

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ InP (100) МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИОННОГО РАССЕЯНИЯ И АТОМОВ ОТДАЧИ

А.А. Аристархова, С.С. Волков,
В.В. Трухин, Г.Н. Щуппе

Изучение угловых распределений рассеянных в результате парных соударений ионов позволяет определять структуру поверхности твердых тел [1]. Чувствительность данного метода к структуре поверхности основана на эффектах блокировки и затенения, которые обеспечивают прямую информацию о взаимном расположении поверхностных атомов. Наиболее часто для этих целей применяется вариант метода рассеяния на большие углы, позволяющий проводить количественный анализ структуры поверхности. Показана эффективность данного метода для анализа чистых и покрытых адсорбатами поверхностей металлов, а также ковалентных полупроводников [2]. Вместе с тем отсутствуют работы, где бы ионное рассеяние применялось для анализа двух- и многокомпонентных полупроводниковых соединений, в частности соединений A_3B_5 . Кроме того, представляет интерес изучение особенностей угловых распределений при малоугловом рассеянии, т.к. при этом в энергетическом спектре наблюдаются пики ионизованных атомов отдачи, выбитых с поверхности в результате парных соударений, позволяющие получать дополнительную информацию [3].

В данной работе изучались угловые распределения рассеянных ионов и ионизованных атомов отдачи при облучении ионами Ne^+ поверхности InP (100).

Эксперименты производились на установке, описанной в работе [4] и включающей источник ионов инертных газов с энергией 0.5–5 кэВ, энергоанализатор типа 180-градусного сферического дефлектора, расположенный на поворотной платформе, позволяющей изменять угол рассеяния θ в пределах от 0 до 130° . Образец располагался на манипуляторе, позволяющем изменять угол падения α от 0 до θ и вращать образец по азимуту φ в пределах 200° от первоначально заданного направления (см. вставку на рис. 1). В данных измерениях энергия первичных ионов составляла $E_0 = 3.0$ кэВ, угол рассеяния — $\theta = 60^\circ$ и угол падения, отсчитываемый от поверхности образца, — $\alpha = 30^\circ$. Перед исследованиями пластина InP (100) подвергалась ионной бомбардировке с целью очистки поверхности и отжигалась при температуре 700 К. В процессе проведения анализа, с целью уменьшения разрушающего воздействия ионов на поверхность, работа производилась в режиме расфокусированного пучка $d \approx 3-4$ мм, а спектры записывались в узких

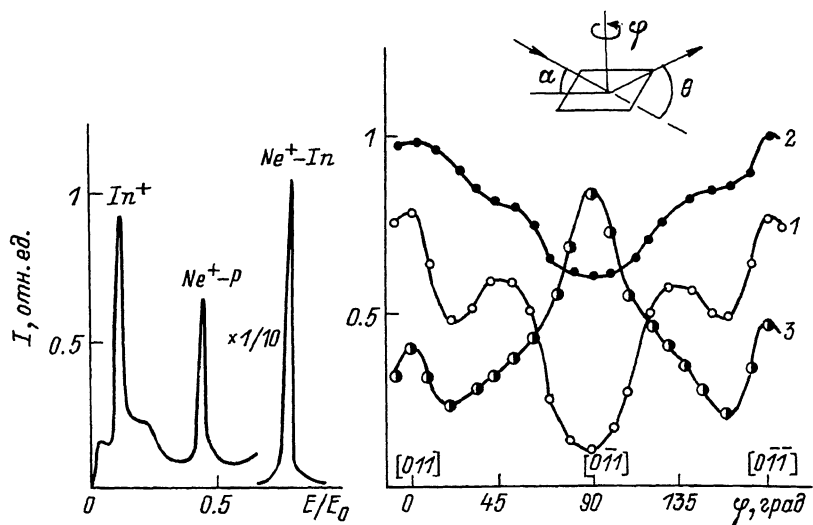


Рис. 1. Энергетические распределения рассеянных ионов и атомов отдачи при облучении Ne^+ поверхности InP (100) - а; φ - зависимости интенсивности атомов отдачи In^+ (1), и ионов Ne^+ , рассеянных от атомов In (2) и P (3) - б.

энергетических интервалах, соответствующих положению пиков основных элементов.

На рис. 1,а показано энергетическое распределение рассеянных ионов и атомов отдачи с поверхности InP (100) при угле рассеяния $\theta = 60^\circ$ и угле падения $\alpha = 30^\circ$. Падение ионов Ne^+ в этом случае происходило в плоскости параллельной направлению $[011]$ ($\varphi = 0$). Спектр состоит из пиков рассеянных ионов Ne^+-In и Ne^+-P и пика ионизованных атомов отдачи In^+ , находящегося в низкоэнергетической части спектра. Отсутствие в спектре пика P^+ объясняется низким выходом положительно ионизованных атомов отдачи анионов из соединений с высокой степенью ионности связи [5].

Зависимость интенсивности пиков рассеянных ионов и атомов отдачи от азимутального угла φ , измеренного от направления $[011]$ показана на рис. 1,б. Для всех трех сигналов характерны сильные изменения интенсивности, обусловленные прежде всего различными затеняющими и блокирующими эффектами. Как следует из рис. 1,б, интенсивность сигналов In^+ и Ne^+-In увеличивается при $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$ и уменьшается при $\varphi = 90^\circ$. Сигнал Ne^+-P , наоборот, максимален при $\varphi = 90^\circ$ и уменьшается при $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$. Таким образом, в направлениях $[011]$ и $[0\bar{1}\bar{1}]$ наиболее "видимыми" являются атомы In , а в перпендикулярном направлении $[0\bar{1}\bar{1}]$ - атомы P . Кроме указанных основных максимумов и минимумов, соответствующих направлениям $\langle 011 \rangle$ на зависимостях сигналов In^+

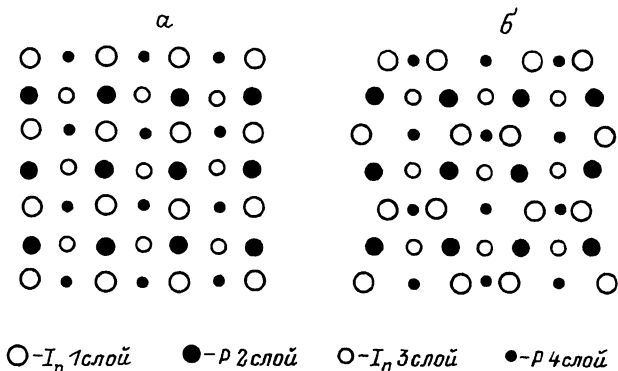


Рис. 2. Нереконструированная (1 x 1) - а и реконструированная (4 x 2) - б поверхностные структуры $InP(100)$.

и $Ne^+ - P$, наблюдаются также локальные минимумы в области $\varphi \approx 25^\circ$ и $\varphi \approx 155^\circ$.

На основе этих экспериментальных результатов мы можем сделать вывод о структуре поверхности $InP(100)$. Наличие основных максимумов и минимумов, соответствующих направлениям $\langle 011 \rangle$, очевидно, указывают на направление расположения соответствующих поверхностных полуканалов, вдоль которых видимыми являются атомы того или иного сорта. Эти экспериментальные факты могли бы соответствовать нереконструированной поверхности (1 x 1), показанной на рис. 2, а. Обращает на себя внимание и тот факт, что сигнал $Ne^+ - In$ изменяется от полярного угла φ в меньшей степени, чем сигналы In^+ и $Ne^+ - P$. Это объясняется, с одной стороны, меньшим конусом блокировки для более высокоэнергетических ионов Ne^+ , рассеянных от атомов In , с другой стороны это, по-видимому, указывает на то, что именно атомы In составляют самый верхний атомный слой поверхности $InP(100)$.

Однако локальные минимумы на зависимостях In^+ и $Ne^+ - P$ отвергают структуру (1 x 1), так как не могут быть объяснены в рамках этой модели. Данные минимумы свидетельствуют о наличии блокировочных эффектов в азимутальных направлениях, отклоненных от направлений $[011]$ и $[0\bar{1}\bar{1}]$ примерно на $20^\circ - 25^\circ$. Это может быть вызвано смещением поверхностных атомов In из их положений, соответствующих структуре (1 x 1), т.е. димеризацией поверхности (рис. 2, б). Такое расположение атомов может соответствовать, например, структуре (4 x 2), предсказанной для поверхности $InP(100)$ в работе [6].

- [1] A o n o M., S o u d a R. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 10. P. 1249.
- [2] A o n o M., S o u d a R., O s h i m a C., I s h i z a w a Y. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 801.
- [3] B o r i s o v A.M., M a s h k o v a E.S., M o l c h a n o v V.A. // Phys. Lett. 1978. V. 66A. N 2. P. 129.
- [4] В о л к о в С.С., Г у т е н к о В.Т., Д м и т р е в - с к и й Ю.Е., Т о л с т о г у з о в А.Б., Т р у х и н В.В. // Электронная промышленность. 1987. Вып. 5 (163), С. 42.
- [5] В о л к о в С.С., Т р у х и н В.В. // Тез. докл. Всесоюзной конф. по вторичной ионной и ионно-фотонной эмиссии. Ч. 2. Харьков, 1988. С. 23.
- [6] M o i s s o n J.M., B e n s o u s s a n M. // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. P. 315.

Научно-исследовательский
технологический институт,
Рязань

Поступило в Редакцию
17 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19

12 октября 1989 г.

04; 12

**ДИАГНОСТИКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ
НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО ЭХА**

С.М. Р е в е н ч у к

Поскольку плазменное эхо обусловлено существованием фазовой памяти частиц о возбуждаемых волнах, оно может служить инструментом исследования любых эффектов, приводящих к потере этой памяти. На возможность использования эховых эффектов для изучения столкновительной релаксации и слабой турбулентности в плазме было указано в [1]. Расчеты затухания временного и пространственного эха за счет диффузии в пространстве скоростей, проведенные в [2, 3], получили экспериментальное подтверждение в [4-7], причем во всех экспериментах использовалось пространственное эхо, сигнал которого является интегральной по скоростям частиц величиной. Поэтому для определения коэффициента диффузии была необходима процедура выделения фурье-компонент эхового сигнала для различных волновых чисел.