

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Э. Э. Шпильрайн, Д. Н. Каган, С. Н. Ульянов, Измерение температуры плавления бария, *ТВТ*, 1984, том 22, выпуск 2, 398–400

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.85

18 января 2025 г., 10:00:01



ют, как правило, большие значения [5, 11]. На рис. 2 представлены зависимости величин пробивных напряжений от обратной температуры.

В соответствии с моделью пробоя диэлектрических сред пробой по природе может быть электрическим или тепловым [5, 11]. При некоторой температуре $T > T_{кр}$ ($T_{кр}$ определяется свойствами диэлектрика и условиями теплообмена) тепловой пробой в наиболее простом случае наступит при условии $dN/dT > 0$, где

$$N \approx f^2(T) d\rho(T) - 2\lambda(T - T_0)/d \quad (4)$$

— плотность выделяющейся мощности; λ — теплопроводность материала. Переход к теплового пробоя определяется величиной тока, который в конечном итоге задается электропроводностью материала при данной температуре. В этом случае пробивное напряжение будет экспоненциально уменьшаться с ростом температуры, при этом угол наклона зависимости $\lg E_{пр} = f(1/T)$ примерно вдвое меньше угла наклона прямой зависимости $\lg \rho = f(1/T)$ [5, 11, 12].

Для плазмонапыленной, как и для поликристаллической, Al_2O_3 обычно наблюдаются два температурных участка, где пробой является электрическим ($T < 1000$ К) и тепловым ($T > 1000$ К) [5, 12]. Из результатов эксперимента следует, что в отличие от покрытий из Al_2O_3 для плазмонапыленных покрытий на основе $MgAl_2O_4$ и $MgAl_2O_4 + 30\% Al_2O_3$ нагрев вплоть до температур $T \approx 1400$ К не приводил к возникновению теплового пробоя, что, по-видимому, обусловлено несколькими факторами. Во-первых, плазмонапыленные покрытия на основе шпинели $MgAl_2O_4$ имеют более высокий уровень ρ , во-вторых, несмотря на то, что коэффициенты теплопроводности для покрытий из шпинели $MgAl_2O_4$ и оксида Al_2O_3 имеют примерно одинаковые значения $\lambda = 0,5 - 1,0$ Вт/м·К, теплопроводность покрытий на основе шпинели за счет более низкой пористости может быть несколько выше. В соответствии с (4) подобное изменение ρ и λ для покрытий на основе шпинели $MgAl_2O_4$ будет приводить к возрастанию критической температуры $T_{кр}$, соответствующей переходу к теплового пробоя, что и наблюдается в эксперименте.

Отметим, что величины электрической прочности тонких поликристаллических образцов шпинели $MgAl_2O_4$ с $d \approx 0,01$ см, приведенных к нулевой пористости, в нормальных условиях составляют $E_{пр}(MgAl_2O_4) = 600 \pm 20$ кВ/см [13], тогда как для Al_2O_3 при примерно одинаковых условиях $E_{пр} \approx 400$ кВ/см [5].

Таким образом, из результатов исследований следует, что применение защитных покрытий, полученных путем плазменного напыления твердого раствора $MgAl_2O_4 + 30\% Al_2O_3$, позволяет заметно повысить уровень электрических сопротивлений и электрической прочности при высоких температурах по сравнению с Al_2O_3 , сохраняя при этом примерно такие же физико-механические характеристики.

Институт электродинамики
АН УССР

Поступило в редакцию
3.V.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Телегин Г. П., Романов А. И., Шнайдер С. Дж., Фредерикс Х. П. В кн.: Магнито-гидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл. / Под ред. Шумацкого Б. Я. и Петрика М. М.: Наука, 1979, с. 461.
2. Блохин В. С., Вирник А. М., Мельников Е. В., Телегин Г. П. В кн.: Высокотемпературные материалы для МГД-установок. М.: Наука, 1977, с. 133.
3. Кудинов В. В., Иванов В. М. Нанесение плазмой тугоплавких покрытий. М.: Машиностроение, 1981. 192 с.
4. Дудко Д. Я., Примак А. В., Фальковский Н. И. и др. ТВТ, 1982, т. 20, № 1, с. 130.
5. Yoshituga M., Bowen H. K. J. Amer. Ceram. Soc., 1981, v. 64, N 7, p. 404.
6. Андрианов Н. Т., Демиденко Л. М., Полубояринов Д. Н., Бакунов В. С. Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1969, в. 63, с. 125.
7. Bates J. L., Garnier J. E. J. Amer. Ceram. Soc., 1981, v. 64, N 10, p. 138.
8. Демиденко Л. М., Устюжанина Н. Н., Бакунов В. С. и др. Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1969, в. 59, с. 141.
9. Кофстад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых оксидах металлов. М.: Мир, 1975. 396 с.
10. Brook R. J., Yee J., Kröger F. A. J. Amer. Ceram. Soc., 1971, v. 54, N 9, p. 444.
11. Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М.: Физматгиз, 1958. 907 с.
12. Примак А. В., Дудко Д. Я. Тез. докл. Всес. научн. конф. Физика диэлектриков. Пробой и электрическое старение. Л.—Баку, АзПИ, 1982, с. 175.
13. Rupaal A. S., Garnier J. E., Bates J. L. J. Amer. Ceram. Soc., 1981, v. 64, N 7, C—100.

УДК 536.421+669.017

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ БАРИЯ

Шпильрайн Э. Э., Каган Д. Н., Ульянов С. Н.

На установке, описанной в [1], экспериментально определена температура плавления бария. Для опытов использовались образцы, приготовленные из слитков металлургического бария. Состав примесей по паспорту (мас. %): щелочные металлы — 0,05;

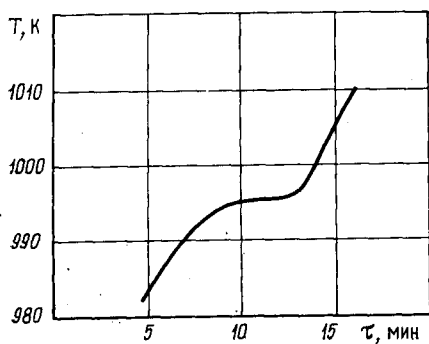


Рис. 1. Термограмма плавления бария

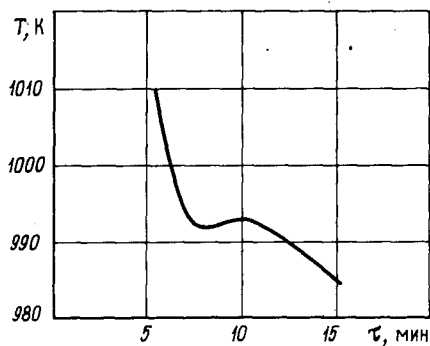


Рис. 2. Термограмма кристаллизации бария

хлориды — 0,05; сумма нерастворимых примесей — 0,025; Fe — 0,005; Cu — 0,005; Cd — 0,001; Cr — 0,005; Si — 0,005.

Исследования проводились методом термического анализа с учетом особенностей измерения температуры при плавлении. Так как в рассматриваемом случае температурные измерения проводятся в геометрическом центре образца, показания термомпары при нагреве образца отстают по времени от температуры его периферийных областей вследствие неравномерности температурного поля. Когда периферийные области образца, достигнув точки плавления, начинают расплавляться, центральная часть еще находится при более низкой температуре и нагрев ее продолжается. Однако ввиду резкого уменьшения теплового потока, направленного в центральную область, на термограмме появляется излом. Эта область достигает плавления в последнюю очередь, когда весь образец находится в расплавленном состоянии. На термограмме такого процесса участок плавления оказывается неизотермичным, отражая рост температуры в центральной, не расплавившейся части образца (рис. 1). Конец этого участка соответствует расплавлению центральной части, в которой находится термомпара, и поэтому последний излом на термограмме определяет температуру плавления.

Подобные явления происходят и при охлаждении образца. В этом случае центральная часть, отстающая от периферийных областей, кристаллизуется в последнюю очередь. Температура кристаллизации также соответствует конечному значению на участке кристаллизации. Следует учитывать, что при интенсивном охлаждении возможно переохлаждение вслед за периферией и центральной части образца, где находится термомпара, после чего происходит кристаллизация сразу во всем объеме (рис. 2).

Расчет температурного поля образца показал, что перепад температуры в образце достигает 1–2 К [2]. Очевидно эта величина определяет разность между начальным и конечным значениями на участке плавления и дает величину систематической ошибки при определении температуры плавления по первому излому на термограмме.

Результаты определения температуры плавления и кристаллизации представлены в табл. 1. Средние значения $T_{\text{пр}} = 993,4 \pm 0,4$ К, $T_{\text{пл}} = 996,0 \pm 0,2$ К. На термограммах (рис. 1, 2) отчетливо видны характерные особенности процессов — два излома на термограммах плавления и переохлаждение образца на термограмме кристаллизации. Окончательным результатом можно считать величину $T_{\text{пл}} = 995 \pm 1$ К.

Известен ряд работ, в которых экспериментально определялась температура плавления бария. Приведем эти результаты, расположив их в хронологическом порядке (табл. 2). Легко прослеживается тенденция к увеличению значений $T_{\text{пл}}$ в более поздних работах. Естественно предположить, что это объясняется возрастанием

Таблица 1

Номер опыта	1 (нагрев)	2 (охлаждение)	3 (нагрев)	4 (охлаждение)	5 (нагрев)
T , К	995,6	993,8	996,1	993,0	996,2

Таблица 2

Литература, год	$T_{\text{пл}}$, К	Литература, год	$T_{\text{пл}}$, К	Литература, год	$T_{\text{пл}}$, К
[3], 1909	850	[7], 1935	997	[11], 1960	1002
[4], 1930	902	[8], 1946	950	[12], 1960	999,4
[5], 1930	931	[9], 1958	998	[13], 1971	1004
[6], 1932	983	[10], 1959	1002		

чистоты исследуемого металла. В данной работе не проводилась дополнительная очистка образцов. Оценка суммарного влияния примесей, сделанная на основе диаграмм состояния бинарных систем бария, позволяет считать температуру плавления чистого бария равной 1000 ± 5 К.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10.V.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Шпильрайн Э. Э., Каган Д. Н., Ульянов С. Н. ТВТ, 1981, т. 19, № 5, с. 1040.
2. Шпильрайн Э. Э., Каган Д. Н., Ульянов С. Н. ТВТ, 1980, т. 18, № 6, с. 1184.
3. Guntz A. Ann. Chem. Phys., 1909, v. 4, N 8, p. 5.
4. Weibke F. Z. Anorg. Chem., 1930, B. 193, N 3, S. 297.
5. Hartmann H., May G. Z. Anorg. und Allgem. Chemie, 1930, B. 185, N 2, S. 167.
6. Rinck E. Ann. Chem., 1932, ser. 10, v. 18, p. 455.
7. Hoffmann F., Schulze A. Z. Metallkunde, 1935, B. 27, N 7, S. 155.
8. Jauch R. Diplomarbeit. Techn. Hochschule, Stuttgart, 1946.
9. Keller D. V., Kanda F. A., King A. J. J. Phys. Chem., 1958, v. 62, N 6, p. 732.
10. Peterson D. T., Hinkebein J. A. J. Phys. Chem., 1959, v. 63, N 9, p. 1360.
11. Peterson D. T., Indig M. J. Amer. Chem. Soc., 1960, v. 82, N 19, p. 5645.
12. Miller E., Komarek K., Cadeff I. Trans. Metal. Soc. AIME, 1960, v. 218, N 6, p. 978.
13. Dworkin A. S., Bredig M. A. J. Phys. Chem., 1971, v. 75, N 15, p. 2340.

УДК 536.423

О ВСКИПАНИИ ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ В СТЕКЛЯННЫХ КАПИЛЛЯРАХ

Синицын Е. Н.

Важное методическое значение при интерпретации опытов по вскипанию перегретых жидкостей и сравнении их с теорией имеет выяснение роли различных облегчающих вскипание факторов и, в частности, влияния стенок экспериментальных ячеек.

Классическая теория гомогенной и гетерогенной нуклеации [1-3] дает для частоты зародышеобразования в объеме перегретой жидкости J ($\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и на гладкой твердой поверхности J' ($\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) следующие выражения:

$$J = NB \exp[-G], \quad (1)$$

$$J' = N^{2/3} B' \exp[-\psi(\theta)G]. \quad (2)$$

Здесь N — числовая плотность жидкости; B и B' — кинетические коэффициенты, учитывающие динамику роста пузырька вблизи критического размера; $G = W_s/kT$ — число Гиббса [2]; W_s — работа образования критического пузырька пара в объеме перегретой жидкости; $\psi(\theta) = 1/4(1 + \cos \theta)^2(2 - \cos \theta)$ — поправочный множитель к величине W_s , учитывающий уменьшение работы образования пузырька на твердой поверхности за счет ослабления адгезии; θ — равновесный краевой угол смачивания.

При изменении θ от 0 до π функция $\psi(\theta)$ уменьшается от 1 до 0, а отношение $B'/B = (1 + \cos \theta)/2\sqrt{\psi(\theta)}$ [3] уменьшается монотонно от 1 до 0,577.

При $\theta = 0$ и замене $N^{2/3}$ на N выражение (2) переходит в (1). Формальное сравнение вклада J и J' в эффективную частоту $J_{\text{эф}} = J + J'$ приводит к выводу о том, что гетерогенное зародышеобразование играет определяющую роль только при краевых углах $\theta > 58^\circ$ [4] ($\theta > 65^\circ$ по оценке [3]). По-видимому, здесь кроется причина недооценки влияния стенок при анализе опытов по перегреву жидкостей в ячейках из плавленного стекла. В частности, это приводит к попытке корректировки гиббсовского выражения для работы образования критического пузырька W_s с целью объяснения систематического «недогрева» жидкостей (1-1,5 К) в стеклянных капиллярах до значений, предсказываемых теорией гомогенной нуклеации [5-8].

В опытах по измерению среднего времени жизни $\bar{\tau}$ перегретых жидкостей в стеклянных капиллярах методом чистой пузырьковой камеры [9] удается проследить зависимости $\bar{\tau}(T)_p$ и $\bar{\tau}(p)_T$ в непосредственной близости к теоретической границе спонтанного вскипания [2, 10]. В этой области экспериментальные данные с хорошей точностью аппроксимируются уравнениями вида

$$\bar{\tau} = A \exp[\eta G] \quad (3)$$

или при переходе к фиксируемой на опыте частоте зародышеобразования J с помощью соотношения $J\bar{\tau} = 1$ [2] (V — объем перегретой жидкости) имеем

$$J = C \exp[-\eta G], \quad (4)$$

где A , C и η — эмпирические коэффициенты.

Близость параметра η к единице обычно выдвигается в качестве аргумента в пользу того, что наблюдаемое вскипание имеет гомогенную природу [2, 4, 6].