

Таким образом, концентрация изотопа в конечном счете определяется локальной энергией α -частиц. По мере возрастания начальной энергии координата, соответствующая заданной локальной энергии α -частиц, увеличивается, что в результате проявляется в сдвиге кривой $C(x)$ в глубь образца, т. е. в увеличении глубины легирования. Величина сдвига должна быть при этом одинаковой для различных изотопов, что, как следует из рисунка *a* и *b*, и наблюдалось в выполненных нами, экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. А. Дидик, В. В. Козловский, Р. Ш. Малкович, Е. А. Скорятин, Б. А. Шустров. Письма ЖТФ, 15, 19 (1989).
- [2] О. Ф. Афонин, Б. В. Виктор, Б. В. Забродин, В. В. Козловский, Н. В. Марущак, Б. А. Шустров. ФТП, 22, 56 (1988).
- [3] H. Münzel, I. Lange. Uses of Cyclotrons in Chemistry, Metallurgy and Biology (ed. by C. V. Amphlett), 373. London (1969).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

КОМПЕНСАЦИЯ ПРОВОДИМОСТИ n -GaAs(Yb) РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

В. В. Козловский, Л. Ф. Захаренков

Санкт-Петербургский технический университет, 195251, Санкт-Петербург, Россия
(Получено 8.05.1992. Принято к печати 14.07.1992)

В последнее время резко возрос интерес к изучению свойств полупроводниковых материалов, легированных редкоземельными элементами (РЗЭ). Применительно к соединениям $A^{III}V$ эти вопросы недавно были рассмотрены в обзоре [1]. В нем отмечалось, в частности, что в отличие от кремния, легированного РЗЭ [2], начиная с середины 60-х годов интенсивно изучается радиационное дефектообразование (РД), для $A^{III}V$ это направление практически не исследовано и сообщений о влиянии РЗЭ на изменение свойств $A^{III}V$ при облучении не имеется.

Целью настоящей работы является исследование влияния иттербия на компенсацию проводимости n -GaAs при электронном облучении в диапазоне температур от комнатной до 250 °С.

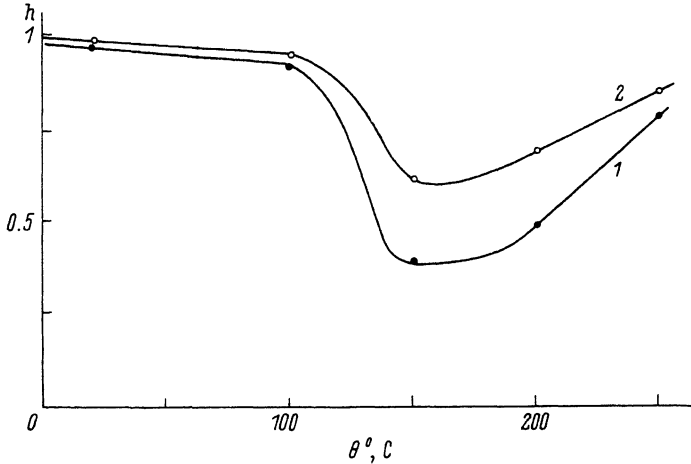
Объектом исследования служили эпитаксиальные слои GaAs, выращенные на подложках арсенида галлия марки АГЧО. Слои получены жидкофазной эпитаксией с легированием иттербием в количестве 0.003—0.05 мас% в расплаве.

Энергия электронов при облучении составляла 1 МэВ.

Результаты экспериментов показали, что облучение при $Q < 100$ °С вызывает примерно одинаковую скорость удаления носителей заряда (0.5 см^{-1}) в образцах GaAs, содержащих и не содержащих Yb, так что величина $\eta = \frac{(\partial n / \partial \Phi)_{Yb}}{\partial n / \partial \Phi}$ близка

к единице. Эта часть согласуется с ранее опубликованными результатами по изучению влияния РЗЭ на $\partial n / \partial \Phi$.

На рисунке результаты экспериментов представлены как отношение (η) скорости удаления носителей заряда $\partial n / \partial \Phi$ в образцах, содержащих иттербий в количестве 0.05 мас% (кривая 1) и 0.003 мас% (кривая 2), к скорости удаления



Отношение скорости удаления носителей заряда в образцах GaAs, содержащих иттербий в количестве 0.05 (1) и 0.003 мас% (2), к скорости удаления носителей заряда в нелегированных образцах в зависимости от температуры облучения.

носителей заряда в не легированных иттербием образцах $\partial n/\partial\Phi$ в зависимости от температуры облучения. С ростом Q выше 100°C картина резко меняется. Величина $(\partial n/\partial\Phi)_{\text{yb}}$ уменьшается быстрее, чем $\partial n/\partial\Phi$, так что при $Q = 150^\circ\text{C}$ становится равной ~ 0.4 для $C_{\text{yb}} = 0.05$ мас% и ~ 0.6 для $C_{\text{yb}} = 0.003$ мас%. С дальнейшим повышением Q до 200°C величины η увеличиваются до 0.5 и 0.7 соответственно, а при $Q > 250^\circ\text{C}$ приближаются к значениям $\sim 0.8-0.9$.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов необходимо учесть, что в n -GaAs в силу низкой подвижности первичных радиационных дефектов реализуется относительно редкая ситуация, когда последствия облучения при температурах порядка комнатной и ниже определяются собственными дефектами решетки, вклад вторичных процессов в дефектообразование практически не ощущается [3, 4]. Считается, что из пяти основных разновидностей радиационных дефектов $E1 - E5$, вводимых в n -GaAs при комнатной температуре, четыре принадлежат парам Френкеля (ПФ) в подрешетке мышьяка ($V_{\text{As}} - I_{\text{As}}$) и один — антиструктурному дефекту Ga_{As} . Причем основной вклад в компенсацию материала вносят электронные ловушки $E2, E3, E5$, принадлежащие ПФ [5]. Четыре вида электронных ловушек $E1, E2, E3$ и $E5$, приписываемых ПФ в подрешетке мышьяка, объясняются возможностью существования двух зарядовых состояний ПФ и двух различных расстояний между компонентами ПФ [5] (при этом в подрешетке галлия ПФ генерируются в противоположном зарядовом состоянии и за счет кулоновского взаимодействия рекомбинируют сразу же после образования даже при 4 К).

Если предположить, что каждая такая ПФ создает однозарядный глубокий уровень захвата, то скорость удаления носителей заряда $\partial n/\partial\Phi$ становится равной скорости введения РД $\partial N/\partial\Phi$.

Квазиравновесная концентрация РД, определяющая концентрацию удаленных носителей, находится из уравнения непрерывности [6] $\frac{\partial N}{\partial t} = G - N\tau$, где G , τ — темп генерации и время жизни РД, и при стационарных условиях становится равной $N = G\tau$.

Поскольку G при фиксированных условиях облучения практически не меняется с изменением C_{yb} и Q в диапазоне $20-250^\circ\text{C}$, то изменения $\partial n/\partial\Phi$ связаны только с изменением τ .

Время жизни ПФ обусловлено двумя основными процессами — диссоциацией и аннигиляцией компонентов ПФ. Причем энергетические барьеры E_D и E_P для этих процессов таковы, что при комнатной температуре образующиеся ПФ стабильны. Из литературы известно, что нижний предел температурной активации движения компонент ПФ в n -GaAs составляет ~ 80 — 100°C [7]. Поэтому облучение при температурах выше 100°C приводит к диссоциации образующихся пар Френкеля. С ростом температуры облучения увеличивается и подвижность этих точечных дефектов; они могут с большей вероятностью достигать примесных атомов, образуя сложные дефектные комплексы. Наблюдаемое нами сильное уменьшение η в образцах, легированных Yb, при $Q > 100^\circ\text{C}$ (см. рисунок) свидетельствует в пользу этой модели. Зависимость η от C_{Yb} при фиксированных температурах облучения (в диапазоне 100 — 250°C) свидетельствует об эффективности атомов иттербия в качестве либо центров аннигиляции, либо центров захвата. Для определения характера поведения центров необходимо провести дополнительные спектрометрические исследования (электронный парамагнитный резонанс, DLTS) в легированных Yb образцах GaAs, облученных при температурах выше 100°C .

При более высоких температурах облучения (250 — 350°C) различия в $\partial n/\partial\Phi$ для легированных и нелегированных образцов практически исчезают и величина η стремится к единице. Для объяснения этого результата недостаточно учета только процесса диссоциации, который был доминирующим при низких Q . Необходимо допустить резкое возрастание при $Q > 250^\circ\text{C}$ аннигиляционных процессов, что может быть связано с уменьшением энергетического барьера процесса аннигиляции. Причиной уменьшения E_P с ростом Q может быть изменение зарядовых состояний реагирующих дефектов вследствие перемещения уровня Ферми с температурой облучения. Изменение зарядового состояния РД в зависимости от Q ранее наблюдалось и для кремния [8], и для соединений $A^{III}B^V$ [9, 10].

Таким образом, в результате перестройки дефектов при промежуточных температурах облучения время жизни точечных дефектов и их квазиравновесная концентрация, а следовательно, и компенсация проводимости n -GaAs(Yb) будут уменьшаться. Этот вывод справедлив не только для электронного, но и, как показали опыты, для протонного облучения, несмотря на то что доля точечных дефектов из общего количества РД при электронном и протонном облучении может быть различна. Как показали наши эксперименты, введение иттербия в эпитаксиальные слои значительно уменьшает величину $\partial n/\partial\Phi$. Таким образом, введение иттербия оказывает существенное влияние на процессы радиационного дефектообразования в n -GaAs только при повышенных температурах облучения ($Q > 100^\circ\text{C}$), что обусловлено диссоциацией собственных пар Френкеля в подрешетке мышьяка при этих Q и миграцией компонентов пар к атомам Yb, которые являются их стоками.

Полученные результаты могут быть весьма перспективны для повышения стабильности арсенид-галлиевых приборов, работающих при температурах выше 100°C , например солнечных элементов [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. Ф. Мастеров, Л. Ф. Захаренков. ФТП, 24, 610 (1990).
- [2] J. Mandelkorn, L. Schwarts, J. Broder et al. J. Appl. Phys., 35, 2258 (1964).
- [3] D. U. Lang. Inst. Phys. Conf. Ser., 31, 70 (1977).
- [4] D. Pons, J. C. Bourgoin. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 18, 3839 (1985).
- [5] J. C. Bourgoin, H. J. Bardeleben, D. Stevenard. Phys. St. Sol. (a), 102, 499 (1987).
- [6] Л. Ф. Захаренков, В. В. Козловский, Я. Я. Пилькевич. Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы, 26, 1145 (1990).
- [7] Ж. Бургуен, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты, 277. М. (1985).

- [8] А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко, И. С. Рогуцкий. ФТП, 24, 1487 (1990).
 [9] В. В. Козловский, Т. И. Кольченко, В. М. Ломако. ФТП, 25, 545 (1991).
 [10] В. В. Козловский, Т. И. Кольченко, В. М. Ломако, С. Е. Мороз. ФТП, 25, 267 (1991).
 [11] T. Markvart. J. Mater. Science: Mater. in Electron, 25, 1 (1990).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ХВОСТЫ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$

А. М. Андрухив, О. А. Гадаев, В. И. Иванов-Омский,
 Э. И. Цидильковский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
 194021, Санкт-Петербург, Россия
 (Получено 13.07.1992. Принято к печати 14.07.1992)

В последнее время узкощелевые твердые растворы, содержащие цинк, такие как $Zn_xHg_{1-x}Te$ и $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ (ЦКРТ), стали предметом активных исследований как альтернативные твердым растворам $Cd_xHg_{1-x}Te$ — основному материалу ИК оптоэлектроники. Одной из причин такого интереса является возможность получения более совершенных материалов с известными электрофизическими свойствами, что связано со стабилизирующим влиянием Zn на слабую химическую связь Hg—Te [1]. Исследования электронных характеристик $Zn_xHg_{1-x}Te$ показали, что основные энергетические параметры этих твердых растворов и $Cd_xHg_{1-x}Te$ весьма близки. В то же время оптические переходы в этих материалах до сих пор практически не изучались [2]. В нашей работе были исследованы спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) твердых растворов ЦКРТ с $E_g \approx 240 \div 380$ meV. Показано, что межзонная излучательная рекомбинация в области малых T происходит с участием экситонов, локализованных на флуктуациях состава. Эффекты, связанные с локализацией на флуктуациях состава, до настоящего времени наблюдались лишь в широкозонных полупроводниках II—VI [3–5], что очевидно обусловлено существенно большими значениями энергии связи экситона в кристаллах с большой величиной E_g и, следовательно, лучшими возможностями для наблюдения таких состояний.

В работе исследовались эпитаксиальные слои $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$ с различным содержанием цинка и кадмия, полученные методом жидкофазной эпитаксии в закрытой системе. Измерения проводились в температурном интервале $4.2 \div 200$ К. Источником возбуждения служил твердотельный лазер на основе Nd:YAG. Излучение от образца регистрировалось с помощью охлаждаемого InSb-фотоприемника. Изменение температуры контролировалось с помощью полупроводникового термоматчика.

Наиболее характерные спектры ФЛ эпитаксиальных слоев ЦКРТ при различных температурах приведены на рис. 1. Они имеют вид, типичный для большинства соединений II—VI, и состоят из двух полос — межзонной A и примесной B [6].

На рис. 2 представлены зависимости положения максимума и полуширины межзонной полосы излучения от температуры для слоев с различным содержанием цинка и кадмия. Следует отметить, что эти зависимости для образцов разного типа проводимости совпадают в пределах точности эксперимента. На этих