представляя в локальном приближении диэлектрическую проницаемость слоев в виде

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_p^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_\phi} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_p} \right), \quad (5)$$

можно рассчитать спектры ИК отражения и дисперсию  $\omega(k_x)$  смешанных плазмон-фононных ПП [7].

В рамках вышеизложенной одноступенчатой модели ионно-имплантированного слоя сопоставлялись экспериментальные и расчетные спектры внешнего ИК отражения:  $R_o(\nu)$  и  $R_r(\nu)$ . Оптимизация подгонки спектров осуществлялась путем минимизации функции  $F$  квадратичных невязок:

$$F = \frac{1}{k} \left[ \sum_{i=1}^k (R_{oi} - R_{ri})^2 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

При этом варьировались три эффективных параметра отражающей системы: 1) толщина имплантированного слоя (протяженность ступеньки  $l$ ); 2) плазменная частота  $\omega_p$  в слое; 3) феноменологическая константа затухания плазмонов в слое  $\gamma_p$ .

### 3. Обсуждение и выводы

Параметры исходного сильно легированного GaAs (плазменная частота  $\omega_p$  и затухание плазмонов  $\gamma_p$ ) рассчитывались из двух независимых методик (внешнего отражения и НПВО) путем подгонки экспериментальных и теоретических спектров. Оказалось, что плазменная частота, определенная из спектра НПВО (в табл. 2 показана в скобках), примерно на 6 % ниже, чем определенная из спектра внешнего отражения. Мы связываем это со следующим: с одной стороны, приповерхностная область полупроводника неоднородна (существует нарушенный слой с измененными параметрами решетки, а также слой пространственного заряда, обедненный свободными носителями). С другой стороны, по нашим оценкам, глубина локализации ПП в актуальной области НПВО ( $380-450 \text{ см}^{-1}$ ) составляет около 0.8 мкм, что несколько меньше, чем глубина, на которой формируется сигнал внешнего плазменного отражения ( $480-580 \text{ см}^{-1}$ ) — 1.1 мкм. Поэтому в данном случае методика НПВО должна быть более чувствительна к состоянию приповерхностного слоя, чем френелевское отражение света.

Таблица 2

Параметры плазмы исходного образца и имплантированных слоев по результатам оптимизации спектров отражения (в скобках — результаты, полученные из спектров НПВО)

№ образца	Плазменная частота $\nu_p$ , см <sup>-1</sup>	Затухание плазмонов $\gamma_p$ , см <sup>-1</sup>	Эффективная глубина имплантированного слоя $l$ , мкм	Среднеквадратичное отклонение $F$ , %
0 (исходный)	491 (460)	86 (75)	—	1.1 (1.2)
1	39	—	0.78	1.05
2	0	—	0.91	2.0
3	201	14.4	1.32	1.58
4	0	—	1.07	1.7

Расчет по модели ЛШШ профиля концентрации внедренной примеси (рис. 3) показывает, что при  $\alpha=1$  в образцах 2 и 4 достигается полная компенсация свободных носителей заряда в приповерхностной области, в образце 1 — почти полная, а образец 3 представляет собой систему со «скрытым» слоем: приповерхностный слой с высокой концентрацией носителей заряда, затем слой с полной компенсацией и объем — сильно легированный полупроводник  $n$ -типа.

Результаты подгонки, приведенные в табл. 2, позволяют сделать следующие выводы: 1) увеличение энергии и дозы имплантированных ионов приводит к росту  $l$ , что и можно было предполагать; 2) эффективная толщина имплантированного слоя  $l$  заметно превышает расчетную по теории ЛШШ (см. также рис. 3); 3) усредненная подвижность носителей в слое  $\bar{\mu}_n = e/2\pi c \bar{\gamma}_p m^*$  выше (так как затухание плазмонов  $\bar{\gamma}_p$  меньше), чем в объеме материала (образец 3). Первый из сделанных выводов является совершенно естественным и, по-видимому, не требует дополнительных разъяснений. Что касается подвижности носителей тока, то надо отметить, что точность ее определения из проведенных оптических измерений значительно ниже, чем точность определения концентрации носителей и глубины имплантированного слоя. При этом точность падает с уменьшением  $\omega_p$ . В случае, когда в слое  $\omega_p=0$  (образцы 2, 4), определение подвижности из оптических измерений вообще становится невозможным. Однако известно, что при определенных условиях действительно возможно повышение подвижности носителей заряда в несколько раз при сильном леги-

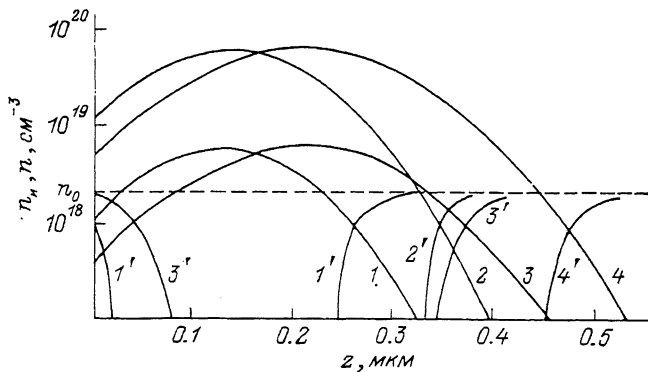


Рис. 3. Расчет по теории ЛШШ профиля распределения имплантированных ионов.

1—4 — образцы 1—4; 1'—4' — соответствующие профили распределения концентраций носителей заряда (при  $\alpha=1$ ).

ровании полупроводников, связанное с образованием коррелированного распределения примесных комплексов [8]. В отношении второго вывода — расхождения результатов с теорией ЛШШ — необходимо отметить, что аналогичные расхождения наблюдались и ранее [5] и могут быть связаны с эффектом каналирования.

Расчет дисперсионных зависимостей ПП по данным, полученным в результате подгонки (рис. 2), показывает хорошее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей для образцов 1, 2, 4 (полная и почти полная компенсация) и значительно хуже для образца 3. Очевидно, образец 3 с неполной приповерхностной компенсацией не может быть достаточно корректно описан в рамках одноступенчатой модели. При этом дисперсионные кривые, рассчитанные с использованием объемных параметров, полученных из спектров НПВО, лучше согласуются с экспериментом, чем при использовании параметров, полученных из спектров внешнего отражения.

Таким образом, одноступенчатое приближение может быть использовано при изучении легированных материалов с полной приповерхностной компенсацией. Вместе с тем в случае неполной компенсации заряда (наличие скрытого слоя) одноступенчатое приближение может приводить к некорректным результатам.

#### Список литературы

- [1] Кокин А. А., Лонский Э. С., Раков А. В. // Электронная промышленность. 1979. № 1-2. С. 97—102.
- [2] Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев, 1989. 375 с.
- [3] Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М., 1983. 358 с.
- [4] Денисова Н. А., Крузе Т. А., Резвов А. В., Тетельбаум Д. И. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13. В. 3. С. 269—275.
- [5] Rao E. V. K. // Phys. St. Sol.(b). 1976. V. 33. N 2. P. 683—690.
- [6] Новак И. И., Баптизманский В. В., Смирнов Н. С., Суворов А. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. В. 7. С. 2134—2137.
- [7] Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Горбунова Т. Н. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 10. С. 1516—1520.
- [8] Семиколенова Н. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 137—140.

Институт полупроводников  
АН Украины  
Киев

Получена 25.02.1991  
Принята к печати 16.09.1991