УДК 621.315.592

Механизм образования источника диффузии ртути в p-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ при ионно-лучевом травлении

В. В. Богобоящий
Кременчугский государственный политехнический университет, г. Кременчуг, Украина

И. И. Ижнин
НИИ материалов, Научно-производственное предприятие "Карат", г. Львов, Украина

На основе анализа процессов взаимодействия низкоэнергетических ионов Ar^+ с поверхностью p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ при ионно-лучевом травлении (ИЛТ) предложен механизм образования источника диффузии ртути, обеспечивающий наблюдаемые при эксперименте гигантские скорости конверсии типа проводимости. Образование источника обусловлено релаксацией дефектов в подрешетке Hg — двукратно заряженных междоузельных атомов и вакансий ртути, а также нейтральных бивакансий ртути, образовавшихся в области теплового клина вследствие удара иона.

Конверсия типа проводимости в ртутьсодержащих узкощелевых твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Mn_xHg_{1-x}Te$ и $Zn_xHg_{1-x}Te$ p-типа проводимости при ИЛТ используется для создания ИК-фотодиодов на основе этих материалов [1—4]. Конверсия наблюдается в монокристаллах и эпитаксиальных пленках, полученных различными технологическими методами, как в случае кристаллов с дефицитом Hg (избытком Te) [5—16], так и в легированных As-[17, 18], Sb-[19] и Au-[20]-образцах p-$Hg_{1-x}Cd_xTe$, и таким образом, является общим свойством этих материалов. Основные закономерности такой конверсии, как и свойства конвертированных слоев, экспериментально исследованы достаточно подробно [5—16]. В материале с дефицитом ртути p—n-конверсия, по общему мнению, вызвана диффузией междоузельных атомов Hg_I в объем образца и последующей их аннигиляцией с присутствующими там исходными вакансиями Hg. Конверсию в легированном p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ связывают с образованием донорных и других комплексов Hg_I с примесными акцепторами, также происходящим в ходе диффузии Hg [19, 21].

Отличительная особенность p—n-конверсии p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ при ИЛТ — крайне высокая скорость продвижения фронта конверсии, которая на несколько порядков превышает скорость конверсии при отжиге p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ в насыщенных парах ртути при той же температуре. Механизм ускорения диффузии Hg в этом процессе был предложен в работе [22], согласно которой концентрация междоузельных атомов (Hg_I) в источнике ртути, возникающем у границы раздела тонкого нарушенного ионами поверхностного слоя и основного объема кристалла, намного превышает равновесную концентрацию Hg_I в насыщенном ртутью $Cd_xHg_{1-x}Te$, что совпадает с оценками этой величины в [23] для экспериментальных данных [12, 13]. В [22] были получены также выражения для глубины конверсии l как функции параметров материала и режимов ИЛТ. Однако механизм ускорения диффузии нельзя считать выясненным окончательно. В частности, в модели, предложенной в [22], существует противоречие между существованием на границе раздела нарушенного ионами слоя и диффузионной областью встроенного электрического поля, с одной стороны, и тем, что наилучшее согласование теории с экспериментальными данными достигается в пределе нулевого поля — с другой стороны.

Цель настоящей работы — дальнейшее усовершенствование модели [22] путем устранения указанного противоречия и получение количественного согласия между теоретическим описанием процесса p-n-конверсии при ИЛТ и известными экспериментальными данными. Для этого было выполнено моделирование процесса релаксации катионных дефектов, образующихся в области теплового клина после соударения очередного иона с поверхностью кристалла, с учетом электрически нейтральных сложных вакансионных дефектов — бивакансий ртути.

Процессы дефектообразования в нарушенном ионами слое

Механизм диффузии Hg в объеме $Cd_xHg_{1-x}Te$ достаточно хорошо изучен из экспериментов по отжигу в насыщенных парах ртути. Поэтому

© Богобоящий В. В., Ижнин И. И., 2003

причины гигантского ускорения диффузии Hg при ИЛТ скорее всего обусловлены процессами, протекающими в тонком приповерхностном нарушенном слое, который непосредственно взаимодействует с ионами. Толщина этого слоя — порядка глубины проникновения иона (~10 нм), он содержит значительное количество точечных дефектов и образуется вследствие многократно чередующихся процессов локального термического разрушения решетки и последующей кристаллизации материала. Его внешняя часть в начале бомбардировки быстро обедняется ртутью из-за ее высокой летучести вследствие испарения Hg в вакуум, так что в ней образуется значительный избыток теллура δ_0. Однако далее этот же обедненный слой препятствует интенсивному оттоку Hg к поверхности, поскольку изотермическая диффузия Hg протекает тем медленнее, чем больше ее дефицит в кристалле [24]. Поэтому подвижная ртуть, попадающая в междоузлия в результате разрушения решетки при попадании иона, проникает из внутренней части дефектного слоя в объем кристалла и образует там диффузионный (конверсионный) слой толщиной l. Существует несколько путей образования избытка $\ddot{Hg}_I$ при ИЛТ: диффузионно-дрейфовые процессы в области теплового клина; распад краудионов, генеруемых в этой области; движущиеся дислокации, образующиеся при ИЛТ и т. п., среди которых основной вклад вносит диффузионный механизм образования избытка ртути [22].

Диффузионный механизм образования источника ртути предполагает, что тепловой клин остывает очень быстро (за время $\Delta t \sim 10^{-13}$ — 10^{-12} с), поэтому в разогретом состоянии дефекты не успевают сместиться на расстояния, больше чем параметр решетки a [22]. В этой связи диффузией Hg из области теплового клина при высокой температуре можно пренебречь. С другой стороны, за малое время Δt дефекты Френкеля не успевают прийти в состояние равновесия друг с другом, и некоторое время после внедрения иона в области остывшего теплового клина остается достаточно много подвижных междоузельных атомов Hg, способных проникнуть в объем кристалла.

Таким образом, образование источника ртути у границы зоны диффузии и дефектного слоя вызвано диффузией $\ddot{Hg}_I$ из зоны остывшего теплового клина.

Важно отметить, что возбужденные вследствие вторжения ионов неравновесные участки дефектного слоя, сосуществующие одновременно, удалены друг от друга в среднем на расстояние $L \sim (j\tau_0/e)^{-1/2}$, где τ_0 — характерное время релаксации возбуждения. Поскольку $\tau_0 \sim 10^{-9}$ с, то при обычных для данной технологии плотностях тока $j < 1$ мА/см^2 расстояние $L > 3$ мкм, т. е. намного превышает характерные размеры теплового клина. Поэтому каждая из зон возбуждения релаксирует независимо от других, т. е. "взаимодействие" этих зон отсутствует. Соответственно, для корректного построения модели необходимо рассмотреть кинетику релаксации дефектов в отдельном остывшем, но все еще сильно неравновесном тепловом клине.

Избыток теллура δ_0 в дефектном слое, очевидно, большой, а время остывания малое, поэтому в большей части теплового клина при релаксации дефектов доминируют процессы их локального взаимодействия, а направленный перенос Hg незначителен. В этом случае средний химический состав дефектной области можно считать приблизительно стабильным, а распределение дефектов — равномерным. Будем принимать во внимание лишь катионные дефекты, которые более подвижны при T_0, а именно: междоузельную ртуть $\ddot{Hg}_I$, вакансии V^{r}_{Hg} и бивакансии ртути; последние будем считать нейтральными и обозначать как W^{x}_{Hg}. Присутствие бивакансий Hg в дефектном слое, образующемся при имплантации ионов Al^{3+} с энергией 320 кэВ в кристаллы $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$, было обнаружено экспериментально в [25] с помощью метода аннигиляции медленных позитронов.

Полная система уравнений кинетики реакции для такой дефектной структуры довольно громоздкая, поэтому сразу ограничимся учетом наиболее важных составляющих. Во-первых, пренебрежем реакциями, скорость которых ограничена миграцией вакансионных дефектов (эти реакции при комнатной температуре протекают крайне медленно по сравнению с реакциями, лимитированными скоростью миграции $\ddot{Hg}_I$). Во-вторых, учтем, что общая концентрация вакансионных дефектов в дефектном слое намного выше их растворимости, а константа равновесия для реакции образования пары дефектов Френкеля будет $K_F << \delta_0^2$. По этой причине пренебрежем процессами генерации таких пар и процессами распада вакансии на $\ddot{Hg}_I$ и W^{x}_{Hg}. Потерями Hg на испарение и диффузию в кристалл, как упоминалось выше, будем пренебрегать, считая избыток теллура δ_0 в зоне возбуждения постоянным. Тогда кинетика релаксации дефектов в этой зоне будет описываться следующей системой уравнений:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d}{dt}[V''_{Hg}] = -k_F[V''_{Hg}][H\ddot{g}_I] + k_w[W^{\times}_{Hg}][H\ddot{g}_I];\\&\frac{d}{dt}[W^{\times}_{Hg}] = -k_w[W^{\times}_{Hg}][H\ddot{g}_I];\\&[V''_{Hg}] + 2[W^{\times}_{Hg}] - [H\ddot{g}_I] = \delta_0.\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Здесь k_w и k_F — константы скорости реакций между $H\ddot{g}_I$ и $W^{\times}_{Hg}$ и между $H\ddot{g}_I$ и V''_{Hg}, соответственно;

угловые скобки обозначают концентрацию соответствующих дефектов. Согласно [26], $k_w = 4\pi D_I r_w$ и $k_F = 4\pi D_I r_F$ (D_I — коэффициент диффузии междоузельных атомов ртути; r_w и r_F — радиусы захвата).

Радиус захвата r_F для реакции между $H\ddot{g}_I$ и V_{Hg} довольно большой вследствие сильного кулоновского притяжения между этими дефектами. Согласно [19], в этом случае $r_F = 4e^2/(\varepsilon_0 k_B T_0)$. Между $H\ddot{g}_I$ и $W^{\times}_{Hg}$ кулоновского взаимодействия нет, поэтому r_w равен межатомному расстоянию, т. е. $r_w = a/\sqrt{2}$, где a — параметр кристаллической решетки.

Таким образом, $k_F/k_w = 4\sqrt{2}e^2/(\varepsilon_0 r k_B T_0) \approx$ $\approx 28 >> 1$. В этих условиях при одинаковых исходных концентрациях вакансии релаксируют гораздо быстрее, чем бивакансии, поскольку, как следует из (1),

$$\frac{d}{dt}[V''_{Hg}]\Big/\frac{d}{dt}[W^{\times}_{Hg}] = \left(k_F[V''_{Hg}] - k_w[W^{\times}_{Hg}]\right)\Big/k_w[W^{\times}_{Hg}].$$

Вследствие этого относительные скорости релаксации V''_{Hg} и $W^{\times}_{Hg}$ становятся приблизительно одинаковыми лишь при условии $k_F[V''_{Hg}] \approx$ $\approx k_w[W^{\times}_{Hg}]$. Отсюда для концентрации вакансионных дефектов при $t \to \infty$ получим такие оценки: $[W^{\times}_{Hg}]_\infty \approx 0{,}5\delta_0$; $[V''_{Hg}]_\infty \approx k_w/(2k_F)\delta_0 \approx 0{,}02\delta_0$. Непосредственный численный расчет релаксационных кривых, выполненный при начальных условиях: $[V''_{Hg}] = [W^{\times}_{Hg}] = 5\cdot10^{21}$ см$^{-3}$ при $t = 0$, для $\delta_0 = 10^{19}$ см$^{-3}$, полностью подтвердил эти выводы (рис. 1). Видно, что концентрация V''_{Hg} в самом начале процесса быстро убывает, и уже за времена $\sim10^{-13}$ с устанавливается стабильное значение отношения $[V''_{Hg}]/[W^{\times}_{Hg}] << 1$, так что среди точечных дефектов в дефектном слое преобладают нейтральные комплексы вакансий Hg (бивакансии).

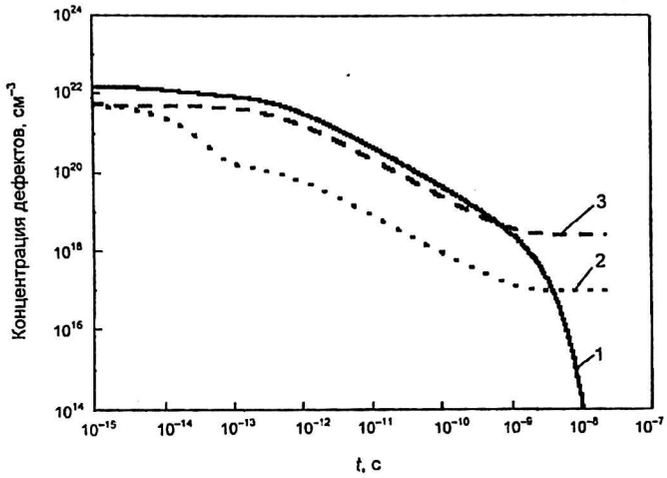

Рис. 1. Релаксация дефектов в дефектном слое:
1 — междоузельная ртуть; 2 — бивакансии ртути; 3 — вакансии ртути

Из рис. 1 следует, что основной вклад в поток ртути в объем кристалла дает средний участок релаксационной кривой для $[H\ddot{g}_I]$ (участок, где $[V''_{Hg}] << [W^{\times}_{Hg}]$). На этом отрезке времени можно положить, что $k_F[V''_{Hg}] \approx \approx k_w[W^{\times}_{Hg}]$, и тогда из (1) получим уравнение

$$\frac{d}{dt}[H\ddot{g}_I] = -k_w[H\ddot{g}_I]([H\ddot{g}_I] + \delta_0),$$

решением которого есть закон релаксации вида

$$[H\ddot{g}_I] = \frac{N_0\delta_0}{(N_0 + \delta_0)\exp(\delta_0 k_{w0} t) - N_0} = f(t). \quad (2)$$

где N_0 — значение $[H\ddot{g}_I]$ в начальный момент времени; обозначение $f(t)$ для правой части введено в целях сокращения записи.

Релаксация дефектов Френкеля характеризуется постоянной времени $\tau_0 = 1/(\delta_0 k_w)$. Легко подсчитать, что при $\delta_0 << 10^{20}$ см$^{-3}$ неравенство $\tau_0 >> \Delta t$ (где Δt — время остывания теплового клина) выполняется при всех температурах, т. е. клин остывает задолго до завершения релаксационных процессов в зоне возбуждения. Тем не менее, равновесие даже при комнатной температуре наступает очень быстро: $\tau_0 \sim10^{-9}$ с (см. рис. 1).

Из (2) теперь достаточно легко определить вид граничного условия для $[H\ddot{g}_I]$ при $z = 0$ для уравнений диффузионной кинетики, определяющих глубину конверсии [22, 21], которое и дает концентрацию междоузельных атомов ртути в источнике. Для рассмотренного выше диффузионного механизма образования избытка сво-

бодной ртути такое условие может быть сформулировано следующим образом.

Разобьем мысленно всю плоскость $z = 0$ на участки площадью S, равной эффективной площади острия теплового клина. Согласно [22], $S \sim 10^{-13}$ см$^{-3}$. При вторжении иона в соответствующую область каждый такой участок активируется случайным образом со средней частотой $e/(jS)$. В такие моменты концентрация $\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}$ с внешней стороны участка практически мгновенно вырастает до величины N_0, а затем убывает по закону (2). Пользуясь тем, что средний интервал времени jS/e между двумя последовательными моментами активации одного итого же участка мал по сравнению с типичной длительностью всего процесса ИЛТ (10^2 — 10^3 с), и учитывая, что время релаксации мало ($\tau_0 << jS/e$), усредним соотношение (2) по достаточно большому отрезку времени. Тогда усредненное таким способом граничное условие при $z = 0$ приобретает вид

$$[\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}]\big|_{z=0} = \frac{jS}{e}\int_0^\infty f(t)dt = \frac{jS}{ek_{w_0}}\ln\left(1+\frac{N_0}{\delta_0}\right),$$

где k_{w_0} — значение k_w при $T = T_0$.

Для более точной оценки избытка теллура δ_0 в дефектном слое прежде всего отметим, что первичное дефектообразование протекает очень быстро, поэтому состав дефектного слоя определяется процессами, происходящими уже при комнатной температуре. Во-вторых, условием постоянства интегрального состава дефектного слоя является, очевидно, стационарность диффузии подвижных дефектов — $\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}$. Поэтому для оценки δ_0 рассмотрим уравнение диффузии $\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}$ в дефектном слое. В целях упрощения пренебрежем влиянием электрического поля и медленными процессами, связанными с распылением материала ионами. Кроме того, как и раньше, будем пренебрегать процессами тепловой генерации собственных дефектов, тогда искомое уравнение будет иметь такой вид

$$\frac{\partial}{\partial t}[\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}] - D_I\frac{\partial^2}{\partial z^2}[\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}] = -k_F[\mathrm{V}^{\prime\prime}_{\mathrm{Hg}}][\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}] - k_w[\mathrm{W}^{\mathrm{x}}_{\mathrm{Hg}}][\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}].$$

Очевидно, что стационарный режим может установиться только при условии, что слагаемые в правой части этого уравнения приблизительно одинаковые по величине и в сумме равны диффузионному слагаемому. Принимая во внимание, что характерная длина, на которой изменяется $[\ddot{\mathrm{Hg}}_{\mathrm{I}}]$ в дефектном слое, равна его толщине $L_\delta \sim V_{\min}^{1/3} \approx 5$ нм, из этого условия найдем оценку:

$$\delta_0 \approx 2[\mathrm{W}^{\mathrm{x}}_{\mathrm{Hg}}] \sim 10^{19}\ \text{см}^{-3}.$$

Результаты и обсуждение

Выражения для глубины конверсии l при ИЛТ p-$\mathrm{Cd_xHg_{1-x}Te}$ в материале с недостатком ртути (вакансионно-легированном) и легированном примесями As получаются из соответствующих выражений [21, 22] фактически лишь заменой констант скорости реакции k_{F0} и κ_0 на константу k_{w0} и имеют вид:

для вакансионно-легированного p-$\mathrm{Cd_xHg_{1-x}Te}$:

$$l = \sqrt{\frac{2S\Phi D_I}{k_{w_0}\Delta_{\mathrm{Te}}}\ln\left(1+\frac{N_0}{\delta_0}\right)}\exp\left(-\frac{e\Delta\varphi}{k_BT}\right);$$

для легированного примесями p-$\mathrm{Cd_xHg_{1-x}Te}$:

$$l = \sqrt{\frac{2S\Phi D_I}{k_{w_0}[\mathrm{As}]_{tot}}\ln\left(1+\frac{N_0}{\delta_0}\right)}\exp\left(-\frac{e\Delta\varphi}{k_BT_0}\right),$$

где $\Phi = jt/e$ — доза облучения (флюенс ионов);
$\Delta\varphi$ — разность потенциалов на границах зоны диффузии;
Δ_{Te} — суммарный избыток Te в объеме кристалла;
$[\mathrm{A}]_{tot}$ — концентрация легирующей примеси p-типа (As или Sb).

Поскольку $k_{w_0} << \kappa_0$, k_{F0}, то в результате такой замены расчетное значение l уменьшается. Это позволяет исключить противоречивое условие отсутствия встроенного электростатического поля на границе раздела дефектного и диффузионного слоев, которое было выдвинуто в работе [22] для согласования модели с данными экспериментальных исследований.

На рис. 2 сопоставлены результаты расчета глубины конверсии, выполненные в рамках представленной здесь модели, с данными эксперимента, взятыми из литературных источников [5, 8, 9, 13, 16]. Для наглядности все экспериментальные данные представлены в виде приведенной глубины конверсии, пересчитанной для фиксированного исходного дефицита ртути в соответствии с зависимостью $l_{red} = l\sqrt{\Delta_{\mathrm{Te}}/\Delta_N}$, где $\Delta_N = 10^{16}$ см$^{-3}$. При расчете полагалось, что $x = 0{,}20$; $\delta_0 = 10^{19}$ см$^{-3}$; $S = 10^{-13}$ см^2; $r_w = 0{,}5$ нм. Видно, что расчетная зависимость неплохо согласуется с большинством экспериментальных данных, несмотря на оценочный характер при-

менявшихся при расчете параметров модели. То, что данные [13] заметно выпадают из общей картины, свидетельствует, скорее всего, об отличии условий этого эксперимента от его условий в [5, 8, 9, 16]. В частности, в [13] применялись большие плотности тока (600 мкА/см^2), и температура образца в процессе ИЛТ была ≈50 °С, что могло вызвать заметное увеличение глубины конверсии, учитывая результаты работы [15], где была исследована зависимость глубины конверсии от температуры образца.

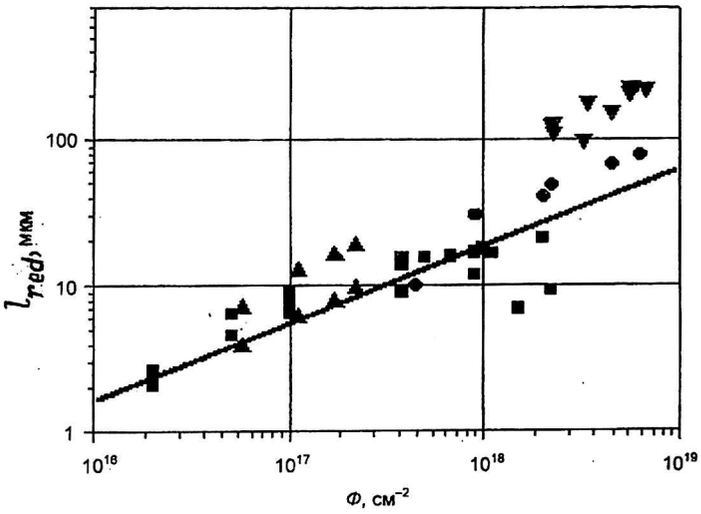

Рис. 2. Зависимость l_{red} — приведенной глубины конверсии типа проводимости в вакансионно-легированном p-$Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ от Ф — флюенса ионов Ar^+:
● — данные [5]; ■ — данные [8, 9]; ▼ — данные [13]; ▲ — данные [16].
Прямая — результат расчета

Учет образования комплексов вакансий ртути позволил устранить противоречия, присущие изложенной в работах [21, 22] модели и объяснить экспериментальные значения скоростей конверсии типа проводимости при ИЛТ кристаллов и пленок узкощелевого p-$Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ без привлечения дополнительных предположений.

Заключение

Рассмотрен механизм образования источника Hg с высокой концентрацией, обеспечивающей ускоренную диффузию Hg при ионно-лучевом травлении. Для количественной оценки концентрации избыточной ртути в источнике и определения граничного условия в уравнениях диффузионной кинетики проведено моделирование релаксации дефектов в подрешетке Hg, образовавшихся в области теплового клина вследствие удара иона, с учетом двукратно заряженных междоузельных атомов ($Hg_I^{\cdot\cdot}$) и вакансий ($V_{Hg}^{''}$) ртути, а также нейтральных бивакансий ртути. Показано, что релаксация дефектов длится ~10^{-9} с, так что они не успевают прийти в равновесие за время остывания теплового клина (~10^{-12} с). Поэтому при ~10^{-9} с сохраняется значительный избыток подвижных атомов $Hg_I^{\cdot\cdot}$, часть из которых за это время успевает проникнуть в глубь кристалла. Там они аннигилируют с вакансиями Hg или же образуют донорные комплексы с примесными акцепторами, вызывая конверсию типа проводимости. В самом дефектном слое после релаксации преобладают неравновесные бивакансии, а количество $V_{Hg}^{''}$ на два порядка меньше, поскольку они, будучи заряженными отрицательно, взаимодействуют с $Hg_I^{\cdot\cdot}$ гораздо сильнее, чем бивакансии. Проведенный на основании полученного выражения для концентрации $Hg_I^{\cdot\cdot}$ в источнике и концентрации избыточного теллура в дефектном слое расчет зависимости глубины конверсии типа проводимости в вакансионно-легированном p-HgCd Te ($x \approx 0,2$) от флюенса ионов аргона достаточно хорошо согласуется с большинством известных экспериментальных данных, приведенных в литературе.

Литература

1. *Baker I. M., Hastings M. P., Hipwood L. G., Jones C. L., Knowles P.*//III—V Review. 1996. V. 9. № 2. P. 50.
2. *Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Мынбаев К. Д.*// ФТП. 1991. Т. 25. № 2. С. 2196.
3. *Kosyachenko L. A., Rarenko I. M., Weiguo S., Zengxiong L., Qibing G.*//Opto-Electron. Rev. 2000. V. 8. № 3. P. 251.
4. *Dell J. M., Antoszewski J., Rais M. H.* //J. Electr. Mater. 2000. V. 29. № 6. P. 841.
5. *Wotherspoon J. T. M.*// Patent GB 2095898 UK. 1981.
6. *Blackman M. V., Charlton D. E., Jenner M. D., Purdy D. R., Wotherspoon J. T. M., Elliott C. T., White A. M.*//Electron. Lett. 1987. V. 23. P. 978.
7. *Bahir G., Finkman E.*// J. Vac. Sci. Technol. 1989. V. A7. № 2. P. 348.
8. *Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Мынбаев К. Д., Гаврилюк Ю. Н., Ижнин И. И.* // XII Всес. конф. по физике полупр.: Тезисы докл. — Киев. 1990. Ч. 2. С. 205.
9. *Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Мынбаев К. Д.* // ФТП. 1990. Т. 24. № 12. С. 2222.
10. *Brogowski P., Mucha H., Piotrowski J.* // Phys. Stat. Sol.(a). 1989. V. 114. № 1. P. K37.
11. *Rolland S., Granger R., Triboulet R.* // J. Cryst. Growth. 1992. V. 117. P. 208.
12. *Ivanov-Omskii V. I., Mironov K. E., Mynbaev K. D.* // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. № 5. P. 634.
13. *Belas E., Hoschl P., Grill R., Franc J., Moravec P., Lischka K., Sitter H., Toth A.* // Ibid. P. 1695.
14. *Savitsky V., Mansurov L., Fodchuk I., Izhnin I., Virt I., Lozynska M., Evdokimenko A.* // Proc. SPIE. 1998. V. 3725. P. 299.
15. *Belas E., Grill R., Franc J., Toth A., Hoschl P., Sitter H., Moravec P.* // J. Cryst. Growth. 1996. V. 159. № 1—4. P. 1117.

16. *Haakenaasen R., Colin T., Steen H., Trosdahl-Iversen L.* // J. Electr. Mater. 2000. V. 29. № 6. P. 849.
17. *Smith E. P. G., Siliquini J. F., Musca C. A., Antoszewski J., Dell J. M., Faraone L., Piotrowski J.* // J. Appl. Phys., 1998. V. 83. № 10. P. 5555.
18. *Siliquini J. F., Dell J. M., Musca C. A., Faraone L., Piotrowski J.* // J. Cryst. Growth. 1998. V. 184/185. P. 1219.
19. *Berchenko N. N., Bogoboyashchiy V. V., Izhnin I. I., Vlasov A. P.* //Phys. Stat. Sol. (b). 2002. V. 229. № 1. P. 279.
20. *Antoszewski J., Musca C. A., Dell J. M., Faraone L.* // J. Electr. Mater. 2000. V. 29. № 6. P. 837.
21. *Богобоящий В. В., Власов А. П., Ижнин И. И.* // Известия вузов. Сер. Физика. 2001. Т. 44. № 1. С. 50. (Russ. Phys. J. 2001. V. 44. № 1. P. 61.)
22. *Богобоящий В. В., Ижнин И. И.* // Там же. 2000. Т. 43. № 8. С. 16. (Russ. Phys. J. 2000. V. 43. № 8. P. 627.)
23. *Shaw D., Capper P.* // J. Mater. Sci. 2000. V. 11. P. 169.
24. *Богобоящий В. В., Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Петряков В. А.* // ФТП. 1987. Т. 21. № 8. С. 1462.
25. *Liszkay L., Corbel C., Baroux L.* // J. Phys. Condens. Mater. 1995. V. 7. № 45. P. 8529.
26. *Крегер Ф.* Химия несовершенных кристаллов. — М.: Мир, 1969.

Mechanism of creation of the mercury diffusion source in *p*-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ under ion-beam milling

V. V. Bogoboyashchy
Kremenchuk State Politechnical University, Kremenchuk, Ukraine

I. I. Izhnin
R&D Institute for Materials SRC "Carat", Lviv, Ukraine

Basing on an analysis of process of the low energy ions Ar^+ interaction with surface of p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ at ion-beam milling a mechanism for creation of the mercury diffusion source that ensures a giant rate of the conductivity type conversion revealed at experiment is proposed. The source creation is caused by defect relaxation in the Hg sublattice — doubly charged interstitial atoms and mercury vacancies, and the neutral mercury bi-vacancies obtained in the thermal spike region after ion strike.

* * *