

Рис. 4. Эффективность отделения горючего от стали в зависимости от соотношения сталь — горючее.

сти 1 мм уравнивает давление столба расплавленной стали высотой 55—60 мм. Это свидетельствует о том, что задерживающиеся в брикетах капли стали могут достигать больших размеров. Чем больше капель зависает в брикетах, тем хуже расплавленная сталь отделяется от горючего. Следовательно, целесообразно создать единую жидкометаллическую ванну и затем отфильтровать расплавленную сталь. В этом случае легче преодолеть явления, препятствующие фильтрации стали, так как жидкометаллическая ванна, во-первых, сводит к минимуму число менисков, препятствующих фильтрации; во-вторых, увеличивает гидростатическое давление расплавленной стали; в-третьих, объединяет мелкие капли стали, образовавшиеся по другим причинам [6].

Для проверки этих выводов проведено оплавление оболочек твэлов с перекрытыми фильтрующими отвер-

стиями (изложница в верхнем крайнем положении). В этом случае при плавлении сталь накапливалась в тигле, образуя жидкометаллическую ванну. После расплавления оболочек изложница опускалась в нижнее положение со скоростью 2—5 см/мин и сталь отфильтровывалась. Как видно из таблицы, создание жидкометаллической ванны снизило содержание стали в горючем с 10,6 до 4,4% (см. таблицу, опыты 3,4).

Полнота отделения стали растет с увеличением отношения сталь — горючее (см. таблицу, опыты 4—10). При возрастании этого отношения брикеты полнее погружаются в расплавленную сталь, что уменьшает возможность образования отдельных капель стали в горючем. При введении дополнительного количества стали и полном погружении брикетов в расплав отделение горючего от стали становится максимальным. На рис. 4 приведена зависимость эффективности отделения от различного отношения сталь — горючее. Видно, что содержание стали в брикетах уменьшалось от 10,6 до 0,5% при увеличении отношения сталь — горючее от 0,9 до 2,7.

Полученные результаты показывают, что создание жидкометаллической ванны и фильтрация расплавленной стали обеспечивают практически полное отделение горючего от стали. Если отношение сталь — горючее превышает 1,0—1,5, то кривая на графике рис. 4 меняет наклон и стремится к некоторому пределу. По-видимому, это свидетельствует о том, что давление мениска расплавленной стали — не единственная причина, препятствующая более полному отделению стали; чтобы доказать это, требуется дальнейшее изучение.

Поступило в Редакцию 3/V 1973 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новоселов Г. П., Агеев А. Т. «Атомная энергия», 1969, т. 26, с. 230.
2. Агеев А. Т. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, с. 490.
3. Линчевский Б. Техника металлургического эксперимента. М., «Металлургия», 1967, с. 202.
4. Гудерман Э. Специальные стали. М., «Металлургия», 1966, с. 105.
5. Эллиот Д. Ф. и др. Термохимия сталеплавильных процессов. М., «Металлургия», 1969, с. 225.
6. Александров В. Л. Техническая гидромеханика. М., Физматгиз, 1946, с. 26.

## Особенности измерения температур с помощью термопар в высокопоточных реакторах

МАРКИНА Н. В., ЦЫКАНОВ В. А.

УДК 621.039.553+537.324

Необходимость надежного измерения температур при проведении различных исследований очевидна. Особенно важное значение точность и надежность измерений имеют при внутриреакторных исследованиях. В настоящей работе обсуждаются особенности измерения температур в высокопоточных реакторах.

В реакторе СМ-2 проведены эксперименты по определению отклонений в показаниях микротермопар обычных промышленных градуировок при работе их в полях реакторных излучений. Как известно [1, 2],

в термопарах под облучением возникают эффекты двух типов: мгновенные (вызванные ионизирующим излучением и исчезающие с прекращением облучения) и интегральные (накапливающиеся с набором интегральной дозы и не исчезающие с прекращением облучения).

Наиболее важным результатом исследований в реакторе СМ-2 является экспериментальное обнаружение мгновенных эффектов. Это связано, во-первых, с тем, что принятыми ранее методами исследования после набора интегральной дозы в обычных облучательных

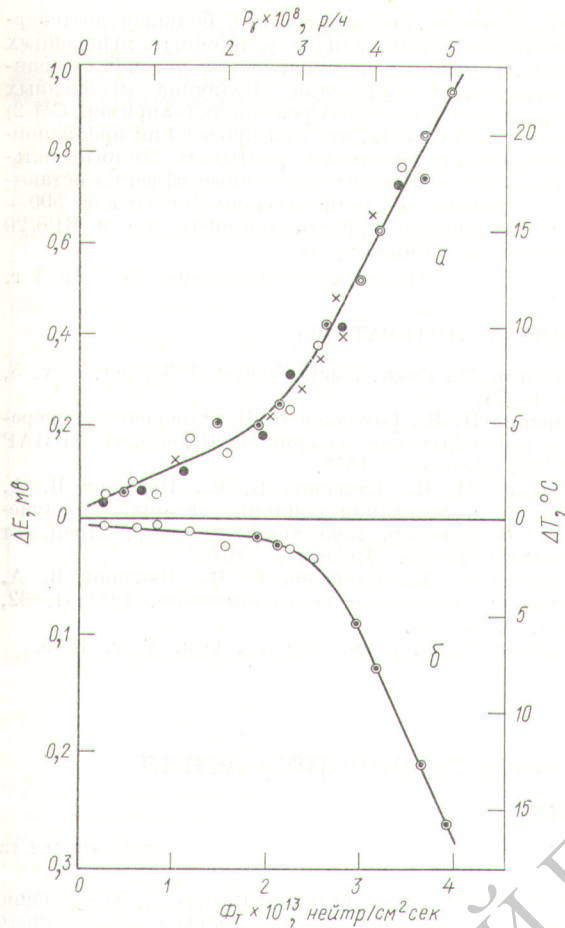


Рис. 1. Зависимость мгновенных эффектов  $\Delta E$  термопар ХА (а) и ВР 5/20 (б) от интенсивности потоков тепловых нейтронов  $\Phi_T$   $\gamma$ -излучения  $P_\gamma$  при температуре  $660^\circ\text{C}$  (точки с различными обозначениями соответствуют независимым экспериментам).

устройствах мгновенные эффекты не могут быть обнаружены и их изучение требует разработки специальных методик [3]; во-вторых, с тем, что распространенное мнение о пренебрежимой малости мгновенных эффектов оказалось неверным для высокопоточных реакторов [4, 5].

Испытания проводились абсолютным методом градуировки термопар по реперным точкам непосредственно в каналах реактора [3]. Пусть  $E_0(t)$  — показание термопары при реперной температуре на нулевой мощности реактора либо вне реактора, а  $E_N(t)$  — показание той же термопары при той же температуре и мощности реактора  $N$ . Тогда мгновенный эффект определяется как

$$\Delta E = E_N(t) - E_0(t).$$

На рис. 1 приведена зависимость термо-э. д. с. термопар ХА (хромель-алюмелевых) и ВР5/20 (вольфрамомолибденовых), полученная при градуировке термопар в реакторе, от интенсивности потоков реакторных излучений.

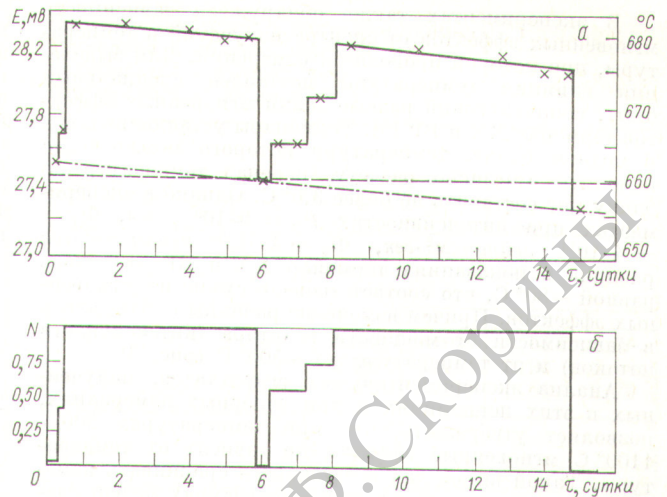


Рис. 2. Изменение показаний  $E$  термопар ХА в процессе эксперимента при температуре затвердевания алюминия (а) и относительное изменение мощности реактора  $N$  (интенсивности излучений) в соответствующие моменты времени (б).

В экспериментах термопары постоянно находятся под воздействием реакторных излучений и накапливают интегральные эффекты. В связи с этим, когда измерения проводятся после набора достаточно большой интегральной дозы, измеренное показание термопары содержит как мгновенное, так и интегральное отклонение, т. е. измеряется суммарный эффект облучения (рис. 2). Однако несмотря на это, можно отделить эти эффекты друг от друга. Для этого необходимо показания термопары в реакторе при какой-либо мощности сравнить не с показаниями до установки датчиков в реактор, а с показаниями на нулевой мощности, измеренными практически сразу же, т. е. при той же интегральной дозе. Исследования позволили установить, что такое разделение достаточно корректно и мгновенные эффекты остаются постоянными до интегральных доз  $\sim 10^{20}$  нейтр/см<sup>2</sup>.

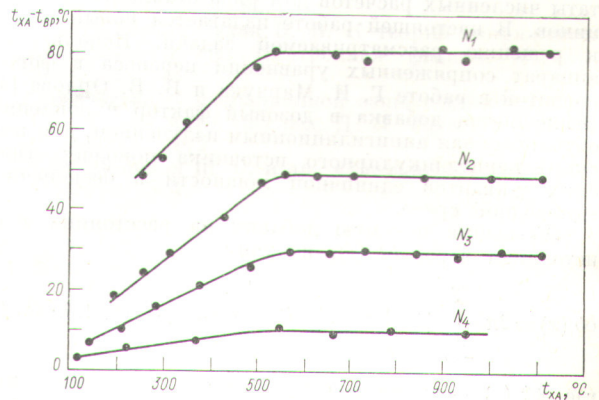


Рис. 3. Зависимость разницы показаний термопар ХА и ВР5/20, обусловленной мгновенными эффектами, от температуры при разной мощности реактора  $N(N_1 > N_2 > N_3 > N_4)$ .

В экспериментах также обнаружена зависимость мгновенных эффектов от спектра излучений и температуры, при которой проводятся измерения. Для выделения влияния температуры поставлен специальный опыт, использующий разные знаки мгновенных эффектов термопар ХА и ВР [5]. Термопары устанавливались в медном блоке, температуру которого можно было изменять. Согласно расчету, перепад температур по блоку мог составить не более  $3,6^\circ\text{C}$ . Однако в экспериментах при интенсивностях  $P_\gamma = 9 \cdot 10^5 \text{ р/сек}$ ,  $\Phi_T = 4 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$  разница в показаниях термопар ХА и ВР оказалась равной  $\sim 80^\circ\text{C}$ , что соответствовало сумме их мгновенных эффектов. Причем изменение разницы наблюдалось в зависимости от мощности реактора (интенсивности потоков) и от температуры до  $\sim 500^\circ\text{C}$  (рис. 3).

Анализ экспериментальных результатов, полученных в этих испытаниях и при реперных измерениях, позволяет утверждать, что при температурах  $500-1100^\circ\text{C}$  мгновенные эффекты не зависят от температуры. Такой вывод дал возможность сравнивать измерения в разных каналах при температурах затвердевания цинка, алюминия, серебра и меди, равных 419,5, 660, 960 и  $1083^\circ\text{C}$  соответственно. Сравнение показало, что существует разница между результатами в разных каналах, которую, по нашему мнению, нужно отнести к влиянию спектра реакторных излучений на показания термопар.

Следовательно, эксперименты с большой достоверностью подтвердили наличие у термопар мгновенных эффектов, вызванных интенсивностью потоков смешанных реакторных излучений. Величина мгновенных эффектов в высокоточных реакторах (например, СМ-2) настолько значительна, что при проведении прецизионных измерений ее необходимо учитывать. До интегральных доз  $\sim 10^{20} \text{ нейтр/см}^2$  мгновенные эффекты остаются постоянными. В температурном интервале  $500-1100^\circ\text{C}$  мгновенные эффекты термопар ХА и ВР5/20 не зависят от температуры.

Поступило в Редакцию 24/V 1973 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Browning W. Progr. Nucl. Energy, 1963, Ser. 4, v. 5, p. 1-54.
2. Маркина Н. В., Самсонов Б. В. Измерение температур при облучении материалов. Препринт НИИАР П-152, Мелекесс, 1972.
3. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыканов В. А. Методы исследования влияния реакторных излучений на точность показаний термопар. Препринт НИИАР П-130, Мелекесс, 1970.
4. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыканов В. А. «Физика металлов и металловедение», 1971, т. 32, вып. 4, с. 747.
5. Маркина Н. В. и др. Там же, вып. 6, с. 1316.

## К расчету пространственно-энергетического распределения вторичных аннигиляционных $\gamma$ -квантов

НИКОЛАЙШВИЛИ Ш. С., ДЖАШИАШВИЛИ Г. Н.

УДК 539.122.13

При расчетах прохождения  $\gamma$ -квантов через вещество процесс образования электронно-позитронных пар рассматривают обычно как чистое поглощение, пренебрегая вторичным аннигиляционным излучением. Первая оценка вклада вторичных  $\gamma$ -квантов в дозовый фактор накопления дана Г. Гольдштейном [1, 2]. Наиболее подробно задача о вторичном аннигиляционном излучении рассмотрена в работе [3], содержащей результаты численных расчетов для ряда стандартных источников. В настоящей работе излагается новый подход к решению рассматриваемой задачи. Используется аппарат сопряженных уравнений переноса в форме, развитой в работе Г. И. Мардука и В. В. Орлова [4]. Вычисляется добавка в дозовый фактор накопления, обусловленная аннигиляционным излучением, для плоского перпендикулярного источника моноэнергетических  $\gamma$ -квантов единичной мощности в бесконечной однородной среде.

Обозначив искомую добавку на расстоянии  $x$  от источника через  $\delta b(x)$ , получим

$$\delta b(x) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0^*(|x-t|) dt \int_{\lambda_0}^{0,5} \sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda) \varphi_0(t, \lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где  $\psi_0^*(x)$  — решение сопряженного уравнения при  $\lambda = 1$  со свободным членом, соответствующим дозовому фактору накопления (длина волны  $\gamma$ -квантов измеряется в комптоновских единицах);  $\varphi_0(x, \lambda)$  — функция, описывающая спектральное распределение  $\gamma$ -излучения

на расстоянии  $x$  от источника;  $\sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda)$  — сечение поглощения  $\gamma$ -квантов с длиной волны  $\lambda$ , приводящего к образованию электронно-позитронных пар.

Введем теперь в рассмотрение пространственные моменты функций  $\psi_0^*(x)$  и  $\varphi_0(x, \lambda)$ , определяемые по формулам

$$\mu_n^* = \frac{\sigma_1}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0^*(x) (\sigma_1 x)^{2n} dx \quad (2)$$

и

$$\mu_n(\lambda) = \frac{\sigma_0}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(x, \lambda) (\sigma_0 x)^{2n} dx, \quad (3)$$

где  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  — значения  $\sigma(\lambda)$  при  $\lambda = \lambda_0$  и  $\lambda = 1$  соответственно (здесь  $\lambda_0$  — длина волны первичных  $\gamma$ -квантов, испускаемых источником). Используя обозначения

$$M_n = \int_{\lambda_0}^{0,5} \mu_n(\lambda) \sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda) d\lambda \quad (4)$$

и

$$h_n = \frac{\sigma_0}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \delta b(x) (\sigma_0 x)^{2n} dx, \quad (5)$$