

7. Bethe H.A. Moliere's Theory Scattering. - "Phys. Rev.", 1953, v.89, p. 1256-1266.
8. Landau L. On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation. - "J.Phys.", 1944, v. 8, p. 201-205.
9. Blunk O., Westphal K. Zum Energieverlust Energiereicher Elektronen in dunnen schichten. - "Zeit. Phys.", 1951, Bd. 130, S. 641-649.
10. Birkhoff R.D. The Passage of Fast Electrons Through Matter. Handbuch der Physik, Berlin, 1958, v. 34, p. 53-138.
11. Berger M.J., Seltzer S.M. Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tangsten and Tantalum Targets. - "Phys. Rev.", 1970, v.26, p.621-627.
12. Lackner H., Kohlberg I., Nablo S.V. Production of Large Electric Field in Dielectrics by Electron Injection. - "J. Appl.Phys.", 1965, v.36, p.2064-2065.

КВАЗИАДИАБАТИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР В ДОЗИМЕТРИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ

Н. И. Рублев, Ю. В. Семенов, В. В. Фролов

В дозиметрии пучков частиц релятивистских энергий, как и в дозиметрии вообще, существует задача прямого измерения поглощенной энергии в веществе с помощью калориметрической методики. Однако в настоящее время калориметрия пучков частиц релятивистских энергий не развита так тщательно, как, например, реакторная калориметрия. Это связано как с экспериментальными трудностями, так и с отсутствием полных характеристик взаимодействия частиц высоких энергий с веществом. Последнее не позволяет тщательно рассчитать поглощенную энергию в поглотителе калориметра.

Экспериментальные трудности развития метода следующие: ярко выраженный импульсный характер пучков частиц релятивистских энергий; неравномерное пространственно-угловое распределение частиц в пучке; низкая интенсивность пучков.

Известно всего лишь несколько сообщений о работах, развивающих указанный выше метод калориметрии [1,2].

В данной статье описана калориметрическая методика, разработанная для дозиметрии импульсных пучков протонов релятивистских энергий. Генерируемые ускорителями релятивистских энергий пучки частиц имеют следующие временные параметры: длительность импульса от 10^{-7} до 10^{-1} с (в зависимости от системы вывода пучка из ускорительной камеры) и скважности порядка нескольких секунд. Так как в большинстве случаев длительность импульса отличается от периода их следования на несколько порядков, то, очевидно, калориметрическая методика должна основываться на возможности измерения импульсного нагрева поглотителя. В связи с этим остановимся на некоторых общих вопросах, связанных с механизмами теплопроводности и имеющими существенное значение для импульсного нагрева тел. После мгновенного возмущения равновесного распределения микрочастиц в веществе, равновесное состояние восстанавливается с постоянной времени τ_p . Оценим пространственно-временное разрешение нестационарных температурных полей, действующих при импульсном нагреве в поглотителе из диэлектрика. Минимальный размер участка (где существует равновесность распределений микрочастиц по энергиям, т.е. существует термодинамическая температура вещества) равен средней длине свободного пробега микрочастиц l_p . Минимальный промежуток времени, за который устанавливается новое значение термодинамической температуры при ее изменении во времени, определяется τ_p . В диэлектриках основной механизм теплопроводности — фононный. Оценки, сделанные по работам [3,4], показывают, что в нормальных условиях средняя длина свободного пробега фононов $l_{p\phi} = 10^{-7} \cdot 10^{-6}$ см, а средняя поступательная скорость фононов $U_{\phi} \approx 10^5$ см/с, т.е. время релаксации вещества для диэлектриков $\tau_p \approx l_{p\phi}/U_{\phi} = 10^{-11} - 10^{-10}$ с. Следовательно, за указанное выше время облучения и для характерных пространственно-угловых распределений частиц в пучке [5] по поглотителю калориметра установится нестационарное поле термодинамических температур. При этом теплообмен в поглотителе подчиняется закону Фурье, согласно которому плотность теплового потока q выражается через температурный градиент

$$q = -\alpha \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (1)$$

где T — температура вдоль направления n ; α — коэф-

коэффициент теплопроводности. Заметим также, что при неравномерном состоянии вещества, когда термодинамической температуры не существует, закон Фурье теряет физический смысл.

Если температура поглотителя T_n мало отличается от температуры оболочки калориметра $T_{об}$, то можно принять, что тепловые потери пропорциональны разности $T_n - T_{об}$, и вместо соотношения (1) можно написать ньютоновский закон охлаждения:

$$\dot{q} = -\alpha F (T_n - T_{об}), \quad (2)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, F - площадь поверхности.

Тогда изменение температуры поглотителя во времени будет иметь вид [6]

$$T_n = T_{об} + (T_n^{нач} - T_{об}) e^{-\frac{\alpha F}{mc} t}, \quad (3)$$

где $T_n^{нач}$ - начальная температура; m - масса; c - теплоемкость.

Если внутри поглотителя выделяется мощность P , то уравнение теплового баланса записывается так:

$$\frac{dT}{dt} + \frac{\alpha F}{mc} (T_n - T_{об}) = \frac{P}{mc}. \quad (4)$$

Поскольку при импульсном нагреве мощность P меняется во времени, но выполняется соотношение $(\frac{dT}{dt} \Delta t) \ll 1$, где Δt - время импульса облучения, то калориметр работает в режиме с переменной скоростью теплообмена. При этом увеличение температуры будет пропорционально переданной поглотителю энергии. В отличие от адиабатического и изотермического калориметров калориметр с переменной скоростью теплообмена не требует постоянства P во времени.

Проинтегрируем уравнение (4) по времени и получим количество энергии Q , выделившееся в поглотителе за время Δt :

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt = mc \left[(T_{n2} - T_{n1}) + \frac{\alpha F}{mc} \int_{t_1}^{t_2} (T_n - T_{об}) dt \right] = mc(\Delta T + \delta), \quad (5)$$

где T_{n1} и T_{n2} - температура поглотителя в момент времени t_1 и t_2 . Первое слагаемое в выражении (5) есть из-

менение температуры поглотителя ΔT , а второе — поправка на теплообмен δ . Так как $\frac{\alpha F}{mc} \Delta t \ll 1$, то в разложении экспоненты в выражении (3) можно ограничиться двумя первыми членами. Тогда для интервалов, сравнимых с Δt , поправка на теплообмен будет линейной функцией времени, т.е. имеем согласно работе [6]

$$\delta = -(t^* - t_1) \left(\frac{dT_n}{dt} \right)_1 - (t_2 - t^*) \left(\frac{dT_n}{dt} \right)_2, \quad (6)$$

где $(dT_n/dt)_1$ и $(dT_n/dt)_2$ — скорость изменения температуры поглотителя до и после импульса облучения, а время t^* определяется из соотношения

$$\int_{t_1}^{t^*} (T_n - T_{n1}) dt = \int_{t^*}^{t_2} (T_{n2} - T_n) dt. \quad (7)$$

Таким образом, для повышения точности измерения значения φ необходимо уменьшать теплообмен между оболочкой и поглотителем калориметра.

В разработанной авторами конструкции теплообмен сведен к минимуму как за счет высокого качества тепловой изоляции поглотителя, так и за счет применения радиационных экранов. Радиационные экраны, облучаясь вместе с поглотителем, создают для него квазиadiaбатический режим нагрева во время действия импульса излучения. Следовательно, разработанный калориметр можно классифицировать как квазиadiaбатический калориметр с переменной скоростью теплообмена. Поглотитель калориметра выполнен из тканезквивалентного материала, что позволяет решать большинство задач дозиметрии. Анализ работ [7,8] показал, что если поглотитель сделать достаточно тонким (меньше 1 см), то вкладом ядерных взаимодействий и многократного рассеяния можно пренебречь и считать, что релятивистские протоны теряют свою энергию в поглотителе за счет процессов ионизации и возбуждения и вся эта энергия остается в поглотителе. Таким образом можно определить поглощенную энергию с погрешностью 6% для протонов с энергией от 1 до 10 ГэВ. На рис. 1 представлена схема конструкции калориметра. Поглотитель из лавсана имеет форму диска диаметром 30 мм и толщиной 3 мм. Поверхность поглотителя алюминизирована. В центре поглотителя находится терморезистор, выполненный в виде бусинки диаметром 0,3 мм. В поглотителе монтируется нагревательная спираль с сопротивлением 1 кОм. Радиационные экраны изготовлены из лав-

сана с алюминизированной поверхностью. Оболочка поглотителя укреплена в вакуумной камере. Через вакуумный ввод камера откачивается до давления 10^{-4} мм рт.ст., что позволяет полностью избавиться от конвективного теплообмена. Вакуумная камера помещена в термостат. Вакуумный электрический ввод служит для соединения терморезистора с измерительной схемой. В разработанной конструкции тепловые шумы меньше 10^{-5} °С/мин. В качестве датчика температуры в калориметре используется терморезистор, изменение сопротивления которого ΔR пропорционально изменению температуры поглотителя ΔT_n :

$$\Delta R = -\beta R \Delta T_n, \quad (8)$$

где R — сопротивление, а β — температурный коэффициент сопротивления терморезистора.

Значение ΔR измеряется с помощью моста постоянного тока. При этом импульсное напряжение разбаланса регистрируется в режиме неуравновешенного моста. Из выражений (5) и (8) следует, что количество выделившегося в поглотителе тепла равно

$$Q = \frac{m c}{\beta R} \Delta R^*, \quad (10)$$

где ΔR^* — изменение сопротивления терморезистора при отсутствии тепловых потерь во время импульса.

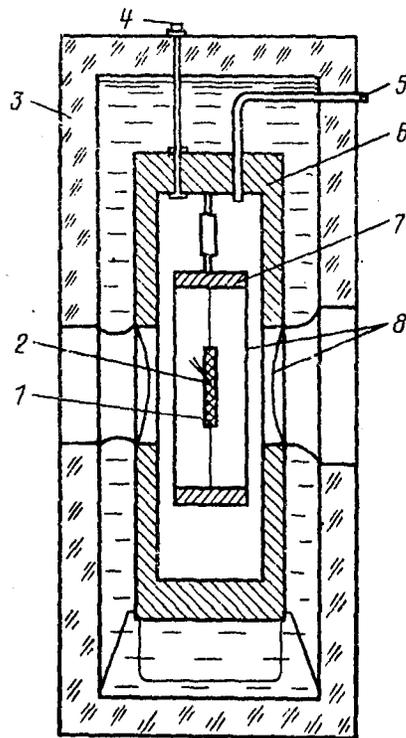


Рис. 1. Схема конструкции калориметра:

1 — поглотитель; 2 — терморезистор; 3 — термостат; 4, 5 — вакуумный электрический ввод; 6 — камера; 7 — оболочка поглотителя; 8 — радиационные экраны

Градуировочный коэффициент калориметра, с учетом всей измерительной схемы, определяется как изменение напряжения разбаланса моста, соответствующее выделившейся в поглотителе мощности $\text{мкВ}/(\text{с}\cdot\text{мВт})$. На рис. 2 представлена измерительная схема калориметрической установки. В схеме используется усилитель постоянного тока с полосой пропускания сигнала от 0,01 до 10^3 Гц с входным сопротивлением 10^8 Ом. Шум на входе усилителя около 1 мкВ. Градуировка калориметра проводилась по джоулевому теплу, выделявшемуся в поглотителе при прохождении электрического тока по нагревательной спирали. Градуировочный коэффициент равен $4,8 \text{ мкВ}/(\text{с}\cdot\text{мВт})$. Погрешность градуировки приблизительно равна 1%. Чувствительность калориметра по поглощенной энергии исследовалась на пучке протонов с импульсом 3–10 Гэв/с синхротрона ЛВЭ ОИЯИ (импульсный разброс пучка $\Delta p/p = 1-2 \cdot 10^{-4}$ [9]). Интенсивность пучка менялась в пределах от 10^8 до 10^{11} протонов на импульс; длительность импульса менялась от 50 до 400 мс. В качестве мониторов пучка использовались: люминесцентный экран с телекамерой – для определения геометрических размеров пучка; импульсно-токовая ионизационная камера – для измерения интенсивности пучка. Ионизационная камера прокалибрована по индукционному датчику интенсивности пучка системы медленного вывода ускорителя [10]; точность измерения интенсивности пучка при этом равна 10%. На рис. 3

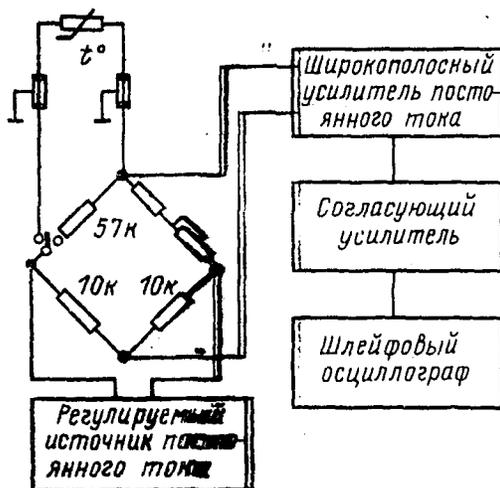


Рис. 2. Измерительная схема калориметрической установки.

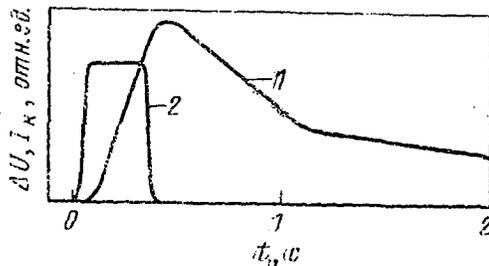


Рис. 3. Осциллограммы импульса напряжения разбаланса моста ΔU (1) и тока ионизационной камеры I_K (2)

приведены осциллограммы импульса напряжения разбаланса моста ΔU , пропорционального изменению температуры поглотителя тока ионизационной камеры I_K , пропорционального интенсивности пучка.

Чувствительность калориметра, определенная по разбалансу моста, по дозе в радах на 1 протон/см² и измеренной интенсивности пучка, равна 5,1 мкВ/(с·мВт). Отличие калибровочной чувствительности от измеренной на ускорителе составляет 6%, т.е. меньше суммарной погрешности, состоящей из погрешности расчета дозы в радах на 1 протон/см², равной 6%, и погрешности измерения интенсивности пучка, равной 10%.

Таким образом, разработанная методика на основе квазиadiaбатического калориметра с переменной скоростью теплообмена может быть использована при проведении экспериментальных исследований по дозиметрии и радиобиологии проводимых на импульсных пучках ускорителей релятивистских протонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Круглов С.П., Мус К.Ф. Квазиadiaбатический дифференциальный калориметр для измерения интенсивности высокоэнергетических пучков протонов. - В сб.: Тезисы докладов научно-технического совещания по калориметрии ионизирующих излучений. М., ВНИИФТРИ, 1970. -
2. Калориметрическая градуировочная установка для измерения тормозного излучения с энергией 6-30 МэВ. - В сб.: Тезисы докладов научно-технического совещания по ка-

лориметрии ионизирующих излучений. М., ВНИИФТРИ, 1970.
Авт.: В.И. Горбунов, В.А. Воробьев, Ю.О. Гавколов,
А.М. Колбин.

3. Займан Д. Электроны и фононы. М., Изд-во иностр. лит.,
1962.

4. Могилевский Б.М., Чудновский А.Ф. Теплопроводность
полупроводников. М., Наука, 1972.

5. Василишин Б.В., Иссинский И.Б., Михайлов В.А. Ана-
литический расчет и оценка параметров системы медленного
вывода пучка из синхрофазотрона ОИЯИ. Препринт ОИЯИ
№ 9-7498. Дубна, 1973.

6. Попов М.М. Термометрия и калориметрия. М., Изд-во
МГУ, 1954.

7. Armstrong T.W., Chandler K.C. Calculation
of the absorbed dose and dose equivalent from
neutrons and protons in the energy range from
3.5 GeV to 1.0 TeV. Oak Ridge, ORNL-TM-3758,
1970.

8. Armstrong T.W., Chandler K.C. Spar A For-
tran program for computing stopping powers and
ranges for muons, charged pions, protons and he-
avy ions, Oak Ridge, ORNL-4869, 1973.

9. Василишин Б.В., Иссинский И.Б., Кулакова Е.М. Мед-
ленный вывод пучка из синхрофазотрона ОИЯИ. Препринт
ОИЯИ № Р9-6972, Дубна, 1973.

10. Медленный вывод пучка из синхрофазотрона ОИЯИ.
Препринт ОИЯИ № Р9-6973. Дубна, 1973. Авт.: Б.В. Ва-
силишин, В.И. Волков, Л.П. Зиновьев, И.Б. Иссинский,
С.В. Каленов, С.А. Новиков, Б.Д. Омельченко, Н.И. Павлов,
В.Ф. Сиколенко.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ДОЗЫ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Г. Пархомов

Калориметрические методы дозиметрии наиболее точны и
позволяют определить поглощенную энергию излучения не-
посредственно в исследуемом веществе. Однако в настоящее
время калориметры широко применяют лишь для измерения
активности источников [1] и для внутриреакторных измере-