

источника в длинах свободного пробега; $k = \frac{h}{R}$ — относительная высота; $p = \frac{b}{R}$ — относительное расстояние до источника; $B(\mu l)$ — фактор накопления рассеянного излучения для точечного источника на эквивалентной толщине защиты μl [4].

В большинстве случаев (при $p > 3$, $k > 2$) можно пренебречь влиянием самопоглощения в источнике на ослабление излучения в защите. Это обстоятельство позволяет приближенно записать геометрический фактор в выражении (1) в виде

$$g(k, p, \mu_0 R, \mu x) \approx \frac{g(k, p) f(\mu_0 R, k, p)}{K(k, p, \mu x)} e^{\mu x}, \quad (2)$$

где $f(\mu_0 R, k, p)$ — фактор самопоглощения для цилиндрического источника; $g(k, p)$ — геометрический фактор для наполненного газом (непоглощающего) цилиндра; $K(k, p, \mu x)$ — кратность ослабления в защите излучения непоглощающего цилиндра.

Используя приближенное аналитическое выражение кратности ослабления непоглощающего цилиндра [5], перепишем выражение (1) в виде

$$\alpha = \frac{\beta}{Ae^{1,035\mu x} + (1-A)e^{0,85\mu x}} B(\mu l). \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{P}{qh f(\mu_0 R, k, p)}; \quad (3')$$

$$\beta = \frac{\pi P \gamma g(k, p)}{p^2}. \quad (3'')$$

Соотношение (3) было использовано для построения номограмм, с помощью которых можно определять толщину защиты μx в зависимости от α при различных значениях k и p . При этом многократное рассеяние излучения в защите учитывалось по методике, описанной в работе [4]. Номограммы были рассчитаны для различных материалов (бетон, вода, железо и свинец) и различных

значений энергий γ -лучей (0,5; 1; 2 и 3 Мэв). Примеры номограмм такого типа приведены на рисунке для защиты из бетона и энергии γ -лучей $E = 1$ Мэв. При построении номограмм исходные величины были выражены в следующих единицах: P — мкр/сек; q — мг-экв Ra/см³; h — см.

Поясним способ применения приведенных номограмм. Пусть имеется цилиндрический источник высотой 100 см и радиусом 100 см ($k=1$), заполненный водным раствором радиоактивного вещества с энергией γ -лучей, равной 1 Мэв. Удельная активность раствора составляет $1 \cdot 10^{-4}$ мг-экв Ra/см³. Необходимо определить толщину защиты из бетона для точки, находящейся на расстоянии 200 см от оси источника ($p=2$) в плоскости его нижнего основания. Мощность дозы в этой точке не должна превышать 1 мкр/сек. Для рассматриваемого случая $\alpha = \frac{1}{10^{-4} \cdot 10^2 \cdot 0,13} \approx 770$. По номо-

грамме, приведенной на рисунке 6, находим $\mu x = 10$. Для излучения с энергией 1 Мэв это значение соответствует 68,5 см бетона плотностью 2,3 г/см³. В заключение отметим, что значения толщины защиты, определенные описанным выше способом, хорошо согласуются с результатами более сложных вычислений по методу, рекомендованному в работах [1—3].

Поступило в Редакцию 5/VI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Защита ядерных реакторов. Под ред. Роквелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Г. В. Горшков. Гамма-излучение радиоактивных тел и элементы расчета защиты от излучения. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Н. Г. Гусев и др. Защита от излучения протяженных источников. М., Госатомиздат, 1961.
4. Д. П. Осанов, Е. Е. Ковалев. «Атомная энергия», 8, 374 (1960).
5. Е. Е. Ковалев, Д. П. Осанов. «Атомная энергия», 13, 68 (1962).

Температуропроводность и теплопроводность металлического бериллия

В. С. ЧИРКИН

УДК 669.725:536.212

Опубликованные данные о теплопроводности бериллия различаются между собой до 100% [1—4]. В настоящей работе исследовался горячепрессованный бериллий, содержащий 1,264 вес.% примесей (в основном магний и алюминий).

Коэффициент температуропроводности измерялся методом О. А. Краева [4, 5] на пяти цилиндрических образцах (каждый диаметром 36 мм и высотой 16 мм).

На образцах было просверлено по два отверстия диаметром 1,5 мм: первое проходило через центр образца перпендикулярно его торцу, второе — около образующей, параллельно первому отверстию. Расстояния между центром образца и образующими крайнего отверстия составляли: $r_1 = 15,2$ мм $r_2 = 16,8$ мм.

Температура измерялась термомпарами, заделанными в центре и на радиусе r образца. В некоторый момент времени τ температура $t(r, \tau)$ достигала t' ;

спустя $\Delta\tau$ термомпара, установленная в центре образца $t(0, \tau)$, показывала ту же температуру t' . Значения $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \Delta\tau_3 \dots$ измерялись соответственно при температуре $t_1, t_2, t_3 \dots$. Ошибка при измерении времени составляла $\Delta\tau = \pm 0,1$ сек, а при измерении температуры $\Delta t = \pm 0,2\%$.

Величина r_1 меняется с температурой; с учетом коэффициента линейного расширения бериллия $\alpha = 16 \cdot 10^{-6}$ 1/град при 1000°С

$$r_{1,1000^\circ\text{C}} = r_{1,0^\circ\text{C}} (1 + 16,0 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3) = 15,4 \text{ мм.}$$

Коэффициент температуропроводности находится в интервале между двумя предельными значениями:

$$\alpha_{\text{мин}} = \frac{r_1^2}{4(\Delta\tau + 0,1)} \quad \text{при } (t + \Delta t)^\circ\text{C};$$

$$\alpha_{\text{макс}} = \frac{r_2^2}{4(\Delta\tau - 0,1)} \quad \text{при } (t - \Delta t)^\circ\text{C}.$$

Результаты измерений среднеарифметического значения коэффициента температуропроводности a_{cp} ($m^2/ч$) представлены в табл. 1. Коэффициент теплопроводности бериллия вычисляется из соотношения

$$\lambda_t = a_{cp} c_p t \gamma \text{ вт/м} \cdot \text{град.}$$

В табл. 2 приведены величины теплоемкости c_p [3, 4], а также измеренные значения плотности γ и коэффициента линейного расширения α для испытанных образцов бериллия. Значения коэффициента теплопроводности λ даны в табл. 3.

Проверка значений теплопроводности, найденных методом Кольрауша [6], показала хорошее совпадение с полученными результатами.

Выборочные значения измеренных и усредненных величин коэффициента температуропроводности Таблица 1

| t, °C | Направление теплового потока | |
|-------|------------------------------|-------------------------|
| | перпендикулярно прессованию | параллельно прессованию |
| 200 | 0,138 ± 0,012 | 0,111 ± 0,012 |
| 600 | 0,076 ± 0,012 | 0,060 ± 0,012 |
| 1100 | 0,047 ± 0,007 | 0,043 ± 0,003 |

При температурах более 600° С бериллий несовместим с другими материалами, однако малая продолжительность проведения одного измерения (20—30 мин) позволяла сохранить постоянство показаний термодинамика [6].

Отжиг металлического бериллия, т. е. выдерживание образцов металла при постоянной температуре θ , равной 700 ± 15 ; 900 ± 25 и 1100 ± 50 °С за время до 800 ч в среде очищенного аргона и в вакууме $0,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. приводит к снижению температуропроводности при $\theta > 700$ °С.

Результаты подсчета коэффициентов теплопроводности горячепрессованного бериллия по измеренным величинам температуропроводности в направлении,

Зависимость теплоемкости, плотности Таблица 2 и коэффициента линейного расширения от температуры для горячепрессованного бериллия

| t, °C | c_p , кдж/кг·град | γ , кг/м ³ | α , $\times 10^6$ 1/град |
|-------|---------------------|------------------------------|---------------------------------|
| 20 | 1,88 | 1840 | 13,9 |
| 100 | 2,05 | 1838 | 14,3 |
| 300 | 2,43 | 1832 | 16,0 |
| 500 | 2,81 | 1827 | 16,7 |
| 700 | 3,14 | 1821 | 17,7 |
| 900 | 3,39 | 1815 | 18,7 |
| 1100 | 3,60 | 1810 | 19,6 |

перпендикулярном направлению прессования, приведены в табл. 3. В том случае, когда направление теплового потока совпадает с направлением прессования, с течением времени отжига коэффициент теплопроводности изменяется незначительно. Если значение коэффициента теплопроводности при 0° С для только что изготовленного бериллия обозначить λ_0 , а для бериллия, подвергнувшегося отжигу, — λ_∞ , то зависимость этих коэффициентов от температуры приближенно можно записать в виде

$$\lambda'_0 = \lambda_0 (1 - 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot t);$$

$$\lambda'_\infty = \lambda_\infty (1 - 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot t).$$

Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры и времени отжига аппроксимируется формулой

$$\lambda_{t,\tau} = [\lambda'_\infty - (\lambda'_\infty - \lambda'_0) e^{-\alpha\tau}]$$

или

$$\lambda_{t,\tau} = (1 - 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot t) [\lambda_\infty - (\lambda_\infty - \lambda_0) e^{-\alpha\tau}].$$

Согласно табл. 3, экстраполяционные значения теплопроводности при 0° С составляют: $\lambda_\infty \approx 160$ вт/м·град; $\lambda_0 \approx 185$ вт/м·град. Тогда

$$\lambda_{t,\tau} = (1 - 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot t)(160 + 25 \cdot e^{-\alpha\tau}).$$

Используя значения λ_1 и λ_2 для разных значений τ и t , т. е. значения $\lambda_{t,\tau}$ (см. табл. 3), можно вычислить коэффициент α .

Значения коэффициента теплопроводности для металлического бериллия, подвергнувшегося отжигу за время до 800 ч при различной температуре

Таблица 3

| t, °C | Первоначальные значения | | 200 ± 4 ч | | 400 ± 8 ч | | 600 ± 12 ч | | 800 ± 16 ч | | |
|-------|------------------------------|-----------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|------------|-------------|-------------|
| | γ , кг/м ³ | λ , вт/м·град | λ_1 | λ_2 | λ_1 | λ_2 | λ_1 | λ_2 | γ | λ_1 | λ_2 |
| 100 | 1838 | 179 | 158,2 | 168,1 | 152,9 | 159,6 | 148,7 | 151,5 | 1838 | 148,5 | 150,7 |
| 300 | 1832 | 152 | 127,2 | 137,5 | 119,8 | 127,1 | 118,6 | 120,2 | 1832 | 118,4 | 119,0 |
| 500 | 1827 | 119 | 101,1 | 109,0 | 98,5 | 108,0 | 96,8 | 98,0 | 1828 | 96,7 | 98,0 |
| 700 | 1821 | 93 | 84,2 | 90,2 | 82,6 | 89,0 | 82,0 | 82,3 | 1822 | 82,0 | 82,1 |
| 1000 | 1813 | 81 | 76,2 | 77,7 | 74,9 | 76,1 | 74,4 | 75,7 | 1814 | 73,6 | 74,2 |

Примечание. Значение λ_1 получено при $\theta = 1100 \pm 50$ °С, λ_2 — при $\theta = 900 \pm 25$ °С.

Таким образом, для горячепрессованного бериллия зависимость коэффициента теплопроводности от t и τ при $\theta = 700 \div 1100^\circ \text{C}$ можно записать

$$\lambda_{t, \theta, \tau} = (1 - 5,6 \cdot 10^{-4} \cdot t) \cdot [160 + 25e^{-1,69\tau 10^{-5}(\theta - 700)}].$$

На примере настоящего эксперимента с учетом времени отжига уравнение Фурье имеет вид

$$q = -\lambda_{t, \theta, \tau} \text{ grad } t.$$

Следовательно, в области температур, превышающих некоторую пороговую температуру θ' , теплопроводность бериллия, использующегося в качестве замедлителя или отражателя нейтронов [7] при температуре t , будет зависеть от времени термостатирования τ .

Приведенные в настоящей работе измерения были сделаны автором совместно с Е. А. Щербаковым. В обсуждении экспериментов и выборе метода обобщения опытных данных принимали участие Н. Н. Поно-

марев-Степной, С. Г. Телетов, И. Г. Белоусов и В. А. Ходаков. Расчеты были выполнены А. Г. Клименко.

Поступило в Редакцию 25/V 1965 г.
В окончательной редакции 22/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Уайт, Дж. Берк. Бериллий. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Справочник «Теплофизические свойства веществ». Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Госэнергоиздат, 1956.
3. Conference on the Metallurgy of Berillium the Institute of Metals. London, October 1961.
4. В. С. Чиркин. Теплопроводность промышленных материалов. Изд. 2. М., Машиз, 1962, стр. 146.
5. О. А. Краев. «Теплоэнергетика», № 4, 15 (1956).
6. V. Walker et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 6, Suppl., 42 (1963).
7. М. Д. Миллионщиков и др. «Атомная энергия», 17, 329 (1964).

Многоточечный контроль уровней излучений

В. С. ЖЕРНОВ, Е. П. МУРАШОВ, Н. В. РЫЖОВ, В. М. СКАТКИН

УДК 539.16.07

Общая тенденция развития современных средств контроля и управления — централизация и автоматизация — охватила и системы контроля радиационной безопасности крупных ядерных установок. При этом наряду с вопросом централизации контроля уровней ионизирующих излучений в различных фиксированных точках [1, 2] ставится вопрос о централизации контроля индивидуальных доз облучения персонала в процессе работы [3]. Основой этого контроля является непрерывный контроль уровней в точках, где находятся работники.

Одно из направлений создания централизованных систем оперативного контроля технологических параметров — использование электронно-лучевых трубок (ЭЛТ) в качестве многоточечных индикаторов уровней [4]. Целесообразно рассмотреть возможность применения ЭЛТ в качестве многоточечных индикаторов и в системе централизованного контроля радиационной безопасности. Непрерывная и одновременная индикация уровней излучений в различных точках с помощью ЭЛТ, например в виде вертикальных линий пропорциональной длины, позволяет наблюдать общую картину радиационной обстановки и определять величины уровней. Возможность оперативной оценки изменений уровней излучений в отдельных точках, если известна взаимосвязь этих изменений, позволяет оперативно выявлять причины изменения радиационной обстановки и принимать меры для ее нормализации.

Существование многоточечного контроля с применением ЭЛТ требует наличия датчиков, расположенных в соответствующих точках, линий или каналов связи и центрального устройства, которое содержит схемы обработки информации, коммутатора, усилителя и развертки.

При многоточечном дистанционном контроле уровней излучений в датчиках в качестве детекторов, как правило, используются счетчики Гейгера и сцинтилляционные счетчики в импульсном режиме с передачей импульсов по кабелю на центральное устройство. Эти детекторы обеспечивают достаточную для контроля

радиационной безопасности эффективность регистрации излучений, отличаются простотой и надежностью, позволяют проводить измерение всех радиационно опасных видов ионизирующих излучений и радиоактивных загрязнений воздуха: γ - и нейтронных полей, потоков β -частиц, загрязнений воздуха β -активными газами и α - и β -активными аэрозолями. Для компенсации γ -фона при измерении β -излучений используется дополнительный детектор γ -излучения, экранированный от β -излучений.

Скорость счета импульсов детекторов пропорциональна уровням контролируемых излучений. Непрерывность определения средней скорости счета с автоматической компенсацией фона обеспечивается с помощью измерителей разности скоростей счета. Использование таких устройств в количестве, равном числу датчиков, позволяет просто учитывать различие в эффективности детекторов и получать равные значения выходных напряжений для одинаковых по степени радиационной опасности уровней излучений. В целом центральное устройство, содержащее автономные измерители скорости счета и один общий индикатор, может быть названо многоканальным измерителем скоростей счета (МИСС).

Показанная на рисунке схема МИСС работает следующим образом. Входные импульсы от датчиков поступают на формирователи Φ . Выходные импульсы формирователей создают напряжение на соответствующих интегрирующих схемах I , пропорциональное скорости счета (или разности скоростей счета) в каналах. Электронный коммутатор, содержащий ключи K , собирающую схему и распределитель, поочередно несколько десятков раз в секунду подключает интегрирующие схемы к одному общему тракту усиления. При этом ключи выполняют функцию преобразователей напряжения в импульсы пропорциональной амплитуды. Импульсы после усиления подаются на пластины вертикального отклонения луча ЭЛТ. Схема синхронизации обеспечивает синхронность работы электронного коммутатора и схемы горизонтального отклонения