

## КИНЕТИКА ГАЗОВОГО РАСПУХАНИЯ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Э. Я. Михлин (Москва)

Кинетика газового набухания, под которым понимается увеличение объема материала, связанное с выделением газообразной фазы из сильно пересыщенного твердого раствора газовых продуктов деления, в значительной мере определяется тем обстоятельством, что процессы образования зерен новой фазы — газовых пор и процессы увеличения их размеров (рост и объединение пор) — взаимосвязаны.

Функция распределения пор по размерам  $f(\mathbf{r}, \rho, t)$ , характеризующая пористость, которая возникает при распаде пересыщенного твердого раствора газовых продуктов деления, вообще говоря, определяется из уравнения [1]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \rho}(fv_\rho) + \operatorname{div}(fu) = \Psi(\mathbf{r}, \rho, t) + I_+ \quad \left(v_\rho = \frac{\partial \rho}{\partial t}\right) \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — радиус поры;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, задающий положение ее центра в момент  $t$ ;  $v_\rho$  — скорость роста радиуса поры;  $\mathbf{u}(\mathbf{v}, \rho)$  — скорость перемещения поры;  $\Psi(\mathbf{r}, \rho, t)$  — скорость рождения пор радиуса  $\rho$  в момент времени  $t$  в точке материала  $\mathbf{r}$ . Член  $I_+$  учитывает изменение функции распределения за счет объединения пор. Это уравнение совместно с уравнениями, определяющими  $v_\rho$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\Psi$  и  $I_+$ , позволяет в принципе найти  $f(\mathbf{r}, \rho, t)$ , а следовательно — и увеличение объема. Решение этой системы всегда можно искать численными методами. С другой стороны, в некоторых частных случаях задача упрощается настолько, что удается найти ее аналитическое решение.

Так, например, весьма важным и интересным частным случаем является набухание пористых материалов, под которыми будем понимать материалы, имеющие уже в исходном состоянии настолько значительную концентрацию пор, что выделение газовой фазы в основном осуществляется в эти уже существующие поры, а процессы образования новых пор не играют существенной роли. Если при этом процессы объединения пор также не происходят в значительных масштабах, то концентрацию пор можно принять неизменной. Кроме материалов, в которых наличие значительной и разветвленной пористости обусловлено технологией их изготовления, сюда можно отнести также и материалы, не имевшие пор в исходном состоянии, но ставшие пористыми на предшествующих стадиях набухания. В рассматриваемом случае в уравнении (1) будут отсутствовать плохо известные пока члены  $\Psi(\mathbf{r}, \rho, t)$ , и  $I_+$ . Это обстоятельство существенно упрощает определение  $f(\mathbf{r}, \rho, t)$ . Если же пренебречь процессами перемещения пор, уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \rho}(v_\rho f) = 0 \quad (2)$$

Полное число пор в рассматриваемом случае не меняется, а изменение функции распределения связано только с изменением их размеров, поэтому решение этого уравнения можно выразить через начальную функцию распределения  $f_0(\rho^0)$  так:

$$f(\rho, t) = f_0(\rho^0) \frac{\partial \rho^0}{\partial \rho} \quad (3)$$

При этом радиус каждой из пор будет функцией времени и начального значения радиуса  $\rho^0$  и, вообще говоря, связан с ними соотношением

$$\rho(t) = \rho^0 + \int_0^t v_\rho[\tau, \rho(\tau)] d\tau \quad (4)$$

В качестве исходного распределения  $f_0$  можно, в частности, воспользоваться распределением пор, наблюдавшимся на одном из предшествующих этапов газового набухания. Кроме того, для определения  $f(\rho, t)$  необходимо при помощи соотношения (4) установить связь между  $\rho$ ,  $\rho^0$  и  $t$ . Конкретный вид этой связи определяется механизмом, которым обусловлен рост пор, так как в зависимости от последнего величина  $v_\rho$  может быть функцией радиуса поры и времени или только времени. В случае, когда находящийся в порах газ можно считать идеальным, а рост пор осуществляется за счет широко принятого сейчас механизма диффузионного притока вакансий, скоррелированного с притоком атомов газа так, что давление в поре поддерживается на уровне давления сил поверхностного натяжения [2]

$$v_\rho = \frac{3DkT}{4\gamma} c(t) \quad (5)$$

и не зависит от радиуса поры [1]. Здесь  $D$  — коэффициент диффузии, а  $c(t)$  — концентрация растворенных в материале атомов газа,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного

натяжения материала,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. При этом из уравнений (4) и (3) следует, что  $d\rho = d\rho^0$ , а  $f(\rho, t) = f_0(\rho^0)$ . Перейдем к безразмерным переменным  $x$  — «радиусу» и  $\Phi$  — «времени»

$$x = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \Phi = \frac{3DkT}{4\gamma\rho_0} \int_0^t c(\tau) d\tau \quad (6)$$

Здесь  $\rho_0$  — минимальное отличное от нуля значение радиуса, встречающееся в исходном распределении. Соотношение (4), связывающее начальное значение радиуса поры и его значение в момент  $t$ , можно записать так:

$$x = x^0 + \Phi \quad (7)$$

При этом функция распределения, соответствующая «времени»  $\Phi$ , следующим образом выражается через начальное распределение  $f_0$ :

$$f(x, \Phi) = f_0(x - \Phi) \quad (8)$$

Для того чтобы выразить это решение через переменные  $\rho$  и  $t$ , необходимо определить  $c(t)$ , что позволило бы найти  $\Phi(t)$ . В случае, когда рождение атомов газа происходит с постоянной скоростью  $a$ , концентрация  $c(t)$  будет решением уравнения

$$\frac{dc}{dt} = a - 4\pi Dc(t)N \langle \rho(t) \rangle, \quad N \langle \rho(t) \rangle = \int_0^\infty \rho f(\rho, t) d\rho \quad (9)$$

Здесь  $N$  — полное число пор в единице объема, а  $\langle \rho(t) \rangle$  — среднее значение их радиуса. Вторым уравнением, связывающим переменные  $c(t)$  и  $\rho(t)$ , будет уравнение (5). В нем под  $v_p$  можно понимать, в частности, и  $d \langle \rho \rangle / dt$ , так как в рассматриваемом случае такая зависимость  $v_p$  от  $t$  имеет место для пор любого радиуса, а следовательно, и для  $\langle \rho \rangle$ . При этом оно принимает вид

$$\frac{d \langle \rho \rangle}{dt} = \frac{3DkT}{4\gamma} c(t) \quad (10)$$

Исключая  $c(t)$  при помощи (10) из уравнения (9), получаем нелинейное уравнение

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{d \langle \rho \rangle}{dt} + \frac{\alpha}{2} \langle \rho \rangle^2 \right) = \beta, \quad \alpha = 4\pi DN, \quad \beta = \frac{3aDkT}{4\gamma}$$

Его интегрирование дает уравнение

$$\frac{d \langle \rho \rangle}{dt} + \frac{\alpha}{2} \langle \rho \rangle^2 = \beta t + G \quad \left( G = \frac{\beta}{\alpha} c_0 + \frac{\alpha}{2} \langle \rho \rangle^2 \right) \quad (11)$$

Здесь постоянная интегрирования  $G$  определяется при помощи условий

$$\langle \rho \rangle = \langle \rho^0 \rangle, \quad \frac{d \langle \rho \rangle}{dt} = \frac{3DkT}{4\gamma} c_0 \text{ при } t = 0 \quad (12)$$

Нелинейное уравнение (11) при помощи замены

$$t = \left( \frac{2}{\alpha\beta} \right)^{1/3} x - \frac{G}{\beta}, \quad \langle \rho \rangle = \left( \frac{4\beta}{\alpha^2} \right)^{1/3} \frac{1}{y} \frac{dy}{dx}$$

можно свести к линейному уравнению вида  $y'' - xy = 0$ . Его решение выражается через функции Бесселя [3]. В результате получим

$$\langle \rho(t) \rangle = \left( \frac{3akT}{8\pi\gamma N} \right)^{1/2} (t^0 + \tau + t)^{1/2} \frac{I_{2/3}(s) + \varepsilon I_{-2/3}(s)}{I_{-1/3}(s) + \varepsilon I_{1/3}(s)} \quad (13)$$

$$s = \left( \frac{2\pi a D^2 N k T}{3\gamma} \right)^{1/2} (t^0 + \tau + t)^{3/2}, \quad \tau = c_0 / a, \quad t^0 = \frac{8\pi\gamma \langle \rho^0 \rangle^2 N}{3akT}$$

Здесь  $\tau$  и  $t^0$  представляют собою средние значения времени, необходимые для создания исходных количеств атомов газа, находящихся в растворе и в порах соответственно; постоянная интегрирования

$$\varepsilon = - \frac{\sqrt{2G/\alpha} I_{2/3}(s_0) - \langle \rho^0 \rangle I_{-1/3}(s_0)}{\sqrt{2G/\alpha} I_{-2/3}(s_0) - \langle \rho^0 \rangle I_{1/3}(s_0)}$$

определяется при помощи первого из условий (12). Здесь  $s_0$  — значение  $s$  при  $t = 0$ .

Отсюда, кстати, можно видеть, что асимптотически (при больших  $s$ )

$$\langle \rho \rangle \sim (t^0 + \tau + t)^{1/2}, \quad \Delta V \sim (t^0 + \tau + t)^{3/2}$$

Определив  $\langle \rho(t) \rangle$ , можно найти и  $\Phi(t)$ , так как, в соответствии с соотношениями (6) и (10),  $\Phi(t) = (\langle \rho(t) \rangle - \langle \rho^0 \rangle) / \rho_0$ . Если известна  $\Phi(t)$ , соотношение (8) позволяет определить  $f(\rho, t)$ . Величину распухания можно, впрочем, найти, и не прибегая к отысканию  $f(\rho, t)$ , так как зависимость от времени полного объема пор выражается непосредственно через  $\Phi(t)$  и первые моменты исходной функции распределения  $f_0$

$$\Delta V = \frac{4\pi\rho_0^4}{3} \left\{ \int_1^\infty y^3 f_0(y) dy + 3\Phi(t) \int_1^\infty y^2 f_0(y) dy + 3\Phi^2(t) \times \right. \\ \left. \times \int_1^\infty y f_0(y) dy + \Phi^3(t) \int_1^\infty f_0(y) dy \right\}$$

Если учесть, что, начиная с определенного этапа распухания, материал можно считать пористым, то полученные результаты позволяют, в частности, экстраполировать экспериментальные данные, относящиеся к малым значениям выгорания, на область больших его значений.

Поступила 4 XII 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М., Михлин Э. Я., Семенов Л. П. Доклад № 338А на III Международн. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1964.
2. Greenwood G. W., Foreman A. J. E., Rimmer D. E., J. Nucl. Mat., 1959, vol. 1, p. 305.
3. Лебедев Н. Н. Специальные функции. Физматгиз, 1963.

### О ВЫВОДЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ИЗ ВАКУУМА В ГАЗ ЧЕРЕЗ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ОКНО

А. М. Трохан

(Новосибирск)

Для вывода из вакуума в газ высокого давления электронных пучков малой мощности рассмотрена возможность использования капилляров, проплавляемых самим пучком в стенке из кварца.

Для вывода мощных пучков используются дифференциальные газодинамические окна, в которых насосная откачка заменена вымораживанием рабочего газа — углекислоты или паров воды. Рассмотрены две схемы таких устройств с вымораживанием внутри окна и вне его.

В тех случаях, когда требуемая мощность невелика и могут быть использованы очень тонкие пучки диаметром в несколько десятков микрон, вывод может быть осуществлен непосредственно через открытое отверстие соответствующего диаметра в стенке непрерывно откачиваемой вакуумной системы. Количество газа, натекающее в вакуумную систему через такое отверстие, зависит от размеров отверстия, величины давлений и рода газа. Для воздуха, натекающего в вакуум из атмосферы при нормальных условиях через цилиндрический капилляр, натекание может быть определено следующим образом [1]:

$$I \approx 7600 \frac{d}{L} (1 + 7000d) \left[ \frac{\mu \text{ мм рт. ст.}}{\text{сек}} \right] \quad (1)$$

Здесь  $d$  [см] — диаметр капилляра,  $L$  [см] — его длина.

Для сохранения вакуума это натекание должно быть скомпенсировано непрерывной работой вакуумного насоса соответствующей мощности.

При выводе пучка через капилляр, чтобы получить хорошую его фокусировку и очень тонкую юстировку, следует использовать отверстие, проплавляемое в стенке самим пучком. Очень интересно применение для этой цели кварца. В проведенных опытах пучок 30 кэв электронов диаметром 0.8 мм при плотности тока порядка  $1 \text{ а/см}^2$  направлялся на кварцевые пластинки толщиной 16 мм. Довольно быстро (15—20 сек) пучок проплавлял пластинку, образуя коническое отверстие с полууглом при вершине порядка  $2^\circ$ , переходящее в капилляр примерно постоянного диаметра, равного 40—50 мк. При выходе из капилляра в газ пучок имеет вид, представленный на фиг. 1. У выхода пучка из пластинки имеет место довольно яркий факелообразный ореол, образуемый медленными электронами. Размеры ореола уменьшаются с ростом плотности газа. При давлениях воздуха, больших 100 мм рт. ст., при комнатной температуре ореол исчезает полностью. Граница ореола резко выражена. Это свидетельству-