

06.1;06.2

Влияние внутреннего электрического поля на высокотемпературную диффузию мышьяка в варизонных эпитаксиальных слоях CdHgTe

© А.П. Власов, Л.С. Монастырский, Б.С. Соколовский, Г.А. Ильчук

Львовский национальный университет им. Ив. Франко, Львов, Украина
Национальный университет „Львівська политехніка“, Львов, Украина
E-mail: sokol@franko.lviv.ua

В окончательной редакции 8 июля 2004 г.

Исследованы особенности высокотемпературной диффузии мышьяка, имплантированного в варизонные эпитаксиальные слои CdHgTe. Показано, что немонотонный характер диффузионных профилей можно объяснить наличием неоднородного внутреннего электрического поля, связанного с варизонностью эпитаксиальных слоев.

Присущая варизонным полупроводникам пространственная неоднородность зонной структуры оказывает сильное влияние на перенос свободных носителей заряда, приводя к ряду физических эффектов, которые не проявляются в однородных полупроводниках [1]. Неоднородность зонной структуры, обуславливая существование в полупроводнике внутренних электрических полей [2–5], должна также заметно влиять и на диффузию заряженных примесей [6]. Несмотря на важность отмеченной проблемы, целенаправленные экспериментальные исследования диффузии примесей в варизонных полупроводниках отсутствуют. В данной работе с целью экспериментального доказательства влияния варизонности на диффузию заряженной примеси были исследованы диффузионные профили мышьяка в варизонных эпитаксиальных слоях CdHgTe.

Использовался выращенный методом испарение–конденсация–диффузия [7] собственно дефектный эпитаксиальный слой CdHgTe *n*-типа проводимости ($N_d - N_a|_{77\text{K}} = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{77\text{K}} = 2.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$), в котором исходное содержание Cd на поверхности составляло величину $x_{\text{Cd}} = 0.21$. Источник примеси создавался им-

плантацией мышьяка с энергией $e = 100 \text{ keV}$ и дозой $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2$. Варизонная структура в приповерхностной области CdHgTe формировалась в процессе термообработки исходной структуры при $T = 600^\circ\text{C}$ в течение 10 min в атмосфере насыщенных паров Hg ($P_{\text{Hg}} = 3.3 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) и Cd. Такая термообработка приводит, как и в работах [8,9], к конверсии состава на поверхности CdHgTe, вплоть до образования CdTe. В сформированной варизонной структуре при тех же режимах отжига ($T = 600^\circ\text{C}$, $t = 10 \text{ min}$) проводилась диффузионная разгонка примеси.

Как видно из рис. 1, состав образца изменяется в приповерхностной области, причем наибольшие значения его градиента достигаются в слое толщиной порядка $0.3 \mu\text{m}$. В этой же области проявляется немонотонный характер распределения продифундировавшей примеси, который характеризуется наличием четко выраженных максимума и минимума. Такую особенность примеси мы объясняем влиянием внутреннего электрического поля на диффузию мышьяка. Отметим, что поскольку площади под кривыми исходного и диффузионного распределений As с точностью до 4% совпадают, то обратной диффузией As (уходом примеси из образца) можно пренебречь.

Используя результаты работы [6], можно получить выражение для напряженности внутреннего электрического поля, которое возникает в варизонной структуре CdHgTe вследствие пространственной неоднородности ширины запрещенной зоны E_g и электронного сродства χ :

$$E_{gr} = \frac{1}{2e} \frac{dE_g}{dx} \left(\frac{zN}{\sqrt{(zN)^2 + 4n_i^2}} - \frac{1}{3} \right), \quad (1)$$

где N — концентрация акцепторной примеси, z — кратность ее ионизации, n_i — собственная концентрация носителей заряда в CdHgTe [10], e — модуль заряда электрона. При записи (1) было учтено, что в варизонных слоях CdHgTe

$$\frac{d\chi}{dx} \cong -\frac{2}{3} \frac{dE_g}{dx} \quad [11].$$

Как видно из рис. 2 (вставка), в интервале $\sim 0.18 \mu\text{m} < x < 0.26 \mu\text{m}$ выделяется резкий участок E_{gr} с максимальным значением напряженности $\sim 10 \text{ kV/cm}$.

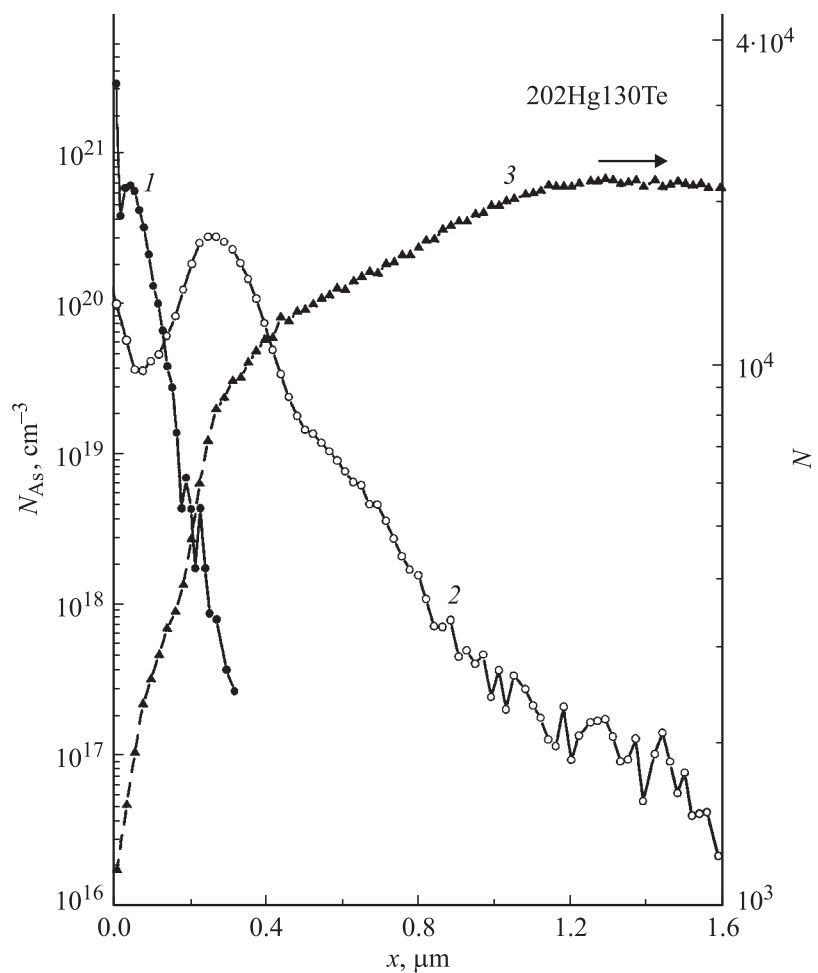


Рис. 1. Распределение As в варизонном эпитаксиальном слое CdHgTe, полученное методом ВИМС после ионной имплантации (1) и диффузионного отжига в парах Hg и Cd ($T = 600^\circ\text{C}$, $t = 10 \text{ min}$) (2). Координатная зависимость интенсивности линии $^{202}\text{Hg}^{130}\text{Te}$ (3).

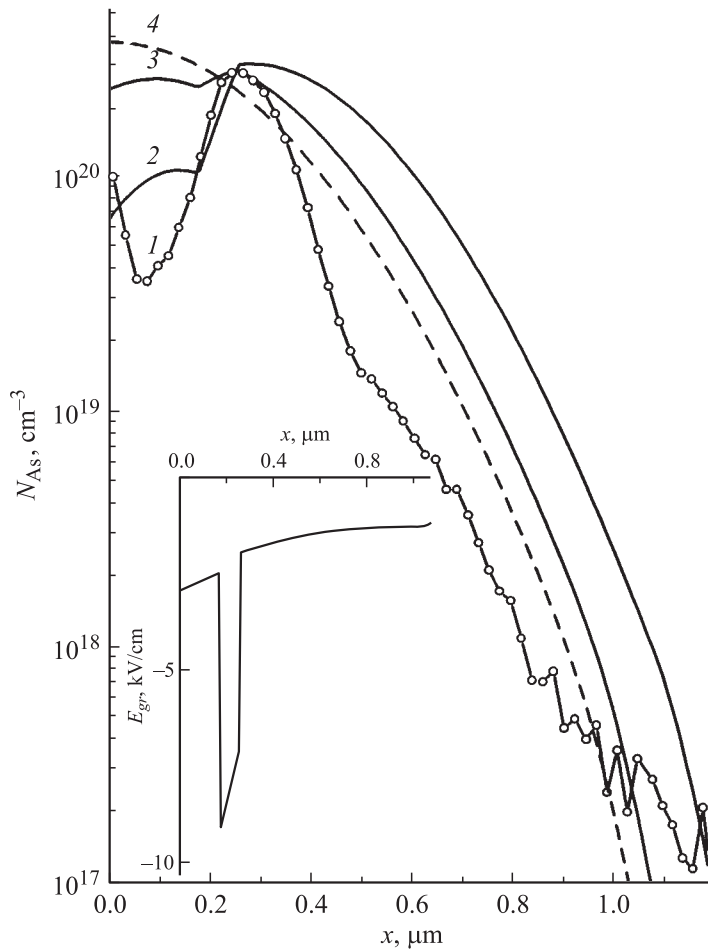


Рис. 2. Экспериментальный (1) и расчетные (2–4) профили As в варизонном эпитаксиальном слое CdHgTe. $T = 600^\circ\text{C}$. Параметры расчета: $D = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$, $t = 10 \text{ min}$; 2 — трехкратная степень ионизации; 3 — однократная; 4 — в отсутствие внутреннего электрического поля. На вставке — координатная зависимость напряженности внутреннего электрического поля E_{gr} , рассчитанная на основе экспериментального профиля состава варизонной структуры CdHgTe.

Помимо электрического поля, связанного с варизонностью, в эпитаксиальном слое CdHgTe существует также электрическое поле, обусловленное неоднородным распределением примеси. Напряженность этого поля определяется выражением [12]:

$$E_{im} = \frac{kT}{e} \frac{1}{\sqrt{(zN)^2 + 4n_i^2}} \frac{\partial N}{\partial x}. \quad (2)$$

С учетом зависимостей (1) и (2) было проведено численное решение уравнения электродиффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \left[\frac{\partial N}{\partial x} + \frac{ez}{kT} (E_{gr} + E_{im})N \right] \right), \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии примеси при малой ее концентрации и в отсутствие электрического поля. В качестве начального условия для решения уравнения (3) было взято распределение примеси после ионной имплантации, а граничные условия соответствовали отсутствию переноса вещества через поверхность эпитаксиального слоя.

Результаты моделирования диффузии As в варизонном эпитаксиальном слое CdHgTe (рис. 2) получены при значении $D = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$, для которого достигается наилучшее согласие с экспериментальной кривой в области ее максимума. В отсутствие внутреннего электрического поля, связанного с варизонностью, концентрация примеси монотонно уменьшается с координатой (кривая 4). Учет варизонности приводит к появлению на диффузионном профиле максимума и минимума (кривые 2 и 3), причем положение максимума практически совпадает с областью резкого уменьшения электрического поля. Вполне понятна причина появления максимума на диффузионном профиле, ибо именно в области резкого уменьшения электрического поля дрейфовая составляющая потока сильно уменьшается, что приводит к накоплению примеси.

Распределение мышьяка рассчитывалось нами как для однократно, так и для трехкратно заряженной примеси [13]. В последнем случае (кривая 2) формируется более глубокий минимум и проявляется большее сходство с экспериментальной кривой в приповерхностной области. Это обстоятельство является, по нашему мнению, дополнительным аргументом в пользу трехкратной степени ионизации мышьяка в CdHgTe.

Таким образом, обнаруженные нами особенности высокотемпературной диффузии мышьяка в варизонном образце CdHgTe можно объяснить наличием в материале неоднородного внутреннего электрического поля, что, в свою очередь, можно рассматривать как экспериментальное подтверждение предложенной в [6] модели диффузии заряженной примеси в варизонных полупроводниках. Следует заметить, что согласие приведенных в работе экспериментальных и расчетных данных носит, скорее, качественный, чем количественный характер. Для более строгого сопоставления экспериментальных и расчетных диффузионных профилей необходимо учитывать такие факторы, как многокомпонентный характер диффузии мышьяка, зависимость коэффициента диффузии от концентрации примеси, приповерхностный изгиб энергетических зон и т.д.

Список литературы

- [1] Алфёров Ж.И. // УФН. 2002. Т. 172. № 9. С. 1072–1086.
- [2] Kroemer H. // RCA Rev. 1957. V. 18. N 3. P. 332–342.
- [3] Dzhafarov T.D. // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. V. 42. N 1. P. 11–45.
- [4] Джафаров Т.Д. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах. Л.: Наука, 1978. 207 с.
- [5] Соколовский Б.С. // УФЖ. 1994. Т. 39. № 3–4. С. 327–330.
- [6] Монастырский Л.С., Соколовский Б.С. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 12. С. 2143–2145.
- [7] Savitsky V.G., Storchun O.P. // Thin Solid Films. 1998. V. 317. P. 105–107.
- [8] An S.Y., Kim J.S., Seo D.W., Suh S.H. // J. Electron. Mater. 2002. V. 31. N 7. P. 683–687.
- [9] Lee S.B., Kim D., Stevenson D.A. // J. Vac. Sci. Technol. 1991. B. 9. N 3. P. 1639–1645.
- [10] Hansen G.L., Schmit J.L., Casselman T.N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7099–7101.
- [11] Eich D., Ortner K., Groh U., Chen Z.H., Becker C.R., Landwehr G., Fink R., Umbach E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1999. V. 173. N 1. P. 261–267.
- [12] Smith F.L. // Proc. IRE. 1958. V. 46. N 6. P. 1049–1051.
- [13] Vlasov A., Bogoboyashchyy V., Bonchuk O., Barcz A. // Cryst. Res. Technol. 2004. V. 39. N 1. P. 11–22.