

УДК 536.6+539.12.04

## ДИАГНОСТИКА МОЩНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ КАЛОРИМЕТРОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

А. П. Степовик, Д. В. Хмельницкий

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, 456770 Снежинск

С целью исследования динамических эффектов в материалах при облучении на мощных ускорителях электронов рассмотрена возможность диагностики выведенного в атмосферу пучка с использованием калориметров полного поглощения. Приведена схема кольцевого калориметра, с помощью которого выполнены измерения переноса энергии на ускорителях ИГУР-3 и ЭМИР-М до значений  $(2,0 \div 2,5) \cdot 10^2$  Дж/см<sup>2</sup>. Рассчитана доля поглощаемой в калориметре энергии падающих электронов, показано влияние их спектра на результаты измерений, рассмотрены вопросы теплопередачи. Установлено, что по результатам измерений можно определить среднюю по объему калориметра температуру в момент окончания действия электронного импульса, которая однозначно связана с поглощенной в калориметре энергией электронов.

**Ключевые слова:** электронные пучки, мощный ускоритель, поглощенная энергия, диагностика, калориметр.

Одним из способов нагружения материалов коротким импульсом механического напряжения является облучение мощным электронным пучком (длительность  $10^{-8} \div 10^{-7}$  с, полный ток пучка составляет десятки килоампер) [1]. Поглощение энергии за время, много меньшее механической инерционности материала, приводит к возникновению в нем термоупругих напряжений, что позволяет изучать откольные явления, а также измерять термодинамические и упругие параметры материалов [2, 3]. Связь между возникающим тепловым давлением  $P$  и поглощенной энергией электронов  $E_a$  выражается известным соотношением [4]  $P = \Gamma d E_a$  ( $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена материала;  $d$  — его плотность).

Поглощенная энергия электронов зависит от спектра и значения переноса энергии падающих электронов, которое необходимо измерять при расчете давления. (Термин “перенос энергии ионизирующих частиц” означает отношение суммарной энергии (исключая энергию покоя) всех ионизирующих частиц, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения этой сферы.) Распределение энергии по сечению выведенного в атмосферу пучка электронов в мощных ускорителях [1] недостаточно однородно, поэтому требуется разработка метода диагностики, обеспечивающего минимальное затенение чувствительным элементом поверхности облучаемых образцов (пленочная дозиметрия, фольговая калориметрия и т. д.).

Для измерения переноса энергии пучка электронов, которым облучались образцы материалов, применялись калориметры двух типов: фольговый и полного поглощения [5]. К достоинствам калориметрического метода следует отнести возможность регистрации нагрева калориметров после окончания действия помех, сопровождающих работу установок такого рода [6], а также малые размеры чувствительного элемента, что существенно из-за неоднородности излучения в сечении пучка.

Результаты измерений с помощью фольговых калориметров более подробно изложены в [5]. С использованием этих калориметров можно измерять величину переноса энергии

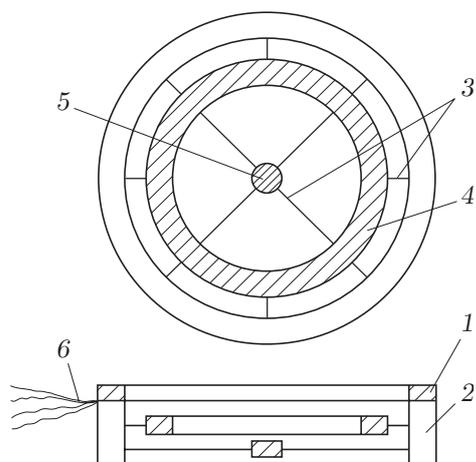


Рис. 1. Схема кольцевого калориметра: 1 — стальное кольцо; 2 — корпус; 3 — растяжки; 4 — кольцевой калориметр; 5 — центральный калориметр; 6 — термопары

электронов, падающих непосредственно на образец. Однако показания фольговых калориметров сильно зависят от материала образца (по данным наших измерений, показания могут различаться в 2–3 раза) из-за вклада в разогрев калориметров энергии отраженных от него электронов.

Использование калориметров полного поглощения позволило существенно уменьшить влияние отраженных электронов, однако с их помощью можно измерять величину переноса энергии только в окрестности образца. Погрешность измерений, обусловленная этим фактором, в значительной мере определяется степенью и видом неоднородности распределения энергии в поперечном сечении пучка электронов.

При отработке методики диагностики с помощью указанных калориметров на установках ИГУР-3 и ЭМИР-М [1] применялись локальные калориметры из меди и стали диаметром  $3,5 \div 6$  мм и толщиной  $2 \div 3$  мм. В тело калориметров с тыльной (по отношению к потоку электронов) стороны впаивались термопары, затем они приклеивались к пластине из текстолита (по сравнению с другими органическими материалами его стойкость к действию электронов наибольшая). При величине переноса энергии до  $10 \text{ Дж/см}^2$  такие калориметры можно использовать неоднократно. Однако при больших значениях этого параметра (вследствие теплового удара) калориметры отлетали от платы, а при сильном разогреве отпаивались и разрушались термопары. В результате исследуемая область амплитуд динамических напряжений сужалась (до 100 МПа в алюминии).

С целью повышения стойкости калориметров к действию мощных импульсных пучков электронов разработана конструкция, схема которой представлена на рис. 1. Заземленное кольцо предназначено для защиты корпуса от действия электронов. Растяжки изготовлены из стальной проволоки диаметром 0,4 мм. В центральный калориметр запрессована одна термопара, в кольцевой — четыре (равномерно по окружности). Затенение образца диаметром  $50 \div 60$  мм, определяемое площадью центрального калориметра, при его диаметре 6 мм было несущественным. Термопары проложены в проточке в корпусе и выведены в виде жгута. В экспериментах с образцами диаметром  $10 \div 15$  мм в корпусе размещались несколько кольцевых калориметров (для каждого образца свой), центральные калориметры отсутствовали.

Изменение температуры калориметров регистрировалось с помощью самопишущих потенциометров ЭПП-09М3 или миллиамперметров постоянного тока Н-37 с усилителем И-37. Выбор аппаратуры обусловлен ее устойчивостью (вследствие значительной инерционности) к возникающим на установках электрическим помехам нано- и микросекундного диапазона длительности. При этом термоЭДС термопар измерялась примерно через 1 с после облучения электронами.

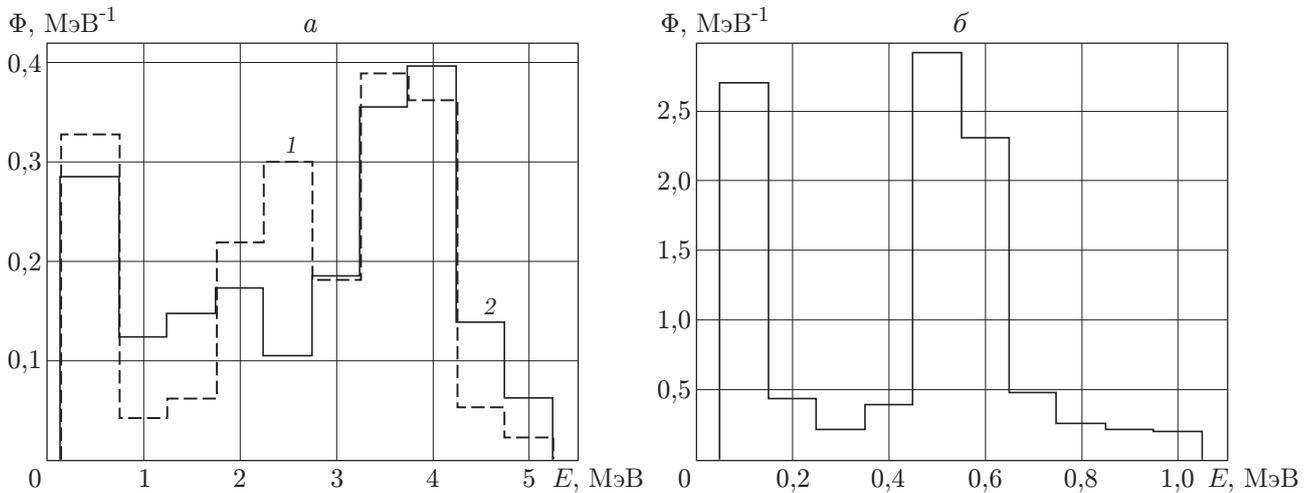


Рис. 2. Энергетические спектры электронов:

*a* —  $E_{\max} = 5,2$  МэВ (1 —  $t' \approx 90$  нс,  $\langle E \rangle = 2,59$  МэВ; 2 —  $t' \approx 25$  нс,  $\langle E \rangle = 2,68$  МэВ);

*б* —  $E_{\max} = 1,05$  МэВ

При использовании разработанной конструкции для диагностики пучка электронов необходимо оценить тепловые характеристики калориметра, а также влияние спектра электронов и условий облучения на результаты измерений. При этом необходимо учитывать следующие обстоятельства. Во-первых, часть падающих на калориметр электронов отражается от его поверхности, часть электронов вылетает из объема калориметра через его боковые поверхности вследствие рассеяния и, наконец, часть энергии электронов при их торможении в веществе затрачивается на излучение фотонов. В результате на нагрев калориметра расходуется не вся энергия падающих электронов. Во-вторых, поскольку калориметр находится в атмосфере, необходимо учитывать изменение его температуры за счет охлаждения и перераспределения поглощенной энергии по объему. Для корректного учета влияния указанных выше факторов на точность диагностики пучка электронов рассмотрим их более подробно.

Для определения доли энергии электронов, поглощенной в материале калориметра, методом Монте-Карло по программе MCNP4A проведены расчеты распространения электронов в телах разной формы из железа ( $d_{\text{Fe}} = 7,8 \cdot 10^3$  г/м<sup>3</sup>). В качестве тел рассматривались кольца и диски из стали марки ст.3 толщиной  $h = 0,3$  см, в том числе с такими же размерами, как у изготовленных калориметров (радиус диска  $R_0 = 0,3$  см; внутренний радиус кольца  $R_1 = 2,0; 2,25$  см, внешний  $R_2 = 2,6; 2,85$  см). Источник электронов представлял собой плоскость, параллельную торцевой поверхности тела, и располагался на расстоянии 100 см от нее. Направление вылета электронов совпадало с направлением нормали к поверхности тела. На рис. 2 представлены три вида энергетического спектра электронов  $\Phi(E)$ : два “жестких” с одинаковыми значениями максимальной энергии  $E_{\max} = 5,2$  МэВ для разных режимов работы установки ИГУР-3 (длительность импульса  $t' \approx 90; 25$  нс) [1] и более “мягкий” с  $E_{\max} = 1,05$  МэВ. Учитывался совместный перенос электронов и фотонов.

Результаты расчетов приведены в табл. 1 ( $\langle E \rangle$  — средняя энергия электронов в пучке;  $E_a$  — энергия электронов и образовавшихся фотонов, поглощенных в калориметре;  $E_e, E_p$  — энергии электронов и фотонов, вылетевших из системы, в том числе  $E_{e1}, E_{e2}$  — энергии электронов, вылетевших из системы через другую торцевую поверхность и боковые поверхности соответственно;  $\chi = E_a/\langle E \rangle$  — доля поглощенной в калориметре энергии). Все приведенные результаты нормированы на один электрон источника.

Таблица 1

Вариант расчета	Размеры, см	$E_{\max}$ , МэВ	$\langle E \rangle$ , МэВ	$E_a$ , МэВ	$E_e$ , МэВ	$E_p$ , МэВ	$E_{e1}$ , МэВ	$E_{e2}$ , МэВ	$\chi$
1	$R_0 = 5$	5,2	2,59 (0,5)	2,32 (0,6)	0,164 (3)	0,100 (3)	$2,3 \cdot 10^{-3}$ (22)	0,021 (10)	0,898
2	$R_0 = 5$	5,2	2,68 (0,5)	2,40 (0,6)	0,166 (3)	0,111 (3)	$6,3 \cdot 10^{-3}$ (13)	0,024 (10)	0,897
3	$R_0 = 0,5$	5,2	2,68 (0,5)	2,18 (0,6)	0,390 (2)	0,110 (3)	$5,6 \cdot 10^{-3}$ (14)	0,262 (3)	0,813
4	$R_0 = 0,3$	5,2	2,68 (0,5)	2,02 (0,6)	0,550 (2)	0,108 (3)	$4,8 \cdot 10^{-3}$ (16)	0,433 (3)	0,755
5	$R_1 = 2,0$ , $R_2 = 2,6$	5,2	2,68 (0,5)	2,22 (0,6)	0,355 (2)	0,110 (3)	$6,0 \cdot 10^{-3}$ (16)	0,231 (3)	0,827
6	$R_1 = 2,25$ , $R_2 = 2,85$	5,2	2,68 (0,5)	2,22 (0,6)	0,355 (2)	0,111 (3)	$5,4 \cdot 10^{-3}$ (15)	0,231 (3)	0,827
7	$R_0 = 0,3$	1,05	0,431 (0,2)	0,358 (0,5)	$7,03 \cdot 10^{-2}$ (0,7)	$2,74 \cdot 10^{-3}$ (3)	0	$9,94 \cdot 10^{-3}$ (2)	0,831
8	$R_1 = 2,0$ , $R_2 = 2,6$	1,05	0,431 (0,2)	0,363 (0,5)	$6,59 \cdot 10^{-2}$ (0,7)	$2,58 \cdot 10^{-3}$ (3)	0	$5,22 \cdot 10^{-3}$ (3)	0,842

Примечание. В скобках указана статистическая погрешность результатов расчетов ( $1\sigma$ , %).

В вариантах 1, 2 расчета рассматривался калориметр в форме диска радиуса  $R_0 = 5$  см для двух видов “жесткого” спектра электронов (рис. 2,а). Доля поглощенной энергии в калориметре для обоих спектров электронов оказалась одинаковой. Это означает, что значение  $\chi$  определяется в основном средней энергией падающих электронов и слабо зависит от формы энергетического спектра.

Результаты расчетов показали, что форма калориметра существенно влияет на поглощение энергии электронов в нем: значения  $\chi$  изменяются от 0,9 до 0,75 (табл. 1). Это связано в основном с увеличением доли электронов, вылетевших через боковые поверхности калориметра, при уменьшении его поперечных размеров. Доля энергии пучка, уносимая электронами, прошедшими через калориметр, очень мала (менее 0,5 %  $\langle E \rangle$ ). Энергия фотонов, вылетевших из калориметра, не зависит от размеров поперечного сечения калориметра и составляет примерно 3 % начальной энергии электронов. Для обоих вариантов кольцевого калориметра, несмотря на различие внешнего и внутреннего радиусов (при одинаковой ширине кольца  $R_2 - R_1$ ), результаты расчетов в пределах погрешности совпадают.

В вариантах 7, 8 средняя энергия электронов источника (рис. 2,б) примерно в 6 раз меньше, чем для первых двух спектров (рис. 2,а), поэтому меньше пробег электронов в калориметре и потери энергии на излучение, а значит, выше доля поглощенной энергии.

Для учета влияния рассеяния электронов в воздухе на величину поглощенной в калориметре энергии проведены расчеты, моделирующие прохождение мононаправленных электронов через слой воздуха разной толщины (3 и 30 см) между источником и кольцевым калориметром. Результаты показали, что в пределах статистической погрешности ( $1\sigma \approx 1 \div 2$  %) значение  $\chi$  не изменилось.

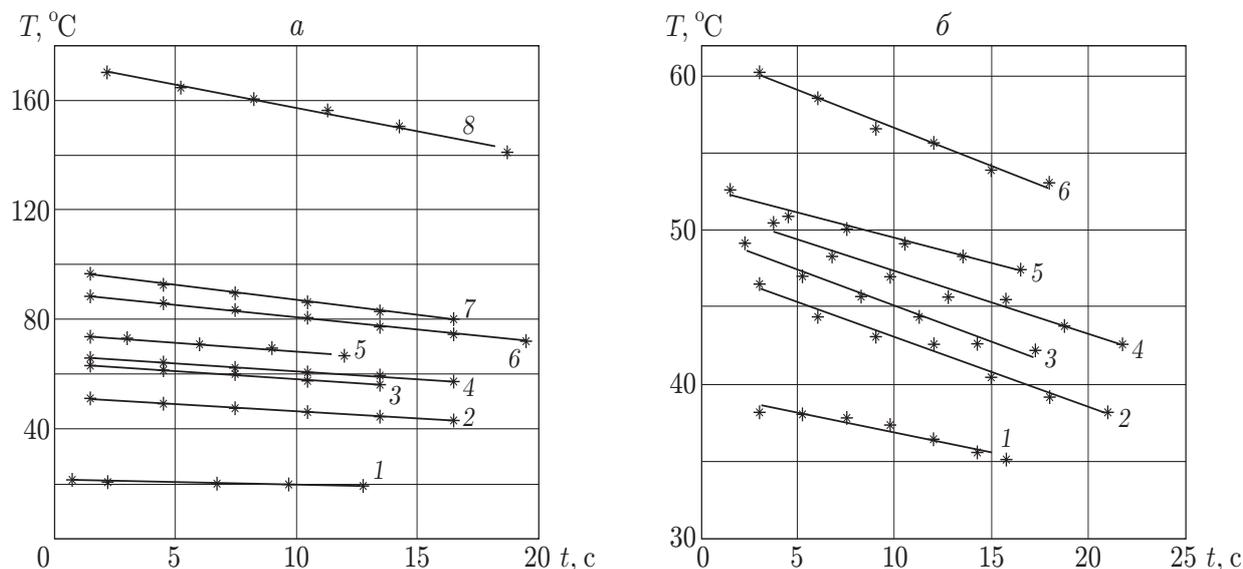


Рис. 3. Зависимости температуры термопары от времени для центрального (*а*) и кольцевого (*б*) калориметров:

точки — данные экспериментов, линии — аппроксимация методом наименьших квадратов (номера линий соответствуют номерам в табл. 2)

Таблица 2

Центральный калориметр				Кольцевой калориметр			
Номер линии на рис. 3,а	$T_1, ^\circ\text{C}$	$a_0$	$a_1$	Номер линии на рис. 3,б	$T_1, ^\circ\text{C}$	$a_0$	$a_1$
1	21,1	20,9	0,170	1	38,2	39,4	0,253
2	50,9	51,3	0,512	2	46,55	47,5	0,454
3	62,9	63,8	0,567	3	49,2	49,8	0,470
4	63,4	66,3	0,574	4	50,5	51,4	0,406
5	73,2	74,5	0,631	5	52,6	52,7	0,329
6	88,1	89,7	0,916	6	60,3	61,5	0,487
7	96,4	97,7	1,110				
8	170,4	174,2	1,730				

Для определения температуры  $T$  калориметра в месте размещения термопары по измеренному значению термоЭДС использовался аппроксимирующий полином [7]. Зависимости температуры калориметров от времени в процессе их охлаждения после облучения электронным пучком представлены на рис. 3. Коэффициенты аппроксимирующего полинома вида  $T = a_0 - a_1 t$  для каждой из этих зависимостей, а также максимальный разогрев калориметров  $T_1$  (первое измеренное значение температуры) приведены в табл. 2. Из представленных на рис. 3 данных следует, что для рассматриваемого времени регистрации ( $1 \div 20$  с) зависимость  $T(t)$  с достаточно высокой точностью (особенно для центрального калориметра) можно считать линейной.

Определим связь найденных экспериментально констант  $a_0$  и  $a_1$  с нагревом калориметра и его теплофизическими характеристиками. Изменение температуры калориметра после облучения электронным пучком происходит за счет теплопередачи в окружающий воздух в режиме свободной конвекции и теплового излучения. Влиянием теплопроводности через элементы крепления калориметра на процесс его остывания можно пренебречь из-за

малого диаметра стальной проволоки, а также ее одновременного с калориметром нагрева электронным пучком.

Поскольку при охлаждении калориметра изменение его температуры за время измерения невелико, выражение для теплообмена на поверхности калориметра можно записать в виде

$$f = \alpha(T - T_\infty) + \sigma_s \varepsilon (T^4 - T_\infty^4) = \alpha^*(T)(T - T_\infty) \approx \alpha^*(T_1)(T - T_\infty),$$

где  $f$  — плотность теплового потока;  $T_\infty$  — температура окружающей среды;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи в режиме свободной конвекции воздуха;  $\sigma_s = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>) — постоянная Стефана — Больцмана;  $\varepsilon$  — степень черноты поверхности калориметра ( $\varepsilon \approx 0,7$  [8]).

Из рассмотрения одномерной задачи об охлаждении тела, на поверхности которого происходит теплообмен с окружающей средой, следует, что характерное время изменения температуры определяется величиной  $\tau_0 = \tau/x_1^2$  ( $\tau = h^2 C d / \lambda$ ;  $h$  — размер тела;  $\lambda$  — теплопроводность материала;  $C$  — его удельная теплоемкость;  $d$  — плотность;  $x_1$  — наименьший корень уравнения  $x \operatorname{tg} x = L = \alpha^* h / \lambda$  [8]). В рассматриваемых условиях ( $h = 0,3$  см) даже при  $E \approx 200$  Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует нагреву калориметра примерно на 180 °С, с учетом теплоотдачи в режиме свободной конвекции ( $\alpha^* < 100$  Вт/(м<sup>2</sup> · К)) значение  $L < 5 \cdot 10^{-3} \ll 1$  (для железа  $\lambda = 57$  Вт/(м · К) при  $T = 100$  °С [9]) и  $\tau_0 \simeq C d h / \alpha \gg \tau$ . Учитывая, что характерное время изменения средней температуры калориметра  $\tau_0$  много больше времени распространения тепла в пределах самого калориметра  $\tau$ , при рассмотрении процесса остывания калориметра в моменты времени  $t > \tau$  распределение температуры по его объему можно считать однородным. Тогда интегрирование уравнения теплопроводности по объему калориметра с учетом граничных условий приводит к уравнению

$$C(T) V d \frac{dT}{dt} + \alpha^*(T) S_{\text{п}} (T - T_\infty) = 0 \quad (1)$$

с начальным условием  $T|_{t=0} = \langle T_0 \rangle$  ( $\langle T_0 \rangle$  — средняя после облучения температура калориметра). В (1)  $V$  — объем калориметра;  $S_{\text{п}}$  — полная площадь его поверхности, на которой происходит теплообмен.

Так как экспериментальные зависимости температуры от времени при остывании калориметров линейны, найдем решение уравнения (1) в линейном по времени приближении:

$$T(t) = \langle T_0 \rangle - (\langle T_0 \rangle - T_\infty) t / \tau_0, \quad \tau_0 = C(\langle T_0 \rangle) V d / (\alpha^*(\langle T_0 \rangle) S_{\text{п}}). \quad (2)$$

Отметим, что условие  $t/\tau_0 \ll 1$ , при котором справедливо данное выражение для рассматриваемого калориметра, выполняется при  $t < 40$  с (для железа  $C = 462$  Дж/(кг · К) при  $T = 20$  °С [9]). Сопоставляя вид первого выражения в (2) с полиномом, аппроксимирующим экспериментальные данные, получаем  $a_0 = \langle T_0 \rangle$ . Таким образом, экстраполируя экспериментальные зависимости в момент окончания действия электронного импульса, находим среднюю по объему калориметра температуру в этот момент времени.

Так как длительность импульса электронов много меньше характерного времени распространения тепла в калориметре ( $\tau \approx 0,1$  с), можно считать, что выделение тепла в объеме калориметра происходит мгновенно и температура в каждой точке определяется поглощенной энергией частиц. По истечении времени  $t \geq \tau$  температура будет равна средней по объему калориметра температуре. Отметим, что потери тепла калориметром за счет излучения в течение этого времени вследствие перегрева облучаемой поверхности (как показали расчеты, нагрев прилегающих к поверхности областей менее чем в два раза превышает средний нагрев калориметра) составят примерно 0,1 % падающей на него энергии электронов. Тогда с учетом зависимости удельной теплоемкости железа от

температуры связь между температурой калориметра в момент окончания действия импульса  $\langle T_0 \rangle$  и поглощенной в калориметре энергией частиц за время действия импульса  $E_a$  определяется соотношением

$$Vd \int_{T_\infty}^{\langle T_0 \rangle} C(T) dT = E_a = \chi W S,$$

где  $W$  — величина переноса энергии электронов в пучке (постоянная на облучаемой поверхности калориметра  $S$ ).

Используя данные [10] о зависимости удельной теплоемкости железа от температуры в диапазоне от 250 до 600 К, величину  $W$  можно определить через известные значения  $T_\infty$  и  $\langle T_0 \rangle = a_0$  следующим образом:

$$W = hd(H(\langle T_0 \rangle) - H(T_\infty))/\chi,$$

$$H(T) = \int C(T) dT = \begin{cases} 422T + 67(T - 250)^2/300, & 250 \leq T \leq 400, \\ 489T + 85(T - 400)^2/400, & 400 \leq T \leq 600 \end{cases}$$

( $h$  — толщина калориметра).

Используя экспериментальные данные по охлаждению калориметров (рис. 3), можно оценить среднее значение  $\alpha^*$ . Действительно, из вида выражений (2) следует

$$\alpha^*(T_1) = a_1 C(\langle T_0 \rangle) Vd / ((\langle T_0 \rangle - T_\infty) S_{\text{п}}).$$

Среди входящих в данное выражение величин неизвестной является температура окружающего воздуха, которая в проведенных экспериментах составляла  $17 \div 22$  °С. С учетом размеров центрального и кольцевого калориметров, а также определенных значений  $a_1$  и  $\langle T_0 \rangle = a_0$  (табл. 2) найдены коэффициенты  $\alpha^*$  для каждого измерения при  $T_\infty = 17, 22$  °С. По результатам расчетов для разных измерений определено среднее значение и среднеквадратичное отклонение:  $\alpha^* = (31,8 \pm 6,8)$  Вт/(м<sup>2</sup> · К). Полученное значение гарантирует выполнение условия  $L \ll 1$  для рассматриваемого калориметра, что в свою очередь позволяет использовать этот калориметр и описанную выше методику для определения величины переноса энергии в пучке электронов по данным измерений температуры калориметра в процессе его остывания.

Предложенная конструкция калориметра, неоднократно применявшаяся в экспериментах (см. [2, 11]), позволила измерять величину переноса энергии электронов на установках ИГУР-3 и ЭМИР-М до  $(2,0 \div 2,5) \cdot 10^2$  Дж/см<sup>2</sup> (это соответствует давлениям порядка 2 ГПа в алюминии), что дало возможность исследовать откольные явления в меди и алюминиевых сплавах, измерить коэффициент Грюнайзена пироуглерода и т. д. Конструкция оказалась достаточно удобной в эксплуатации с точки зрения ее стойкости к действию электронного пучка и использования в виде отдельного цельного узла. Ее можно вставлять в устройство для облучения образцов, производить замену в случае повреждения при многократном использовании вблизи предельных значений переноса энергии и т. д. Можно оценить предел применимости данной конструкции калориметров при различных уровнях облучения. Предельное значение  $W$  определяется отколом лицевой поверхности материала калориметра (начальная стадия повреждения при однократном облучении пучком электронов) и зависит от ряда параметров: спектра и длительности пучка электронов установки, термодинамических параметров материала калориметра и др. Для калориметра из стали марки ст.3 на используемых установках предельное значение переноса энергии электронов составляет примерно 300 Дж/см<sup>2</sup>, для калориметра из титана или углерода оно больше.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Диянков В. С., Ковалев В. П., Кормилицын А. И. и др.** Обзор экспериментальных установок ВНИИТФ для радиационных исследований // Физика металлов и металловедение. 1996. Т. 81, вып. 2. С. 119–123.
2. **Степовик А. П.** О коэффициенте Грюнайзена пиролитического углерода УПВ-1 // ПМТФ. 1992. № 4. С. 150–152.
3. **Oswald R. B., Schallhorn D. R., Eisen H. A., McLeon F. B.** Dynamic response of solids exposed to a pulsed-electron-beam // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13, N 8. P. 279–281.
4. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. **Степовик А. П.** Методические особенности измерения механических напряжений в материалах при их облучении мощными электронными пучками // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Физика радиац. воздействия на радиоэлектрон. аппаратуру. 1999. Вып. 3/4. С. 132–138.
6. **Степовик А. П., Кормилицын А. И.** Пространственное распределение электромагнитного поля установки ИГУР-3 вблизи ускорительной трубки // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Физика радиац. воздействия на радиоэлектрон. аппаратуру. 1996. Вып. 1/3. С. 203–206.
7. **Рогельберг И. Л., Бейлин В. М.** Сплавы для термпар: Справ. М.: Metallurgia, 1983.
8. **Карслоу Г., Егер Д.** Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
9. **Михеев М. А., Михеева И. М.** Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977.
10. **Физические величины:** Справ. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. **Степовик А. П.** Влияние условий прокатки на характер повреждения меди и алюминиевых сплавов при последующем динамическом нагружении // Физика металлов и металловедение. 1997. Т. 84, вып. 6. С. 104–108.

*Поступила в редакцию 23/VII 2002 г.,  
в окончательном варианте — 4/I 2003 г.*

---