

# К расчету теплового сопротивления зоны контакта твердых тел

Р. С. ПРАСОЛОВ

УДК 621.039.517.5

В различных областях науки и техники встречаются задачи контактного теплообмена, т. е. теплопередачи между соприкасающимися твердыми поверхностями. Впервые этот вопрос систематизированно и широко был рассмотрен Ю. П. Шлыковым и Е. А. Ганиным [1] применительно к условиям, возникающим в ядерных реакторах. Авторами показано, что в газовом микрозоре толщиной ~10–30 мк при тепловых потоках, характерных для твэлов, могут возникнуть температурные перепады в ~100–300° С. Если эти перепады температур не учитывать, то возможен недопустимый перегрев ядерного горючего (рис. 1) [2], и который сопровождается прогрессирующим разбуханием твэлов, уменьшением сечения потока теплоносителя, ухудшением охлаждения и в конечном счете разрушением твэлов.

До последнего времени в литературе не опубликованы методы расчета теплового сопротивления контакта в зависимости от величины микрозора и давления газа-наполнителя, которые определяют основные закономерности теплового сопротивления.

Рассмотрим структуру суммарного сопротивления контакта  $R$ . На рис. 1 показан микрохарактер зоны контакта и схема ее тепловых сопротивлений. В этой зоне теплообмен осуществляется за счет лучистой теплопередачи, переноса энергии через металлические контакты и газовую прослойку. Соответствующие указанным механизмам переноса тепловые сопротивления обозначим  $R_{\Gamma}$ ,  $R_M$  и  $R_{\Gamma}$ .

Расчеты и опыты, приведенные в работе [1] (рис. 2), показывают, что при небольших механических (контактных) нагрузках характерно соотношение  $R_{\Gamma} \approx 0,1 R_M$ ,  $R_{\Gamma} < R_M \ll R_{\Gamma}$ . Следовательно, суммарное сопротивление для атмосферного давления  $p_0$  приближенно выражается соотношением

$$R = \frac{R_M R_{\Gamma}}{R_M + R_{\Gamma}} = \frac{R_{\Gamma}}{1 + \frac{R_{\Gamma}}{R_M}} \approx R_{\Gamma} \quad (1)$$

применимы и для любого другого давления  $p \approx p_0$ . Таким образом, для умеренных контактных нагрузок важно уметь рассчитывать величину  $R_{\Gamma}$ , однако наиболее изученным является сопротивление  $R_M$  [1]. Поэтому остановимся подробнее на газовой составляющей  $R_{\Gamma}$ , анализ которой проведем на основе обобщенной функции  $\lambda = f(Kn)$  для теплопроводности газа [3]:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\left[ 1 + \frac{9\gamma - 5}{2(\gamma + 1)} \left( \frac{2 - a_1}{a_1} + \frac{2 - a_2}{a_2} \right) \frac{\Lambda}{\delta} \right] + \frac{\lambda_0}{p\delta}} = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{B}{p\delta}} \quad (2)$$

где число Кнудсена  $Kn = \Lambda/\delta = \Lambda_0 p_0 / \delta p$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $\Lambda$ ,  $\Lambda_0$  — длины среднего свободного пробега молекул при давлении  $p$  и  $p_0$ ;  $a_1, a_2$  — коэффициенты аккомодации на поверхностях газового зазора;  $\lambda_0$  — континуальная теплопроводность газа (при  $Kn \rightarrow 0$ );  $\delta$  — средняя толщина газового зазора.

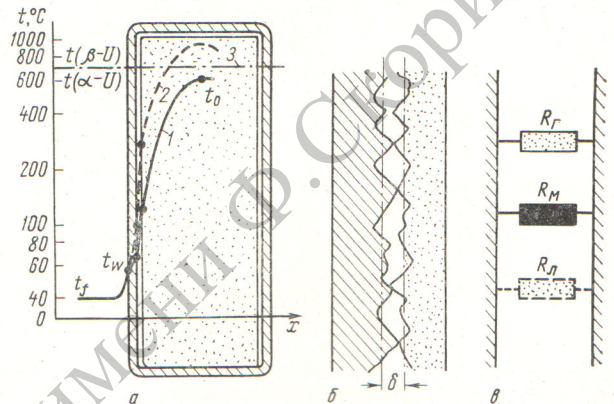
Из формул (1) и (2) вытекает соотношение для  $R$ , отнесенного ко всей площади контактирующих поверхностей ( $a_1 = a_2 = a$ ):

$$R = \frac{1 + \frac{B}{p\delta}}{\frac{\lambda_0}{\delta} + \frac{1}{R_M} \left( 1 + \frac{B}{p\delta} \right)}$$

и

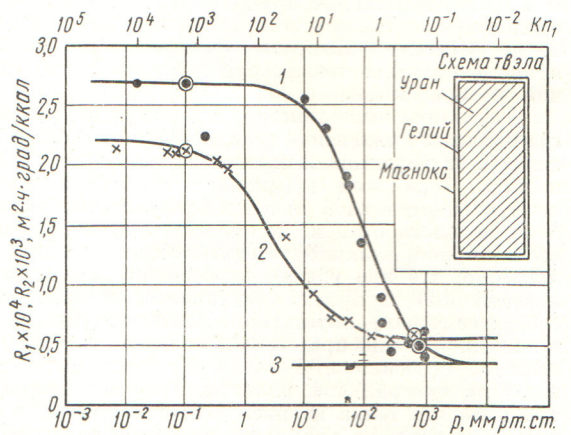
$$B = \frac{9\gamma - 5}{\gamma + 1} \left( \frac{2 - a}{a} \right) \Lambda_0 p_0; \quad R_{0\Gamma} = \frac{\lambda_0}{\delta} \quad (3)$$

Отметим, что в газовых микрозорах следует ожидать явления «сверхнизкой теплопроводности» газа, так как  $\Lambda_0 \approx \delta$  ( $\Lambda_0 \approx 0,1 - 1,0$  мк,  $\delta \approx 1,0 - 30$  мк при чистоте обработки  $\nabla 5 - \nabla 9$ ) [3], которое, как будет показано ниже, существенно меняет в некоторых слу-



Р и с. 1. Схемы для расчетных оценок контактного теплообмена в твэлах:

а — температурные поля в твэле; б — микроконтакт шероховатых поверхностей; в — тепловые сопротивления в зоне контакта;  $t_f, t_w, t_0$  — температура теплоносителя, поверхности твэла и максимальная температура в центре твэла соответственно; 1 — температурное поле в твэле при континуальной теплопроводности газа в прослойке; 2 — то же при «сверхнизкой теплопроводности» газа; 3 — температура перехода  $\alpha$ -фазы в  $\beta$ -фазу для урана [2].



Р и с. 2. Зависимость теплового контакта от давления газа-наполнителя:

× — воздух, контактная пара 1X18Н9Т, чистота обработки  $\nabla 5$ , нагрузка 20 кг/см<sup>2</sup>, температура зоны контакта 20° С (опытные данные [1]); ● — гелий, контактная пара магнокс — уран, нагрузка 10,5 кг/см<sup>2</sup>, температура зоны контакта 290° С (опытные данные [1]); 1 — расчет по формуле (3),  $\delta \approx 8,2$  мк,  $a \approx 0,22$ ; 2 — то же,  $\delta \approx 12,4$  мк,  $a \approx 0,90$ ; 3 — расчетная континуальная величина  $R_0 = \delta/\lambda_0$  для системы уран — гелий — магнокс. Кривая 1 соответствует шкале  $R_1 \times 10^4$  и  $Kn_1$ , кривая 2 и линия 3 — шкале  $R_2 \times 10^3$ .

чая величину  $R$ . Проведем проверку формулы (3), используя две опорные опытные точки для зависимости  $R = f(p)$ . Эти опорные точки нужны для уточненных расчетов, поскольку  $R_m$  вычисляется со сравнительно большой погрешностью (до  $\sim 20\%$ ) [1], а в микроскопах при  $p = p_0$  величина теплопроводности газа может не соответствовать континуальной теплопроводности  $\lambda_0$ .

На рис. 2 показаны опытные точки [1], из которых по две точки, обведенные окружностями, взяты в качестве опорных. Кривые рис. 2 иллюстрируют результаты расчета по формуле (3) (предполагается, что  $a_1 = a_2 = a$ ). Из сопоставления опытных и расчетных данных видно, что результаты расчета и эксперимента отличаются в среднем на 5–10%.

С использованием опорных точек для системы магнокс — гелий — уран найдены величины  $\delta \approx 8,2$  мк (при  $a \approx 0,22$ ), а для системы сталь 1X18H9T — воздух — сталь 1X18H9T —  $\delta \approx 12,4$  мк (при  $a \approx 0,90$ ). Эти значения  $\delta$  и  $a$  удовлетворительно согласуются с данными работ [1, 4, 5].

Необходимо отметить, что для системы магнокс — гелий — уран характерна сверхнизкая теплопроводность, т. е. рассчитанное по континуальным условиям тепловое сопротивление намного ниже сопротивления при атмосферном давлении (сравним точку при  $p = p_0$  и линию 3 на рис. 2). Если не учитывать этот факт, то действительная температура твэла в центре блока может оказаться на  $\sim 20$ –50% выше расчетной (сравним кривые 1 и 2 на рис. 1).

Примерно с такой же степенью достоверности (5–10%) результаты расчета согласуются с опытными данными для зависимости контактной проводимости от давления  $1/R = f(p)$  для систем алюминий — уран в атмосфере гелия и водорода [1] (рис. 3).

Приведенные расчетные результаты основаны на использовании решений для плоской внутренней задачи и приближенно применимы для систем других конфигураций [3]. При отсутствии опорных опытных

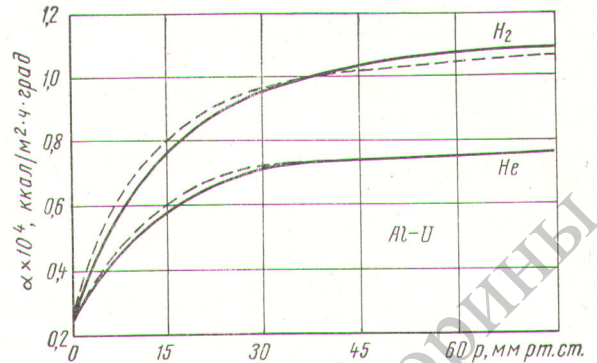


Рис. 3. Зависимость контактной проводимости  $\alpha = 1/R$  от давления газа-наполнителя.

Системы алюминий — уран с водородом и гелием, нагрузка  $35$  кг/см<sup>2</sup>, температура зоны контакта  $150^\circ$  С,  $\delta \approx 15$  мк,  $a \approx 0,3$ ; — — — — — опытные данные [1]; — — — — — расчет по формуле (3).

точек величины  $R_m$  и  $R_{0g}$  можно оценить расчетным путем [1, 2], но при этом погрешности расчета увеличатся в два-три раза.

Поступило в Редакцию 10/IV 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Шлыков, Е. А. Ганин. Контактный теплообмен. М., Госэнергоиздат, 1963.
2. В. С. Чиркин. Теплофизические свойства материалов. М., Физматгиз, 1959.
3. Р. С. Прасолов. Массо- и теплоперенос в топочных устройствах. М., «Энергия», 1964.
4. Х. Ваксман. «Ракетная техника», № 1,4 (1962).
5. Е. Н. Фролов, М. И. Дрига. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 85 (143), 63 (1966).

## Влияние состояния примесей на текстуру деформации слаболегированного $\alpha$ урана

В. Е. ИВАНОВ, В. Ф. ЗЕЛЕНСКИЙ, В. В. КУНЧЕНКО,  
Н. М. ДРОЕНКО, В. С. КРАСНОРУЦКИЙ, В. П. АШИХМИН

УДК 621.039.543.4:669.822.6

Текстура деформированного  $\alpha$ -урана зависит от характера деформации и температуры. С повышением степени обжатия растет совершенство текстуры. При температурах деформации ниже  $300^\circ$  С образуется одноосная текстура [010], выше  $300^\circ$  С наблюдается дополнительный компонент [110] и в области температур  $500$ – $600^\circ$  С — двойная текстура с полюсами (010) и (100) [1–3].

Зависимость характера текстуры деформации от температуры объясняется наличием нескольких систем скольжения и двойникования, которые реализуются в различных температурных диапазонах.

Исследованиями Кана [4] и Ллойда [5] были установлены главные системы скольжения и двойникования монокристаллов  $\alpha$ -урана (табл. 1), дающие хорошее качественное объяснение характера текстуры, которая получается при различных условиях деформации поликристаллических образцов.

При низкотемпературной прокатке система скольжения {010} {100} способствует образованию текстуры

{100}, однако основной является система двойникования {130}, обуславливающая поворот {010} полюсов к оси текстуры. Системы двойникования {172} и {176} также способствуют образованию текстуры {010}.

При более высокой температуре деформации (выше  $300^\circ$  С) двойникование сильно ослабляется и становится значительным вклад процесса скольжения {110} {110}, в результате которого образуется текстура с осью [110]. Количественные объяснения процессов деформации, предложенные авторами работ [2, 6, 7], менее точны для случаев деформации при более высокой температуре, особенно если при этом происходит рекристаллизация.

В области температур деформации выше  $450$ , но ниже  $600^\circ$  С наблюдается двойная текстура [010] и [110].

Легирование урана небольшими добавками молибдена, алюминия и хрома расширяет температурную область двойникования и существенно поднимает тем-