

01;03;11

©1993

## ДИАГРАММЫ РЕЖИМОВ ПЕРЕКОНДЕНСАЦИИ В ПОЛОСТЯХ

*И.Н.Сачков, П.В.Гельд*

Термическая переконденсация в замкнутых объемах является неотъемлемой частью ряда технологических и эксплуатационных процессов, связанных с изготовлением элементов микроэлектроники [1], работой сильноточных электронных приборов [2], тепловыделяющих элементов ядерных реакторов [3] и т.д. Возможность возникновения на внутренних поверхностях рабочего объема конденсационных пленок определяется рядом факторов, в частности, характером температурного поля, геометрией полости и конкретными особенностями политермы давления насыщенных паров мигрирующего вещества [4,5]. При этом корректное прогнозирование закономерностей их осаждения требует проведения трудоемких численных расчетов либо экспериментов.

В настоящей работе предлагается новый способ описания условий формирования конденсационных пленок с помощью диаграмм режимов переконденсации, подобных фазовым диаграммам состояний многокомпонентных систем.

Для его иллюстрации рассмотрим один из характерных случаев, когда рабочим объемом является заполненная фоновым газом неоднородно нагретая цилиндрическая полость радиусом  $R^0$  и длиной  $Y^0$ , в которой источником паров служит испаряющееся вещество, расположенное на горячем его торце, а конденсация осуществляется на более холодных втором торце и боковой поверхности. В работе [4] методом конечных элементов были рассчитаны профили потоков конденсации и испарения на внутренних поверхностях подобной цилиндрической полости при линейном изменении температуры вдоль осевой координаты. При этом было установлено, что в зависимости от температур торцов и теплоты испарения в принципе возможны три режима массопереноса, при которых конденсация, помимо холодного торца, происходит либо на всей боковой поверхности цилиндра (режим  $\alpha$ ), либо лишь на ее части, примыкающей к более холодному торцу ( $\beta$ ), либо только на этом торце ( $\gamma$ ). Условия реализации этих трех режимов представляют практический интерес, поскольку, например, при режиме  $\gamma$

происходит перенос испаряемого вещества с торца на торец без потерь и при этом возникает возможность формирования конденсационных слоев с идеально постоянной толщиной. Однако оказалось, что при линейном распределении температур в полости режимы  $\beta$  и  $\gamma$  достижимым лишь при температурах, превышающих  $Q/(2R^*)$ , где  $Q$  — теплота испарения, а  $R^*$  — газовая постоянная. Однако в настоящей работе показано, что подобные режимы также могут быть реализованы, если температура в полости меняется с осевой координатой квадратично.

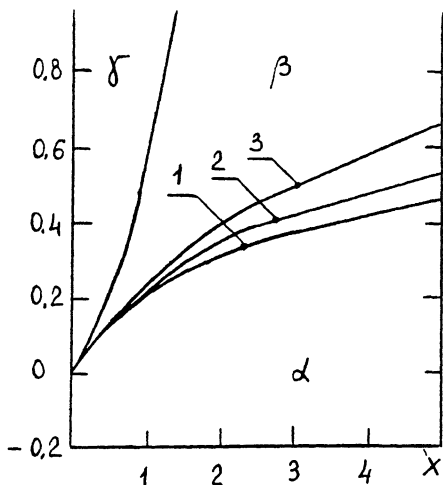
Рассчитаем плотности потоков конденсации и испарения на оболочке полости. С этой целью примем за начало отсчета цилиндрической системы координат  $(R, Y)$  центр испаряющего торца, ориентируя ось  $Y$  в направлении конденсирующего торца. Перейдем к безразмерным координатам  $y = Y/Y_0$ ,  $r = R/Y_0$ ,  $r_0 = R_0/Y_0$  и температурам  $\theta = R^*T/Q$ ; кроме того, будем полагать, что поля безразмерной температуры  $\theta$  и парциального давления  $P$  летучего компонента стационарны и симметричны относительно оси цилиндра  $Y$ . Допустим, что температура более горячего торца равна  $\theta_0$ , а холодного  $\theta_0 - \Delta\theta$ , где  $\Delta\theta$  — максимальный перепад относительной температуры. Зависимость  $\theta(y)$  для боковой поверхности и для газа в цилиндре опишем полиномом:

$$\theta(y) = \theta_0 - \Delta\theta((1 - A)y + Ay^2), \quad (1)$$

где  $A$  — параметр квадратичности.

Для расчета поля концентрации летучего компонента (его парциального давления),  $P(r, y)$ , используем метод конечных элементов, применявшийся ранее при описании процессов переноса в гетерогенных средах [6] и процессов пере-конденсации [4,5]. При этом для торцов и для той части боковой поверхности, на которой происходит конденсация мигрирующего вещества, примем граничные условия первого рода, аналогичные использованным в работе [4], то есть будем считать, что величина  $P$  на этих границах равна давлению насыщенного пара:  $P = B_0 \exp(-1/\theta)$ , где  $B_0$  — феноменологическая константа. Участки боковой поверхности, на которых не происходит конденсация, полагаем непроницаемыми для массопереноса, то есть учитываем, что компонента потока, нормальная им, равна нулю (условие непротекания). Искомое поле концентраций должно удовлетворять условию минимальности функционала [7]:

$$\chi = \int_{V_c} D(\text{grad } P)^2 dV, \quad (2)$$



Условия реализации режимов перекоонденсации  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  при  $r_0$ , равных: 1 — 0.1; 2 — 0.5; 3 — 2.0.

где  $V_c$  — объем цилиндрической полости, а коэффициент диффузии паров летучего компонента в среде фонового газа  $D = d\theta^{3/2}$ ,  $d$  — независящая от температуры константа, [8]. Процедура отыскания функции  $P(r, y)$ , минимизирующей функционал (2), описывалась в статьях [4–6].

В настоящей работе были проведены расчты процессов перекоонденсации при варьируемых значениях радиуса полости  $r_0$ , максимальной температуры  $\theta_0$ , перепадах температур  $\Delta\theta$  и параметра квадратичности  $A$ . Результаты расчетов приведены на рисунке. Из него видно, что в рассматриваемых условиях в принципе возможны три режима перекоонденсации  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , описанные выше. Условия их реализации зависят от величин  $A$  и  $r_0$ , а также от комбинированного безразмерного параметра  $x = \Delta\theta/(\theta_0)^2$ .

Диаграмма режимов массопереноса показывает, что если  $A = 0$ , то есть осевое распределение температуры линейно, или  $A < 0$ , то возможен лишь режим перекоонденсации  $\alpha$ , при котором происходит конденсация по всей боковой поверхности (особенности процесса при очень больших значениях  $x$  здесь не рассматриваются). Из рисунка далее следует, что при  $A > 0$  и мылых  $x$  конденсация возможна лишь на холодном торце. Увеличение же  $x$  выше некоторого его критического значения приводит к формированию режима  $\beta$ , при котором конденсация помимо холодного торца происходит также на части боковой поверхности полости, примыкающей к холодному торцу (реализуется режим

$\beta$ ). При этом оставшаяся часть поверхности остается свободной от конденсата. Дальнейший рост  $x$  сопровождается сдвигом границы зоны конденсации в направлении горячего торца. Если параметр  $A$  не превышает критического значения, то увеличение  $x$  приводит к реализации режима массопереноса  $\alpha$ . В случае же достаточно больших величин  $A$ , то есть значительной кривизны зависимости  $T(y)$ , формирование режима  $\alpha$  не происходит, и на боковой поверхности, примыкающей к горячему торцу, даже при больших значениях  $x$  сохраняется участок, свободный от конденсата. При этом следует отметить, что положение границы между областями  $\alpha$  и  $\beta$  существенно меняется с  $\tau_0$ , в то время как граница  $\beta - \gamma$  от него не зависит.

Таким образом, рассмотренная выше в качестве примера диаграмма позволяет в достаточно сжатой и наглядной форме описать условия трансформации процессов испарения и конденсации в цилиндрической полости. Применение подобных построений может оказаться столь же полезным, как использование традиционных фазовых диаграмм многокомпонентных систем. С их помощью можно достаточно просто систематизировать как расчетные, так и экспериментальные данные. В дальнейших публикациях будут рассмотрены более подробные результаты исследований различных конкретных систем.

#### Список литературы

- [1] Левданский В.В. // ИФЖ. 1982. Т. 43. В. 4. С. 573–577.
- [2] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 145 с.
- [3] Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Кузнецов В.Ф. Поведение высокотемпературного топлива при облучении. М.: Энергоатомиздат, 1987. 207 с.
- [4] Гельд П.В., Сачков И.Н. // Докл. РАН. 1992. Т. 325. В. 2. С. 289–292.
- [5] Гельд П.В., Сачков И.Н. // Докл. РАН. 1993. В печати.
- [6] Гельд П.В., Сачков И.Н., Гофман А.Г. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 315. В. 3. С. 604–607.
- [7] Сагерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979. 397 с.
- [8] Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 591 с.

Уральский политехнический  
институт  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
12 августа 1993 г.