

чением миграции примесных атомов могут играть радиационные нарушения в материале, оставшиеся после имплантации ионов индия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Shaw D. — Phys. St. Sol. (a), 1985, v. 89, N 1, p. 173.
- [2] Зайтов Ф. А., Исаев Ф. К., Горшков А. В. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах. Баку, 1984. 211 с.
- [3] Vudyanath H. R. — J. Electrochem. Soc., 1981, v. 128, N 12, p. 2619.
- [4] Гущина В. П., Лакеенков В. М., Пелевин О. В. — В кн.: Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы. Львов, 1986, ч. 1, с. 48—50.
- [5] Masters B. J., Gorey E. F. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 5, p. 2717.
- [6] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [7] Козловский Е. В., Ломасов В. Н. — В кн.: Обзоры по электронной технике. М., 1985, сер. 7, в. 9, с. 2—56.
- [8] Лилленко Ю. В., Шастов К. В., Кузнецов Н. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1907—1910.

Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получено 4.02.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

МОДИФИКАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ InAs ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Жданев В. В., Зарифьянц Ю. А., Кашкаров П. К.

Арсенид индия в ряду полупроводников группы $A^{III}B^V$ наименее исследован с точки зрения влияния мощного импульсного лазерного облучения (ИЛО) на его фотоэлектрические и оптические свойства. Поскольку InAs, как и GaAs, относится к диссоциирующим в расплаве соединениям, то помимо образования точечных дефектов при умеренных уровнях воздействия можно ожидать значительных изменений свойств приповерхностного слоя при переходе через порог плавления [1, 2]. В настоящей работе мы исследовали красную фотолюминесценцию арсенида индия, подвергнутого ИЛО, а также спектры отражения его в области однофононного резонанса ($40\div 50$ мкм).

Полированные образцы n -InAs с концентрациями электронов $1.2\cdot 10^{16}$ и $6.5\cdot 10^{17}$ см⁻³ предварительно травили в кислотном травителе и выдерживали на воздухе не менее 2 суток, в течение которых происходила стабилизация излучательных способностей кристаллов. Фотолюминесценция в приповерхностной области InAs при 85 К возбуждалась He—Ne-лазером. Спектры отражения при 298 К измеряли с помощью приставки к спектрофотометру Перкин-Эльмер-577 при угле падения 6° . Облучение образцов проводили при комнатной температуре в вакууме импульсами рубинового лазера, работающего в режиме модулированной добротности. Длительность импульса 15 нс, плотность энергии изменялась от 0.05 до 0.25 Дж/см². Для равномерного распределения потока по сечению применяли диффузор. В период воздействия ИЛО на поверхность кристалла контролировалось появление фазы повышенного отражения с временным разрешением 5 нс.

Как показали эксперименты, в результате роста мощности ИЛО происходило снижение интенсивности фотолюминесценции, при этом форма линии и положение максимума оставались постоянными. Наибольшие изменения в спектре наблюдали при переходе через порог плавления (0.13 Дж/см²), когда интенсивность излучения падала в 6—8 раз, линия сужалась на 3 мэВ, а ее максимум сдвигался на 2 мэВ (рис. 1).

На рис. 2 представлены спектры отражения кристаллов InAs в области остаточных лучей. Для образца с небольшой концентрацией электронов это —

типичная линия однофононного резонанса. Расчет ее по одноосцилляторной модели [3] привел к удовлетворительному согласию с экспериментом при следующих значениях оптических констант InAs: диэлектрическая проницаемость $\epsilon(0)=14.3$, $\epsilon(\infty)=11.5$, частота поперечных оптических фононов $\omega_i=4.13 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, параметр затухания $\gamma=7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ [4]. В результате воздействия ИЛО (после перехода через порог плавления) мы обнаружили сдвиг максимума резонанса и уширение линии. Отсутствие аналогичного сдвига в минимуме полосы связано со значительно большей глубиной проникновения света на этой частоте [5], когда основной вклад в сигнал дает не возмущенная ИЛО область кристалла. В рамках расчетной модели этот эффект можно объяснить, допустив изменение оптических параметров облученного слоя — снижение ω_i до зна-

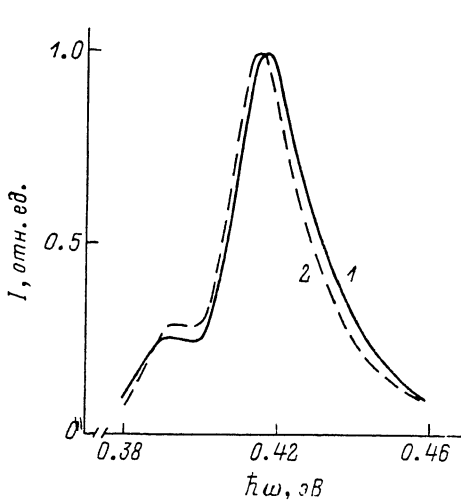


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции приповерхностной области кристалла InAs с концентрацией электронов $1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

1 — исходный образец, 2 — после облучения лазерным импульсом с энергией 0.25 Дж/см².

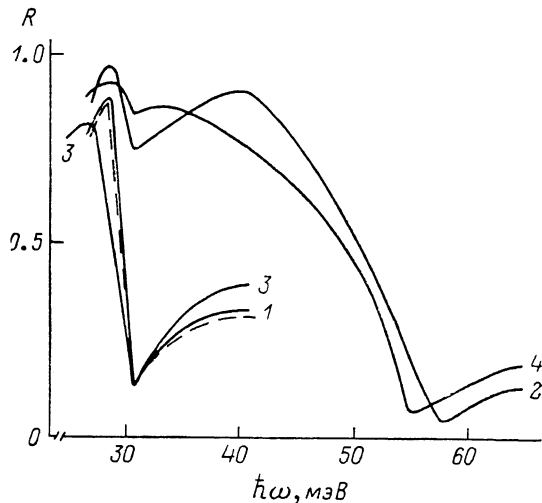


Рис. 2. Спектры отражения кристаллов InAs с концентрацией электронов $1.2 \cdot 10^{16}$ (1) и $6.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (2).

3, 4 — те же спектры после облучения лазерным импульсом с энергией 0.25 Дж/см². Штриховая кривая — расчет по одноосцилляторной модели однофононного резонанса.

чения $3.8 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и возрастание γ до $1.1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Кроме того, при этом происходил рост коэффициента отражения в прилегающей к резонансной полосе области спектра, свидетельствующий об увеличении $\epsilon(\infty)$ на 2.1.

На образце с более высокой концентрацией электронов наблюдается комбинированная плазмон-фононная мода из-за близости плазменной частоты для $n=6.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ к частоте продольных оптических колебаний решетки [4]. В этом случае после ИЛО происходит низкочастотный сдвиг плазменного минимума, величина которого с достаточной точностью согласуется с возрастанием $\epsilon(\infty)$. Заметно также уширение как решеточной, так и плазменной частей моды.

Для полного восстановления оптических и люминесцентных свойств облученных образцов достаточно было провести травление, при котором удалялся поверхностный слой толщиной не более 0.1 мкм [6]. Интересно сравнить этот результат с данными по обратному рассеянию каналированных ионов в кристаллах InAs, подвергнутых ИЛО при тех же режимах [1]. При энергии ИЛО 0.25 Дж/см² распределение концентрации образовавшихся точечных дефектов вакансионного типа имеет широкий максимум при 0.3 мкм. По ориентировочной оценке, число таких дефектов в сравленном нами слое должно составлять менее ~10 % от общего их количества. В то же время как оптические, так и фотоэлектрические данные в нашей работе относились ко всей области дефектообразования.

Таким образом, обнаруженные эффекты обусловлены в основном процессами в тонком наружном слое. Возможно, причина их связана с обеднением такого слоя атомами мышьяка при плавлении. Тогда «металлизация» наружной области кристалла объясняет заметный рост коэффициента отражения. Пере-

распределение электронной плотности вблизи дефектов приводит к уменьшению динамических коэффициентов связей атомов, а также к возрастанию параметра затухания. Модификация оптических свойств приповерхностного слоя InAs происходит и вблизи края поглощения, что отражается в спектрах фотолуминесценции.

Л и т е р а т у р а

- [1] Курбатов Л. Н., Стоянова И. Г., Трохимчук П. П., Трохин А. С. — ДАН СССР, 1983, т. 268, в. 3, с. 594—598.
- [2] Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 1945—1968.
- [3] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [4] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 482 с.
- [5] Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа A^3B^5) / Под ред. Р. Уиллардсона. М., 1970. 486 с.
- [6] Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников / Под ред. Б. Д. Луфт. М., 1982. 136 с.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Получено 12.02.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ОБ АНОМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Поляновский В. М.

В квазиклассических магнитных полях, когда заполнено большое число уровней Ландау ($\zeta \gg \omega_c$, ω_c — циклотронная частота, ζ — химический потенциал электронов, используется система единиц, где $\hbar=1$), осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в двумерных системах обладают существенной особенностью [1]. В отличие от трехмерного случая осциллирующая часть проводимости не содержит малого множителя $(\omega_c/\zeta)^{1/2}$. В трехмерных системах монотонная часть плотности состояний растет с ростом энергии ϵ как $\epsilon^{1/2}$, что и приводит к появлению множителя $(\omega_c/\zeta)^{1/2}$. В двумерных системах монотонная часть плотности состояний не зависит от ϵ и подобный множитель отсутствует, что значительно облегчает наблюдение ОШГ. В классически сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \gg 1$, τ — время релаксации в отсутствие магнитного поля) столкновительное уширение уровней Ландау не дает существенного ограничения сверху на амплитуду ОШГ. Поэтому амплитуда ОШГ определяется в основном температурным размытием уровня Ферми, приводящим к появлению в осциллирующей части проводимости множителя $(2\pi^2 T/\omega_c) \text{sh}^{-1}(2\pi^2 T/\omega_c)$ (T — температура в энергетических единицах). Экспоненциальное убывание амплитуды ОШГ с ростом температуры является основным ограничением для наблюдения квантовых осцилляций магнитосопротивления в двумерных системах.

В настоящей работе показано, что последнее ограничение может быть снято при переходе от двумерных систем к квазидвумерным при заполнении не одной, а нескольких подзон размерного квантования. В квазидвумерных системах наряду с ОШГ появляются магнитомерные квантовые осцилляции (МРО) проводимости, амплитуда которых для вырожденного электронного газа не зависит от температуры в простой параболической модели закона дисперсии.

Как известно, ОШГ связаны с наличием особенностей плотности состояний вблизи уровней Ландау. Если заполнено несколько подзон размерного квантования, то каждой из них соответствуют своя система уровней Ландау. При изме-