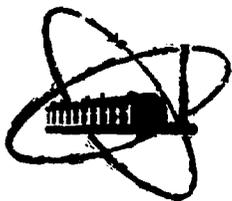


528403849

ФЭИ-1301



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Н. Н. ГОНИН, Л. К. КОЗЛОВСКИЙ, Д. И. ТАМБОВЦЕВ

**Установка для измерения эффектов
выстраивания
в делении изотопов урана**

В в е д е н и е

В экспериментах с ориентированными ядрами открывается возможность управления степенью выстроенности делящегося ядра при неизменной энергии возбуждения и получения качественно новой информации о канальной структуре баггера деления, а именно - роли углового момента.

Как и в большинстве аналогичных экспериментов, ориентация ядер делящихся изотопов урана осуществляется с применением техники глубокого охлаждения, то есть путём помещения образца в гелиевый криостат. В условиях работы на пучке нейтронов, получаемым с помощью ускорителя заряженных частиц, и в связи с необходимостью регистрации осколков деления, криостат, в котором находится исследуемый образец, должен удовлетворять определённым требованиям:

1. В нём стабильно должна поддерживаться на протяжении времени набора статистики температура ниже 0.3K, которая необходима для создания значительной выстроенности ядер урана.

2. Экспериментальная установка должна быть транспортабельной, а её монтаж на пучке ускорителя - относительно простым и, в то же время, обеспечивающим достаточную точность ориентирования образца относительно нейтронного пучка. Кроме того, режим работы установки должен контролироваться из помещения вне экспериментального зала ускорителя.

3. Специфика работы на ускорителе, где трудно обеспечить стабильность параметров пучка нейтронов в течение длительного времени, требует, чтобы можно было относительно простым способом и за непродолжительное время периодически "включать" и "выключать" выстроенность ядер.

4. Установка должна быть достаточно светосильной, так как ожидаемые эффекты малы.

5. Образец и детекторы осколков и альфа-частиц должны быть помещены в высокий вакуум с достаточно хорошими условиями по угловому разрешению.

6. Общая масса криостата должна быть минимальной, особенно в той его части, которая находится в непосредственной близости от источника нейтронов и образца во избежание большого фона рассеянных нейтронов.

Этим требованиям в комплексе оптимальным образом удовлетворяет криостат на адиабатическом размагничивании при условии исполь-

зования в нём сверхпроводящего магнита. Указанный выше уровень температуры образца, достаточный для создания заметной вистро-сности, также свидетельствует в пользу магнитного способа охлаждения, поскольку для используемых обычно в такого рода криостатах железо-алюминиевые и хромо-кальциевые квасцы имеют максимум теплоёмкости как раз в области 3.К, а сверхпроводящая катушка, необходимая для создания соответствующего магнитного поля 10-15 кэрстед, оказывается достаточно скромных размеров.

Используемый в наших измерениях в течение 5 лет криостат на адиабатическом размагничивании удовлетворяет практически большинству перечисленных выше требований, с существенной, однако оговоркой, что определить количество актов деления, вызванных рассеянными нейтронами, невозможно достаточно простым способом. Поэтому была проведена только качественная оценка вклада рассеянных нейтронов.

В данной работе рассматриваются следующие вопросы :

1. Конструкция криостата и основные особенности его работы.
2. Узел мишень (источник нейтронов) - образец. Энергетический спектр нейтронов.
3. Детекторы осколков и альфа-частиц.
4. Измерение температуры.
5. Основные источники ошибок измерений.

К р и о с т а т.

Общая схема криостата (рис. I) в достаточной степени традиционна. Азотная ванна изготовлена в виде кольцевого объёма между концентрическими трубами и расположена в верхней части криостата, а нижняя его часть, где расположен образец, окружена съёмным медным экраном. Отсутствие гелиевого экрана в нижней части криостата частично компенсируется покрытием камеры образца несколькими слоями металлизированной лавсановой плёнки. Такая конструкция значительно упрощает доступ к гелиевой области и позволяет, кроме того, существенно укоротить экран, закрывающий нижнюю часть криостата, где расположена камера с образцом. Недостаток в объёме азотной ванны компенсируется дополнительным азотным дьюаром, из которого осуществляется непрерывный перелив жидкого азота в азотную ванну криостата. Разъёмное соединение дополнительного дьюара с азотной ванной криостата замкового типа практически не вызывает избыточной потери жидкого

азота (место присоединения даже не "отпотевает") Медный экран присоединяется к азотной ванне с помощью фланца, что позволяет без особых трудностей производить вскрытие криостата. Экран охлаждается с помощью медной трубки, припаянной к нему в верхней и нижней части по одному витку. Одним концом трубка впаяна в дно азотной ванны, а вторым выведена через верхний фланец криостата наружу, что позволяет контролировать прохождение по ней жидкости. Брызги жидкого азота отводятся в азотный дымар. Непрерывная циркуляция жидкого азота в трубке автоматически поддерживается благодаря гидростатической неуравновешенности её "приточной" и "сливной" частей. Чтобы облегчить процедуру снятия медного экрана, трубка снабжена паяным разъемом, конструкция которого выполнена таким образом, чтобы исключить возможность попадания припоя при пайке внутрь трубки. Поверхности азотной ванны, экрана, а также внутренняя поверхность наружного кожуха криостата покрыты алюминизированной плёнкой. При этих условиях расход жидкого азота в стационарном состоянии равняется 0,8 л/час.

Сконструирован криостат таким образом, что откачиваемая гелиевая ванна расположена выше главной гелиевой ванны, в которой помещается сверхпроводящая катушка. Это связано с тем, что основной задачей при конструировании криостата ставилось обеспечение максимально возможного теплового контакта парамагнитной соли с образцом, помещённым в центре нижней части криостата. Для снижения теплоподверда к откачиваемой ванне последняя защищена дополнительным медным экраном, охлаждаемым за счёт испаряющегося из нижней ванны гелия. Откачка паров гелия производится большим форвакуумным насосом типа ВН-4 (производительность 40 л/сек.) через тонкостенную нержавеющую трубку, впаянную в горловину криостата между азотной и гелиевой ваннами; диаметр её равен 3,2 см., а длина - 33 см. Большой диаметр откачной трубки при сравнительно небольшой длине вызвал некоторые трудности при включении откачки, связанные с возникновением свободных колебаний плотности в столбе газа по трубе. Для подавления этих колебаний в тракт откачки был введён клапан регулируемый вентиль и, кроме того, в нижнюю часть откачной трубки (непосредственно у его входа в гелиевую ванну) вставлен пучок шерстяных ниток. В дальнейшем режим работы криостата был всегда устойчивым. При этом скорость испарения жидкого гелия из откачиваемой ванны равнялась 36 л/час (по объёму газа, приведенного к нормальным условиям). Давление паров гелия составляло 0,5 тор, что соответствует температуре ванны 1,17°к. При этом из нижней ванны испаряется 120 л/час

(по объёму газа). Это соответствует расходам жидкого гелия по обеим ваннам - 50 и 170 см³/час. При таких расходах криостат требует доливки откачиваемой ванны через каждые двое суток, а нижней ванны - через 15 час, что в условиях работы на ускорителе является вполне приемлемым.

Наибольшую чувствительность к температурному режиму криостата обнаружили полупроводниковые детекторы осколков. Именно требования по обеспечению стабильности их чувствительности обуславливают необходимость непрерывного протекания жидкого азота по трубке. Даже при кратковременном прерывании потока жидкости амплитуда импульса может уменьшиться в несколько раз (подробнее о работе полупроводниковых детекторов в условиях глубокого охлаждения см. ниже).

Наибольшее внимание при разработке конструкции криостата было уделено камере, в которой расположены образец и полупроводниковые детекторы. Дело в том, что обычно блок парамагнитной соли с образцом, оптимизированный в отношении теплоизоляции от окружающих узлов и конструкций, охлаждается до стартовой температуры перед началом адиабатического размагничивания путём напуска теплообменного газа (так наз. "газовый ключ") в изолированный от вакуумного объёма криостата зазор между блоком соли и "одноградусным" экраном. Если полупроводниковые детекторы находятся в одном объёме (по вакууму) с образцом и солью, то они попадают в заполненное газом пространство, в результате чего изменяется их температурный режим, который в условиях глубокого холода восстановить затем сложно. Задача заключается в том, чтобы вынести детекторы из полости, периодически заполняемой газом, в вакуумный объём криостата, где температурный режим в течение всех измерений остаётся неизменным. На рис. 2 изображена схема внутренней (нижней) части криостата, где эта задача решена путём изготовления специального теплообменника, действующего по тому же принципу "газового ключа", включённого между блоком парамагнитной соли и одноградусным экраном. Блок парамагнитной соли с подложкой образца оказывается подвешенным на теплоизолирующей (двухслойной) трубке, вторым своим концом закреплённой на корпусе теплообменника, который постоянно находится при температуре 1,17к (стартовая температура адиабатического размагничивания). Чтобы свести к минимуму теплопровод к соли по этой трубке, её геометрические размеры были оптимизированы с учётом условий и размеров образца. При выбранных размерах - длина её равна 5 см,

диаметр - 0,8 см, а толщина стенки - 0,025 см, - теплопровод по трубке составляет 4+5 эрг/сек, что является приемлемым в условиях нашего эксперимента. С помощью этой трубки была достигнута вакуумплотная герметизация полости теплообменника. Корпус теплообменника крепится к трубке, припаянной своим верхним концом к дну одноградусной ванны, с помощью фланцевого соединения, что позволяет при необходимости снять блок соли с образцом. Для улучшения теплового контакта теплообменника с одноградусной ванной фланцевое соединение "перемыкается" припаяваемым медным кгутом. С той же целью более хорошего охлаждения теплообменника медная труба, к которой он подвешен, изготовлена двухстенной, так, чтобы в зазор имел доступ жидкий гелий из одноградусной ванны. Нижний колпак, крепящийся к корпусу теплообменника, составляет нижнее звено медного экрана, имеющего температуру 1.2к. Корпус теплообменника имеет форму тороида прямоугольного поперечного сечения, внутрь которого вставляется надёжно изолированное от корпуса теплообменника медное кольцо, закреплённое на холодопроводе, изготовленном из жгута тонких медных проволок, пропитанного серебряным припоем для придания ему жёсткости. Второй конец этого жгута припаян серебряным припоем к медной пластинке размером $4 \times 4 \text{ см}^2$, на которую наклеивается исследуемый монокристаллический образец. В результате образуется тепловой мост между парамагнитной солью и теплообменником. Поскольку блок соли и его подвес расположены не на одной оси, для компенсации боковых усилий предусмотрены две распорки - выше блока и ниже его. Распорки изготовлены из фторопласта в виде 6-лучевых звёздочек. Конструкция собственно фторопластового подвеса описана в работе (1). Окончательная регулировка узла подвеса после установки блока соли в криостат для обеспечения центровки внутреннего кольца в теплообменнике производится с помощью шарнирного устройства, расположенного в нижней части конструкции. Напуск теплообменного газа и его последующая откачка производится через тонкостенную нержавеющую трубку диаметром 1,4 см с серебряными вставками. Общая длина откачной трубки - 25 см. Её достаточно высокая проводимость (30 л/сек) обусловила большую скорость откачки теплообменного газа (в течение 10+15 мин). Для "улавливания" излучения вдоль трубки в ней предусмотрены две системы жалюзей, снабжённых теплоразвязками на промежуточные температуры 77к и 4.2к.

С большой тщательностью выбирались элементы конструкции камер образцов.

На рис. 3 изображен узел крепления полупроводникового детектора в камере. Конструкция предусматривает сведение до минимума связи внутреннего объема камеры с общим объемом криостата. Это необходимо для уменьшения теплопритока к образцу и блоку соли по остаточному газу в вакуумном объеме.

Медный корпус детектора с обратной стороны крепится к медному стержню, припаянному к дну съёмной латунной капсулы, с помощью резьбового соединения. Этот стержень медным лентом сечением $1,2 \text{ см}^2$ соединён с гелиевой ванной, находящейся при температуре $4,2 \text{ К}$. Для улучшения теплового контакта резьба смазывается вакуумной замазкой. Фланец, к которому капсула прижимается с помощью накидной гайки, посредством тонкостенного нержавеющей нержавеющей ($b=0,01 \text{ см}$) припаян к камере образца. Для уменьшения теплопритока к детектору сигнал от него передаётся по манганиновому проводнику, хорошо законтрактованному по температуре с капсулой детекторного узла. Все эти предосторожности оказываются необходимыми для обеспечения стабильности скорости счёта в детекторах не хуже, чем $0,5\%$.

Охлаждение криостата до азотной температуры производится путём заполнения гелиевой ванны жидким азотом. В теплообменнике в это время поддерживается давление газа около $0,1 \text{ тор}$. Это же давление сохраняется и при охлаждении блока соли от азотной до гелиевой температуры. Таким способом охлаждается блок парамагнитной соли - наиболее "инерционный" узел криостата. Время охлаждения от комнатной температуры до азотной - 30 час, от 77 К до $4,2 \text{ К}$ - 3 час, от $4,2 \text{ К}$ до $1,2 \text{ К}$ - $0,5 \text{ час}$. Рабочий цикл адiabатического размагничивания состоит из намагничивания, которое осуществляется с помощью специального устройства, обеспечивающего плавность нарастания или уменьшения тока (длительность намагничивания - 10 мин), выравнивания температуры, в течение которого теплота намагничивания соли передаётся через теплообменный газ "одноградусной ванне" ($0,5 \text{ час}$), откачки теплообменного газа (15 мин) и размагничивания (5 мин).

Надёжная работа всех систем и узлов криостата в комплексе с остальными устройствами установки первоначально была проверена в работе с ориентированными ядрами ^{237}Np . Измерялась угловая анизотропия альфа-излучения в последовательные интервалы времени, начиная с момента окончания размагничивания, в результате чего была получена кривая отогрева образца. В течение последующего

ряда лет на этой установке проводились измерения эффектов ориентации ядер изотопов урана-235 и 238 в делении их нейтронами. Работа выполнялась на ускорителе КР-2.5. Экспериментальные результаты в отношении основных параметров установки, влияющих на точность и надёжность получаемых ядерно-физических данных, в основном, находятся в удовлетворительном согласии с расчётом (см. рис. 4), что свидетельствует о правильности конструктивных решений, применённых в криостате:

Центральное место в криостате как в конструктивном, так и в принципиальном смысле занимает узел парамагнитной соли со сверхпроводящим соленоидом, с помощью которого осуществляется охлаждение образца с 1.17к до 0.1к. Поэтому рассмотрим некоторые вопросы, связанные с работой этого узла, подробнее. Получение температуры 0.1к или ниже с помощью адиабатического размагничивания парамагнитной соли в настоящее время не является чрезвычайно трудным делом, особенно при условии использования в качестве источника магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Основная трудность, особенно осязаемая именно при использовании этого метода охлаждения, состоит в поддержании в образце постоянной температуры в течение измерения и в измерении этой температуры. Оба эти параметра, то есть величины средней температуры образца в течение одного замера и долговременный дрейф температуры после окончания адиабатического размагничивания могут быть определены расчётным путём, исходя из известных свойств парамагнитной соли, величины магнитного поля, тепловыделения в блоке соли и образце, теплопроводности теплового моста между солью и поверхностью образца, испускающей осколки деления и альфа-частицы.

Количество извлекаемой из соли энергии при намагничивании можно определить из общей формулы :

$$Q = T_0 \cdot \Delta S_M \cdot m \quad (1)$$

T_0 - стартовая температура, равная в нашем криостате 1.17к.
 ΔS_M - уменьшение энтропии соли при намагничивании, отнесённое к одному молю, m - масса соли в молах.
 ΔS_M определяется величиной магнитного поля.

$$\Delta S_M = \left(C_n \left[(2J+1) \cdot \frac{\text{sh} \frac{1}{2} g \mu}{\text{sh} \frac{1}{2} (2J+1) g \mu} \right] - \frac{1}{2} g \mu \left[(2J+1) \text{cth} \frac{1}{2} (2J+1) g \mu - \text{cth} \frac{1}{2} g \mu \right] \right) \cdot k$$
$$\alpha = \beta H / k T \quad (2)$$

Подставив в эту формулу конкретные значения магнитного по-

ли и стартовой температуры: $H=1.6 \cdot 10^4$ эрстед, $T_0=1.17$ К, $m=0.21$, - получим для $Q = 6.5 \cdot 10^5$ эрг. При этом извлекается примерно половина первоначально имевшейся в соли энтропии. ($S_{\text{нов}} = C_m(2T) = C_m T$). Это следует считать достаточно хорошим результатом, поскольку оставшаяся часть энтропии извлечь гораздо труднее из-за ослабляющейся с ростом поля зависимости энтропии от магнитного поля. Величина Q определяет достигаемую при адиабатическом размагничивании температуру в соли :

$$Q = \int_T^{T_0} C(T) dT$$

где $C(T)$ - теплоёмкость соли.

Функция $C(T)$ хорошо известна :

$$\frac{C(T)}{R} = \frac{0.005}{T^2} \quad (4)$$

Если $T \ll T_0$, то из формулы (4) следует :

$$T = \frac{0.005 \cdot R}{Q} = 0.07 \text{ К}$$

Эта же температурная зависимость теплоёмкости соли определяет временной ход температуры соли при отогреве после окончания адиабатического размагничивания. Вид этой зависимости можно найти, решив дифференциальное уравнение :

$$m \cdot C(T) \cdot \frac{dT}{dt} = \dot{q} \quad (5)$$

\dot{q} - скорость теплопритока к блоку соли и образцу.

Решение уравнения (5) имеет вид :

$$T = \frac{T'}{1 - (\dot{q} \cdot T' / 0.005 \cdot R) t} \quad (6)$$

В пределах времени ≤ 10 час в этом уравнении можно с хорошей точностью ограничиться линейным членом :

$$T = 1 + A \cdot t, \text{ где } A = \frac{\dot{q} \cdot T'}{0.005 \cdot R} \quad (7)$$

Наклон линии отогрева определяется величинами теплопритока и минимальной температуры, достигаемой непосредственно после размагничивания, как и должно быть. Для нашего криостата $\dot{q} = 30$ эрг в сек, $T = 0.1$ К. Для этих значений констант уравнения (7) $A = 0.75 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$; то есть за один час температура увеличивается на ~ 0.01 К.

Поскольку длительность одного замера составляет часто несколько часов, то возникает необходимость вычисления некоторой средней температуры, к которой следует отнести замер :

$$T_{cp} = \frac{\int_{\Delta T} T \cdot C(T) dT}{\int_{\Delta T} C(T) dT} \quad (8)$$

Знание температуры необходимо для определения выстроенности ядер, через посредство которой ядерно-физический эффект ориентации спинов ядер связан с наблюдаемыми в эксперименте эффектами. Поэтому ошибка в определении степени выстроенности ядер прямо сказывается на точности извлекаемой из измерений ядерно-физической информации. С этой точки зрения более интересно знать не среднюю, а некоторую эффективную температуру, определяемую с учётом температурной зависимости выстроенности ядер ::

$$\rho_2(T_{эфф}) = \frac{\int_{\Delta T} \rho_2(T) \cdot C(T) dT}{\int_{\Delta T} C(T) dT} \quad (9)$$

ρ_2 - параметр выстраивания.
(Предполагается, что поток нейтронов через образец в течение замера остаётся постоянным)

Температура поверхности образца отличается от температуры соли, получаемой из формулы (9). Практически можно сделать оценку этого температурного перепада, основываясь на результатах работы /2/, в которой в одинаковых прочих условиях были проведены измерения с тонкими и толстыми образцами. Поскольку разница при этом заключается в величине тепловыделения на поверхности образца по разнице в величине эффекта можно оценить теплопроводность теплового моста между поверхностью образца и солью. Такая оценка даёт величину температурного перепада порядка 0,05к. Таким образом, следует записать вместо (9)

$$\rho_2(T_{эфф}) = \frac{\int_{\Delta T} \rho_2(T+0,05) \cdot C(T) dT}{\int_{\Delta T} C(T) dT} \quad (10)$$

Температурная зависимость выстроенности ядер изотопов урана в монокристаллах уранил-рубидиевого нитрата хорошо известна /2/, поэтому $T_{эфф}$ можно найти, проведя численное интегрирование в формуле (10). Однако, для оценки влияния температурной зависимости теплоёмкости можно воспользоваться приближённым аналитическим выражением (4) и линейным приближением для функции $C(T)$. В частности, для большей части наших измерений мы получили значение $T_{эфф} = 0,18к$, в то время, как начальная температура, достигаемая сразу после окончания размагничивания равнялась 0,12к.

Узел мишень-образец.

В качестве источника моноэнергетических нейтронов использовалась реакция ${}^7\text{Li}(p,n){}^6\text{He}$. Пучок протонов из каскадного генератора КГ-2.5 характеризуется высокой моноэнергетичностью ($\pm 2\text{кэВ}$) достаточной интенсивностью (до 0.5ма). Нестабильности энергии наблюдались при переналадках ускорителя из-за недостаточной контролируемости входного окна в анализирующий магнит. Контроль энергии проводился по порогу реакции.

Металлическая литиевая мишень обладает рядом преимуществ. Во-первых, путём несложных перестроек ускорителя и геометрии эксперимента можно перекрыть широкий интервал энергий нейтронов - от 10 до 300кэВ. Во-вторых, если мишенное устройство снабжено испарителем лития, то в ходе измерений можно изменять толщину мишени. В-третьих, мишень выдерживает высокую плотность тока (до $2\text{мА}/\text{см}^2$). Немаловажно и то, что мишень не летуча.

Очень важно знать действующий спектр энергий нейтронов, который определяется величиной телесного угла, охватываемого образцом, и толщиной мишени. Поскольку экспериментальное измерение спектра в интересующей нас области представляет трудную задачу, он был восстановлен расчётным путём. Спектр нейтронов для данного превышения над порогом реакции геометрически изображается "полочкой", левая и правая границы которой определяются значениями энергии нейтронов, вылетающих вперёд (верхний предел), и под предельным углом, определяемым геометрическими размерами мишени и образца. Для построения спектра надо просуммировать эти "полочки" по толщине активного слоя мишени с шагом, который выбирается из требований детального знания спектра и с учётом изменения величин сечения (σ)-реакции с энергией протонов. Примеры полученных таким способом спектров показаны на рис. 5. За исключением непосредственной близости к порогу реакции форма спектра довольно слабо зависит от энергии протонов. Ширина спектра примерно вдвое по величине превышает толщину мишени, выраженную в единицах "кэВ", измеряющих энергетические потери протонов в мишени.

На рис. 6 показана конструкция мишенедержателя с устройством для напыления лития на медную подложку. Испарение лития производится из тигля диаметром 0.3см и глубиной 0.8см, изготовленного из нержавеющей стали и вставленного в кварцевую

трубку, на которой намотана танталовая спираль. Нагреватель окружен экраном из никелевой фольги для повышения его эффективности. Прежде, чем помещать тигель в испаритель, в нём литый перерабатывается в вакууме, а в дальнейшем хранится в бензине. Каждого в тигле лития достаточно для 2-3 сеансов напыления. Для улучшения вакуума в мишенедержателе между ним и анопроводом установлен угольный адсорбционный насос, быстрота действия которого равна 75 л/час. Это обеспечивает вакуум в районе мишенедержателя не хуже, чем $1 \cdot 10^{-5}$ тор.

Использовались подложки мишени двух видов. В одном случае она представляла собой медный диск, обратная сторона (охлаждаемая проточной водой) которого обрешена для разгрузки её поверхности. В другом случае это был плоский пакет медных капилляров, спаянных между собой твердым припоем. Мишень на подложке второго типа выдерживает примерно вдвое большую плотность тока, чем предыдущая (до 2 ма/см^2 , то есть 4 квт/см^2).

Моноэнергетичность нейтронов обуславливается моноэнергетичностью протонов и однозначной связью энергии нейтрона с энергией протона для данного угла вылета нейтрона (с точностью до вылета "мягкой" группы). Скорость же счёта осколков пропорциональна телесному углу, занимаемому образцом. Для увеличения этого угла в нижней части криостата, в районе образца, было сделано сегментное углубление в корпусе и "азотном" экране криостата, чтобы приблизить, насколько это возможно, образец, находящийся на оси криостата, к мишени. Эта же "диск" в корпусе криостата необходима для камерений на нейтронах, вылетающих из мишени под углами 130° - 140° , энергия которых находится в интервале 10-15 кэв.

Д е т е к т о р ы

Для работы внутри гелиевого криостата полупроводниковые кремниевые детекторы обладают значительными преимуществами перед другими типами детекторов. Наряду с этим они удобнее аналогичных германиевых детекторов, так как работают устойчивее при глубоком охлаждении. Благодаря малости пробега альфа-частиц и осколков в кристалле для их регистрации вполне пригодны поверхностно-барьерные детекторы. Необходимо отметить, что аналогичные детекторы, выпускаемые промышленностью, трудно приспособить к условиям глубокого холода. Поэтому проще, имея подготовленные кремниевые wafer, окончательно изготовление детектора провести по технологии, специально-

но разработанной для их использования при гелиевых температурах. Конструкция используемых нами в течение многих лет детекторов такого типа описана в работе / 3 /. Хотя технология их изготовления в настоящее время относительно проста, факторы, определяющие их работоспособность, не до конца выяснены. Высокие параметры при комнатной температуре не гарантируют удовлетворительную его работу при охлаждении до гелиевых температур. Поэтому отбор пригодных детекторов приходится проводить путём проверки их работы непосредственно в криостате. С целью добиться лучшего понимания поведения детектора при охлаждении нами было проведено исследование температурной зависимости двух его основных характеристик - чувствительности и разрешающей способности по энергии регистрируемых частиц в криостате, позволяющем плавно менять температуру от азотной (77K) до гелиевой (4.2K). На рис. 7 приводится его конструкция. Регистрировался энергетический спектр альфа-частиц и осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Результаты показаны на рис. 8 . Температурная зависимость чувствительности детектора определялась по положению максимумов в регистрируемых спектрах от альфа-частиц и осколков деления. Оказалось, что зависимость эта является немонотонной, с отчётливо выраженным минимумом. Это свидетельствует о конкуренции двух факторов, один из которых приводит к уменьшению сигнала с понижением температуры, а другой - к его росту. Увеличение амплитуды импульса напряжения сигнала на входе предусилителя, очевидно, связано с уменьшением ёмкости детектора из-за "вымерзания" носителей заряда в материале детектора, что приводит к расширению области чувствительности на всю толщину полупроводника. С другой стороны, полупроводник при охлаждении ниже определённой температуры, становится, по существу, изолятором, и детектор начинает вести себя подобно кристаллическому счётчику, чувствительность которого падает при охлаждении из-за захвата носителей ловушками. Прямым указанием на влияние такого механизма служит наблюдаемый нами для некоторых детекторов (в частности, изготовленных из кремния, легированного путём облучения его нейтронами) эффект, заключающийся в восстановлении до начального значения чувствительности, равно уменьшающейся при охлаждении детектора ниже некоторого значающей температуры (порядка 10-30K), после быстрого увеличения напряжения смещения на детекторе. Если этот новый уровень смещения остаётся неизменным, чувствительность детектора снова плавно "угасает". Для нового восстановления сигнала требуется до-

полнительный скачок напряжения смещения, после которого сигнал опять уменьшается до уровня шумов и так далее.

Характер температурной зависимости чувствительности обуславливает основную трудность при работе с кремниевыми детекторами. Резкий спад сигнала при превышении его температуры выше 10к приводит к требованию достаточно надёжной термостабилизации детектора. Трудность выполнения этого требования состоит в целом комплексе неблагоприятных условий работы детектора: с одной стороны, его конструкция должна быть такой, чтобы кремниевая нажда держалась на точечном креплении возможно малого размера, чтобы исключить влияние термических деформаций при охлаждении; с другой стороны, она должна иметь прочный термический контакт с устойчивой по температуре опорой, например, с гелиевой ванной, из которой свободно испаряется жидкость. Так как последнее условие труднее выполнить (сделать тепловой контакт достаточно надёжным), приходится принимать специальные меры, чтобы случайные изменения условий в криостате, в частности, ухудшение вакуума, связанное с какими-либо манипуляциями с криостатом (например, установка переливного сифона), — не могли оказывать дестабилизирующего влияния на кремниевую нажда. Очень "опасны" в этом отношении проволочки, по которым сигнал передаётся от детектора к предусилителю в силу своей относительно высокой теплопроводности и непосредственного контакта с кремниевой наждой. Одновременно с уменьшением сигнала ухудшается энергетическое разрешение детектора. Характерно, что при этом уширение спектра происходит полностью за счёт нижней его части. Очевидно, это обуславливается как усилительской с понижением температуры рекомбинации (при охлаждении экспоненциально по температуре падает подвижность носителей), так и из-за усиления захвата носителей возмущениями.

Тем не менее, всегда имеется возможность выбрать из имеющихся также экземпляры нажда, которые оказываются в состоянии удовлетворительно работать при гелиевых температурах, в том числе, для них сохраняется и разрешающая способность по энергии. На рис. показан спектр осколков деления ^{235}U , снятый при гелиевой температуре, и, для сравнения, спектр, снятый при помощи того же детектора, но при более высокой температуре (77к). Критерием пригодности детектора для измерения эффектов ориентации ядер служит глубина провала между максимумами спектра, соответствующими альфа-частицам и осколкам деления. Для работы отбирались те детекторы, у которых число отсчётов в минимуме было меньше половины числа отсчётов в максимуме осколочной части спектра.

Измерение температуры.

Задача измерения температуры ниже 1к усложняется, с одной стороны, резким (пропорционально второй степени по температуре) уменьшением теплопроводности, ухудшением теплопередачи на границах сред (пропорционально -ой степени по температуре), и, с другой стороны, отсутствием удобных для работы датчиков, способных давать абсолютные значения температуры. Поэтому обычно пользуются полупроводниковыми (германиевыми или угольными) датчиками, прокалиброванными по каким-либо абсолютным измерителям температуры. Угольные сопротивления, разработанные в ИФП (Москва), удобны для использования, достаточно стабильны, обладают воспроизводимыми характеристиками, и для них имеется полуэмпирическое выражение для калибровочной кривой, имеющее вид / 4 / :

$$\frac{1}{T} = A \lg^2 R + B \lg R$$

Входящие сюда две константы необходимо определять для каждого датчика, обычно это делается путём измерения сопротивления датчика при двух реперных значениях температуры : 4.2к и 1.2к , которые однозначно фиксируются по равновесному давлению паров. Диапазон температур от 77к до $\ll 0.1\text{к}$ перекрывается тремя разновидностями угольных сопротивлений, отличающихся друг от друга температурой спекания :

- " 790 " - $77\text{к} + 4.2\text{к}$
- " 820 " - $4.2\text{к} + 0.3\text{к}$
- " 870 " - $0.3\text{к} + 0.05\text{к}$

Калибровка последнего ("870") типа угольного датчика производилась с помощью датчика типа " 820", которое при использовании в течение многих лет показало высокую стабильность и надёжность в работе .

Датчик приклеивается к медной подложке образца, на обратной её стороне, вакуумной замазкой типа "Апезон". Надёжность теплового контакта датчика с подложкой проверялась путём измерения его сопротивления при различных значениях измерительного тока. Независимость показания термометра от величины тока свидетельствует о том, что тепловыделение в датчике не вносит заметной погрешности. Измерительные проводнички от датчика тщательно приклеивались к подложке и медным экранам на различных температур-

ных уровнях, а измерительный ток выбрался, по возможности, малым. Измерение сопротивления датчика производилось мостом Уитстона, включённым по стандартной схеме. Величина измерительного тока в области температур $< I_k$ составляет величину порядка 10^{-7} ампера. Так как величина сопротивления типа "820", например, при температуре $0,3k - 1m$ ом, то выделявшаяся в нём мощность составляет всего 10^{-8} ватт, то есть $0,1$ эрг/сек, что, конечно, не может вызвать трудности для теплосъёма.

Наиболее прямым способом определения температуры образца является измерение угловой анизотропии альфа-излучения некоторого "стандартного" излучателя, например, ^{237}Np . Для этого необходим монокристаллический образец нептуния-рубидиевого нитрата, наклеенный на ту же подложку, что и рабочий образец. Преимущество этого метода состоит в том, что измеряемый эффект непосредственно связан с выстроенностью ядер, знание которого, собственно, и нужно для определения ядерно-физического эффекта из экспериментальных данных при исследовании деления ориентированных спинов ядер. Выстраивание спинов ядер альфа-излучателя ведёт к отклонению формы углового распределения вылетающих альфа-частиц от сферической изотропии в угловом распределении, присутствующем неориентированным ядрам.

Угловое распределение альфа-частиц с учётом выстраивания ядер описывается простой формулой :

$$W(\theta, T) = 1 + A_2 \cdot \rho_2(T) \cdot P_2(\cos \theta) \quad (11)$$

В отсутствие ориентации $\rho_2(T) = 0$, что реализуется для "горячего" образца, то есть $\rho_2(T = \infty) = 0$.

A_2 -не зависящая от ориентации ядер константа, описывающая "внутреннюю", то есть обусловленную самим ядром угловую анизотропию. Величина этой константы может быть определена. Например, при температуре образца I_k , при которой угловая анизотропия альфа-излучения нептуния уже достаточно велика и может быть измерена с достаточной точностью, а давление паров гелия ещё достаточно велико, чтобы его легко можно было измерить. Поскольку температура и выстроенность однозначно связаны между собой, это означает, что в точке $T = I_k$ нам известна выстроенность, а значения выстроенности в остальных интересующих нас точках мы находим из измерений угловой анизотропии. Эти измерения могут быть про-

ведены и с одним детектором, расположенным под углом $\theta=0^\circ$, где эффект максимален ($P_2(0)=1$). Анизотропия углового распределения альфа-частиц из ^{237}Np впервые была измерена в работе /5/. Результаты этих измерений были использованы нами для определения температуры образца. С целью проверки работы криостата измерялся выход альфа-частиц в направлении оси кристалла, относительно которой ориентируются ядра ^{237}Np ($\theta=0^\circ$), в разные моменты времени после размагничивания. Была измерена скорость счёта альфа-частиц непосредственно после окончания адиабатического размагничивания и постепенное уменьшение её с течением времени. Из временного хода скорости счёта было найдено изменение во времени температуры поверхности образца, которое затем было сопоставлено с ходом температуры подложки, измеряемой в течение эксперимента угольным термометром (рис. 4). Было установлено существование систематического превышения температуры поверхности образца над температурой подложки, вызванного, как уже указывалось выше, недостаточной теплопроводностью теплового контакта образца с подложкой.

Основные источники ошибок измерений.

Теоретическое описание эффектов ориентации ядер в делении проводится с помощью основного уравнения :

$$W(\theta, T) = 1 + A_0(T) + A_2(T) \cdot P_2(\cos \theta) \quad (12)$$

Это выражение представляет собой часть общего уравнения для углового распределения осколков; ограничение вторым полиномом Лежандра связано со специфической структурой внутри кристаллического поля уранил-рубидиевого нитрата, которое приводит к значительному выстраиванию, в то время, как ориентация более высокого порядка оказывается малой. Входящие в уравнение (12) коэффициенты A_0 и A_2 описывают разные эффекты : A_0 - эффект в полном сечении деления при данной энергии нейтронов, A_2 складывается из двух компонентов: коэффициента анизотропии углового распределения, связанной с нейтронным эффектом, то есть вкладом парциальных волн с ненулевым орбитальным моментом, и изменения угловой анизотропии из-за ориентации спинов ядер мишени. Таким образом, указывая в (12) зависимость A_0 и A_2 от температуры отражает тот факт, что в отсутствие ориентации ядер мишени (что соответствует условию $T=\infty$) A_0 обращается в нуль, а A_2 при этом не ис-

чается, причём оставшаяся часть описывает угловую анизотропию для случая неориентированных ядер мишени. Задачей наших измерений являлось определение обоих коэффициентов в диапазоне энергий нейтронов от тепловых до 200кэв. Эксперимент был спланирован так, чтобы оба коэффициента измерялись одновременно. Для этого в камеру образца были помещены три детектора, два из которых измеряли скорости счёта под 0° и 90° относительно оси выстраивания спинов ядер, а третий служил в качестве монитора, причём мониторирующим слоем ^{235}U служил слой закись-оксида урана, приклеенный с обратной стороны медной подложки ориентированной мишени так, чтобы оба слоя находились в одном и том же потоке нейтронов. Ядерно-физические параметры, которые могут быть сопоставлены с предсказаниями теоретических моделей, описывающих процесс деления, входят в коэффициенты в качестве множителей у параметра выстроенности $\mathcal{F}_2(T)$. Таким образом, процедура измерений состояла как в замере величины коэффициентов A_0 и A_2 , которые получались из чисел отсчётов по каналам " 0° ", " 90° " и "М") так и в одновременном с этим замере параметра выстроенности $\mathcal{F}_2(T)$, что достигалось путём измерения однозначно связанной с ним температурой образца (с точностью до ошибки в определении константы сверхтонкого взаимодействия).

Основными источниками ошибок, определяющих пределы надёжности и точности извлечённых из уравнения //2/ теоретических параметров, являются следующие :

1. Статистические ошибки, определяемые набором статистики по трём каналам. Используя достаточно высокие параметры каскадного генератора КГ-2.5, измерения были проведены с довольно тонкими мишенями (10+20 кэв для протонов с энергией 1.9 мэв). По всем циклам измерений статистическая ошибка составила величину несколько больше 1%.

2. Вероятная ошибка, связанная с неопределённостью порога дискриминации альфа-частиц. Для уменьшения этой неопределённости регистрация счёта осколков проводилась одновременно как пересчётными схемами после тщательной установки порогов дискриминации, так и путём записи амплитудных спектров по трём каналам. В последнем случае дискриминировались только шум и гамма-фон. Образец регистрируемого спектра показан на рис. 9. Стрелкой на рисунке указан порог дискриминации альфа-частиц, то есть нижний

предел суммирования числа осколков по спектру для вычисления эффекта. Оцененная вероятная ошибка, связанная с нестабильностью порогов дискриминации равна 0.5%.

3. Вероятная ошибка, вносимая при введении поправки на конечные телесные углы, занимаемые полупроводниковыми детекторами и образцом. Поправка вычислялась по аналитической формуле, выведенной при условии что детекторы и образец могут быть представлены однородными по поверхности дисками, с симметричным расположением детекторов относительно образца. В этом случае истинная анизотропия отличается от наблюдаемой множителем $1 + \frac{4}{3} \Delta$, где

$$\Delta = 1 - \bar{P}_2(\cos \theta)$$

а $\bar{P}_2(\cos \theta)$ - среднее значение полинома Лежандра по всей площади детектора. Для конкретного случая детектора радиусом 1.5 см и расстоянием от образца до детектора 4 см $\bar{P}_2(\cos \theta) = 0.85$, поправка $1 + \frac{4}{3} \Delta = 1.20$, и для эффекта в 30% поправка составляет 6%. Если по размеру образец соизмерим с детекторами, то поправка на конечный размер образца тоже составляет 4-5%. Таким образом, общая поправка достигает величины, составляющей треть часть эффекта, что заставляет очень внимательно рассмотреть вопрос корректности вычисления поправок. Как показывают оценки, возможная ошибка при таких вычислениях составляет 2-3%. Следует, однако, подчеркнуть, что, хотя получаемая из измерений после внесения поправок абсолютная величина эффекта и обладает значительной неточностью, тем не менее относительные измерения могут быть проведены с большей точностью. Дело в том, что благодаря использованию полупроводниковых детекторов в течение всего цикла измерений все условия в криостате и во всех компонентах установки остаются неизменными, а переход от неориентированной мишени к ориентированной осуществляется путём плавного выключения тока магнита (адиабатическое размагничивание).

4. В случае нейтронов $\sigma > 0$ уравнение (12) следует дополнить членом $P_4(\cos \theta)$, который, хотя и складается значительно меньшим по величине, чем член $P_2(\cos \theta)$, но вполне может быть соизмерим с A_0 . В использованном нами способе определения A_0 (путём исключения члена $P_2(\cos \theta)$), член $P_4(\cos \theta)$ не исчезает и может существенно исказить результат. Однако оказывается, что в случае "плотной геометрии" регистрации осколков влияние члена P_4 сильно

ослаблено, и, с точностью до статистических ошибок, им можно пренебречь.

5. Ошибки в определении выстроенности связаны с неопределённостью измерения температуры поверхности образца, с которой происходит испускание частиц. В ходе измерений непрерывно контролируется температура подложки угольным термометром, но, как отмечалось выше, температура поверхности образца существенно отличается от неё (рис. 4). Температура поверхности была определена, как описано выше, и, кроме того, в независимом эксперименте путём измерения временного хода угловой анизотропии осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Результаты были сравнены с данными работы /6/, и найденные таким способом температуры согласовались с полученными по альфа-частицам. Оценка ошибки в определении температуры поверхности образца даёт в результате величину $\pm 0.01\text{K}$.

6. Ошибки, связанные с присутствием рассеянных на металлических конструкциях криостата нейтронов. Их вклад можно оценить с помощью выражения $\frac{\omega}{\Omega} \cdot \frac{1}{\sigma}$, в котором ω, Ω - телесные углы, занимаемые образцом, соответственно, относительно литевой мишени и рассеивателя, а σ - вероятность рассеяния на 1 см^2 рассеивателя. Для нашего криостата это выражение даёт величину ~ 0.15 . Рассеянные нейтроны приводят к некоторой разориентации орбитального углового момента захватываемых нейтронов (для р-нейтронов). Эффект этой разориентации не очень существен для угловой анизотропии, для которой не наблюдается большого различия для S- и р-нейтронов. Более важен он в случае измерения эффекта в сечении деления, который прямо пропорционален вкладу р-нейтронов, и, следовательно, согласно указанной выше оценке, наблюдаемый эффект меньше истинного на 15% (в отношении к его величине), а так как сам эффект равен $\sim 5\%$, то эта поправка не выходит за пределы статистических ошибок.

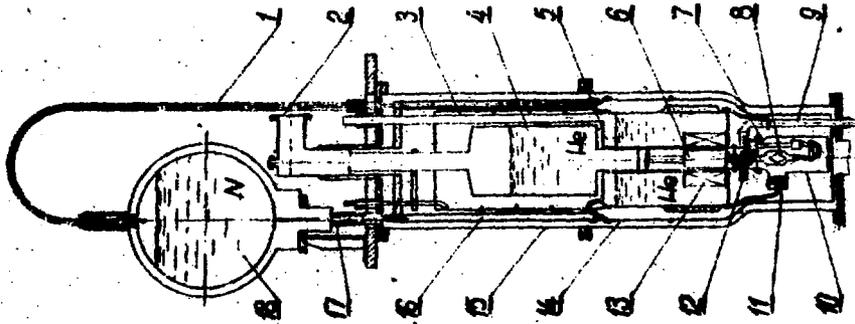
В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.М.Звонкову за качественное изготовление ответственных узлов установки, а также А.Ф.Колесникову и А.Ф.Камыгину за обеспечение в течение длительного времени в трудных условиях инициал гелием.

ИМТЕРПАТЦА

1. H.N.Gonin et al. Cryogenics v.18, № 1, p.57, 1978.
2. R.Kuiken et al. Nucl. Phys., v. A190, p.401, 1972.
3. H.N.Gonin et al. Cryogenics, v.18, № 1, p.57, 1978.
4. M.H. Каминкина. ИТЭ, 53, стр.204, 1963.
5. S.H.Hanauer et al. Phys. Rev., v.124, p.1512, 1961.
6. L.D.Roberts, J.W.F.Dabbs, Ann. Rev. of Nucl. Science, v.11, p.175, 1961.

Рис. 1

Вертикальный разрез крестована.



1. - лезвие для сжатия азотного воздуха;
2. - тракт отвода паров гелия;
3. - экран, охлаждаемый жидким азотом;
4. - ванна гелиевая при T=4,17°K;
5. - ванна гелиевая при T=4,2°K;
6. - блок хромо-калиевых катушек;
7. - титановый мост;
8. - лезвие подложки с поликристаллической обрешеткой;
9. - труба вакуума и отвода теплопроводящего газа;
10. - камера обрешетки;
11. - полупроводниковые детекторы;
12. - теплообменник;
13. - сверхпроводящий соленоид;
14. - азотный экран;
15. - кожух крестована;
16. - ванна с жидким азотом;
17. - вакуумный ящик;
18. - дополнительная ванна с жидким азотом;

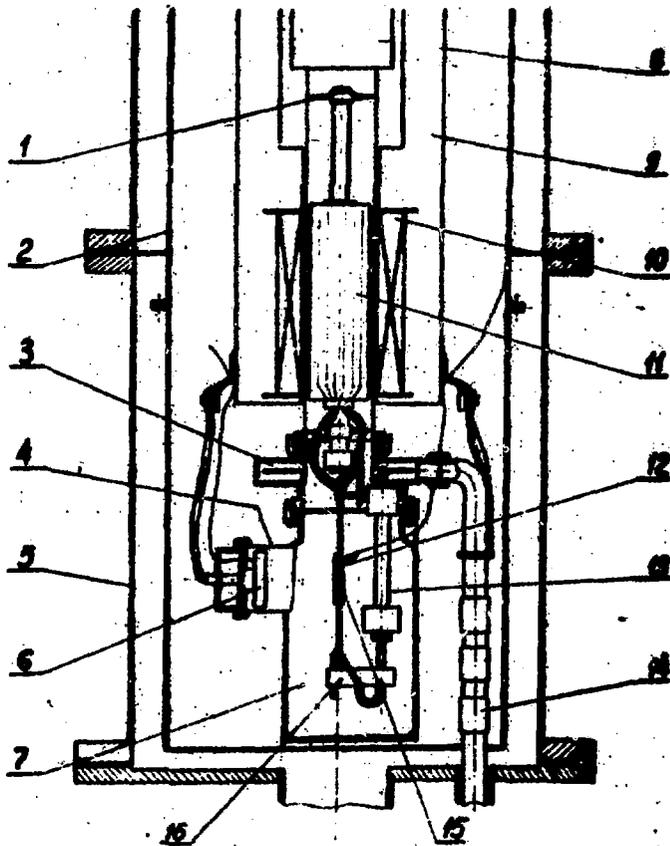


Рис. 2

Низкотемпературная часть криостата:

1.- тефлоновые "звездочки"; 2.- радиационный экран при $T=77\text{K}$; 3.- теплообменник; 4.- нержавеющая трубка; 5.- колул криостата; 6.- полупроводниковые детекторы; 7.- камера образца; 8.- ванна с жидким гелием при $T=1.17\text{K}$; 9.- ванна с жидким гелием при $T=4.2\text{K}$; 10.- сверхпроводящий соленоид; 11.- блок хромокалиевых квасцов; 12.- монокристаллический образец; 13.- тефлоновый подвес; 14.- трубка напуска и отсачки теплообменного газа.

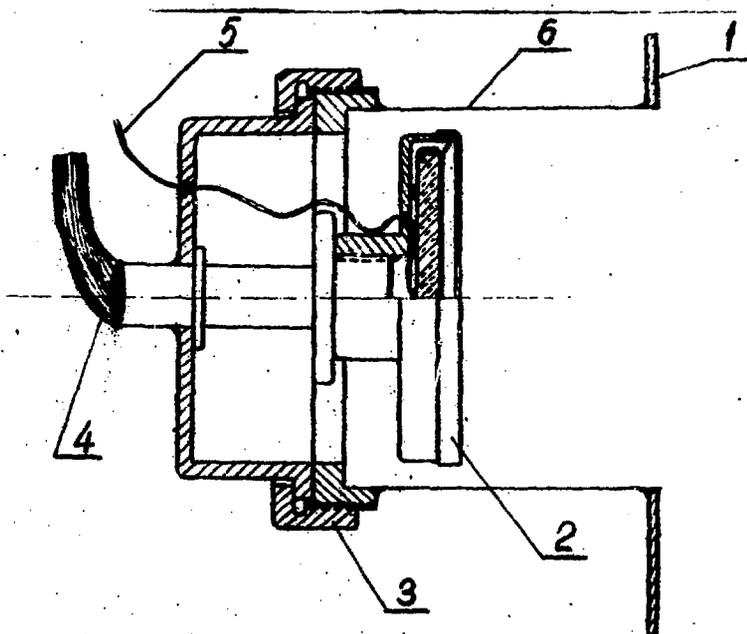


Рис. 3.

Крепление детектора на камере образца:

- 1.- стенка камеры образца ;
- 2.- полупроводниковый детектор ;
- 3.- разъёмное соединение ;
- 4.- тепловой контакт с гелиевой ванной ;
- 5.- проводник от детектора ;
- 6.- тонкостенный нержавеющий патрубок ;

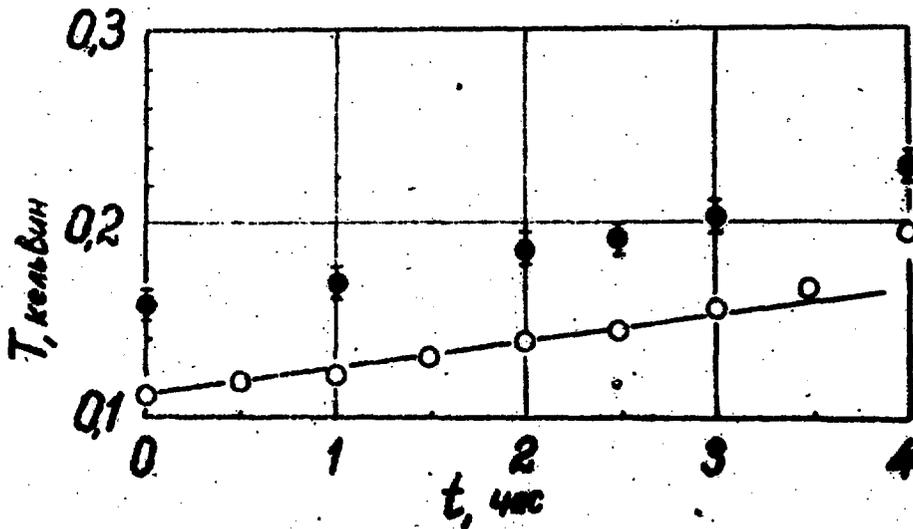


Рис. 4.

Временной ход температуры образца и подложки после разматывания:

● - аддуктивная температура образца, полученная на объекте встраивания ядер ^{237}Np ;

○ - температура подложки, измеренная угольным термометром;

сплошной линией изображена расчётная кривая.

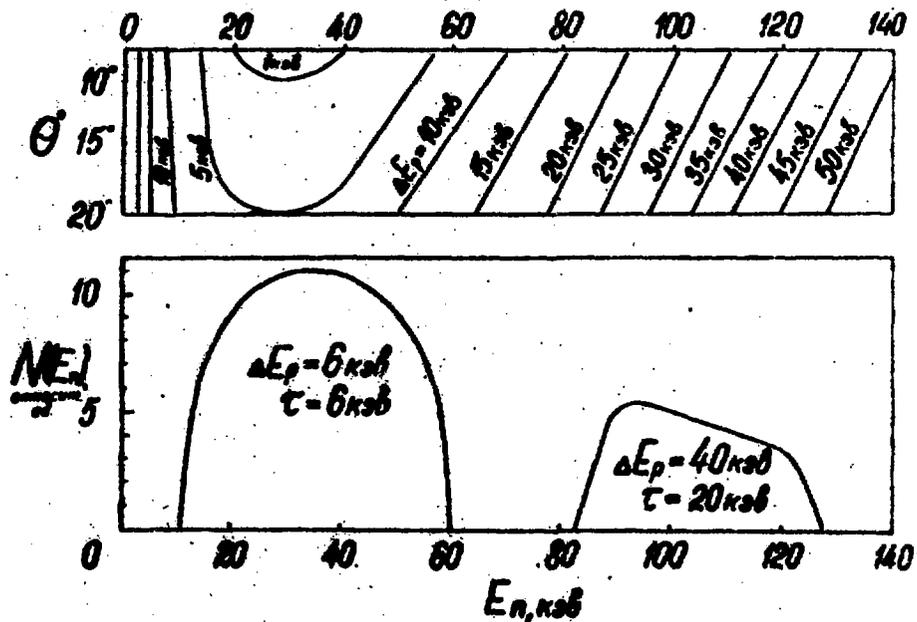


Рис. 5.

Расчётные спектры нейтронов:

ΔE_p - превышение энергии протонов над порогом ;
 τ - толщина мишени

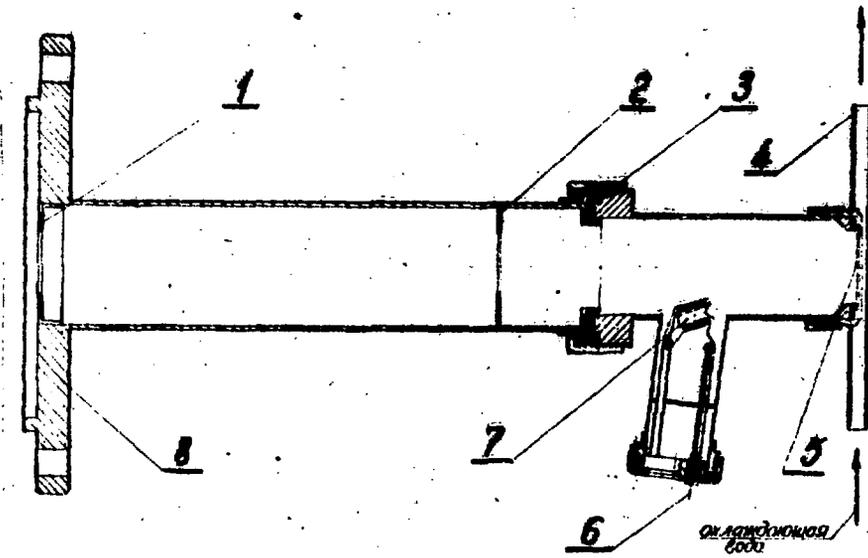


Рис. 6.

Мишенедержатель:

1, 2 - диафрагмы ; 3.- вакуумное соединение ;
4.- трубки для охлаждающей воды ; 5.- напылённый
слой литиевой мишени ; 6.- вывод нагревателя
испарителя ; 7.- испаритель.

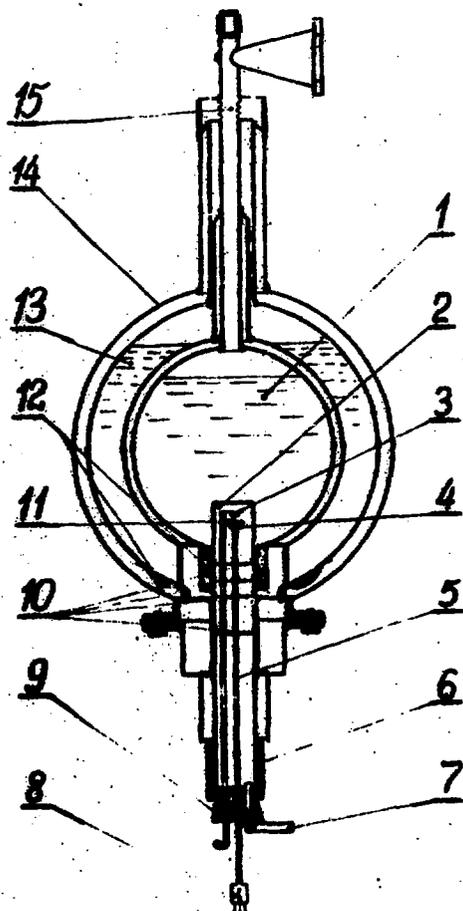


Рис. 7.

Криостат для испытания детекторов:

- 1.- ёмкость с жидким гелием ; 2.- экспериментальная камера ; 3.- источник альфа-частиц и осколков ; 4.- угольный термометр ; 5.- нержавеющая трубка ; 6.- резиновое уплотнение ; 7.- трубка напуска и откачки обменного газа ; 8.- выходы сигналов с детектора и угольного термометра ; 9.- резиновая пробка ; 10.- экран ; 11.- детектор ; 12.- активированный уголь ; 13.- ёмкость с жидким азотом ; 14.- колпак криостата ; 15.- сифон.

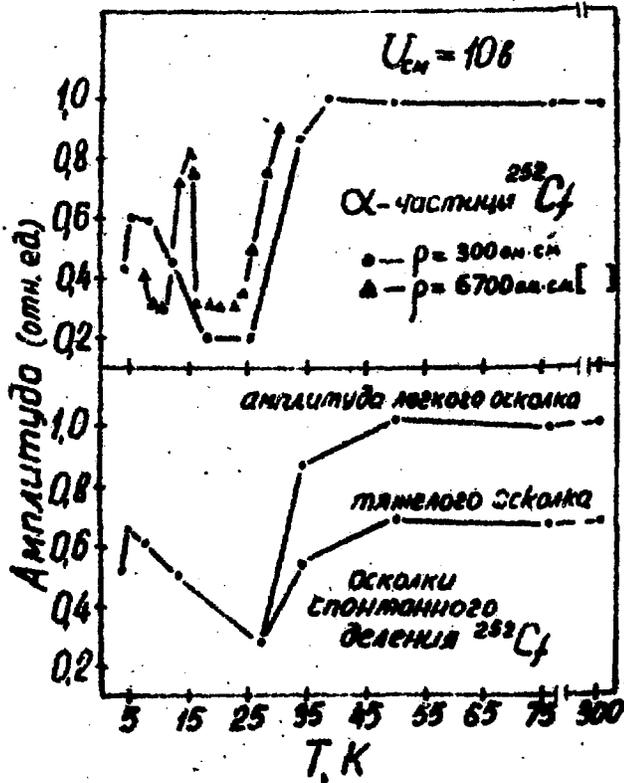


Рис. 8.

Температурная зависимость амплитуды сигнала от полупроводникового детектора.

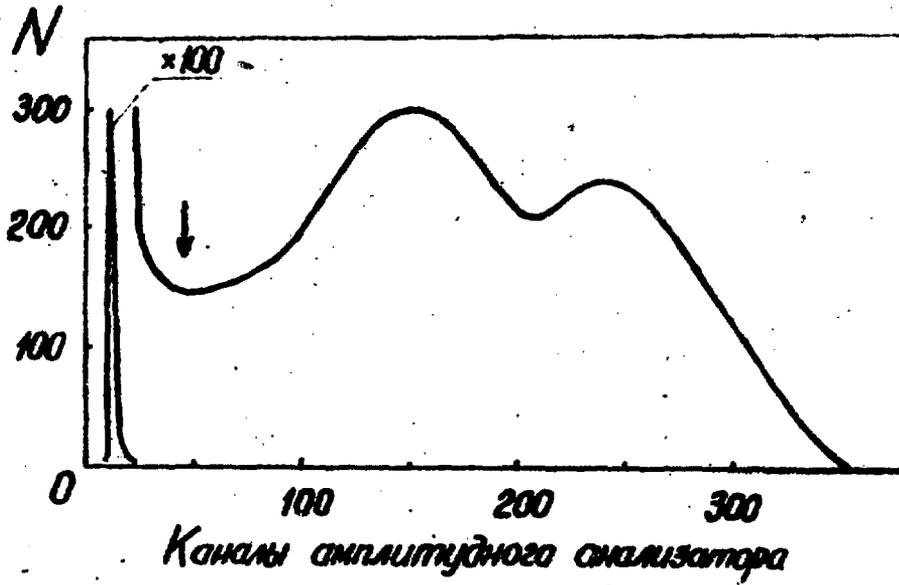


Рис. 9.

Спектр альфа-частиц и осколков деления ^{235}U , снятый полупроводниковыми детекторами, работающими при температуре 4.2к.

Технический редактор Н.Л. Герасимова

Допущено в печать 11/03-1982 г. Т-04076 формат 60x90 1/16
Бел. н. л. 1,9 Уч.-изд. л. 1,3 Тираж 90 экз. Осветная печать
Цена 20 коп. 024-1301 Индекс 3624 Заказ 414

Издано на ротапринте ВМ, г. Обнинск

20 коп.

Индекс 3624

**Установка для измерения эффектов выстраивания в делении
изотопов урана.
ФЭИ-1301, 1982, 1-32.**