

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА НА КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ФОСФИДЕ ИНДИЯ

А.Н.Образцов, А.А.Гоманюк, А.В.Микуленок, Ф.С.Терра

Научно-исследовательский институт ядерной физики им.Д.В.Скобельцына при Московском государственном университете им.М.В.Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получена 6 апреля 1994 г. Принята к печати 18 апреля 1995 г.)

Представлены результаты исследований образцов n -InP с различной кристаллографической ориентацией поверхности: (100) — $n = (4.5-6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, (110) — $n = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, (111) — $n = (1.3-1.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Измерена зависимость интенсивности и формы линии спектров комбинационного рассеяния света от мощности возбуждающего лазерного излучения. Полученные данные объясняются в рамках представлений о связанных плазмон-фононных колебаниях. Показана зависимость эффективности плазмон-фононного взаимодействия от величины поверхностного потенциала, который определяется в свою очередь обработкой поверхности полупроводниковых пластин, включая механическую полировку, дополнительное химическое травление, нанесение слоя Si_3N_4 .

Оптические методы широко используются при исследовании объемных свойств полупроводников. В ряде случаев такие методы оказываются весьма эффективными и при изучении приповерхностных слоев этих материалов. В данной работе описаны результаты исследования методом комбинационного рассеяния света (КРС) влияния способа обработки поверхности на некоторые свойства фосфида индия.

Как было ранее показано в работах [1,2], лазерное излучение, используемое для возбуждения спектров КРС, приводит к появлению фотовозбужденных носителей заряда, концентрация которых в приповерхностном слое полупроводника определяется в основном плотностью мощности лазерного излучения (R), диффузионной длиной носителей (L_p) и скоростью поверхностной рекомбинации (S). Изменение концентрации свободных носителей заряда приводит к смещению частоты плазмон-фононной моды КРС (L^+), что позволяет получить зависимость концентрации фотовозбужденных носителей от плотности мощности лазерного излучения, из которой, например, можно оценить S [1,2].

Наличие в приповерхностной области полупроводника слоя, обедненного основными носителями заряда, приводит к зависимости фонон-плазмонного взаимодействия от состояния поверхности, что позволяет использовать метод КРС в качестве эффективного диагностического метода при исследовании эффектов, связанных с модификацией поверхностных свойств [3].

В нашей работе проводились исследования монокристаллических пластин n -InP ориентаций (100), (110) и (111). Концентрация электронов была, соответственно, $(4.5-6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $(2-3.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $(1.3-1.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поверхность образцов подвергалась механической полировке, часть из них дополнительно обрабатывалась в химическом травителе (водный раствор 10% $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$: HBr (1:1)), а также образцы InP, покрытые пленкой Si_3N_4 после механической полировки и химического травления).

Спектры КРС возбуждались аргоновым лазером. Глубина поглощения света в фосфиде индия на использовавшихся линиях составляет: около 90 нм (для линии 514.5 нм), 80 нм (для линии 488 нм), 55 нм (для линии 457.9 нм) [4]. Измерения проводились при различном уровне мощности лазерного излучения (P) на поверхности в диапазоне $(1-16) \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ для каждой из трех использованных линий. Проведение величины мощности лазерного излучения на время накопления сигнала в каждой точке при записи спектров КРС поддерживалось равным одной и той же величине для получения одинакового отношения сигнал/шум во всей серии измерений. Регистрация спектров осуществлялась управляемым ЭВМ КРС спектрометром (двойной монохроматор с фокусным расстоянием объективов — 1 м, ФЭУ-136 в режиме счета фотонов) в геометрии обратного рассеяния. Спектральная ширина щели составляла 2 см^{-1} .

В зарегистрированных нами спектрах КРС пластин InP присутствовали линии с частотой 305 и 348 см^{-1} , соответствующие рассеянию на поперечном (TO) и продольном (LO) фонах соответственно. Интенсивности линий КРС «запрещенных» в данной геометрии (TO -фонон для пластин с ориентацией (100) и LO -фонон для ориентации (110)) были значительно слабее «разрешенных», их наличие в спектрах свидетельствует с некоторым разупорядочении приповерхностных слоев полупроводника (см., например, [5,6]).

При минимальной мощности возбуждающего лазерного пучка ширина линий КРС на полувысоте была около 5 см^{-1} . Заметная зависимость КРС спектров от уровня мощности наблюдалась только для пластин с ориентацией (100). Это обусловлено, очевидно, с одной стороны, тем, что эффективное взаимодействие фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы возможно только с продольных колебаниями кристаллической решетки, т.е. с LO -фонами, рассеяние на которых «разрешено» в условиях описываемого эксперимента, для пластин с ориентаций (100) и (111). С другой стороны, известно, что дефектность приповерхностных слоев выше для ориентации (111) по сравнению со случаем (100) [7], что, очевидно, приводит к существенному снижению концентрации носителей заряда, а значит, и к ослаблению эффектов, связанных с фотовозбуждением электронов и дырок. Наличие дефектов в приповерхностной области, например в результате

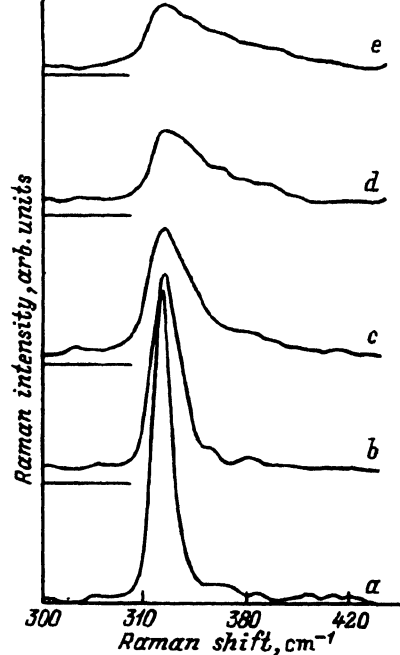


Рис. 1. Спектры КРС пластин InP (100) с пленкой Si_3N_4 . Возбуждение на длине волны 514.5 нм, уровень мощности лазерного излучения на образце P , Вт/см²: $a - 10^2$, $b - 2 \cdot 10^2$, $c - 4 \cdot 10^2$, $d - 8 \cdot 10^2$, $e - 16 \cdot 10^2$.

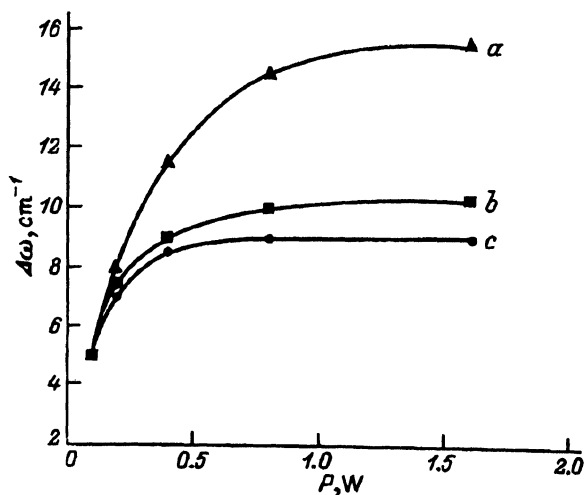


Рис. 2. Зависимость ширины линии КРС от мощности лазерного излучения $\Delta\omega(P)$ для образцов InP, покрытых пленкой Si_3N_4 , линий 514.5 нм (a), 488 нм (b), 457.9 нм (c).

ионной имплантации, приводит к увеличению интенсивности сигнала КРС без заметного изменения формы линии (рост интенсивности на порядок при дозах имплантации $D \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдался в работе [6]).

На рис. 1 приведены спектры КРС пластин InP (100) с пленкой Si_3N_4 , полученные с использованием линии 514.5 нм при уровне мощности на образце $P = 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (кривая a), $2 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (кривая b), $4 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (кривая c), $8 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (кривая d) и $16 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ (кривая e). Аналогичные спектры были получены для линий 488 и 457.9 нм. Во всех случаях наблюдавшиеся изменения в спектрах КРС были обратимы, что свидетельствует о неразрушающем характере воздействия лазерного излучения в процессе измерений.

Из рис. 1 видно, что при увеличении мощности появляется асимметрия линии КРС (пороговое значение $P \sim 8 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$), которая монотонно увеличивается с ростом P . Происходило также некоторое уменьшение пиковой интенсивности линии КРС при неизменной частоте максимума.

График на рис. 2, на котором показана зависимость ширины КРС ($\Delta\omega$) от P , наглядно демонстрирует изменения в форме линии для различных лазерных линий. Видно, что во всех трех случаях имеется тенденция к росту ширины линии КРС (обусловленному увеличени-

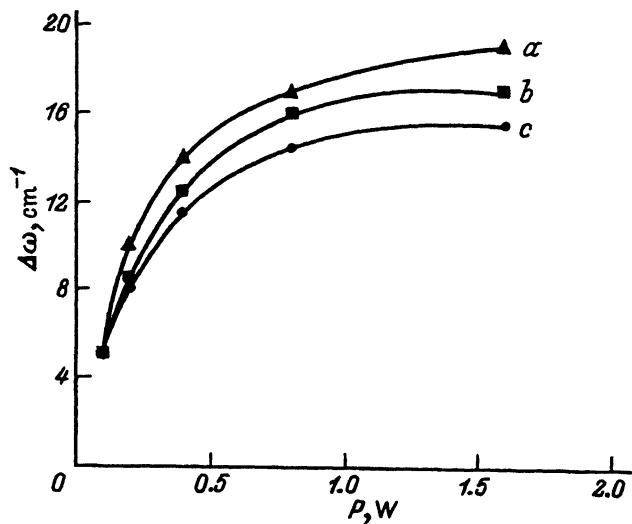


Рис. 3. Зависимость ширины линии КРС от мощности лазерного излучения $\Delta\omega(P)$ для образцов InP, покрытых пленкой Si_3N_4 (a), прошедших обработку только путем механической полировки (b) и механически полированных пластин с химическим травлением (c). Спектры зарегистрированы с использованием линии 514.5 нм.

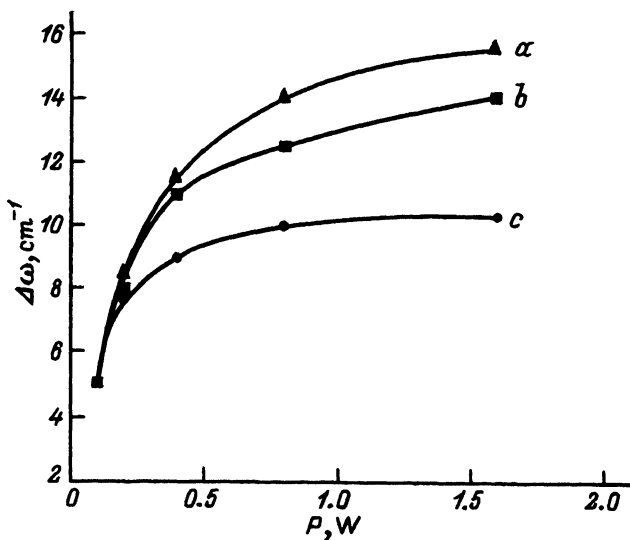


Рис. 4. Зависимость ширины линии КРС от мощности лазерного излучения $\Delta\omega(P)$ для образцов InP, покрытых пленкой Si_3N_4 (a), прошедших обработку только путем механической полировки (b) и механически полированных пластин с химическим травлением (c). Спектры зарегистрированы с использованием линии 488 нм.

м ее асимметрии) с увеличением мощности P . Начиная с уровня $P = 10^3$ Вт/см², ширина линии КРС приобретает максимальное значение, равное примерно 15.5 см⁻¹ для линии 514.5 нм, 10 см⁻¹ для 488 нм и 9 см⁻¹ для 457.9 нм.

Возможной причиной описанных изменений в форме линии КРС, по нашему мнению, является плазмон-фононное взаимодействие в приповерхностном слое InP [8]. Действительно, для использовавшихся нами образцов с относительно невысокой концентрацией свободных носителей частота плазмон-фононной моды L^+ практически совпадает с частотой колебаний LO-фононов [1], что должно приводить к их эффективному взаимодействию и, как следствие, к снижению интенсивности КРС на LO-фононах.

В то же время известно, что приповерхностная область полупроводников $A^{III}B^V$, как правило, обеднена основными носителями заряда [3]. Это приводит к уменьшению эффективности взаимодействия плазмонных и фононных колебаний, а значит, и к некоторому увеличению интенсивности КРС [3]. При фотовозбуждении дополнительных носителей заряда лазерным излучением имеет место обратный процесс, который сопровождается одновременно смещением линии плазмон-фононных смешенных колебаний L^+ в высокочастотную сторону, увеличивающим асимметрию линии КРС.

При некоторой мощности лазерного излучения происходит полное «разгибание зон» в приповерхностной области, что соответствует выходу зависимости $\Delta\omega(P)$ на постоянный уровень (рис. 2). Очевидно, что различия в величине этого уровня для разных лазерных линий обусловлены различной глубиной поглощения света.

На рис. 3 и 4 суммируются данные, полученные при исследовании пластин InP с различной обработкой поверхности. Характер приведенных на этих рисунках зависимостей $\Delta\omega(P)$ остается без изменений для всех образцов, однако уровень мощности лазерного излучения, необходимый для достижения максимального значения ширины линии КРС и само это значение оказываются разными.

Список литературы

- [1] T. Nakamura, T. Katoda. J. Appl. Phys., **55**, 3064 (1984).
- [2] М.В. Белоусов, А.Т. Гореленок, В.Ю. Лавыдов, Р.В. Каржавин, И.А. Мокина, Н.М. Шмидт, И.Ю. Якименко. ФТП, **24**, 2177 (1990).
- [3] J.E. Maslar, P.W. Bohn, D.G. Ballageer, E. Andideh, I. Adesida, C. Caneau, R. Bhat. J. Appl. Phys., **73**, 2983 (1993).
- [4] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников: Справочник* (Киев, Наук. думка, 1987) с. 228.
- [5] C.S. Rama Rao, S. Sundaram, R.I. Schmidt, J. Comas. J. Appl. Phys., **54**, 1808 (1993).
- [6] А.В. Микуленок, А.Н. Образцов, В.Г. Пирогов, И.Г. Стоянова, А.С. Трохин. ФТП, **25**, 1805 (1991).
- [7] E. Bedel, G. Landa, R. Garles, L.P. Redoules, J.B. Renucci. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **19**, 1471 (1986).
- [8] *Рассеяние света в твердых телах. Вып. IV. Электронное рассеяние и спиновые эффекты, морфические эффекты*, под ред. М.Кардоны, Г.Гюнтеродта (М., Мир, 1986) с. 24.

The influence of surface potential on Raman scattering in indium phosphide

A.N.Obraztsov, A.A.Gomanyuk, A.V.Mikulyenok, F.S.Terra

D.Ū.Skobel'tsyn Scientific-Research Institute of Nuclear Physics, 119899 Moscow, Russia

A study has been made of *n*-InP samples of different crystallographic orientation of the surface: (100) — $n = (4.5-6) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, (110) — $n = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, (111) — $n = (1.3-1.5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dependence of the intensity and Raman peak shape on a laser power level was measured. The results obtained are presented in terms of plasmon-phonon interaction. It is shown that the plasmon-phonon interaction in InP depends on a surface potential which is determined by a surface treatment: mechanical polishing, mechanical polishing with wet etching, an additional wet etching, application of Si_3N_4 coating.
