

90-241



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4237/90

P7-90-241

А. А. Астапов, В. С. Барашенков, Л. Н. Зайцев<sup>1</sup>,  
М. Б. Краюхин<sup>2</sup>, А. А. Иванов<sup>1</sup>, А. Ю. Климов<sup>3</sup>,  
Д. Г. Павельев<sup>3</sup>, В. К. Панкратов<sup>1</sup>, А. Я. Полянский,  
А. Н. Соснин, А. Д. Ткаченко<sup>2</sup>, С. Ю. Шамаков,  
И. А. Хребтов<sup>2</sup>

ОБЛУЧЕНИЕ ВТСП-БОЛОМЕТРОВ  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ (1 МэВ/НУКЛОН)  
И ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в "Журнал технической физики"

<sup>1</sup>Московский инженерно-физический институт

<sup>2</sup>Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова,  
Ленинград

<sup>3</sup>Институт прикладной физики АН СССР, Горький

## 1. ВВЕДЕНИЕ

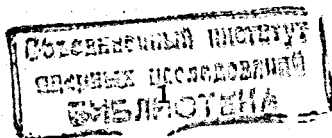
Использование высокотемпературных сверхпроводящих пленочных материалов позволяет перевести описанные в работе <sup>1/</sup> высокочувствительные и быстродействующие приемники электромагнитных излучений с гелиевых на азотные температуры <sup>2-4/</sup>, что открывает новые возможности их применения, в частности, в полях сильно ионизирующих космических и искусственных излучений. При этом возникает вопрос, во-первых, не приведет ли тепловыделение в различных деталях ВТСП-приборов, порождаемое интенсивными ливнями вторичных частиц, к ухудшению их рабочих параметров, и, во-вторых, как поведут себя эти приборы при очень больших дозах облучения.

Чтобы ответить на эти вопросы, мы разработали математическую модель развития адронных каскадов в деталях болометра и распределения выделяющейся в них тепловой энергии и начали серию экспериментов на ионных пучках синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ и ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. В настоящей работе излагаются первые результаты этих исследований.

## 2. КОНСТРУКЦИИ ВТСП-БОЛОМЕТРОВ И ИХ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В качестве чувствительных элементов ВТСП-болометров служили напыляемые лазерным методом пленки состава  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  на подложках из титаната стронция  $SrTiO_3$ . При толщинах 1000-1500 Å сопротивление чувствительного квадрата составляло от 5 до 20 Ом, что соответствует удельному сопротивлению  $(1-2) \times 10^{-4}$  Ом/см<sup>2</sup>. Отношение сопротивления контактов к сопротивлению ВТСП-пленки в нормальном состоянии  $R_{кон}/R_n = 2-3$ . Температура сверхпроводящего перехода пленок  $T_c$  — в пределах от 83 до 90 К. Ширина перехода по уровню  $0,1-0,9 \Delta T_c = (1-2)$  К, что соответствует температурному коэффициенту сопротивления  $(1-2)/K$ .

В экспериментах использовались два несколько различающихся по своей конструкции болометра. На рис.1 приведена схема болометра № 1.



Основные параметры исследуемых болометров

Характеристика	Бол. № 1	Бол. № 2
Сопротивление чувствительной площадки, $R_N$ [Ом]	10	5
Сопротивление в рабочей точке $R_6$ [Ом]	100	150
Температура перехода, $T_c$ [K]	87	89,5
Ширина перехода, $\Delta T_c$ [K]	1,2	1,3
Коэффициент теплопотерь, $G$ [Вт·К <sup>-1</sup> ]	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Ток смещения [мА]	1	2
Вольт-ваттная чувствительность, $S$ [В/Вт]	14	30,8
Временная постоянная, $\tau$ [с]	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
Пороговый поток, $\phi_n$ [Вт/Гц <sup>1/2</sup> ] на частоте модуляции 12,5 Гц	$2,3 \cdot 10^{-10}$	$3,7 \cdot 10^{-10}$

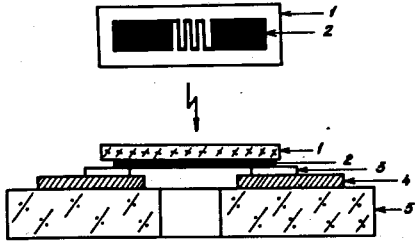


Рис.1. Конструкция ВТСП-болометра № 1: 1 — подложка; 2 — ВТСП — пленка; 3 — контактол; 4 — поликор.

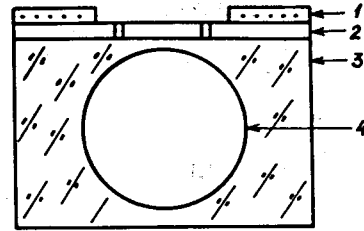


Рис.2. Конструкция ВТСП-болометра № 2: 1 — пленочные контакты; 2 — ВТСП-пленка  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ; 3 — подложка из  $SrTiO_3$ ; 4 — мембрана; 5 — чувствительная площадка.

Подложка из  $SrTiO_3$  с поперечными размерами  $2,5 \times 0,8$  мм, толщиной 70 мкм, с нанесенной на нее ВТСП-пленкой и золотыми контактными слоями, с помощью электропроводящей пасты приклеивалась к контактным тонкопленочным площадкам на поликоровой ( $Al_2O_3$ ) пластинке. Контактные площадки выполнены из сплава  $Cr-Cu-Cu$ . Размеры пластинки  $1 \times 10 \times 10$  мм. Излучение поступает на приемную ВТСП-площадку через отверстие с диаметром 0,2 мм в ее центре. Для увеличения сопротивления сверхпроводящая пленка методами фотолитографии выполнена в виде змейки, заполняющей квадрат  $0,1 \times 0,1$  мм. Поликоровая пластинка механически прижималась к медному основанию, на котором расположен проволочный 100-омный нагреватель и полупроводниковый термометр.

На рис.2 показана конструкция болометра № 2. На одном из торцов массивной подложки из кристалла  $SrTiO_3$  диаметром 8 мм и толщиной 5 мм механической полировкой изготавливалась мембрана толщиной 35 мкм. Чувствительная площадка  $0,1 \times 0,1$  мм формировалась путем лазерного скрайбирования в виде змейки. Контакты выполнены из серебряной пленки.

Основные характеристики используемых болометров представлены в табл.1. На рис.3 и ниже на рис.10 приведены температурные зависимо-

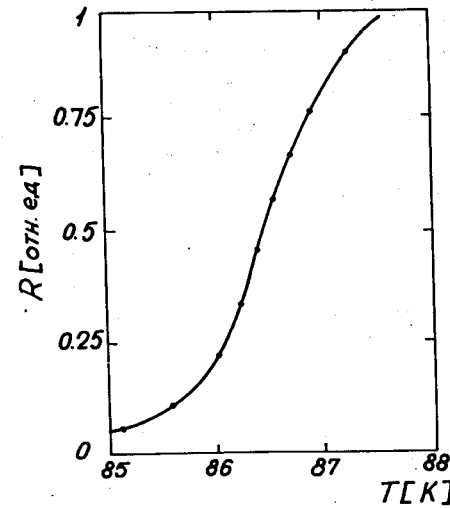
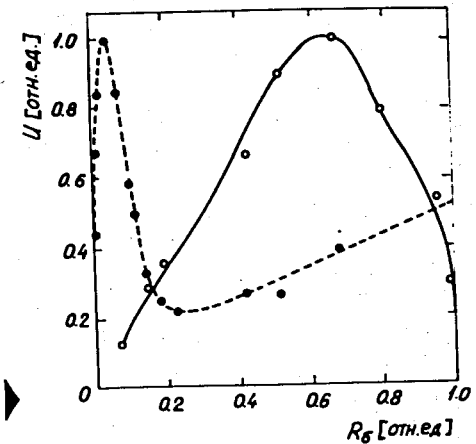


Рис.4. Зависимость амплитуды выходного сигнала (сплошная кривая) и уровня шума (пунктир) болометра № 2 от величины сопротивления в рабочей точке.

Рис.3. Температурная зависимость сопротивления чувствительного элемента болометра № 1.



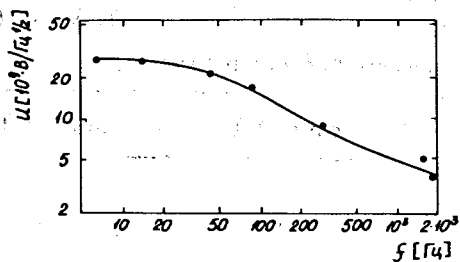


Рис.5. Частотный спектр шумов болометра № 1.

сти сопротивления болометров. Рис.4 показывает резистентные зависимости величины сигналов, соответствующие положению рабочей точки в интервале переходных температур  $\Delta T_c$ . Хорошо

видно возрастание шумов на границах интервала, где крутизна кривой  $R(T)$ , а следовательно, и чувствительность болометра, малы. На рис.5 изображен спектр шумов болометра № 1 в рабочей точке, соответствующей середине интервала  $\Delta T_c$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Было выполнено два эксперимента — с ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ ; целью первого из них явилась оценка влияния облучения высокоэнергетическими частицами на характеристики приемного оптического устройства в его "рабочих условиях", когда болометр находится внутри вакуумированного объема криостата при температуре, близкой к середине сверх-

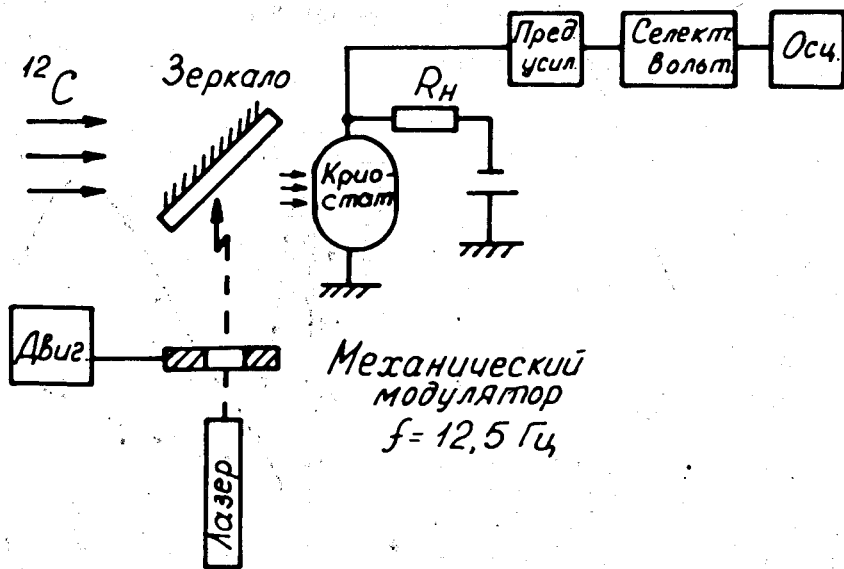


Рис.6. Схема установки для эксперимента с ионами  $^{12}\text{C}$ .

Рис.7. Схема приемного устройства на базе криостата ЭВ-214.

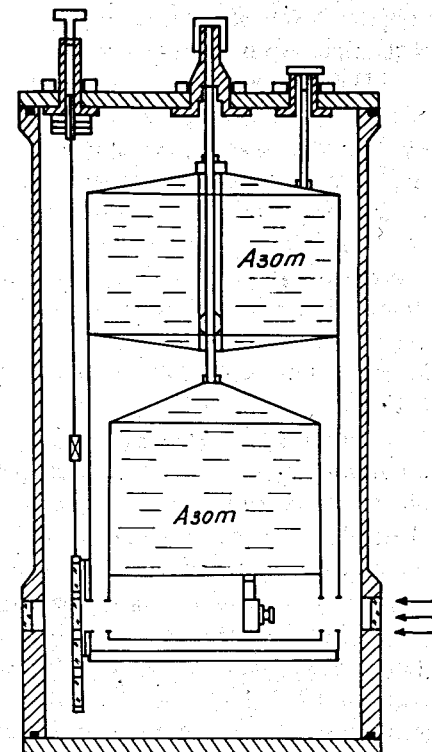
проводящего перехода, и на него одновременно с оптическим сигналом действует пучок сильно ионизирующих частиц, которые рассеиваются стенками и входным окном криостата, установленными в нем диафрагмами и другими конструктивными деталями. Задача второго эксперимента с ионами  $^{16}\text{O}$  заключалась в изучении влияния больших ( $> 10^{12}$  ионов/ $\text{см}^2$ ) доз облучения.

Схема установки, использовавшейся в опыте с ионами  $^{12}\text{C}$ , показана на рис.6. Болометрическая головка (см. характеристики болометра №1 в табл.1) помещалась в криостат и нагружалась сопротивлением  $R_H$ . Источником оптического сигнала служило излучение газового лазера ЛГ-78 с длиной волны  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ . Излучение модулировалось на частоте 25 Гц с помощью дискового механического модулятора и зеркалом направлялось в криостат на болометр.

Электрический сигнал болометра усиливается малошумящим усилителем с коэффициентом усиления 1000 и полосой пропускания от 10 Гц до 200 кГц. Уровень шумов на частоте 25 Гц составлял  $5 \cdot 10^{-9} \text{ В/Гц}^{1/2}$ . В качестве анализатора использовался селективный вольтметр типа УНИПАН, который может работать и в широкополосном режиме.

Мы использовали стандартный криостат ЭВ-214, предназначенный для работы с сверхпроводниковыми болометрами на основе низкотемпературных сверхпроводников. Жидкий азот заливался в резервуар, используемый обычно для гелия (см. рис.7). Медное основание болометра через фторопластовую прокладку крепилось к дну этого резервуара. Оптическое излучение и поток частиц поступал через окно из кристаллического кварца с диаметром 22 и толщиной 3 мм, расположенное на расстоянии  $l = 50 \text{ мкм}$  от ВТСП-пленки.

Интенсивность пучка ионов  $^{12}\text{C}$  с энергией 3,65 ГэВ/нуклон составляла 800 частиц/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Пучок подавался импульсами длитель-



ностью 0,6 с с периодом 10 с. Его ширина в несколько раз превосходила диаметр входного окна.

Измерения выполнялись в следующем порядке. Задавали ток смещения и напряжение на нагреватель, выводили болометр в рабочую точку, где его чувствительность максимальна. По стрелочному прибору измерялся и наблюдался на осциллографе уровень собственных шумов установки, сначала в узкой полосе на частоте 25 Гц, затем — в широкой до 100 кГц. После этого подавался модулированный с частотой 25 Гц световой пучок лазера и на выходе наблюдалось отношение сигнал/шум. Электромагнитные помехи отсутствовали. Измерения выполнялись дважды — без пучка и с пучком ионов. Длительность сеанса непрерывных наблюдений составляла 4 ч, что соответствует интегральной дозе  $1,2 \cdot 10^8$  ионов/см<sup>2</sup>.

Никаких изменений амплитуды и спектра шумов ни в узкой, ни в широкой полосах в эксперименте не обнаружено. Не замечено также и изменений температурных и резистентных кривых на рис.3 и 4. В пределах точности измерений приемное устройство работало устойчиво как без пучка ионов, так и в условиях облучения. Сбои в его работе следует ожидать при значительно больших потоках ионов (см. ниже).

В эксперименте с ионами <sup>16</sup>O чувствительный элемент болометра (см. бол. № 2 в табл.1) помещался в вакуумированную камеру (с давлением  $10^{-3}$  Па) вне криостата и имел температуру не выше 100°C. Поток ионов <sup>16</sup>O с интенсивностью  $10^9$  ионов/(см<sup>2</sup>·с) имел спектр, изображенный на рис.8. После облучения исследовались характеристики болометра на пучке лазера. При этом контролировались зависимости сопротивления и чувствительности от температуры, чувствительности от сопротивления. Сравнивался спектр шумов болометра до и после облучений.

Было выполнено два облучения, соответствующих дозам  $3,8 \cdot 10^{12}$  и  $10^{15}$  ионов/см<sup>2</sup>. В первом из них каких-либо изменений характеристик болометра не было замечено. Однако переход к дозе  $10^{15}$  ионов/см<sup>2</sup> привел к полному исчезновению сверхпроводящей фазы и появлению температурной зависимости, характерной для полупроводников. Вместе с тем в об-

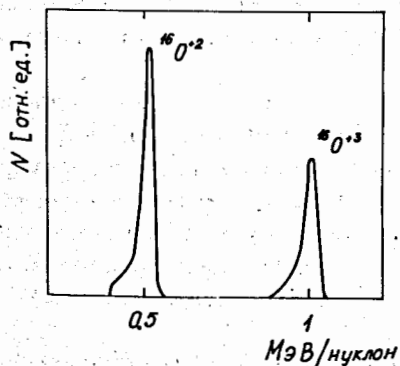


Рис.8. Энергетический спектр пучка ионов кислорода.

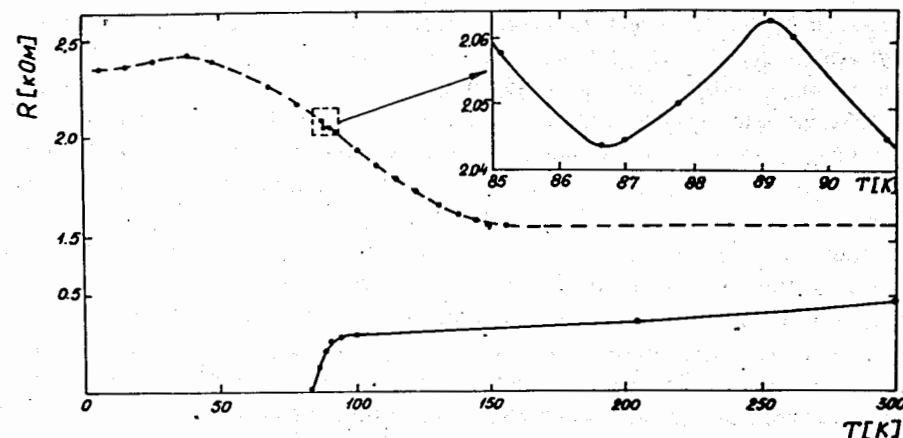


Рис.9. Температурная зависимость сопротивления болометра № 2 до (сплошная кривая) и после (пунктир) облучения его ионами <sup>16</sup>O с интегральным потоком  $10^{15}$  (1/см<sup>2</sup>).

ласти  $T = 89$  К, соответствующей сверхпроводящему переходу в необлученном болометре, на фоне монотонного возрастания сопротивления при уменьшении температуры наблюдается 1%-ный спад (около 20 Ом, см. вставку на рис.9).

Можно думать, что фазовый переход металл — диэлектрик в ВТСП-пленках под действием тяжелых ионов происходит весьма резко — в узком интервале интегральных доз. Это подсказывают результаты работы /5/, где пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  облучались ионами Ne<sup>+</sup> с энергией 1 МэВ: при потоке  $2 \cdot 10^{14}$  ионов/см<sup>2</sup> пленки обладали еще свойством сверхпроводимости, но при  $2,2 \cdot 10^{14}$  ионов/см<sup>2</sup> сверхпроводящая фаза уже полностью исчезала. Для более определенных заключений мы предполагаем выполнить серию экспериментов с достаточно мелким шагом по интегральной дозе в интервале  $10^{13}$ - $10^{15}$  ионов/см<sup>2</sup>.

#### 4. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Экспериментальное исследование изменения свойств ВТСП-болометров в полях сильно ионизирующих частиц в настоящее время можно выполнить для весьма ограниченного набора бомбардирующих ионов и их энергий. Весьма затруднительно также изучать на опыте радиационные эффекты в отдельных частях приборов, что может представлять интерес

в связи с исследованием возможностей увеличения их чувствительности. Для этих целей мы разработали математическую модель, основанную на механизме межядерных каскадов.

Когда высокоэнергетическая частица, адрон или ион, попадает в вещество криостата или болометра, она, как правило, рождает ливень вторичных частиц, которые, в свою очередь, расщепляют встречающиеся на их пути атомные ядра, рождая следующие поколения частиц. При этом частицы, образовавшиеся в стенках криостата, могут инициировать дочерние каскады в деталях болометра. Благодаря многократным столкновениям с ядрами и ионизационным процессам каскады частиц постепенно растрачивают свою энергию, нагревая вещество, что при достаточном интенсивном облучении может внести дополнительные помехи в работу такого высокочувствительного прибора, каким является сверхпроводящий болометр.

Для моделирования распространения пучка сильно ионизирующих частиц в деталях криостата и болометра необходимо уметь рассчитывать ионизационные потери заряженных частиц, знать вероятности ядерных столкновений различных типов и характеристики (энергия, углы вылета и т.д.) образующихся при этом вторичных частиц и остаточных ядер отдачи. Тогда с помощью метода Монте-Карло можно промоделировать разветвленные "деревья" траекторий частиц и, набрав достаточную статистику, определить энерговыделение в различных частях установки.

Для расчета ионизационного замедления быстрых частиц мы воспользовались феноменологической теорией Штернхаймера, ионизационные потери медленной компоненты каскадных частиц (в частности, ядер отдачи) рассчитывались с помощью теоретических соотношений между пробегом и энергией частицы Линденхерда и др. <sup>6,7</sup>. Интегральные сечения упругих и неупругих взаимодействий адронов и ионов с ядрами были рассчитаны на основе квазиклассической оптической модели, параметры которой подбирались путем сравнения с известными экспериментальными данными. При этом в области небольших энергий учитывалось влияние кулоновского барьера, особенно существенное для взаимодействий ядер.

В целях экономии памяти ЭВМ и упрощения расчетов атлас "оптических сечений" аппроксимировался аналитическими выражениями. В частности, для взаимодействий ядер весьма точные результаты дает приближение

$$\sigma = 12,1\pi \left[ A_H^{1/3} + A_M^{1/3} + b \frac{A_H^{1/3} A_M^{1/3}}{A_H^{1/3} + A_M^{1/3}} + d \left( 1 - \frac{Z_H}{A_M} - \frac{Z_M}{A_M} \right) \right] \left( 1 - \frac{V}{T_C} \right), \text{ мб},$$

где  $T_C = TA_M / (A_H + A_M)$ ,  $T$  — кинетическая энергия иона,  $V = 1,44 \cdot Z_H Z_M / [r_C (A_H^{1/3} + A_M^{1/3}) + \lambda]$  — кулоновский барьер,  $r_C = 1,3 \cdot 10^{-13}$  см,  $\lambda$  — длина дебройлевской волны иона;  $A_H, A_M, Z_H, Z_M$  — массовые и зарядовые числа налетающего иона и ядра-мишени;  $b = 1,85, d = 5$  и  $C(T)$  — подгоночные параметры. Вблизи и ниже кулоновского барьера используется выражение

$$\sigma = a_1 \frac{(A_H^{1/3} + A_M^{1/3})^2}{T_C} \ln \left( 1 + \exp \frac{T_C - V}{a_2} \right), \text{ мб},$$

где  $a_1, a_2$  — подгоночные параметры. Указанные аппроксимации позволяют выполнять расчеты для самых различных веществ.

Для описания упругих столкновений мы использовали феноменологические аппроксимации работы <sup>8/</sup>, неупругие взаимодействия рассчитывались на основе каскадно-испарительной модели <sup>8,9/</sup>. При этом учитывалось изменение свойств ядер в процессе взаимодействия вследствие выбивания части их нуклонов <sup>9/</sup>. Параметры неупругих столкновений с внутриядерными нуклонами рассеивающихся пионов и нуклонов (а также столкновений нуклонов при взаимодействии двух ядер) с энергиями, большими нескольких ГэВ, рассчитывались с помощью модели кварк-глюонных струн <sup>10/</sup>. Правда, следует отметить, что в рассматриваемой области  $T < 3,65$  ГэВ/нуклон замена этой модели более приближенным способом расчета <sup>11/</sup> слабо сказывается на величине тепловыделения.

Часть  $\pi$ -мезонов может распасться в промежутке между ядерными взаимодействиями. Это обстоятельство учитывалось с помощью известных релятивистских соотношений по заданным временам жизни  $\pi^0$ - и  $\pi^\pm$ -мезонов.

От одного столкновения к другому частица движется прямолинейно (под разными углами к направлению первичного пучка), независимо от того, где это происходит — в веществе или в пустых промежутках между деталями криостата и болометра. Каждая траектория прослеживается до тех пор, пока частица не выйдет за пределы прибора или остановится, замедлившись до энергий в несколько МэВ.

На рис.10 показана геометрия, заложенная в основу математической модели. Она содержит все конструктивные детали и размеры криостата с болометром № 1, за исключением нескольких несущественных упрощений (замена прямоугольных деталей цилиндрическими, пренебрежение пленочными контактами и т.п.). Особенность геометрии — в наличии тонких деталей с толщиной, немного меньшей среднего ядерного пробега частиц, благодаря чему большинство частиц проходит их, не испытав ни одного ядерного столкновения и потеряв лишь очень небольшую

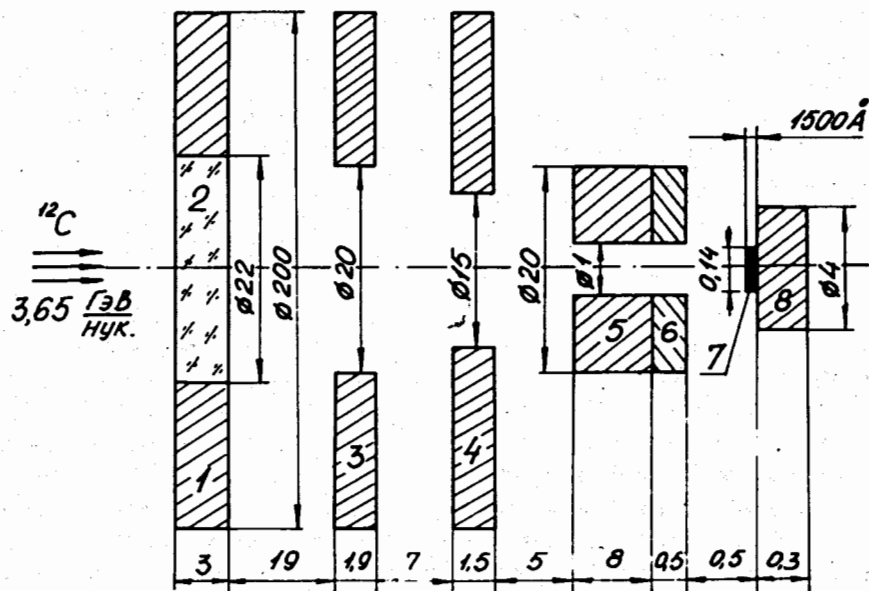


Рис.10. Геометрия приемного устройства, использованная при математическом моделировании радиационного тепловыделения. Размеры в мм, толщина ВТСП-пленки в ангстремах.

долю своей энергии на ионизацию среды. Поэтому, чтобы получить удовлетворительную точность, приходится рассчитывать каскады от огромного числа бомбардирующих частиц и затрачивать очень большое время на ЭВМ. Уменьшить его можно путем набора специальным образом подобранных статистических весов.

Поясним алгоритм такого расчета более подробно. Предположим сначала, что все частицы движутся в одном направлении вдоль осевой линии (рис.10). Пренебрежем также пока изменением их энергии (а следовательно, и вероятности взаимодействия) из-за ионизационных процессов в промежутках между ядерными столкновениями. Тогда вероятность столкновения частицы внутри  $i$ -й детали нашего прибора

$$\omega_i = \xi_{i-1} - \xi_i, \quad \xi_i = \exp(-\sum \Delta l_i / \lambda_i),$$

где  $l_i$  и  $l_{i-1}$  — координаты конца и начала этой детали ( $l=0$  — координата точки входа,  $\Delta l_i = l_i - l_{i-1}$  — толщина  $i$ -й детали),  $\lambda_i$  — средний свободный пробег в веществе рассматриваемой детали. Конкретный номер детали, в которой провзаимодействовала частица, разыгрывается с помощью датчика случайных чисел, распределяющего их равномерно по интервалу  $[0, 1]$ . При этом для тонких деталей, для которых

$\Delta l_i / \lambda_i \ll 1$ ,  $\omega_i = 0$ . В этом как раз и состоит трудность прямого способа моделирования. Чтобы ее обойти, введем формальные (весовые) вероятности  $\omega_{pi}$ ; например, будем считать все детали равноправными,  $\omega_{pi} = 1/8$ . С помощью этих вероятностей будем разыгрывать номера деталей, в которых происходят взаимодействия каскадных частиц, и координаты точек взаимодействия (см. формулу (41) работы [8]):

$$l = l_{i-1} - \lambda_i \ln [\xi_i + \gamma(\xi_{i-1} - \xi_i)],$$

где  $\gamma$  — каждый раз заново выбираемое равномерно распределенное случайное число.

Истинные значения искомых величин (в данном случае величины тепловыделения в каждой из восьми деталей (рис.10)) получим, умножив вычисленные с помощью вероятностей  $\omega_{pi}$  значения на статистические веса  $p_i = \omega_i / \omega_{pi}$ , то есть  $X_i = X_{pi} p_i$ .

Обобщение алгоритма на случай трехмерной геометрии тривиально. Изменение пробегов частиц вследствие ионизационных процессов легко учесть "методом выравнивания сечений", путем дополнительной браковки фиктивных взаимодействий. Этот метод позволяет просто учесть наличие пустых ( $\lambda = 0$ ) промежутков между деталями прибора.

Поскольку в наших экспериментах используется широкий пучок ионов, захватывающий не только входное окно криостата, но и значительную часть его прилежащих стенок, в расчет вводился статистический вес (равный отношению площадей окна и учитываемой части стенки с радиусом 10 см), усиливающий вклад тех ионов, которые попадают в криостат сквозь сравнительно слабо поглощающее кварцевое стекло. В табл.2 приведены расчетные тепловыделения в указанных на рис.10 деталях. Время расчета на ЭВМ с быстродействием миллион операций в секунду тепловыделения, порождаемого потоком  $10^8$  ионов, бомбардирующих круг радиусом 10 см, — около получаса, в том числе полторы минуты на трансляцию программы с языка ФОРТРАН. Программа занимает около 580 кбайт памяти ЭВМ.

Как видно из таблицы, основное тепловыделение происходит в стенках криостата и алюминиевых экранах. Однако для работы прибора существенным является лишь тепло, выделяющееся в самой головке болометра (детали 5-8, см. рис.10). Зная суммарную мощность тепловыделения в этой части прибора  $Q = S \sum_{i \geq 5} Q_i$  ( $S$  — площадь пучка ионов)

и коэффициент теплопотерь от держателя болометра к дну криостата (см. табл.1), можно определить перегрев болометра по отношению к дну криостата:  $\Delta T = Q/G = 5,0 \cdot 10^{-6}$  К (в расчете на 800 ионов/(см<sup>2</sup>с)) составляет незначительную долю ширины

Тепловыделение в деталях криостата и болометра в расчете на  $10^3$  ядер  $^{12}\text{C}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

Деталь конструкции	Материал	$Q_i$ , МэВ
1. Стенка криостата	Al	$2,6 \cdot 10^4$
2. Входное окно	$\text{SiO}_2$	93
3. Экран	Al	$1,6 \cdot 10^4$
4. Экран	Al	$1,5 \cdot 10^4$
5. Держатель болометра	Cu	$7,7 \cdot 10^2$
6. Основание болометра	$\text{Al}_2\text{O}_3$	15
7. Чувствительный элемент	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$
8. Подложка	$\text{SrTiO}_3$	$6,3 \cdot 10^{-4}$

перехода  $\Delta T_c$  (см. табл.1). Из сопоставления рис.3 и 4 видно, что такие изменения температуры, как и показали наши наблюдения, не могут заметно сказаться на чувствительности прибора. Для этого нужны изменения рабочей температуры  $\Delta T = 0,1$  К (изменение чувствительности 10%) и, соответственно, интенсивность пучка ионов  $^{12}\text{C}$  примерно  $10^7 - 10^8$  ионов/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Для более тяжелых ионов критическая интенсивность меньше.

Расчет показывает, что радиационный перегрев болометра существенно зависит от его конструктивных особенностей, например, увеличение размеров держателя и основания болометра ( $i = 5,6$ ) до 10 см повышает температуру  $\Delta T$  на два порядка — до  $6,0 \cdot 10^{-4}$  К. Замена алюминиевых экранов ( $i = 3,4$ ) на медные увеличивает  $\Delta T$  на 10-15%.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент и расчеты показывают, что существующие конструкции ВТСП-болометров практически не чувствительны к полям сильно ионизирующих излучений с зарядовыми числами  $Z < 10$  вплоть до интенсивностей  $10^7 - 10^8$  ионов/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Вместе с тем большие дозы облучения приводят к полному разрушению сверхпроводящей фазы. Этот эффект заслуживает дальнейшего изучения.

Пользуемся случаем выразить благодарность Д.В.Акиньюшину, А.В.Зарубину, Б.Д.Зельдичу, В.В.Перельгину, В.И.Смирнову, В.В.Тихомирову за помощь в проведении экспериментов и А.С.Александрову за ценные советы и замечания.

1. Хребтов И.А. — ПТЭ, 1984, № 4, с.5.
2. Forrester M.G. et al. — Appl. Phys. Lett., 1988, 53(14), p.1332.
3. Гапонов С.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.14, вып.20, с.1836.
4. Гапонов С.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.15, вып.12, с.62.
5. Valles J.M. et al. — Phys. Rev. B., 1989, 39(16), p.11599.
6. Lindhard J., Scharf M. — Phys. Rev. B., 1961, 124, p.108.
7. Lindhard J. et al. — Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selsk., 1963, 33(14), p.1.
8. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
9. Барашенков В.С. и др. — УФН, 1973, т.109, с.91.
10. Polanski A., Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V. — Zs. Phys. C, 1989, 43, p.587.
11. Barashenkov V.S., Polanski A., Sosnin A.N. — JINR, E2-89-437, Dubna, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 апреля 1990 года.