

УДК 621.315.592.

## Кристаллохимия собственных дефектов в пленках халькогенидов свинца с учетом механических напряжений и рода подложек

Б.М.Рувинский, Д.М.Фреик, М.А.Рувинский

*Физико-химический институт при Прикарпатском университете им. В.Стефаника,  
ул.Шевченка, 57. Ивано-Франковск. 76005. Украина.*

Впервые рассмотрено влияния изотропных деформационных эффектов и парциальных давлений компонентов, созданных вблизи различных подложек при испарении навески халькогенидов свинца, на процессы дефектообразования в пленках при парофазной эпитаксии.

**Ключові слова:** халькогениды свинца, дефекты, напряжения, константы равновесия.

*Статья поступила в редакцию 4.05.2000; принята в печать 10.05.2000.*

1. Халькогениды свинца и соединения на их основе находят широкое применение в полупроводниковой технике. Физические свойства плёнок этих материалов, получаемых методом “горячей стенки” [1-3], сильно зависят от типа используемых подложек. Объяснение этой зависимости, возможно связано с ещё слабо изученным влиянием внутренних механических напряжений, возникающих в процессе выращивания плёнок на различных подложках. Источником напряжений являются в основном различия коэффициентов линейного теплового расширения подложки и плёнки, а также различия параметров решётки.

В настоящей работе предложена и рассчитана термодинамическая и кристаллохимическая модель парофазной эпитаксии плёнок халькогенидов свинца, позволяющая учесть влияние деформационных эффектов на образование различных зарядовых состояний собственных атомных дефектов в катионной

подрешётке. Эта модель демонстрируется нами на примере плёнок теллурида свинца [2], выращенных на подложках NaCl и BaF<sub>2</sub>.

В дальнейшем рассматриваются лишь изотропные части упругих напряжений. Полное напряжение  $P$ , которое испытывает тело, складывается из так называемого “теплового” давления  $P^{(T)}$  [4, 5], соответствующего свободному тепловому расширению тела, и статического (упругого) напряжения  $P^{(e)}$ . Для плёнки полное напряжение

$$P_f = P_f^{(T)} + P_f^{(e)}, \quad (1)$$

для подкладки

$$P_s = P_s^{(T)} + P_s^{(e)}, \quad (2)$$

причём на границе плёнка-подложка  $P_s^{(e)} = P_f^{(e)}$ . Как правило, толщина подложки значительно превышает толщину плёнки, и деформацией подложки можно пренебречь. Поэтому полагаем, что полное напряжение подложки  $P_s \approx 0$ ,  $P_s^{(e)} \approx P_f^{(e)}$  по всей толщине плёнки, при этом полное напряжение

плёнки оказывается однородным и определяется разностью “тепловых” давлений плёнки и подложки

$$P_f = P_f^{(T)} - P_s^{(T)}. \quad (3)$$

При температурах, значительно превышающих температуры Дебая материалов плёнки и подложки, согласно [4, 5]

$$P_i^{(T)} \approx \frac{\gamma_i k T}{\beta_i r_i^2}, \quad i=f, s, \quad (4)$$

где  $\beta_i$  – коэффициент квазиупругой силы,  $\gamma_i$  – коэффициент ангармоничности соответственно для плёнки ( $i=f$ ) и подложки ( $i=s$ );  $r_i$  – расстояние между ближайшими соседними атомами в решётках;  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. Коэффициент линейного теплового расширения [5]

$$\alpha_i \approx \frac{\gamma_i k}{r_i \beta_i^2}, \quad (5)$$

откуда с учётом (4) имеем:

$$P_i^{(T)} = \frac{\alpha_i \beta_i}{r_i} T. \quad (6)$$

Из (3) и (6) следует, что полное напряжение плёнки определяется внутренним давлением

$$P_f = \left( \frac{\alpha_f \beta_f}{r_f} - \frac{\alpha_s \beta_s}{r_s} \right) T, \quad (7)$$

способным вызвать, например, изменение ширины запрещённой зоны [6]

$$\Delta E_g \approx \frac{\partial E_g}{\partial P_f} P_f \quad (8)$$

и влияющим на равновесные концентрации носителей тока и дефектов в плёнке.

В случае плёнок PbTe для нахождения коэффициента квазиупругой силы  $\beta_f$  воспользуемся потенциалом Леннарда – Джонса

$$V_f(r) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad (9)$$

соответствующим характеру химической связи в PbTe [6]. Параметр  $\sigma$  определяется из условия минимума  $V_f(r)$ ;  $\varepsilon$  можно найти из экспериментальных значений энергии связи. При этом

$$\beta_f = \frac{72\varepsilon}{r_f^2}. \quad (10)$$

В качестве подложек рассмотрим ионные кристаллы NaCl и BaF<sub>2</sub>, для которых используем модельный потенциал [7,8]

$$V_s(r) = -\frac{A(e^*)^2}{r} + \frac{C}{r^9}, \quad (11)$$

откуда

$$\beta_s = \frac{8A(e^*)^2}{r_s^3}, \quad (12)$$

где  $e^*$  – эффективный наименьший заряд иона в решётке,  $A$  – постоянная Маделунга [8,9].

Оценим внутреннее напряжение  $P_f$  в плёнках PbTe, выращенных на подложках NaCl и BaF<sub>2</sub>, и соответствующие изменения ширины запрещённой зоны  $\Delta E_g$  плёнок.

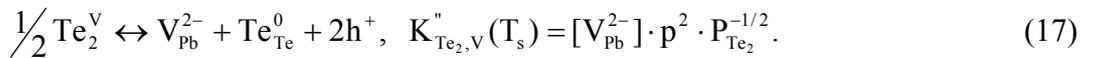
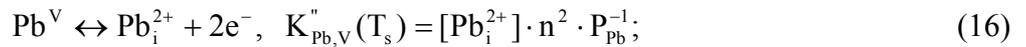
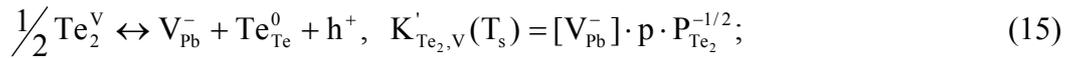
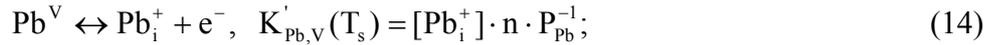
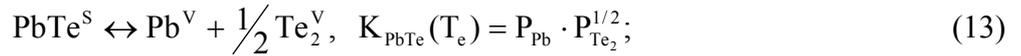
Для случая подложки NaCl при  $T_s = T_f = T = 653$  К,  $\alpha_s = 45 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup>,  $r_s = 2.82 \cdot 10^{-10}$  м [10],  $A = 1.7476$  [9],  $e^* = 0.893e$  [11],  $\alpha_f = 19.8 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup>,  $r_f = 3.226 \cdot 10^{-10}$  м,  $\varepsilon \approx 4.085 \cdot 10^{-19}$  Дж [6, 10, 12, 3], согласно (7), (10), и (12), имеем  $P_f \approx -6.125 \cdot 10^8$  Па, что отвечает растяжению плёнки PbTe. Из (8) следует, что при  $(\partial E_g / \partial P_f) \approx -8.163 \cdot 10^{-11}$  эВ/Па [6] ширина запрещённой зоны возрастает за счёт деформации плёнки на величину  $\Delta E_g \approx 0.05$  эВ.

Для случая подложки BaF<sub>2</sub> при той же температуре 653 К,  $\alpha_s = 18.4 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup>,  $r_s = (\sqrt{3}/4)a_s$ ,  $a_s = 6.196 \cdot 10^{-10}$  м [10, 12, 3, 13] (постоянная решётки BaF<sub>2</sub>),  $A = 5.0387$  [9],  $e^* = 0.709e$  [11] и приведенных выше значениях параметров PbTe получим  $P_f \approx 4.900 \cdot 10^8$  Па и  $\Delta E_g \approx -0.04$  эВ, т.е. сжатие плёнки приводит к уменьшению ширины запрещённой зоны.

2. Для пленок халькогенидов свинца исследуем кристаллохимическую модель,

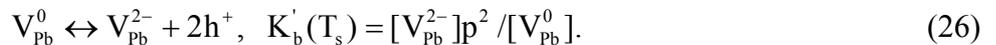
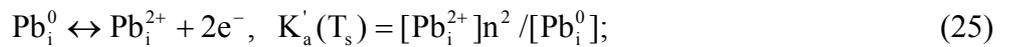
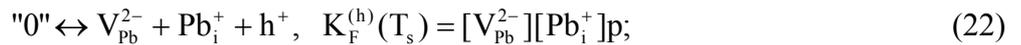
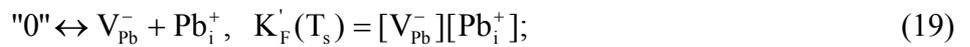
учитывающую возможность термодинамического процесса с образованием различных зарядовых состояний точечных дефектов в катионной подрешётке: междоузельных атомов и вакансий свинца ( $Pb_i^+$ ,  $Pb_i^{2+}$ ,  $Pb_i^0$ ,  $V_{Pb}^-$ ,  $V_{Pb}^{2-}$ ,  $V_{Pb}^0$ ).

При получении плёнок PbTe с паровой фазы в технологии горячей стенки равновесие систем “навеска-пар” и “пар-конденсат” можно описать согласно методу Крёгера [14] системой квазихимических реакций:



Здесь уравнение (13) определяет равновесие системы “навеска-пар” при разложении твёрдого PbTe в испарителе при температуре испарения  $T_e$ . Реакции (14)-(17) характеризуют равновесие “пар-конденсат”,

ответственное за образование собственных атомных дефектов при температуре осаждения (подложек)  $T_s$ . Проявление собственной проводимости и ионизация дефектов описываются уравнениями:



Общее условие электронейтральности имеет вид:

$$p + [Pb_i^+] + 2[Pb_i^{2+}] = n + [V_{Pb}^-] + 2[V_{Pb}^{2-}]. \quad (27)$$

На основании (13)-(27) получаем уравнение для определения концентрации носителей ( $n$ ) через константы равновесия квазихимических реакций  $K$  и парциальное давление паров теллура  $P_{Te_2}$ :

$$An^4 + Bn^3 - Cn - D = 0, \quad (28)$$

где

$$A = 2K''_{Te_2,V} K'_F \cdot P_{Te_2}^{1/2} \cdot (K_{PbTe} K'_{Pb,V} K'_{Te_2,V} K_i)^{-1};$$

$$B = 1 + K'_F \cdot P_{Te_2}^{1/2} \cdot (K_{PbTe} K'_{Pb,V})^{-1};$$

$$C = K_i + K_{PbTe} K'_{Pb,V} \cdot P_{Te_2}^{-1/2};$$

$$D = 2K_{PbTe} K''_{Pb,V} \cdot P_{Te_2}^{-1/2}.$$

Экспериментально определяемая из эффекта Холла концентрация носителей тока

$$n_H = n - p = n - K_i \cdot n^{-1}. \quad (29)$$

Равновесные концентрации заряженных и электронейтральных дефектов равны:

$$\begin{aligned}
 [Pb_i^+] &= K_{PbTe} K'_{Pb,V} n^{-1} P_{Te_2}^{-1/2}; \\
 [Pb_i^{2+}] &= K_{PbTe} K''_{Pb,V} n^{-2} P_{Te_2}^{-1/2}; \\
 [V_{Pb}^-] &= K'_F \cdot n \cdot P_{Te_2}^{1/2} (K_{PbTe} K'_{Pb,V})^{-1}; \\
 [V_{Pb}^{2-}] &= K''_{Te_2,V} K'_F \cdot n^2 \cdot P_{Te_2}^{1/2} (K_{PbTe} K'_{Pb,V} K'_{Te_2,V} K_i)^{-1}; \\
 [Pb_i^0] &= K_{PbTe} K'_{Pb,V} K_a^{-1} P_{Te_2}^{-1/2}; \\
 [V_{Pb}^0] &= K'_F K_i P_{Te_2}^{1/2} (K_{PbTe} K'_{Pb,V} K_b)^{-1}.
 \end{aligned} \tag{30}$$

температурные зависимости ширины запрещённой зоны  $E_g(T)$  и эффективной массы плотности состояний  $m(T)$  [2, 21]:

3. Для константы собственной проводимости  $K_i$  (в уравнении (18)) следует учитывать не только известные

$$K_i = N_c \cdot N_v \cdot e^{-E_g/kT}. \tag{31}$$

$$\begin{aligned}
 N_c = N_v &= 2(mkT/2\pi\hbar^2)^{3/2}, \\
 \left\{ \begin{aligned} m(T) &= g_c^{2/3} \bar{K}^{1/3} \cdot 0,048 \cdot m_0 \sqrt{T/300}, \\ g_c &= 4, \bar{K} = m_{\parallel} / m_{\perp} = 9 (T \geq 300K), \\ E_g(T) &= 0,217 + 4.5 \cdot 10^{-4} (T - 77) (\text{эВ}), (T \geq 77K), \end{aligned} \right. \tag{32}
 \end{aligned}$$

но также и полученную выше зависимость (8) ширины запрещённой зоны от внутреннего напряжения плёнки  $P_f$ , определяемого формулой (7). В (32)  $\bar{K}$  – константа анизотропии эффективных масс электронов в зоне проводимости и лёгких дырок в валентной зоне,  $m_0$  – масса свободного электрона.

Константу  $K'_F$  находим из условий равновесия

$$K'_F = K_{PbTe}(T_s) K'_{Pb,V}(T_s) K'_{Te_2,V}(T_s) K_i^{-1}(T_s). \tag{33}$$

Учитывая, что при рассматриваемых давлениях пар можно считать идеальным газом, для квазиравновесного состояния “пар-конденсат”

$$K_{PbTe}(T_s) = K_{PbTe}(T_e) \cdot \left( \frac{T_s}{T_e} \right)^{3/2}. \tag{34}$$

Использованные в данной работе константы реакций приведены в таблице и

взяты из ранее определённых для кристаллов PbTe [16, 17].

В работе [2] приведены экспериментальные зависимости холловской концентрации носителей  $n_H$  для плёнок PbTe, выращенных на подложках NaCl и BaF<sub>2</sub>, от номинального давления паров теллура  $P_n$ , определяемого и контролируемого независимым (от находящейся при фиксированной температуре навески PbTe) источником чистого Te<sub>2</sub>. Поскольку в методе горячей стенки [1-3] используются два независимых источника, то результирующее давление паров теллура

$$P_{Te_2} = P_n + P_{cj}, \tag{35}$$

где  $P_{cj}$  – фиксированное парциальное давление Te<sub>2</sub> вблизи подложки j, созданное лишь навеской PbTe.

Покажем, что в квазиравновесных

Таблица

Константы равновесия квазихимических реакций  $K = K_0 \exp(-\Delta H / kT)$ 

Константы	$K_0$	$\Delta H, \text{эВ}$
$K_{\text{PbTe}}, \text{Па}^{3/2}$	$1.4 \cdot 10^{18}$	3.51
$K'_{\text{Pb,V}}, \text{см}^{-6} \text{Па}^{-1}$	$5.5 \cdot 10^{30}$	-1.01
$K'_{\text{Te}_2, \text{V}}, \text{см}^{-6} \text{Па}^{-1/2}$	$1.2 \cdot 10^{38}$	0.25
$K''_{\text{Pb,V}}, \text{см}^{-9} \text{Па}^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{51}$	-0.87
$K''_{\text{Te}_2, \text{V}}, \text{см}^{-9} \text{Па}^{-1/2}$	$1.5 \cdot 10^{59}$	0.39
$K_a, K_b, \text{см}^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{20}$	0.14

условиях при одних и тех же температурах испарения навески  $T_e$  и подложки  $T_s$  значения  $P_{cj}$  зависят от материала подложки  $j$ . Константа равновесия “пар-конденсат”

$$K_{\text{PbTe}}(T_s) = P_{\text{Pbj}} P_{cj}^{1/2}. \quad (36)$$

где единственным первичным источником паров является навеска PbTe. Отношение парциальных давлений паров свинца у подложек ( $j=1,2$ ), находящихся в одинаковых условиях,

$$\frac{P_{\text{Pb1}}}{P_{\text{Pb2}}} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \lambda, \quad (37)$$

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – коэффициенты отражения (или “испарения”) атомов свинца от различных подложек ( $\delta_1 \neq \delta_2$ ,  $\lambda \neq 1$ ). При одинаковом суммарном давлении, создаваемом навеской PbTe у подложек,

$$P_{\text{Pb1}} + P_{\text{c1}} = P_{\text{Pb2}} + P_{\text{c2}} \quad (38)$$

из (36)-(38) следует, что

$$P_{\text{c1}} = (K_{\text{PbTe}} / (\lambda + 1))^{2/3} \lambda^{-2/3}, \quad (39)$$

$$P_{\text{c2}} = (K_{\text{PbTe}} / (\lambda + 1))^{2/3} \lambda^{4/3}. \quad (40)$$

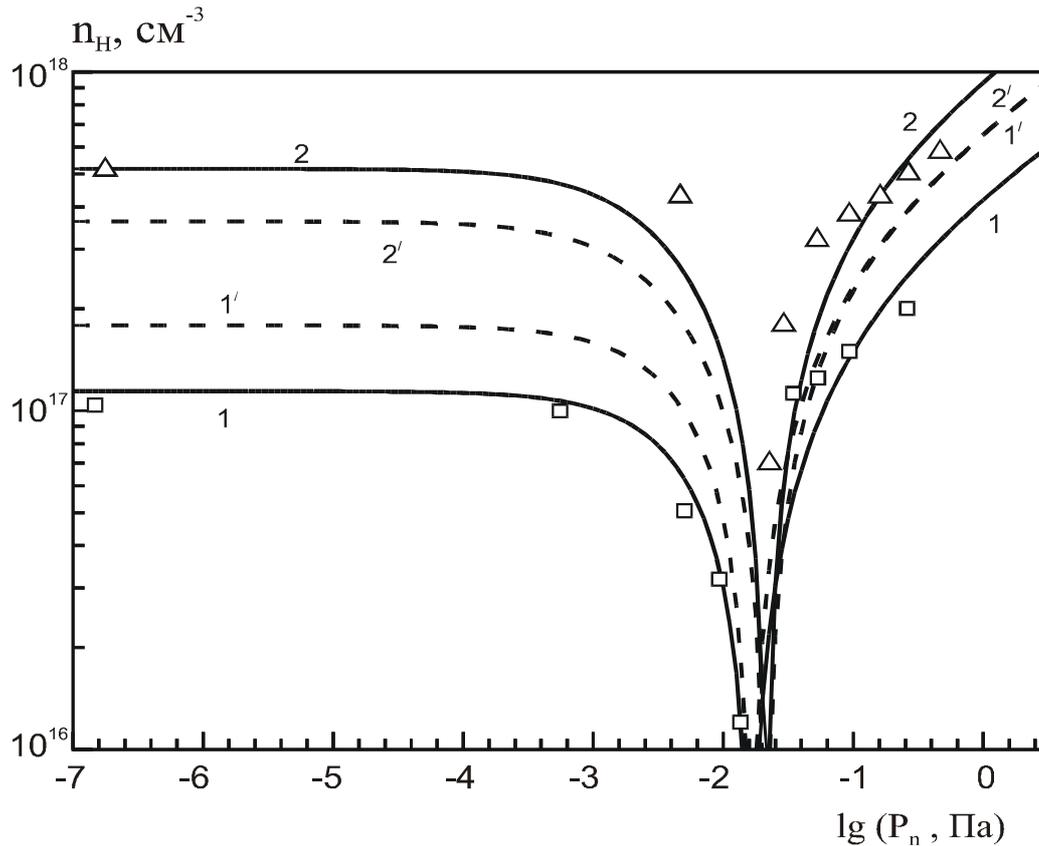
Определение  $\delta_1$  и  $\delta_2$  представляет собой весьма сложную и независимую задачу микроскопической теории взаимодействия газа с поверхностью твёрдых тел [18], ещё далёкой от своего завершения, главным образом, из-за недостатка детальных сведений о структуре поверхностных слоёв, потенциале взаимодействия атомов или молекул газа с молекулами твёрдого тела и многообразных процессах на поверхности. Оценим величину  $\lambda = \delta_1 / \delta_2$  как отношение поперечных сечений упругого рассеяния

твёрдых сфер с радиусом нейтрального атома свинца ( $R_{\text{Pb}} = 1.75 \cdot 10^{-10}$  м [12]) на сфере с суммарным ионным радиусом  $R_1 = R_{\text{Na}^+} + R_{\text{Cl}^-}$  для подложки NaCl ( $j=1$ ) ( $R_{\text{Na}^+} = 0.95 \cdot 10^{-10}$  м [8],  $R_{\text{Cl}^-} = 1.81 \cdot 10^{-10}$  м [8, 12]) и на сфере с радиусом  $R_2 = R_{\text{Ba}^{2+}} + 2R_{\text{F}^-}$  для подложки BaF<sub>2</sub> ( $j=2$ ) ( $R_{\text{Ba}^{2+}} = 1.47 \cdot 10^{-10}$  м [12],  $R_{\text{F}^-} = 1.36 \cdot 10^{-10}$  м [8]). Тогда получим  $\lambda \approx 0.576$ . Используя (39), (40) и (34), нетрудно оценить давления теллура, созданные навеской PbTe, у различных подложек. При температуре испарения навески  $T_e=833$  К и температуре конденсации (подложки)  $T_s=653$  К, используемых в [2],

$$P_{\text{c1}} \approx 7.492 \cdot 10^{-3} \text{ Па}, \quad P_{\text{c2}} \approx 2.490 \cdot 10^{-3} \text{ Па}. \quad (41)$$

Таким образом, при одном и том же контролируемом экспериментально номинальном давлении  $P_n$  паров теллура фактическое парциальное давление  $P_{\text{Te}_2}$ , фигурирующее в теории (раздел 2), согласно (35), зависит от типа подложки  $j$ .

4. Экспериментальные и расчётные результаты зависимости концентрации носителей тока и дефектов в плёнках PbTe от номинального давления пара теллура  $P_n$  при осаждении на подложках NaCl и BaF<sub>2</sub> в методе горячей стенки представлены на рис.1 и 2 а, б. Видно (рис. 1 – кривые 1, 2), что увеличение  $P_n$  ведёт к первоначальному

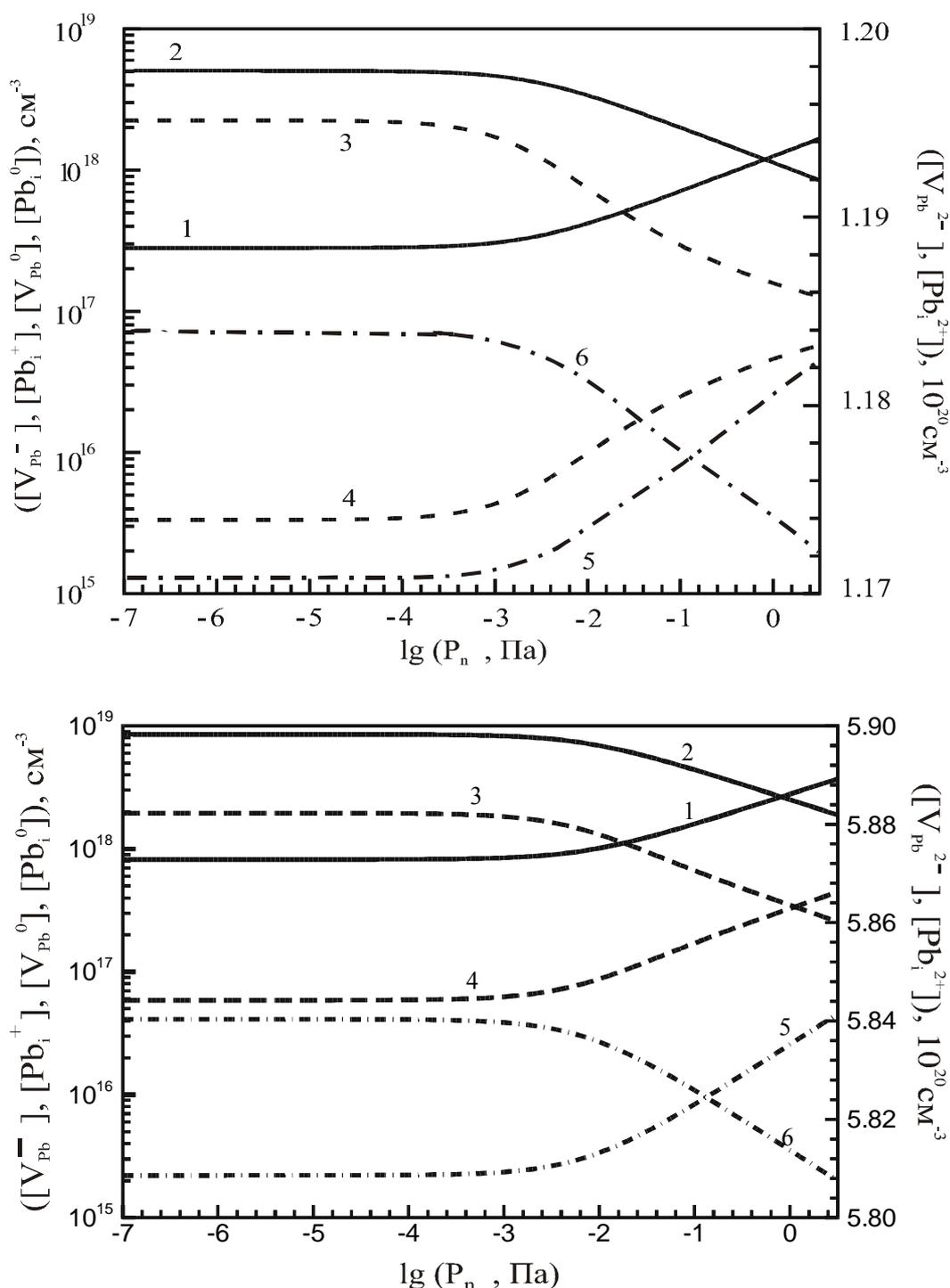


**Рис. 1.** Зависимость концентрации носителей тока в плёнках PbTe от номинального парциального давления пара теллура ( $T_s=653$  К,  $T_e=833$  К; подложки – NaCl (100), BaF<sub>2</sub> (111); □, Δ – эксперимент на NaCl и BaF<sub>2</sub> соответственно) [2]. Сплошные линии – расчётные кривые с учётом внутреннего напряжения плёнок (1 – на NaCl, 2 – на BaF<sub>2</sub>); пунктирные линии – без учёта внутреннего напряжения (1' – на NaCl, 2' – на BaF<sub>2</sub>).

уменьшению концентрации электронов. При некотором значении  $P_n^*$  и фиксированной температуре подложки  $T_s$  происходит изменение типа проводимости с n – на p – тип и дальнейший рост концентрации дырок. Следует отметить, что указанное изменение концентрации носителей тока (рис. 1) сопровождается изменением концентрации вакансий и междоузельных атомов свинца (рис 2 а, б). Так, с ростом  $P_n$  увеличивается концентрация однозарядных вакансий свинца (рис 2 а, б – кривые 1) и уменьшается концентрация однозарядных междоузельных атомов свинца (рис 2 а, б – кривые 2). Двухкратно заряженные дефекты оказываются сильно компенсированными. Как показывают расчёты (рис 2 а, б – кривые 3, 4), их концентрация достаточно большая и составляет при  $T_s=653$  К  $\sim (1 \div 6) \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что на один – два порядка превышает концентрацию однозарядных

дефектов, которая в свою очередь превосходит концентрацию электронейтральных дефектов (рис 2 а, б – кривые 5, 6). Это находится в согласии с предположениями о тенденции преобладания многозарядных вакансий и междоузельных атомов, способных к ионизации различной кратности при наличии достаточно мелких акцепторных и донорных уровней [19]. Ввиду сильной, но не полной компенсации двухзарядных дефектов (рис 2 а, б – кривые 3, 4) существенную и сравнимую с ними роль в изменении концентрации носителей тока в плёнках PbTe играют также однозарядные дефекты. Приведенные результаты получены с учётом влияния деформационных эффектов, возникающих при выращивании плёнок на различных подложках NaCl и BaF<sub>2</sub>.

Из рис. 1 (кривые 1, 2) видно, что согласие с экспериментальными



**Рис. 2.** Зависимость расчётных значений концентраций дефектов в плёнках PbTe, выращенных на подложках: а – BaF<sub>2</sub>, б – NaCl, от номинального парциального давления пара теллура ( $T_s=653 \text{ K}$ ,  $T_e=833 \text{ K}$ ). Сплошные линии – однозарядные дефекты  $[V_{\text{Pb}}^-]$  (1) и  $[\text{Pb}_i^+]$  (2), пунктирные линии – двукратно заряженные дефекты  $[V_{\text{Pb}}^{2-}]$  (3) и  $[\text{Pb}_i^{2+}]$  (4), штрих-пунктирные линии – электронейтральные дефекты  $[V_{\text{Pb}}^0]$  (5) и  $[\text{Pb}_i^0]$  (6).

зависимостями [2] концентрации носителей тока от номинального давления паров теллура  $P_n$  при осаждении плёнок PbTe на подложках NaCl и BaF<sub>2</sub> возможно лишь при учёте внутренних напряжений плёнок.

Деформация растяжения плёнки, выращенной на NaCl, приводит к уменьшению равновесной концентрации носителей тока. Сжатие плёнки на BaF<sub>2</sub> увеличивает концентрацию носителей тока.

Кривые 1', 2' рис. 1 получены без учёта деформационных эффектов.

Из рис 2 а, б следует, что концентрация точечных заряженных дефектов в плёнке, осаждённой на NaCl, оказывается большей, чем на ВаF<sub>2</sub>, при одних и тех же фиксируемых условиях выращивания плёнок. Это обстоятельство также связано с различием характера деформации плёнок на двух подложках. При растяжении (на NaCl) увеличивается объём плёнки, а при сжатии

(на ВаF<sub>2</sub>) – уменьшается. При любом механизме скорость ионизации не зависит от объёма, в то время как скорость рекомбинации обратно пропорциональна объёму (см., напр., [20]).

Таким образом, учёт изотропной и однородной части внутренних напряжений существенно влияет на процес дефектообразования в плёнках халькогенидов свинца.

- [1] A.Lopes-Otero, L.D.Haas, *High mobility of as-grown PbTe films prepared by the hot-wall* // Thin Solid Films. **23**. 1, pp. 1-6 (1974).
- [2] A. Lopez-Otero. *The Use of a Phase-Diagram as a Guide for the Growth of PbTe Films*//Appl. Phys. Lett. **26**. 8. hh. 470-472. (1975).
- [3] Д.М. Фреик, М.А. Галушак, Л.И. Межиловская *Физика и технология полупроводниковых пленок*. Вища школа. Львов. (1988).
- [4] Я.И. Френкель *Введение в теорию металлов*. ГИФМЛ. М. (1958).
- [5] Г. Лейбфрид. *Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов*. ГИФМЛ. М.-Л. (1963).
- [6] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS*. Наука. М. (1968).
- [7] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников*. Наука. М. (1968).
- [8] Н. Ашкрофт, Н. Мермин *Физика твердого тела*. **2**. Мир. М. (1979).
- [9] М. Борн, Х. Кунь *Динамическая теория кристаллических решеток*. ИЛ, М. (1958).
- [10] Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В. и др. *Акустические кристаллы* (под ред. Шаскольской М.П.). Наука. М. (1982).
- [11] *Физическая энциклопедия* (гл. ред. А.М. Прохоров). **2**, С.203. Советская энциклопедия. М. (1990).
- [12] *Таблицы физических величин. Справочник* (под ред. И.К.Кикоина). Атомиздат. М. (1976).
- [13] А.М. Стоунхэм. *Теория дефектов в твердых телах. Электронная структура дефектов в диэлектриках и полупроводниках*. **1**. Мир. М. (1978).
- [14] Ф. Крегер. *Химия несовершенных кристаллов*. Мир. М. (1969).
- [15] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника*. Мир. М. (1976).
- [16] В.П.Зломанов. *P-T-x – диаграммы двухкомпонентных систем*. МГУ. М. (1980).
- [17] А.М. Гаськов, В.П. Зломанов, А.В. Новоселова. *Область гомогенности теллурида свинца*// Изв. АН СССР. Неорган. материалы. **15**. 8. сс.1476-1478. (1979).
- [18] К. Черчиньяни. *Теория и приложения уравнения Больцмана*. Мир. М. (1978)
- [19] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь *Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках*., Наукова думка. Киев. сс.143-144. (1969).
- [20] Р. Пайерлс *Сюрпризы в теоретической физике*., Наука. М. сс.62-64. (1988).

## **Кристалохімія власних дефектів у плівках халькогенідів свинцю із врахуванням механічних напружень і роду підкладок**

**Б.М.Рувінський, Д.М.Фреїк, М.А.Рувінський**

*Фізико-хімічний інститут при Прикарпатському університеті ім. В.Стефаника,  
76025 м Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57*

Вперше розглянуто вплив ізотропних деформаційних ефектів і парціальних тисків компонентів, які створені поблизу різних підкладок при випаровуванні наважки халькогенідів свинцю, на процеси дефектоутворення у плівках при парофазній епітаксії.

**Crystallochemistry of the intrinsic defects in the films of lead chalcogenides with taking into account the mechanical stresses and the kind of substrates**

B.M.Ruvinskii, D.M.Freik, M.A.Ruvinskii

*Physics and chemistry institute at the Precarpathian University named by V.Stefanyk, 76025, Ivano-Frankivsc, Shevchenko str., 57*

The influence of isotropic deformational effects and partial pressures of componets created under evaporation of lead chalcogenides' weight near to the different substrates on the defect-formation process in films at vapor-phase epitaxy has been considered for the first time.