

ными временами рассеяния на акустических (τ_a) и оптических ($\tau_{опт}$) фононах ($\tau_a \gg \tau_{опт}$) распределение по энергиям фотовозбужденных носителей резко отличается от максвелловского. Оно имеет начальный участок плавного изменения для энергий $E < \hbar\Omega$ и далее ряд пиков, следующих с интервалом $\hbar\Omega = 0.037$ эВ, где $\hbar\Omega$ — энергия оптического фонона. Увеличение концентрации носителей в валентной зоне приводит к размытию пиков и смещению их энергетического положения [7]. Поэтому в случае $\lambda < x_m$ в *p*-Ge рассеяние на x_m существенным образом изменяет функцию распределения фотовозбужденных носителей, что и проявляется в спектрах фотоэмиссии из металлов в *p*-Ge в виде осцилляций, интенсивность и энергетическое положение которых зависят от концентрации свободных носителей в подложке. Изменение интенсивности осцилляций при изменении материала подложки и металла контакта, возможно, вызвано различием в профиле потенциальных барьеров контактов и особенностями процесса рассеяния в *p*-Ge с различными примесями.

Предложенная модель позволяет объяснить наблюдавшиеся особенности спектрального распределения фототока контактов. Одновременно она указывает на те изменения, которые необходимо внести в представления Фаулера для адекватного описания процесса фотоэмиссии в наших условиях.

Список литературы

- [1] Thanailakis A., Northrop D. C. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 12. P. 1383—1389.
- [2] Dalal V. L. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2280—2284.
- [3] Градаускас И. И., Олекас А. П. // Лит. физ. сб. 1986. Т. 26. № 4. С. 422—429.
- [4] Engström O., Pettersson H., Sernelius B. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. N 2. P. 691—700.
- [5] Dalal V. L., // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 2274—2279.
- [6] Williams R. // Semicond. a. Semimet. / Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1970. V. 6. P. 97—139.
- [7] Ясневич И. Н., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 5. С. 857—866.

Получено 28.06.1990

Принято к печати 14.12.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ПОВЕДЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ПРИМЕСИ Li В ВЫСОКООМНОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННОМ ОТЖИГЕ

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

Термообработки полупроводниковых кристаллов и структур, как известно, изменяют стехиометрию приповерхностной области и стимулируют миграцию дефектов и примесей, что может приводить к образованию областей с их повышенной или пониженной концентрацией. В высокоомных сильно компенсированных полупроводниках, таких как CdTe, GaAs, перераспределение остаточных примесей может приводить к их раскомпенсации и даже изменению типа проводимости. Это особенно нежелательно в приповерхностной области подложки и во многих случаях является препятствием для практического использования указанных материалов при эпитаксии пленок кадмий—ртуть—теллур на CdTe [1] или изготовлении приборов на арсениде галлия [2].

В литературе [1] имеются сведения об аномально большом (в 10^5 — 10^6 раз) увеличении концентрации примеси I группы Li вблизи поверхности подложки из теллурида кадмия в процессе ее предэпитаксиальной обработки с целью получения качественных слоев кадмий—ртуть—теллур. Состав и профиль распределения этой примеси в [1] были определены методом масс-спектроско-

тии. Однако для выяснения механизма геттерирования, рекомбинационной активности примеси, ее состояния в решетке и взаимодействия с собственными точечными дефектами необходимо применение дополнительных методов: емкостной спектроскопии, эффекта Холла, низкотемпературной фотолуминесценции (НФЛ).

Полуизолирующий CdTe из-за проблемы омических контактов предпочтительнее исследовать методом НФЛ.

В данной работе приведены результаты исследования поведения остаточной примеси Li путем изучения спектров ФЛ высокоомного теллурида кадмия *p*-типа при 4.2 К до и после его кратковременного отжига при 873 К в атмосфере насыщенных паров кадмия, теллура, а также в атмосфере паров Cd, Hg и Te₂, образующихся над твердым раствором Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te.

Исследовались образцы специально не легированного теллурида кадмия ($\rho \sim 10^6$ Ом·см⁻¹ при $T=300$ К) размером $1 \times 3 \times 10$ мм, ориентированные по плоскости (111) А. Образцы протравливались в бром-метанольном травителе до полного удаления нарушенного механической полировкой слоя, что фиксировалось по достижении независимости [спектров НФЛ неотожженного образца от толщины стравленного слоя материала [3]]. Отжиги образцов проводили в запаянной, предварительно откачанной до остаточного давления $P < 10^{-5}$ мм рт. ст. кварцевой ампуле. Охлаждение осуществляли как быстрым погружением ампулы с образцами в жидкий азот, так и снижением температуры со скоростью ~ 5 град/мин.

Спектры НФЛ образцов снимали при температуре жидкого гелия (4.2 К) на установке КСВУ-23 со спектральным разрешением ~ 0.2 нм. Возбуждение осуществлялось излучением гелий-неонового лазера мощностью 10 мВт, сфокусированного в пятно диаметром ~ 200 мкм.

Регистрировались полосы НФЛ в области свободных и связанных экситонов (775—785 нм) и донорно-акцепторного излучения (800—850 нм). После термобработки образца фиксировались изменения спектрального распределения и интенсивности полос в сравнении с его исходным состоянием.

Спектр ФЛ исходного состояния образца содержал интенсивную линию излучения экситонов, связанных на акцепторах I_1 (779.9 нм), краевую $D-A_1$ -полосу с $\lambda_m = 803.5$ нм и их LO -фонные повторения (см. рисунок, кривая 1). Линия I_1 , как показано в [4], обусловлена рекомбинацией экситона, связанного на акцепторе A_1 (Li_{Ca}), тот же акцептор входит и в состав $D-A_1$ -пар.

Изотермический отжиг образцов в насыщенных парах кадмия при 873 К с последующим их быстрым охлаждением в жидком азоте приводит к появлению в спектре дополнительных линий экситонов, связанных на нейтральных неидентифицированных донорах: I_2 (778.2 нм). При этом интенсивность линии I_1 уменьшается в 6 раз по сравнению с исходной интенсивностью (см. рисунок, кривая 2). Одновременно в 2 раза уменьшается интенсивность полосы $D-A_1$, а ее максимум сдвигается на 3 нм в длинноволновую сторону. В спектре краевой эмиссии наблюдается также появление новой полосы $D-A_2$ -излучения с $\lambda_m = 810$ нм.

Медленное охлаждение образца со скоростью 5 град/мин приводит к полному исчезновению из спектра полосы $D-A_1$ и дальнейшему превышению интенсивности I_2 над I_1 за счет роста I_2 (см. рисунок, кривая 3), что свидетельствует об изменении типа проводимости с *p*- на *n*-тип [5].

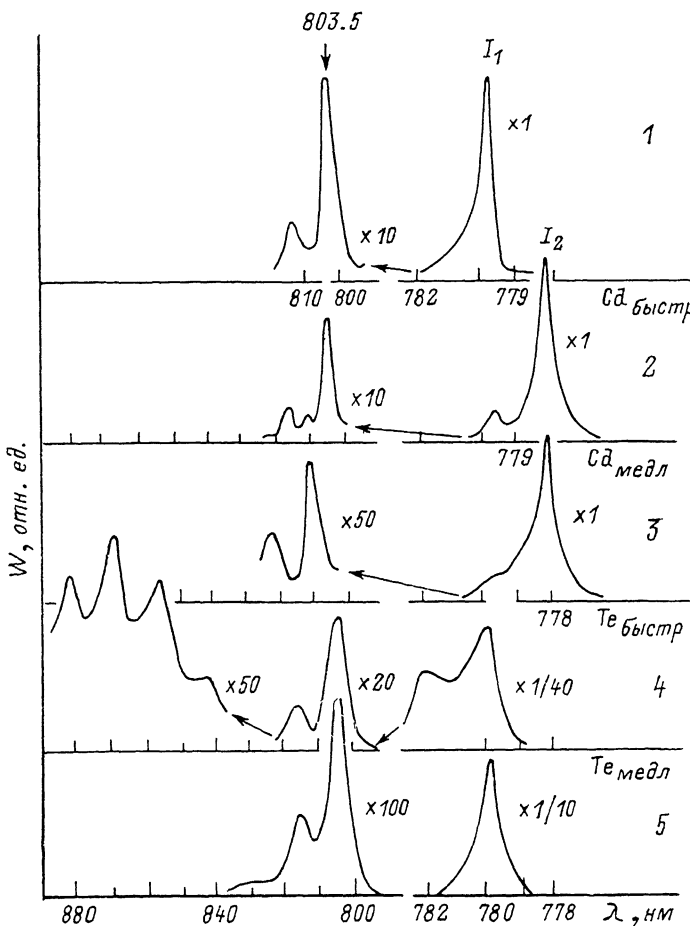
Концентрация Li при таком отжиге в приповерхностном слое, по данным ВИМС, возросла в 10 раз.

Изотермический отжиг образцов в парах Te при 873 К и быстрой закалке существенно изменяет форму спектра излучения в области связанных экситонов: линия I_1 уширяется и смещается в длинноволновую область $\lambda_m = 782$ нм при сильном (в 30—40 раз) уменьшении своей интенсивности. Однако в отличие от отжига в парах кадмия линия I_2 не появляется. Краевая полоса $D-A_1$ увеличивается по интенсивности, но всего лишь в 1.2—1.5 раза и доминирует в спектре. Возрастает интенсивность полосы 850—900 нм (см. рисунок, кривая 4).

Медленное охлаждение отожденного в парах Te образца (см. рисунок, кривая 5) не приводит к уширению линии I_1 . Форма линии I_1 остается такой же, как и в спектре исходного образца, но ее интенсивность уменьшается примерно

в 15 раз. Кроме этого, в сравнении с исходным образцом существенно (в 10—15 раз) уменьшается интенсивность краевой полосы $D-A_1$. Полоса $D-A_2$ при этом не возникает.

Отжиг образцов в атмосфере паров Cd, Hg и Te_2 , образующихся над твердым раствором $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$, приводит к уменьшению в 4—7 раз интенсивности полосы краевого $D-A_1$ -излучения, причем при медленном охлаждении это уменьшение заметнее, т. е. действие этого отжига на образец качественно ана-



Изменение спектров НФЛ при кратковременной ($t=1$ ч) низкотемпературной ($T=873$ К) термообработке монокристаллов CdTe.

1 — исходное состояние; 2 — насыщенные пары Cd, быстрое охлаждение; 3 — насыщенные пары Cd, медленное охлаждение; 4 — насыщенные пары Te, быстрое охлаждение; 5 — насыщенные пары Te, медленное охлаждение.

логично отжигу в парах кадмия, но количественно уменьшение интенсивности линий I_1 и $D-A_1$ выражено слабее.

Наблюдаемые изменения спектров НФЛ могут быть объяснены при учете трех факторов: геттерирования примеси Li из объема образца в приповерхностный слой, изменения отклонения от стехиометрии приповерхностного слоя и перераспределения примеси из положения Li_{Cd} в положение Li_i .

Поведение спектров НФЛ специально не легированного теллурида кадмия p -типа при длительном высокотемпературном отжиге в парах кадмия исследовалось в работах [6, 7]. Там же отмечалась и корреляция между изменением типа проводимости с p - на n -тип и ростом в спектре НФЛ интенсивности линии экситона, связанного на доноре I_2 .

При кратковременном низкотемпературном (873 К) отжиге в атмосфере кадмия следует также ожидать, что p -тип проводимости в приповерхностной области

кристалла будет меняться на n -тип как за счет отклонения от стехиометрического состава в сторону избытка кадмия (появление мелких доноров Cd_i), так и за счет вытеснения кадмием акцепторной примеси Li_{Cd} из катионной подрешетки в междоузлия, где она становится донором. При этом наблюдаются проявление линии экситона, связанного на водородоподобном доноре I_2 , уменьшение интенсивности экситона, связанного на акцепторе I_1 , и исчезновение краевой полосы $D-A_1$ (см. рисунок, кривая 2). Геттерирование Li из объема в приповерхностную область становится только ускоряет раскомпенсацию образца. Одновременно с этим наблюдается и возникновение полосы $D-A_2$, которая обусловлена появлением в узлах анионной подрешетки остаточной примеси фосфора, поскольку количество вакансий Te при этом отжиге возрастает из-за его выхода на поверхность.

Для режима быстрого охлаждения (см. рисунок, кривая 2) по изменению положения максимума полосы $D-A_1$ можно дать оценочное значение уменьшения концентрации заряженных A_1 , входящих в состав $D-A_1$ -пар [6]. Используем выражение для положения максимума полосы $D-A_1$ -излучения в виде

$$h\nu_{\max} = E_g - E_{A_1} - E_D + \frac{e^2}{\Sigma r}. \text{ При } E_g = 1.605 \text{ эВ}, E_{A_1} = 0.058 \text{ эВ}, E_D = 0.014 \text{ эВ}$$

имеем в исходном кристалле при $(r = \frac{1}{3}\pi N_A)^{-1/3}$ $N_A \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а после отжига $N'_A = 0.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Медленное охлаждение образца приводит к более существенному уменьшению концентрации A_1 , поскольку полоса 803.5 исчезает из спектра (см. рисунок, кривая 3).

Качественно иная картина наблюдается при отжиге образцов p -типа в парах теллура и быстрой закалке (см. рисунок, кривая 4). Из-за смещения отклонения от стехиометрического состава в сторону избытка теллура увеличивается концентрация вакансий кадмия (V_{Cd}) и, следовательно, возрастает вероятность образования акцепторов ($V_{\text{Cd}^{2-}}-D$). Поэтому в спектре НФЛ появляется полоса с $\lambda_m = 1.43 \text{ эВ}$ [8], а в области 780—782 нм наблюдается сильное уширение линии I_1 , что характерно для появления межчастичного взаимодействия акцепторов [9]. Это свидетельствует об образовании в результате отжига в образце локальных областей с сильно отличающимися плоскостями акцепторов (от 10^{16} до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [10]), т. е. концентрации Li_{Cd} вблизи стоков.

При длительном охлаждении происходит более равномерное распределение Li_{Cd} по образцу и он возвращается к исходному состоянию p -типа.

Таким образом, в данной работе установлено, что кратковременный отжиг специально не легированных образцов CdTe p -типа, содержащих остаточную примесь Li , в насыщенных парах кадмия при 873 К приводит к изменению проводимости с p -типа на n -тип в приповерхностном слое материала как за счет изменения отклонения от стехиометрии в сторону избытка кадмия, так и за счет перераспределения примеси Li из узлов Cd в междоузлия. При этом диффузия Li из объема к поверхности способствует процессу изменения типа проводимости, поскольку он накапливается в приповерхностной области в донорном состоянии.

Отжиг образцов CdTe в атмосфере паров Cd , Hg и Te_2 , образующихся над твердым раствором $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$, приводит к аналогичному результату вследствие доминирующего влияния атомов Cd и Hg .

Отжиг в парах теллура при быстрой закалке приводит в основном к скоплению Li_{Cd} на стоках и образованию акцепторов типа ($V_{\text{Cd}^{2-}}-D$).

Список литературы

- [1] Astles M. G., Hill H., Blackmore G., Courtney S., Shaw N. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 91. N 1. P. 1—10.
- [2] Chichibu S., Ohkubo N., Matsumoto S. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 8. P. 3987—3993.
- [3] Бабенцов В. Н., Бекетов Г. В., Горбань С. И., Сальков Е. А. // УФЖ. 1988. Т. 22. В. 3. С. 347—351.
- [4] Molva E., Pautrat J. L., Seminadayer K., Milehberg G., Magnea N. // Phys. Rev. B. 1984. V. 80. N 6. P. 3344—3356.
- [5] Seto S., Tanaka A., Masa J., Dairaku S., Kawashima M. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 16. P. 1524—1526.
- [6] Агринская Н. В., Шашкова В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1248—1251.

- [7] Saraie J., Shinohara H., Edamatzu H., Tanaka T. // J. Lumin. 1980. V. 21. N 4. P. 337—351.
 [8] Агринская Н. В., Аркадьева Е. В., Матвеев О. А. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 5. С. 862—869.
 [9] Dean P. J., Williams G. M., Blackmore G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. V. 17. N 11. P. 2291—2300.
 [10] Бабенцов В. Н., Горбань С. И., Рашковецкий Л. В., Сальков Е. А. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. В. 6. С. 1397—1399.

Институт полупроводников АН УССР
 Киев

Получено 6.12.1990
 Принято к печати 20.12.1990

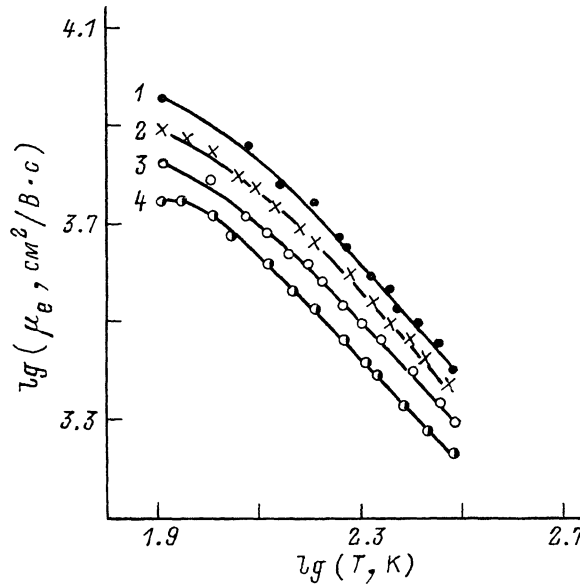
ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ГЕРМАНИЙ—КРЕМНИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ФОНОНАХ И БЕСПОРЯДКАХ СПЛАВА

Аждаров Г. Х., Агаев Н. А., Кязимзаде Р. А.

В достаточно чистых монокристаллах твердых растворов бинарных систем в широкой области температур основными механизмами рассеяния носителей заряда являются фононы и беспорядки сплава. В настоящей работе представлены результаты исследований по изучению закономерностей изменения подвижности электронов μ_e в германиеподобных кристаллах Ge—Si с температурой и составом при доминировании указанных механизмов. Отметим, что к германиеподобным относятся составы кристаллов с содержанием Si до ~ 12 ат%, дно зоны проводимости которых формируется долинами в направлениях (111), как и в германии [1].

На рис. 1 представлены характерные температурные зависимости омической подвижности



омической подвижности

Рис. 1. Температурные зависимости омической подвижности электронов в кристаллах Ge—Si.

1 — 2.9 ат% Si, 2 — 5.1 ат% Si, 3 — 7.3 ат% Si, 4 — 10.1 ат% Si.

электронов μ_e в ряде германиеподобных кристаллов с концентрацией мелких примесных центров $N_D \sim 10^{14}$ см⁻³ в интервале 77 ÷ 300 К. Кривые построены на основании экспериментальных данных холловской подвижности μ_H и холл-фактора r электронов ($\mu_e = \mu_H/r$) в кристаллах [2]. Ввиду достаточной малости N_D во всем рассматриваемом интервале температур доминирующими механизмами рассеяния электронов являются фононы и беспорядки сплава. Как видно из рис. 1, с ростом содержания Si в кристалле значение μ_e существенно падает. Например, в сплаве с 10.1 ат% Si при $T=300$ К $\mu_e \approx 1700$ см²/В·с, что почти в 2.5 раза ниже соответствующей величины в чистом Ge [3]. Это является свидетельством существенной роли беспорядков сплава в рассеянии электронов. Для разделения вклада в рассеяние электронов—фононов и беспорядков сплава поступим следующим образом. Как известно, в интервале 100 ÷ 280 К в чистом германии при доминировании фононного рассеяния имеет место