

туры 1 (рис. 1, а) тем, что содержала слой высокоочищенного ($N_D + N_A \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) GaAs, который использовался в качестве активной области фотоприемника. Из пластин при помощи фотолитографии изготавливались меза-структуры (рис. 1, в).

На рис. 2, а представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) структуры при различных температурах измерения. Отмечается стабильное проявление падающего участка в ВАХ вплоть до комнатной температуры.

На рис. 2, б представлены темновые (кривая 2) и световые (кривая 1) характеристики структуры 2 при освещении гелий-неоновым лазером ($\hbar \omega_{\text{возб}} = 1.96 \text{ эВ}$, плотность возбуждения 0.5 Вт/см^2 , 77 К). При освещении полное сопротивление пары ДБГС—фотоприемник уменьшается:]

$$R_{\Sigma} = R^0 - \Delta R_{\text{фп}}, \quad (1)$$

где R_{Σ} — полное сопротивление пары, R^0 — сопротивление пары в темноте, $\Delta R_{\text{фп}}$ — уменьшение сопротивления фотоприемника при освещении. Как следует из рис. 2, в, уменьшение светового потока приводит к сдвигу точки обращения R_{Σ} в нуль в сторону больших напряжений.

В том случае, если при освещении рабочая точка (А, рис. 2, б) находится вблизи точки обращения дифференциального сопротивления в нуль (максимум тока при освещении структуры), увеличение фотосопротивления при прекращении светового потока приведет к переключению ДБГС структуры, и при том же рабочем токе система переходит в состояние е, что сопровождается изменением напряжения

$$\Delta U = U_B - U_A. \quad (2)$$

Таким образом, для ДБГС структур, выращенных на полуизолирующих подложках, в ВАХ вплоть до комнатных температур наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления. Впервые наблюдался эффект переключения ДБГС структуры под действием оптического излучения, что может быть использовано при создании субпикосекундного оптоэлектронного ключа.

Список литературы

- [1] Эсаки Л. // УФН. 1975. Т. 116. В. 4. С. 569—583.
- [2] Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. М., 1966. 432 с.
- [3] Бом Д. Квантовая механика. М., 1985.
- [4] Mead C. A. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 4. P. 646—652.
- [5] Davis R. H., Hosack H. H. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 4. P. 864—866.
- [6] Йогансен Л. В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. В. 2 (8). С. 207—213.
- [7] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. N 1. P. 61—65.
- [8] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1729—1742.

Получено 29.08.1989

Принято к печати 6.09.1989

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te} \langle \text{Xe} \rangle$

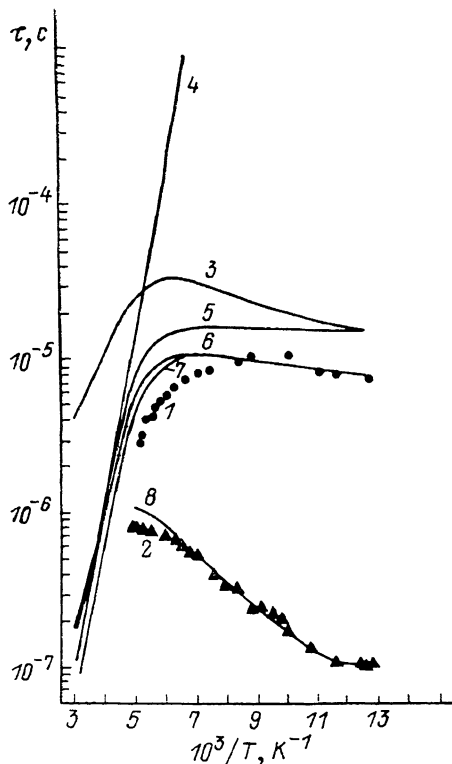
Барышев Н. С., Ибрагимова М. И., Хайбуллин И. Б.

В работе приведены результаты исследования влияния имплантированных ионов ксенона на электрические и фотоэлектрические свойства монокристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутых длительному диффузионному термическому отжигу.

Ионное легирование свежепротравленных (в 2%-м растворе брома в этиловом спирте) монокристаллических пластин $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n - и p -типа ($0.19 \leq x \leq 0.3$) производилось на ускорителе ионов ИЛУ-3 при комнатной температуре. Энергия внедряемых ионов ксенона составляла $30 \div 60$ кэВ, доза ионов варьировалась в интервале $1 \cdot 10^{16} \div 4 \cdot 10^{16}$ см^{-2} . Для предотвращения нагрева образцов в процессе ионной имплантации плотность ионного тока не превышала 0.7 $\mu\text{А}/\text{см}^2$. Последующий диффузионный термический отжиг при температуре 300 ± 10 $^\circ\text{C}$ в течение $10-12$ суток проводился в кварцевой ампуле в насыщенных парах ртути. После отжига образцы шлифовались с обеих сторон и обрабатывались в полирующем травителе для удаления приповерхностных слоев толщиной ~ 100 $\mu\text{м}$.

Измерения постоянной Холла и электропроводности при температурах 77 и 300 K , проведенные в работе [1], показали, что имплантация ксенона с последующим диффузионным отжигом практически не влияет на электрические параметры кристаллов как n -, так и p -типа во всем исследованном интервале доз.

На ряде образцов до и после ионного легирования ксеноном с последующим диффузионным термическим отжигом были проведены измерения времен жизни неравновесных носителей заряда τ в интервале температур от комнатной до температуры жидкого азота. Время жизни определялось методом релаксации фотопроводности, причем в качестве источника прямоугольных импульсов использовался диод из арсенида галлия с длиной волны излучения 0.9 $\mu\text{м}$. Измерения проводились при низком уровне возбуждения, релаксация фото-



Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в $p\text{-Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$ с $N_a - N_d = 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} до (1) и после ионного легирования ксеноном ($D = 3.8 \cdot 10^{15}$ см^2) с последующим отжигом (2).

Расчет: 3 — τ_r , 4 — τ_{a1} , 5 — τ_{a7} , 6 — $(\tau_r^{-1} + \tau_{a7}^{-1})^{-1}$, 7 — $(\tau_r^{-1} + \tau_{a7}^{-1} + \tau_{a1}^{-1})^{-1}$, 8 — по теории Шюкли-Рида с $E_c - E_t = 30$ мэВ, $\tau_{r0} = 0.1$, $\tau_{p0} = 0.3$ нс.

проводности происходила по экспоненциальному закону. Результаты измерений показали, что имплантация ксенона в сочетании с последующим диффузионным отжигом приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда (до 2 порядков величины при 77 K в зависимости от внедряемой дозы и параметров исходного кристалла).

На рисунке приведены зависимости $\tau(T)$ для образца $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.24$ и концентрацией нескомпенсированных акцепторов $N_a - N_d \approx 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} до и после ионного легирования ксеноном с последующим отжигом. На этом же рисунке представлены расчетные температурные зависимости времен жизни, обусловленных различными рекомбинационными процессами. При этом времена жизни, ограниченные междузонной излучательной рекомбинацией (τ_r), ударной рекомбинацией при электрон-электронных столкновениях (τ_{a1}) и ударной рекомбинацией при столкновениях тяжелых дырок с передачей энергии легким дыркам (τ_{a7}), вычислялись на основании результатов работ [2-4] соответственно. Как видно из данных, приведенных на рисунке, в исходном кристалле, полученном методом Бриджмена, наблюдаемый температурный ход времени жизни удовлетворительно объясняется совокупным действием трех междузонных процессов ($\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{a1}^{-1} + \tau_{a7}^{-1}$), причем вклад ударной реком-

диффузии с участием легких дырок является преобладающим. В результате имплантации ионов ксенона с последующим диффузионным термическим отжигом время жизни в данном образце уменьшилось примерно в 70 раз при $T = 77$ К, а зависимость $\tau(T)$ приобрела вид, характерный для рекомбинации неравновесных носителей заряда на центрах Шокли—Рида. Анализ экспериментальной кривой на основе одноуровневой модели показал, что уровень центров лежит на ≈ 30 мэВ ниже дна зоны проводимости, а коэффициенты захвата электронов и дырок близки по величине (поскольку $B_n^{-1} \sim \tau_{n0}$ и $B_p^{-1} \sim \tau_{p0}$, а величины τ_{n0} и τ_{p0} равны 0.1 и 0.3 мкс соответственно), т. е. центры рекомбинации являются, по-видимому, нейтральными.

Таким образом, проведенные исследования показали, что ионное легирование ксеноном с последующим диффузионным термическим отжигом практически не влияет на электрические свойства кристаллов кадмий—ртуть—теллур, но приводит к образованию эффективных центров рекомбинации, значительно уменьшающих время жизни носителей заряда в области низких температур.

Список литературы

- [1] Ибрагимова М. И., Барышев Н. С., Хайбуллин И. Б., Ахмедова Ф. И., Фадеева А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1249—1253.
- [2] Hall R. N. // Proc. IEEE (Suppl. 17). 1959. V. B106. P. 923—931.
- [3] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.
- [4] Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 848—854.

Казанский физико-технический институт КФ АН СССР

Получено 17.04.1989
Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ФОНОНОВ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$

Араслы Д. Г., Рагимов Р. Н., Алиев М. И.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования теплопроводности твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ $0 \leq x \leq 0.08$ в интервале температур $80 \div 300$ К. Измерения проводились методом стационарного теплового потока на монокристаллических образцах с одинаковой концентрацией электронов $n = 3.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, полученных методом Чохральского.

Температурная зависимость теплопроводности исходного InAs и твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ представлена на рис. 1. Как видно, с увеличением содержания второго компонента значение теплопроводности уменьшается и зависимость $\kappa(T)$ приобретает более пологий характер. Расчеты показали, что в исследуемом интервале T электронная теплопроводность $\kappa_{эл}$ мала (менее 2 % $\kappa_{общ}$) и наблюдаемое уменьшение κ , а также ее температурная зависимость связаны с фононными процессами. Проведен расчет параметра рассеяния фононов на разупорядоченности сплава A по формулам, приведенным в [1], с учетом локального изменения плотности и упругих свойств кристалла вокруг дефекта. Расчетное значение A значительно отличается от подгоночной величины параметра фонон-дефектного рассеяния, и с увеличением x это различие уменьшается. Вероятно, это связано с рассеянием фононов на собственных дефектах и изменением их концентрации с изменением состава сплава.

В температурной зависимости теплопроводности $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ (рис. 1) в узком интервале температур наблюдается аномальное понижение теплопроводности для образца с $x = 0.01$ при ~ 90 К на 7 %. С увеличением содержания GaAs уменьшается глубина минимума κ , и температура, соответствующая этой аномалии, смещается в область более высоких температур. Наблюдаемое