

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

24 $\frac{53}{A-92}$

п БИБЛИОТЕКА

Атомная энергия

147612

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ,
Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН,
И. Ф. КВАРЦАВА, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора),
А. К. КРАСИН, А. В. ЛЕБЕДИНСКИЙ, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ,
М. Г. МЕШЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор),
И. И. НОВИКОВ, В. С. ФУРСОВ, В. В. ШЕВЧЕНКО,
К. Э. ЭРГИС, М. В. ЯКУТОВИЧ

МАРТ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 3



Фотоэффективность кристалла NaJ(Tl) для неколлимированного γ -излучения

Ю. С. Корда, Г. Ф. Тимошевский, В. В. Ремасев

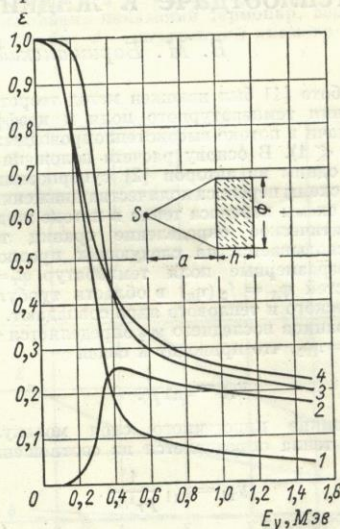
Для решения многих задач экспериментальной ядерной физики, в которых используется сцинтилляционный детектор с кристаллом NaJ(Tl), необходимо знать эффективность фоторегистрации γ -квантов с различной энергией кристаллом. Используя метод статистических испытаний (метод Монте-Карло), Бергер [1] получил полную эффективность и так называемое фотовзаимодействие для узкого коллимированного пучка γ -лучей. В нашей работе прямым стохастическим методом рассчитана фотоэффективность кристалла NaJ стандартного размера для пучка расходящихся γ -лучей от точечного источника в интервале энергий от 60 кэв до 1,5 Мэв. Поскольку сцинтилляционный кристалл — достаточно эффективный детектор, применение прямого метода вполне оправдано для не очень больших энергий γ -лучей.

Расчет проводился для кристалла размером 29×15 мм по следующей схеме. Фотоны вводились в часть пространства (конус), образованную источником и торцом кристалла NaJ (см. рисунок). Сначала определялся угол падения фотона на поверхность кристалла, затем координаты точки первого столкновения фотона [2]. Сравнивая эти координаты с размерами кристалла, определяли, произошло столкновение внутри кристалла или нет. Если столкновение было вне кристалла, то фотонная история на этом прекращалась и вводился новый фотон. В противном случае в кристалле NaJ, приведенных в работе [3], определялись атом и тип столкновения. Сечение когерентного рассеяния вычиталось. В рассматриваемой области энергий вероятностью образования пар можно было пренебречь. При фотопоглощении фотона в кристалл вводился новый квант.

В случае комптоновского столкновения определялась энергия рассеянного фотона и весь процесс возобновлялся для него. Процедура повторялась до тех пор, пока энергия комптоновского кванта не становилась равной или меньше 40 кэв. После этого фотон считался поглощенным в результате фотоэффекта. Так как потери фотоном всей энергии в результате фотоэффекта или многократного комптоновского рассеяния, при котором в конце концов энергия фотона становится равной или меньше 40 кэв, приводят практически к одинаковому по величине световым вспышкам в кристалле, то последние фотоны считались поглощенными в результате фотоэффекта. Отношение числа этих фотонов к полному числу введенных фотонов и есть фотоэффективность кристалла. Кроме того, при расчете мы получили полную эффективность и фотовзаимодействие для того же кристалла.

Возможными случаями вылета фотона с энергией 40 кэв и меньше из кристалла пренебрегалось по следующим соображениям. В области высоких энергий (~ 1 Мэв) столкновения фотонов внутри кристаллов происходят во всем объеме. А так как полный коэффициент поглощения NaJ для $E_\gamma = 40$ кэв очень большой, то вероятность вылета фотона с та-

кой энергией из кристалла очень мала. В то же время при таких энергиях в кристалле практически происходят только фотопроцессы. Поэтому комптоновский фотон с энергией 40 кэв или меньше можно считать поглощенным в кристалле. Указанное «обрезание» по энергии не должно вносить заметной ошибки в расчет.



Эффективность регистрации γ -излучения (ϵ) кристаллом NaJ(Tl); E_γ — эффективность регистрации γ -квантов, испущенных точечным источником S в образованный кристаллом телесный угол ($a = 36$ мм, $h = 15$ мм, диаметр 29 мм):

- 1 — фоторегистрация; 2 — комптоновская регистрация;
3 — фотовзаимодействие $\left(\frac{N_{\text{фото}}}{N_{\text{компт}} + N_{\text{фото}}} \right)$; 4 — полная эффективность.

Генерирование случайных чисел при расчете на электронной машине производилось методом конгруэнтного умножения [4]: $r_m = 2^{-29} R_m$, $R_{m+1} = 5^{11} R_m \text{ modulo } 2^{29}$, $R_0 = 1$. При этом мы имели 2^{27} различных случайных чисел r_m , распределенных в интервале 0—1.

На рисунке показаны полученные кривые. Кроме фотоэффективности, на нем приведены полная эффективность и фотовзаимодействие. Расчетная ошибка определялась по формуле $\sigma = \sqrt{\frac{1-p}{Np}}$, где p — искомая вероятность регистрации квантов; N — полное число введенных квантов, если p — фотоэффективность или полная эффективность, и полное

число зарегистрированных квантов, если p — фото-взаимодействие. Ошибка в расчете не превышала 2% по всем кривым.

Следует заметить, что при использовании кривой фотоэффективности в области энергии фотонов 100 $\kappa\text{эв}$ и ниже нужно учитывать «спик вылета», т. е. случаи, когда рентгеновский квант поада ($\sim 28 \kappa\text{эв}$) вылетает из кристалла.

Авторы благодарят А. П. Ключарева за помощь в выполнении настоящей работы.

Поступило в Редакцию 27/VI 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Berger, J. Doggett. J. Res. Nat. Bur. Standards, 56, 355 (1956).
2. M. Berger. J. Res. Nat. Bur. Standards, 55, 343 (1955).
3. G. White. Report NBS-1003, 1952.
4. Monte Carlo Methods. Proc. of a Symposium held in 1954 (H. A. Meyer, N. Y., Wiley, 1956).

О теплоотдаче к жидким металлам при течении в трубах

В. М. Боршанский, Т. В. Заблочкина, Н. И. Иващенко

В работе [1] был изложен метод теоретического вычисления температурного поля и коэффициента теплоотдачи в потоке высокотеплопроводных жидкостей ($Pr \ll 1$). В основу расчета положена предложенная одним из авторов [2] суперпозиция трехслойной схемы переноса количества движения и трехслойной схемы переноса тепла в потоке жидкости.

Аналитическое определение границ тепловых слоев основывается на следующих предположениях:

1. Безразмерные поля температур $\varphi_T = f_1(\eta_T)$ и скоростей $\varphi_D = f_2(\eta_D)$ в области турбулентного динамического и теплового ядра совпадают. В связи с этим граница последнего y_{T2} определяется из условия $\eta_{D2} = \eta_{T2}$, что приводит к связи

$$y_{T2} = y_{D2} \frac{1}{Pr} \quad (1)$$

2. Граница пристенного слоя молекулярного переноса тепла определяется из соотношения

$$y_{T1} = y_{D1} \frac{1}{Pr^{1/3}} \quad (2)$$

В этих формулах

$$\varphi_T = \frac{\Delta t}{t^*}, \quad \varphi_D = \frac{w}{v^*}, \quad \eta_T = \frac{y v^*}{a}, \quad \eta_D = \frac{y v^*}{\nu}$$

Здесь Δt — разность температур; t^* — динамическая температура (q — удельный тепловой поток; c — теплоемкость; γ — удельный вес; $v^* = \sqrt{\frac{\tau_{ст}}{\rho}}$ — динамическая скорость где ρ — плотность, $\tau_{ст}$ — напряжение трения на стенке); $a = \frac{\lambda}{\rho c \gamma}$ — температуропроводность; ν — кинематический коэффициент вязкости.

В свете современных взглядов [3—5] можно принять совпадение безразмерных полей температур φ_T и скоростей φ_D по всему сечению потока.

В этом случае условие (2) записывается в виде

$$y_{T1} = y_{D1} \frac{1}{Pr} \quad (2')$$

Значения границ y_{D1} и y_{D2} определялись по трехслойной динамической схеме потока:

$$\eta_{D1} = \frac{y_{D1} v^*}{\nu} = 5, \quad \eta_{D2} = \frac{y_{D2} v^*}{\nu} = 30.$$

Коэффициенты теплоотдачи и полей температур вычислялись с использованием интегрального соотношения из работы [6] и подробно описаны в работе [1].

На рис. 1 дается сопоставление расчетов по двум вариантам суперпозиций тепловых и динамических

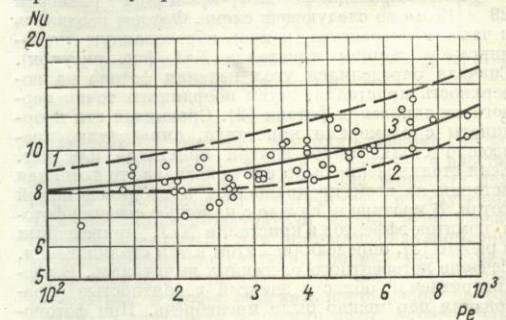


Рис. 1. Зависимость $Nu = f(Pr)$:

1 — кривая, рассчитанная [1] по трехслойной тепловой схеме (первый вариант); 2 — кривая, рассчитанная по трехслойной тепловой схеме (второй вариант); 3 — кривая, рассчитанная по формуле $Nu = 7,5 + 0,005 Pe$; \circ — опыты авторов.

слоев. Принято, что турбулентное число Прандтля $\frac{1}{\epsilon} = \frac{v_{турб}}{a_{турб}} = 1$ и $\omega = \frac{w}{v} = 1$, где w — скорость на

данном радиусе, \bar{w} — средняя по сечению скорость потока. На графике показаны опытные данные, полученные авторами статьи при исследовании теплоотдачи к металлическому натрию при течении его в медной вертикальной трубе $d = 40 \text{ мм}$. Эти опыты проводились при $q = (23-64)10^3 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{час}$, $Re = (21-128)10^3$ и $Pe = 100-1000$. Распределение температур жидкости по сечению потока измерялось термозондом на расстоянии $25d$ от начала обогрева и на расстоянии $40d$ от входа в трубу. Коэффициенты теплоотдачи рассчитывались по измеренному полю температур.

Можно отметить соответствие между теорией и опытом. В то же время в расчетной практике удобнее пользоваться не общим видом теоретического реше-