

- [4] Мишин Д.Д., Егоров С.М., Супонев Н.П. // Физика магнитных материалов. Калинин, 1986. С. 68–73.
- [5] Левандовский В.В., Супонев Н.П. // Физика магнитных материалов. Калинин, 1981. С. 54–62.
- [6] Sagawa M., Fujimura S., Togawa N. et al. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 6. P. 2083–2087.
- [7] Мишин Д.Д., Егоров С.М., Шаморикова Е.Б. // Физика магнитных материалов. 1988. С. 18–37.

Тверской университет
Поступило в Редакцию
26 марта 1991 г.

05; 07

© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 4, 1992

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

В.Н.Бабенцов, Г.И.Жовнир, Л.В.Рашковецкий

Введение

Монокристаллические слои теллурида кадмия высокого структурного совершенства и контролируемого примесно-дефектного состава, определяющего их электрофизические параметры, являются в настоящее время активным конкурентом объемным монокристаллам этого материала. Это обусловлено в первую очередь высокой стоимостью получения объемных монокристаллов большого размера и хорошего качества.

В многочисленных технических применениях CdTe нужно получать в виде монокристаллических слоев площадью более 1 см^2 . Это относится к приборам оптоэлектроники и интегральной оптики, солнечным элементам-преобразователям энергии, подложкам для эпитаксии узкозонного материала CdHgTe для фотоприемников ИК диапазона.

В связи с решением такой задачи интенсивно развиваются различные методы получения эпитаксиальных слоев высокочистого теллурида кадмия: молекулярно-лучевая эпитаксия [1], химическое осаждение из паров металлоорганических соединений (МОС) [2], методы горячей стенки [3], ультравысоково-вакуумного осаждения [4] и др., а также жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ) [5].

Метод ЖФЭ представляется нам достаточно перспективным для получения слоев теллурида кадмия, поскольку он обеспечивает относительно низкие температуры роста пленок $500\text{--}800^\circ$, большие площади, высокую производительность и т.д.

В работе [5] сообщается о получении методом ЖФЭ слоев CdTe высокой степени совершенства на подложках из CdTe, однако анализа доминирующих в этих слоях примесей и дефектов в ней не приводится.

Целью настоящей работы были получение монокристаллических гомоэпитаксиальных слоев специально нелегированного теллурида кадмия методом ЖФЭ и исследование их структурных и рекомбинационных свойств в сравнении со свойствами подложки.

Эпитаксиальные слои CdTe толщиной 20–100 мкм получены методом жидкофазной эпитаксии из обогащенных теллуром растворов в закрытой системе с остаточным давлением компонент 10^{-5} мм рт. ст. Диапазон температур роста составлял 800–500 °С, а скорость охлаждения ростовой ячейки варьировалась в интервале 0.1–0.05 °С/мин. В качестве подложек использовали монокристаллические пластины теллурида кадмия ориентации (111), выращенного методом Бриджмена, с удельным сопротивлением $\rho = 10^2$ – 10^4 Ом·см. Их подвергали химико-динамической преэпитаксиальной обработке в Вг-полирующем травителе до полного удаления нарушенного поверхностного слоя.

Структурное совершенство эпитаксиальных слоев и подложки теллурида кадмия исследовали методами избирательного селективного травления, рентгеновской топографии (по Бэргу–Баррету) на двухкристальном спектрометре (отражения 333, 440, 422, Си K_α -излучение), ИК микроскопии и растровой электронной микроскопии, фотолюминесценции.

Качество подготовки подложек контролировали методом оже-спектроскопии и фотолюминесценции (ФЛ) [6]. Плотность дислокаций в подложке составляла $N_D > 1$ – $2 \cdot 10^5$ см⁻², полуширина кривых дифракционного отражения (КДО) $\Delta\theta = 40$ – $80''$. Включения второй фазы в материале были размерами ~10 мкм. Их плотность составляла ~50 см⁻².

Результаты и их обсуждение

Хорошего качества эпитаксиальные слои теллурида кадмия получены методом ЖФЭ в интервале температур 800–500 °С со скоростью охлаждения ростовой ячейки < 0.1 °С/мин и центробежным удалением ростового раствора с поверхности подложки по окончании процесса роста пленки. Такие технологические особенности позволили получить слои CdTe с минимальной величиной шероховатости поверхности ($R_z < 0.5$ мкм) вследствие более равновесных условий кристаллизации растущего слоя.

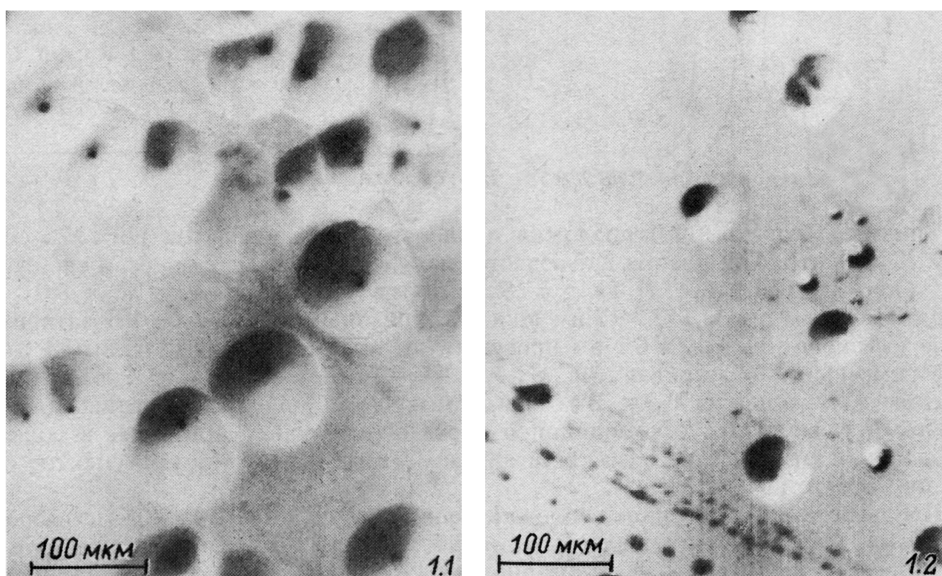


Рис. 1. Картина селективного травления пленки CdTe (1) и подложки (2).

Плотность дислокаций в пленках CdTe, определенная путем подсчета ямок травления в селективном травителе (50%-ный водный раствор CrO_3 в HF (3:2)), составляла $5-8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, т.е. была в 2-3 раза ниже, чем в материале подложки (рис. 1). Рентгенотопографические исследования показали, что эпитаксиальные слои имеют полуширины КДО $\Delta\theta = 40-60''$ и их качество в основном определяется качеством подложки. Размер включений второй фазы в слоях по данным ИК микроскопии оказался несколько большим, чем в материале подложки (20-30 мкм), однако их плотность снизилась до 10 см^{-2} .

Исследование слоев с помощью растровой электронной микроскопии не обнаружило иных протяженных дефектов структуры (малоугловых границ зерен, пор и т.д.).

Определение примесно-дефектного состава пленок проведено на оже-спектрометре и по спектрам низкотемпературной ФЛ. По данным оже-спектроскопии основной загрязняющей примесью в пленке является фосфор, а по данным ФЛ — фосфор и литий.

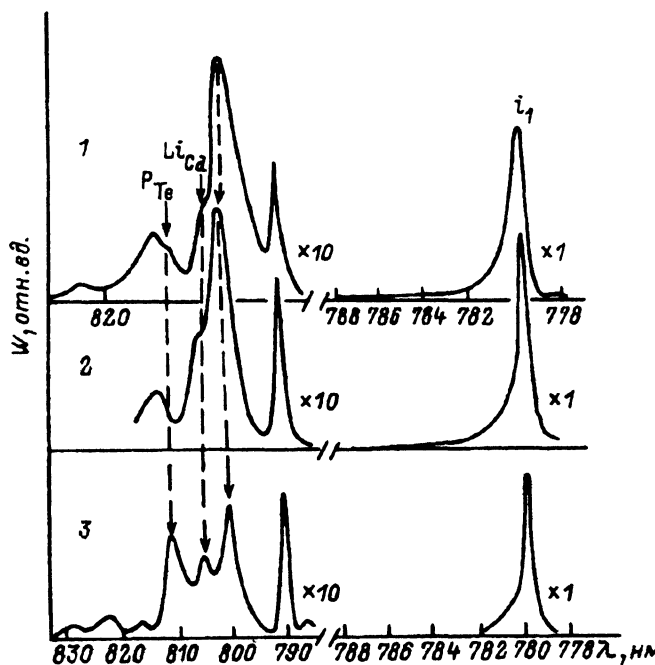


Рис. 2. Спектры низкотемпературной (4.2 К) ФЛ CdTe пленки (1), контрольного образца (2) и подложки (3).

Типичные спектры ФЛ подложки и пленки представлены на рис. 2. При 4.2 К в спектре ФЛ пленки наблюдается излучение в области энергий экситона, связанного на акцепторе, I_1 ($\lambda = 779.9 \text{ нм}$) и краевая полоса с $\lambda_m = 800 \text{ нм}$ и особенностями при 804, 797 нм (рис. 2, кривая 1). В спектре ФЛ материала подложки кроме полосы 800 нм присутствуют ярко выраженные полосы 804 и 810 нм (рис. 2, кривая 3).

Полоса свечения с $\lambda_m = 840 \text{ нм}$, характерная для гетероэпитаксиальных пленок и связанная с рекомбинацией через электронные состояния, в области образования дислокации несоответствия на гетерогранице [7] в спектре ФЛ пленок отсутствовала.

Наблюдаемые в материале подложки полосы ФЛ с $\lambda_m = 804, 810 \text{ нм}$ хорошо изучены [8-10] и обусловлены наличием в теллуриде кадмия акцепторов Li в положении кадмия и P в положении теллура. Тот факт, что в спектре ФЛ пленки полоса 810 нм явно не проявляется в сравнении со спектром ФЛ подложки, свидетельствует в совокупности с данными оже-спектроскопии, что фосфор

слабо загрязнил пленку при ЖФЭ и находится в ней не в акцепторном состоянии P_{Te} , поскольку в этом случае образуется мало вакансий теллура [11].

Литий по данным оже-спектроскопии и ФЛ имеется в пленке в акцепторном состоянии Li_{Cd} .

Полоса с $\lambda = 800$ нм, которая присутствует в спектре ФЛ как подложка, так и пленок, приписывается в литературе рекомбинации на центре $V_{Cd}-Cl$ [12]. Эта же полоса может быть обусловлена рекомбинацией электрона на акцепторный уровень Li_{Cd} [9]. С учетом данных оже-спектроскопии, показавших отсутствие хлора в пленке, мы идентифицируем полосу 800 нм, как обусловленную Li_{Cd} .

Учитывая наличие прямой связи между характером спектра ФЛ и электрофизическими характеристиками теллурида кадмия [13], мы провели сопоставление спектров ФЛ пленок и монокристаллов p -типа. Оказалось, что аналогичные спектрам полученных пленок спектры ФЛ наблюдаются только на монокристаллах, которым присущ близкий к теоретической кривой ход зависимости величин подвижности μ_p от температуры в диапазоне 77–300 К. Эти монокристаллы имеют проводимость $\sigma_p(300\text{ К}) = 3 \cdot 10^{-3}$ и характеризуются по температурным зависимостям $\sigma(T)$ наличием мелкого акцепторного уровня, энергией термической ионизации $E_1 = 60 \pm 2$ мэВ. Такое же значение энергии ионизации получено и из анализа положения максимума полосы $\lambda = 800$ нм относительно ширины запрещенной зоны.

Концентрация некомпенсированных акцепторов (Li_{Cd}), определяющих проводимость в монокристалле, оценивается из холловских измерений $p = N_A - N_D = 10^{15}$ см $^{-3}$.

Из совпадения положения максимумов полос 800 и 804 нм в спектре ФЛ пленки и подложки можно заключить, что концентрация Li_{Cd} в них одинакова. В то же время по отношению к положению полос ФЛ контрольного образца и в пленке, и в подложке эти полосы сдвинуты в коротковолновую сторону на 2 нм. Пользуясь оценкой зависимости сдвига положения полосы Д–А пар от концентрации А [14], можно заключить, что в пленке и подложке $N_{Al} \sim 10^{16}$ см $^{-3}$, т.е. на порядок больше, чем в контрольном образце.

Дополнительно к описанному в литературе принято оценивать качество пленок CdTe по отношению интенсивностей полосы ФЛ с $\lambda = 850$ нм (обусловлена присутствием в образце центров $Su_{Cd}-N_{Cd}$) и линии I_1 . Для наших пленок это отношение равно величине 0.002, а для лучших пленок, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, это значение равно 0.0014 [15].

Известно также, что качество структуры монокристаллических пленок CdTe можно оценить по значению полуширины линии связанного экситона I_1 . Для полученных пленок этот параметр составлял 0.8 мэВ, что в 4 раза выше лучших литературных данных [8].

Выводы

1. Получены слои CdTe методом ЖФЭ из теллуристого раствора хорошего качества и показано, что их структурные свойства определяются в основном качеством подложки.

2. Состояние остаточных примесей P, Li в решетке материала слоя отличается от такового в подложке за счет разных отклонений от стехиометрического состава CdTe.

Список литературы

- [1] *Faurie J.P., Million A.* // Thin Solid Films. 1982. Vol. 90. P. 107.
- [2] *Девярых Г.Г., Батманов С.М., Ковалев И.Д.* и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. № 1. С. 109.
- [3] *Korenstein R., Maclean B.* // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 86. P. 382–385.
- [4] *Farrow R.F.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. Vol. 3. P. 60.
- [5] *Astles M., Blackmore G., Gordon, Wight D.R.* // J. Cryst. Growth. 1985. Vol. 72. P. 61–71.

- [6] *Бабенцов В.Н., Бекетов Г.В., Горбань С.И., Сальков Е.А.* // УФЖ. 1988. Т. 22. № 3. С. 347–351.
- [7] *Dean P.J., Williams G.M., Blackmore G.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 1984. Vol. 17. N 11. P. 2291–2300.
- [8] *Franco J.M., Saminadayar K., Pautrat J.L.* // J. Cryst. Growth. 1985. Vol. 72. P. 220–225.
- [9] *Molva E., Pautrat J.L., Saminadayar K.* et al. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 80. N 6. P. 3344–3356.
- [10] *Sarace J., Shinohara H., Edamatzu H., Tanaka T.* // J. Lumin. 1980. Vol. 21. N 4. P. 337–351.
- [11] *Dean P.J., White A.M.* // Sol. St. Electr. 1978. Vol. 22. N 11/12. P. 1351–1355.
- [12] *Агринская Н.В., Аркадьева Е.В., Мамзеев О.А.* // ФТП. 1971. Т. 5. Вып. 5. С. 862–869.
- [13] *Seto S., Tanaka A., Masa J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 16. P. 1524–1526.
- [14] *Агринская Н.В., Шашкова В.В.* // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 7. С. 1248–1251.
- [15] *Feng Z.C., Bevan M.J., Choyke W.J., Krishnaswamy S.V.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 5. P. 2595–2600.

Институт полупроводников
Киев

Поступило в Редакцию

11 февраля 1991 г.

В окончательной редакции

16 мая 1991 г.

01; 05

© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 4, 1992

ФОРМИРОВАНИЕ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЕЙ

Г.Н.Бурлак, О.Н.Буланчук, В.В.Гримальский

Формирование связанных солитонов огибающих при трехволновом взаимодействии электромагнитных и акустических волн при наличии квадратичной нелинейности изучено довольно подробно [1–3]. Однако в анизотропных кристаллах может доминировать и акустоэлектромагнитное взаимодействие, обусловленное нелинейностью более высокого порядка — нелинейной электрострикцией, т.е. зависимостью диэлектрической проницаемости кристалла от квадрата деформации $\epsilon = \epsilon_0 + \hat{g}U^2$ [4, 5]. В этом случае взаимодействуют две электромагнитные волны с частотами ω_1 и ω_2 с акустической волной частоты Ω , а условия параметрической связи имеют вид $\omega_1 - \omega_2 = 2\Omega$, $k_1 - k_2 = 2K + \delta k$ (K , k_1 и k_2 — постоянные распространения волн, $\delta k \ll K$, $k_{1,2}$ — малая расстройка).

В работе [5] показано, что при параллельном акустоэлектромагнитном взаимодействии в таких кристаллах возможно образование нелинейных уединенных волн огибающих. При превышении амплитудной накачки порогового значения акустической волновой пакет усиливается и резко сжимается, а его полная энергия эволюционирует к стационарному значению. Однако соответствующая теория [5, 6] описывает только оптимальный режим акустоэлектромагнитного взаимодействия в предположении, что относительная фаза волн не изменяется. Обычно это выполняется для слабоанизотропных кристаллов при малых волновых расстройках. Исследование более реального случая при учете переходных процессов для электромагнитных волн наталкивается на большие трудности и возможно только при помощи численного решения дина-