

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3415/83

Р8-83-159

24/6-83

П.Г.Василев, Н.М.Владимирова, И.Н.Гончаров

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕРМОМЕТРОВ
АЛЛЕН-БРЕДЛИ
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Вопросы атомной науки
и техники", в Оргкомитет Международной конференции
по физике и технике низких температур /Варна,
октябрь 1983 г./

1983

1. В принципе, калориметрические детекторы излучения известны давно. Так, например, в^{1/1} описан измеритель потока нейтронов, изготовленный в виде проволочного термометра-сопротивления, помещенного в откаченную стеклянную трубку. В тех случаях, когда необходима регистрация излучения вблизи аппаратуры, охлажденной до низких температур / ≤ 20 K/, представляется естественным использование малогабаритных радиосопротивлений, обладающих высокой чувствительностью к изменению температуры. Кроме того, при низких температурах теплоемкость таких термометров очень мала, и поэтому даже небольшие энерговыделения в них приводят к весьма заметному изменению их температуры и, следовательно, легко регистрируются простейшими приборами. В работе^{1/2/} были зарегистрированы тепловые импульсы при прохождении отдельных космических частиц через угольный термометр сопротивления фирмы "Спир", охлажденный до температуры $\sim 0,01$ K.

В настоящее время в связи с широким использованием температуры жидкого гелия / $\leq 4,2$ K/ в ядерной физике и ускорительной технике указанные низкотемпературные термометры могут быть применены для самых различных целей. Так, например, их установка вдоль всего кольца сверхпроводящего ускорителя позволит контролировать потери частиц из пучка /что важно для обеспечения надежной работы магнитов/; при этом они же могут использоваться для измерения температуры в процессе охлаждения и отепления магнитов и т.п.

В данной работе приводятся предварительные результаты исследования откликов широко применяемых в низкотемпературной термометрии радиосопротивлений американской фирмы Аллен-Бредли^{1/3/} при импульсном облучении их пучками релятивистских протонов и альфа-частиц, а также стационарного перегрева их в условиях различного теплового окружения.

2. Малогабаритные радиосопротивления Аллен-Бредли /мощность 1/8 Вт/ имеют длину 4 мм, \varnothing 1,5 мм, медные выводы толщиной 0,5 мм, заходящие внутрь тела термометра примерно на 0,75 мм. Со всех сторон активная часть термометра, изготовленная на основе углерода, окружена изоляционной оболочкой толщиной $\sim 0,3$ мм. Масса термометра АБ12 /Аллен-Бредли 12/ с обрезанными до ~ 1 мм выводами составляла 23 мг.

Для оценки поведения термометров, имеющих различные добавочные теплоизолирующие оболочки, были предварительно сделаны измерения температуры их перегрева $\Delta T = T - T_0$ /где T_0 - исходная температура/, в условиях стационарного процесса тепловыделения.

В первой серии опытов термометр АБ1 /R/300 K/ = 220 Ом, выводы обрезаны до 2,5 мм, от каждого из них - по 2 константановых

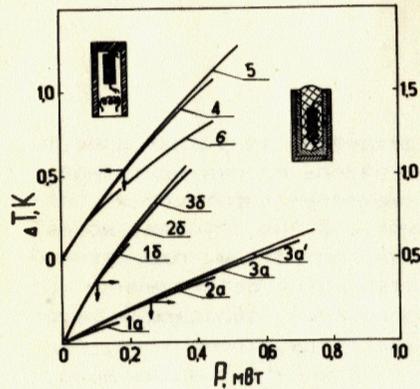


Рис.1. Температура стационарного перегрева термометров с $R/300\text{ K} = 220\text{ Ом}$ в различных условиях /пояснения см. в тексте/.

провода $\phi 0,1\text{ мм}$ / был помещен в нижнюю часть текстолитового стаканчика / $\phi_{\text{нар.}} = 4\text{ мм}$, $\phi_{\text{внутр.}} = 2,5\text{ мм}$, глубина 10 мм, полная длина 12 мм/ и залит эпоксидной смолой. Предварительно на термометр был намотан нагреватель из константана. Смола наполняла стаканчик до верха. Последний

был помещен в жидкий гелий, затем измерялась ΔT термометра в двух случаях, когда мощность P выделялась: а/ в константановом нагревателе; б/ в самом термометре за счет повышения измерительного тока*. Результаты приведены на рис.1 /соответственно кривые 1а и 1б/. После этого на первый стаканчик был надвинут второй с размерами $\phi_{\text{нар.}} = 6\text{ мм}$, $\phi_{\text{внутр.}} = 4\text{ мм}$, длина 14 мм. Пространство между стаканчиками было сплошь заполнено вакуумной смазкой Arieson. После измерения ΔT перегрева /см. кривые 2а и 2б/ был надвинут третий стаканчик с размерами $\phi_{\text{нар.}} = 8\text{ мм}$, $\phi_{\text{внутр.}} = 6\text{ мм}$, длина 16 мм /см. кривые 3а и 3б/. Наконец, набор из трех стаканчиков был поднят над уровнем жидкого гелия и вновь проведены измерения ΔT /см. кривую 3а/. Ввиду того, что теплоотдача во внешнюю среду от термометра, нагретого собственным током или намотанным на него нагревателем, была примерно одинаковой, большое различие между кривыми "а" и "б" обусловлено относительно сильным перегревом центральной части термометра /в случае "б"/ из-за плохой теплопроводности его активной части.

Это подтвердилось и во второй серии экспериментов, когда термометр АБЗ / $R/300\text{ K} = 220\text{ Ом}$, обрезаны выводы до 2,5 мм, далее константановые провода $\phi 0,1\text{ мм}$ / был помещен в верхнюю часть перевернутого стаканчика из тефлона / $\phi_{\text{нар.}} = 6\text{ мм}$, $\phi_{\text{внутр.}} = 4\text{ мм}$, глубина 11 мм, полная длина 14 мм/, в нижней трети которого находился константановый нагреватель в виде компактной

*В случае "б" внутри активной части термометра имеется неоднородное распределение температуры и, следовательно, удельного электросопротивления. В этих условиях эффективная температура термометра T вычислялась по его измеренному полному сопротивлению из калибровочной кривой $T(R)$, снятой при $I_{\text{изм.}} \rightarrow 0$.

Характеристики исследованных термометров Аллен-Бредли

Обозначение	Конструкция оболочки термометра	$R(300\text{K})/R(4,2\text{K})$ Ом	τ дин., мс
АБ11	Не изолирован	56/400	~10
АБМ15	Изолирован 15 слоями майлара толщиной 50 мм, шириной 6 мм с эпоксидной смолой между слоями и на торцах. Электрические выводы - по 2 мм, далее константановые провода	150/2098	100+3
АБ13	Не изолирован: а/ выводы - по 24 мм, б/ выводы - по 1 мм. Далее константановые провода	220/3580	10+0,5
АБ13ЛЗ	3 слоя полупрозрачной липкой ленты толщиной 50 мкм, шириной 5 мм. Выводы - по 1 мм, далее константановые провода	220/3580	25+1
АБ13Л6	6 слоев той же ленты, выводы такие же, как у АБ13ЛЗ	220/3580	40+1,5
АБ12ВМ	В вакуумированной трубке из нержавеющей стали $\phi 4\text{ мм}/0,1\text{ мм}$, длиной 29 мм. Выводы - по 1 мм, далее медные провода $\phi 0,1\text{ мм}$, длиной 5 мм, затем толстые медные провода	220/3800	190+10
АБ14ВМ	В керамической вакуумированной трубке. Выводы - по 2 мм, далее спираль из медных проводов $\phi 0,1\text{ мм}$, длиной по 22 мм /плохой вакуум/	220/3643	~250
АБ13ВМ	В вакуумированном приборе для измерения теплоемкости. Выводы - по 1 мм, далее по 2 мм медных провода $\phi 0,07\text{ мм}$, длиной 15 мм	220/3706	~3000

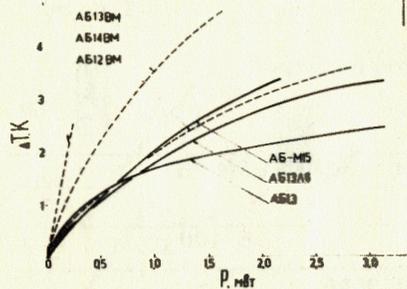


Рис.2. Температура стационарного перегрева термометров, помещенных в вакуум /штриховые кривые/ и непосредственно в жидкий гелий /сплошные кривые/. Конструкции добавочной теплоизолирующей оболочки приведены в таблице.

"путанки". Предварительно была определена мощность нагревателя, при которой жидкий гелий целиком вытесняется из стаканчика и термометр оказывается в газовой среде. На рис.1 кривые 4,5 относятся соответственно к термометру в жидком гелии вне стаканчика и внутри стаканчика в газообразном гелии. Легко видеть, что ближайшее тепловое окружение мало сказывается на эффективной температуре термометра, перегреваемого изнутри. Более того, почти полное удаление оболочки, окружающей активную часть термометра, также мало изменило кривую его перегрева в жидком гелии /см. кривую 6/.

В третьей серии опытов сравнивались данные по перегреву термометров, имевших различные конструкции теплоизолирующих оболочек /см. таблицу и рис.2/. Видно, что в случае вакуумированных датчиков по мере ухудшения тепловой связи с жидким гелием через подводные медные провода увеличивается перегрев /при той же мощности/ и спрямляется кривая $\Delta T(P)$, указывая на уменьшения неоднородности в распределении температуры внутри термометра. Более сложным оказывается поведение датчиков с различной теплоизоляцией, погруженных в жидкий гелий /сплошные кривые на рис.2/.

3. Времена тепловой релаксации $\tau_{\text{дин}}$ при остывании предварительно нагретых собственным током или пучком частиц термометров с той или иной теплоизоляцией определялись по фотографиям, сделанным с экрана запоминающего осциллографа, или по записям, полученным с помощью быстродействующего самописца НР7004В /см. рис.3/. Отметим, что экспоненциальная зависимость $\Delta T(t)$ с $\tau_{\text{дин}} \approx \text{const}$ возникает не сразу после выключения источника нагрева, а спустя несколько миллисекунд /независимо от величины стационарного перегрева ΔT /. Мы полагаем, что это связано со сравнительно быстрым начальным процессом перераспределения температуры /и, следовательно, удельного электросопротивления/ в активной части датчика в сторону большей однородности, так что последующая тепловая релаксация происходит с некоторым эффектив-

ным теплосоппротивлением $\tau_{\text{дин}} = \frac{\tau_{\text{дин}}}{C_{\text{эфф.}}} < \tau_{\text{Т стац.}}$, где $C_{\text{эфф.}}$ эффек-

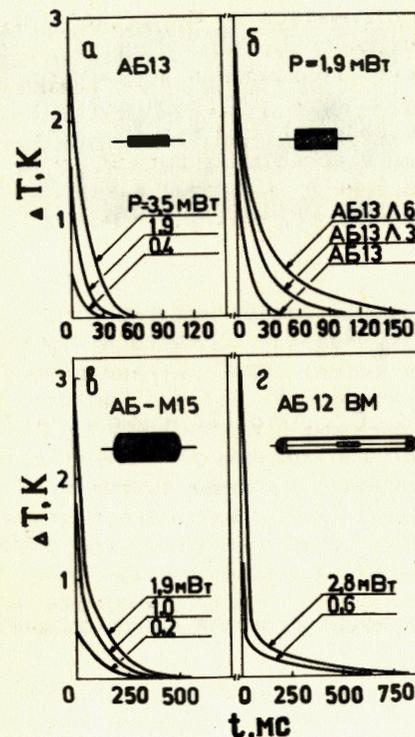


Рис.3. Временные характеристики различных термометров в процессе остывания после скачкообразного уменьшения подогревающего тока I до $I_{\text{изм.}} = 100 \text{ мкА}$. На рисунках приведены величины стационарной мощности $P = R_{\text{T}} I^2$.

тивная теплоемкость датчика и части прилегающих к нему теплоизолирующих элементов и проводов. Измеренные величины $\tau_{\text{дин}}$ приведены в таблице. Теплоемкость термометра AB13 /выводы обрезаны до $\sim 1 \text{ мм}$ / была измерена независимо и получилась равной $C_{220}(T) = /1,6T + 0,08T^3/ \cdot 10^{-6} \text{ Дж/К}$ в интервале температур от 4,2 до 12 К. Эти измерения делались в условиях малого перегрева $\Delta T < 0,3 \text{ К}$ и сравнительно большого теплосоппротивления /см. рис.2, кривая для AB13BM/, а сама теплоемкость определялась

по формуле $C \left(\frac{T' + T''}{2} \right) =$

$$= (t'' - t') \left[\tau_{\text{T дин.}} \ln \frac{\Delta T'}{\Delta T''} \right]. \text{ Точность измерения теплоемкости } \sim 10\%.$$

4. Прежде чем рассматривать результаты, полученные при импульсном облучении термометров пучком частиц, выведем некоторые полезные соотношения. Будем исходить из предположения, что полный перегрев термометра мал, то есть $\Delta T = (T - T_0) \ll T_0$, а времена перераспределения температуры внутри термометра после выключения источника нагрева много меньше $\tau_{\text{дин}}$.

Тогда в стационарном случае $P = \Delta T / \tau_{\text{T стац.}}$, где $\tau_{\text{T стац.}}$ (ΔT) можно найти с помощью кривых, приведенных на рис.1 и 2. Если процесс нестационарный, то есть после включения источника мощности P , действующего от $t = 0$ до $t = t_0$, температура термометра меняется, то

$$P = \frac{\Delta T}{\tau_{\text{T}}} + C_{\text{эфф.}}(T) \frac{dT}{dt} \quad /1/$$

Величина r_T в этом выражении может отличаться от $r_{T \text{ стац.}}$, если процесс изменения температуры идет быстро.

В случае нагрева термометра за счет прохождения через него частиц со средним по его площади S_T потоком $\phi(t)$ мощность энерговыделения можно представить в виде $P(t) = w \ell S_T \phi(t)$, где w - энерговыделение от одной частицы в веществе активной части термометра на единицу длины, ℓ - средний путь частиц в термометре. Таким образом, учитывая, что $T(t) = T_0 + \Delta T(t)$, можно найти поток частиц из соотношения

$$\bar{\phi}(T) \approx (w \ell S_T)^{-1} \left[\frac{\Delta T}{r_T(\Delta T)} + C_{\text{эфф.}}(T) \cdot \frac{dT}{dt} \right]. \quad /2/$$

Если формально ввести величину $r = r_T \cdot C_{\text{эфф.}}$, то /2/ можно переписать в виде

$$\bar{\phi}(t) \approx C_{\text{эфф.}} (w \ell S_T)^{-1} \left[\frac{\Delta T}{r} + \frac{dT}{dt} \right]. \quad /3/$$

Полное число частиц на единицу площади за время импульса дается выражением

$$n = (w \ell S_T)^{-1} \int_0^{t_0} \left[\frac{\Delta T}{r_T} + C_{\text{эфф.}}(T) \frac{dT}{dt} \right] dt. \quad /4/$$

В адиабатическом приближении, когда $\frac{\Delta T}{r_T} \ll \frac{dT}{dt}$, имеем

$$\bar{\phi}(t) = C_{\text{эфф.}}(T) \cdot (w \ell S_T)^{-1} \frac{dT}{dt}; \quad /5/$$

$$n = (w \ell S_T)^{-1} \int_{T_0}^{T_0 + \Delta T_M} C_{\text{эфф.}}(T) dT,$$

где ΔT_M - максимальный перегрев в течение импульса.

В противоположном /почти стационарном/ случае получаем

$$\bar{\phi}(t) \approx \frac{\Delta T}{w \ell S_T r_{T \text{ стац.}}}; \quad n \approx (w \ell S_T)^{-1} \int_0^{t_0} \frac{\Delta T}{r_{T \text{ стац.}}} dt. \quad /6/$$

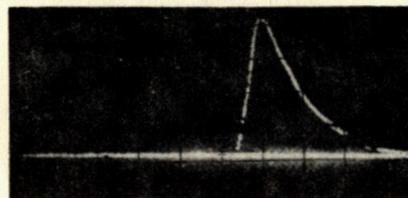


Рис.4. Оциллограмма сигнала с термометра АБ13 при прохождении через него пучка α -частиц: $t_0^a = 7$ мс, $n_a = 10^7$ част./мм²имп., $\Delta T_M \sim 2$ К, $I_{\text{изм.}} = 100$ мкА; раз-вертка по оси X - 10 мс/дел., чувствительность по оси Y - 50 мВ/дел.

5. Рассмотрим теперь результаты, полученные при импульсном облучении датчиков выведенными из синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ пучками протонов с энергией 8 ГэВ и α -частиц с энергией 8,8 ГэВ. Измерения проводились с помощью специального гелиевого криостата /4/, имевшего майларовые окна на входе и выходе пучка. Для определения параметров пучка использовались две ионизационные камеры с широкими электродами, перекрывающими весь пучок, и многопроволочная ионизационная камера, связанная с ЭВМ. Общее число частиц в импульсе определялось с точностью $\pm 15\%$, а число частиц, прошедших через термометр - с точностью до $\pm 25\%$; при этом считалось, что пространственное распределение частиц в пучке подчиняется закону Гаусса. Характерные параметры пучка:

диаметр на полувысоте 20-30 мм, интенсивность $10^9 - 10^{11}$ част./имп., длительность $1,5 \div 400$ мс.

Для иллюстрации наиболее характерных особенностей обсудим только результаты, относящиеся к неизолированному термометру АБ13 с $R/300 \text{ К} = 220 \text{ Ом}$ и $r_{\text{дин.}} = 10$ мс и к АБ-М15 с $R/300 \text{ К} = 150 \text{ Ом}$ и $r_{\text{дин.}} = 100$ мс,

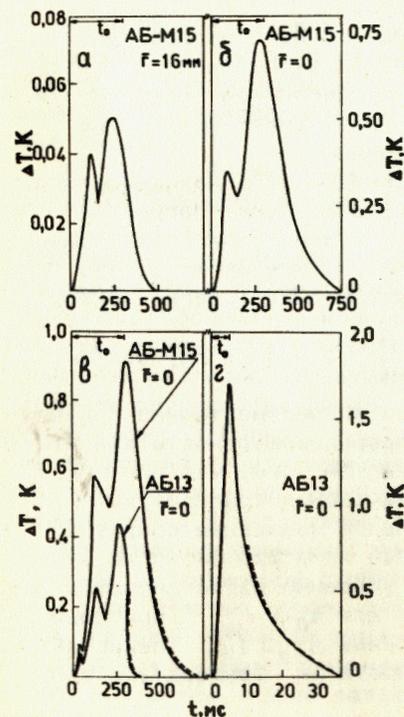


Рис.5. Зависимости $\Delta T(t)$ термометров при различных условиях. Длительность импульса t_0 показана слева сверху для каждого случая: \bar{r} - расстояние до центра пучка: $a/n_p \approx 1,5 \cdot 10^8$ част./мм²имп.; $b/n_p \approx 1,8 \cdot 10^7$ част./мм²имп.; $v/n_p \approx 2 \cdot 10^7$ част./мм²имп. для АБ-М15 и $n_p \approx 4 \cdot 10^7$ част./мм²имп. для АБ13; $r/n_a = 10^7$ част./мм²имп. Штриховые линии - расчетные с $r_{\text{дин.}} = \text{Const.}$

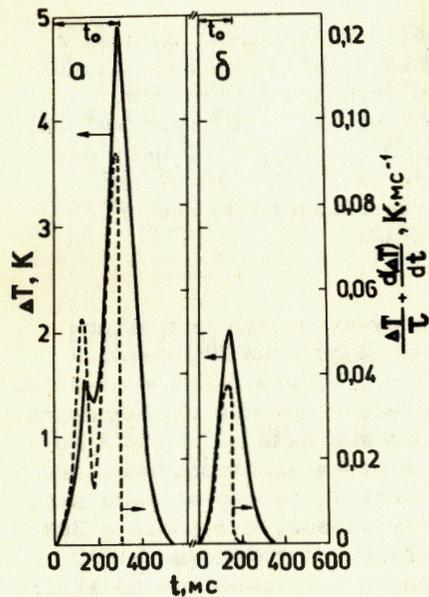


Рис.6. Зависимость от времени

ΔT и величины $[\frac{\Delta T}{\tau} + \frac{d(\Delta T)}{dt}]$ для

термометра АБ-М15: $t_0 / \tau = 300$ мс,
 $n_p \approx 7 \cdot 10^7$ част./мм².имп.;
 $\tau / t_0 = 150$ мс,
 $n_p \approx 4 \cdot 10^7$ част./мм².имп.

имеющему теплоизоляцию из майла-ра /см. таблицу/. На рис.4 показана осциллограмма сигнала с термометра АБ13 при коротком импульсе, а на рис.5 - отклики двух термометров для различных условий, полученные с помощью самописца. Отметим наличие минимумов на $\Delta T(t)$, отвечающих реальному кратковременному снижению потока частиц в пучке. На рис.6 приведены не только $\Delta T(t)$, но и величина, примерно пропор-

циональная $\bar{\phi}(t)$, рассчитанная в предположении, что $\tau \approx \tau_{\text{дин}}$. и $C(T) \approx C(T_0)$ не зависят от ΔT . Для более точного определения $\bar{\phi}(t)$ надо было бы измерить в специальных экспериментах $\tau_T(\Delta T)$ и $C_{\text{эфф.}}(T)$ /которая может отличаться от измеренной теплоемкости отдельного термометра из-за наличия прилегающих к нему слоев теплоизоляции/ и воспользоваться выражением /2/.

На рис.7 приведены измеренные зависимости от n максимального перегрева двух термометров /калибровочные кривые/. Нагрев неизолированного термометра АБ13 при $t_0 = 1,5$ мс происходит квази-адиабатически, так как $t_0 \ll \tau_{\text{дин}} = 10$ мс. С учетом того, что при этом имеется линейный рост температуры $\Delta T(t)$, легко показать,

что выполняется соотношение $\frac{\Delta T(t)}{\tau} \ll \frac{dT}{dt}$, а в этом случае /см.

выражение /5// $n \approx \bar{C}_{\text{эфф.}} \Delta T_M / w^a \bar{\tau} s_T$. Из экспериментально полученной кривой следует, что коэффициент пропорциональности для этого случая равен $6 \cdot 10^5$ част./имп.К. С учетом того, что при $T = 4,2$ К можно легко измерять быстрые изменения температуры $\sim 0,01$ К /чему соответствует относительное изменение сопротивления термометров Аллен-Бредли с $R/300 \text{ K} = 220 \text{ Ом}$ на $\sim 0,35\%$, с помощью неизолированного термометра уверенно регистрируются потоки частиц с $n \geq 6 \cdot 10^3$ част./мм².имп. для $t_0 \ll \tau_{\text{дин}}$. При сравнительно больших перегревах $\Delta T > 1$ К связь $\Delta T_M = f(n)$ перестает быть линейной за счет заметной зависимости от температуры величин $C_{\text{эфф.}}$, τ , τ_T .

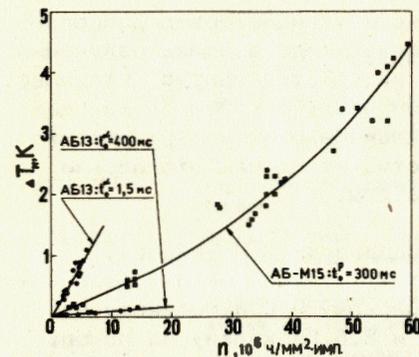


Рис.7. Зависимость от n максимального перегрева АБ13 при $t_0^a = 1,5$ мс и 400 мс / а-частицы/ и АБ-М15 при $t_0^b = 300$ мс /протоны/.

С увеличением длительности импульса $t_0 > \tau$ наклон калибровочной кривой уменьшается, так как нагрев термометра происходит в условиях, все более отличающихся от адиабатических. Ситуация, когда t_0 сравнима с τ , наиболее сложная с точки зрения абсолютной калибровки датчиков-термометров.

В связи с использованием термометров Аллен-Бредли для регистрации достаточно плотных потоков частиц нельзя не отметить их высокую радиационную стойкость. Так, в работе /5/ было показано, что после облучения при $T = 27$ К термометра Аллен-Бредли с $R/300 \text{ K} = 100 \text{ Ом}$ нейтронами с $n = 8,8 \cdot 10^{15}$ част./см² величина $100 \Delta R/R /27 \text{ K} \approx 2\%$, причем изменение температурной чувствительности было совсем незначительным.

6. На основе исследований стационарного и импульсного нагрева /в том числе пучком релятивистских частиц/, а также измерения некоторых теплофизических характеристик низкотемпературных термометров - радиосопротивлений Аллен-Бредли можно сделать следующие выводы.

А. После соответствующей калибровки эти датчики могут использоваться как для измерения полного числа частиц /которое заметно упрощается при коротких импульсах, когда $t_0 \ll \tau$ /, так и для определения временной структуры импульса /наиболее легко осуществляемого в квазистационарном случае, когда $t_0 \gg \tau$ /. При $t_0 \sim \tau$ их абсолютная калибровка связана с преодолением ряда трудностей, главная из которых состоит в определении $\tau_T \text{ дин.} < \tau_T < \tau_T \text{ стац.}$ Заметное различие эффективных тепловых сопротивлений для двух крайних случаев /например, для неизолированного АБ13 $\tau_T \text{ стац.}$ в несколько раз больше, чем $\tau_T \text{ дин.}$ / обусловлено тем, что во время тепловыделения в термометре основной градиент температуры располагается между центральной и периферической частями активной зоны датчика и мало зависит от внешнего теплового окружения.

Б. Основные преимущества описываемых детекторов связаны с их высокой радиационной стойкостью, простотой измерительной аппаратуры, возможностью использовать одновременно в качестве термометров /например, при охлаждении и отогреве устройств/, малогабаритностью /дальнейшее увеличение размеров легко может быть достигнуто, например, путем разрезания датчика на тонкие диски/, а также простотой изменения $\tau_{\text{дин}}$ в широких пределах.

В. Детекторы потоков частиц на основе термометров-радиосопротивлений удобно применять в тех случаях, когда в полях излучений находятся устройства, охлажденные до низких температур, например, сверхпроводящие магниты каналов частиц и ускорителей. В последнем случае указанные детекторы, расположенные по кольцу ускорителя, могут регистрировать потери частиц из пучка, что весьма важно для обеспечения его надежной работы.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Н.Зайцеву, Е.Д.Клещенко, Б.Д.Зельдичу и С.В.Мунтяну за участие в измерениях на пучке синхрофазотрона, В.Н.Булдаковскому и С.А.Новикову за наладку пучка, а также С.С.Медведеву и В.В.Пискалеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cordy R.N., Flora T.W. Neutron Flux Detector, United States Patent, 1964, 3.163.759.
2. Niinikoski T.O. In: Proc. of Europhysics Topical Conference on Liquid and Solid Helium, Haifa, 1974, p. 47.
3. Clement J.R., Quinell E.H. Rev.Sci.Instr., 1952, 23, No.7, p. 545.
4. Гончаров И.Н. и др. ОИЯИ, Р8-12738, Дубна, 1979, с. 5.
5. De Combarieu A., Van de Voorde M. In: Low-Temperature Ir-radiation Effects for High-Energy Physics Applications. CERN, 77-03, Geneva, 1977, p. 17.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Василев П.Г., Владимирова Н.М., Гончаров И.Н. P8-83-159
О возможности использования низкотемпературных термометров Аллен-Бредли для регистрации потоков частиц

Приводятся результаты исследования временных характеристик температурного отклика погруженных в жидкий гелий малогабаритных угольных термометров - сопротивлений фирмы Аллен-Бредли при их импульсном облучении релятивистскими α -частицами и протонами в условиях различного теплосброса. Проиллюстрирована принципиальная возможность использования подобных низкотемпературных калориметрических детекторов для регистрации потоков частиц высоких энергий, указаны пределы их применимости в зависимости от длительности импульса и времени тепловой релаксации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vassilev P.G., Vladimirova N.M., Goncharov I.N. P8-83-159
On Possible Use of Allen-Bradley Low Temperature Thermometers for Beam Particle Detection

Results on the time characteristics of the temperature behaviour of immersed in liquid He small Allen-Bradley carbon resistors under pulse bombardment by relativistic α -particles and protons of various heat relaxation conditions are presented. It is found that, in general, similar low temperature thermometers are very useful as calorimetric detectors of high energy beam particles. The range of its possible applicability at different pulse bombardment duration and heat relaxation time is analysed and recommended.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.