

Евсеев В.С. и Сабиров Б.М.

СЗ44.1с

Е-25

Б1-13-7458.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-13-7458

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б1-13-7458

В.С. Евсеев, Б.М. Сабиров

ПРОЕКТ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ  
РАБОТЫ НА МЕЗОННЫХ ПУЧКАХ СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛЯЦ

с.ф.13758

Рукопись поступила  
в издательский отдел  
18 сентября 1973

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1972 год

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц требует использования все более и более точных методов. В частности, такие задачи, как прецизионное измерение массы отрицательно заряженных пи- и мю-мезонов по мезорентгеновскому излучению, изучение электромагнитной структуры ядер в опытах с мю-мезорентгеновским излучением, ядерная гамма-спектроскопия высокого разрешения и многие другие требуют существенного увеличения (на один-два порядка) энергетического разрешения и точности измерения энергии квантов электромагнитного излучения по сравнению с теми возможностями, которые имеются у лучших работающих спектрометров на основе кремния или германия.

Прибором, наилучшим образом удовлетворяющим этому требованию, является кристалл-дифракционный гамма-спектрометр (КДГС). На существующих приборах такого типа получена точность  $\sim 10^{-5}$ , но в принципе абсолютная калибровка прибора уже теперь может быть выполнена с точностью до нескольких единиц на  $10^{-6}$ . При использовании германиевых спектрометров достигнута точность примерно  $10^{-4}$  (для энергии нескольких единиц на  $10^5$  эв), что близко к пределу технических возможностей этого типа приборов. Следует отметить, что при указанной точности ширина аппаратурной линии составляет доли процента.

КДГС создаются трех типов: 1 - плоско-параллельный, 2 - с изогнутым кристаллом, фокусирующий по Дю Монду и 3 - с изогнутым кристаллом, фокусирующий по Кошуа. 2 и 3 отличаются геометрией: 2 - точечный источник, протяженный детектор; 3 - протяженный источник, точечный детектор (см. рис. 1).

Разрешающая способность КДГС ограничивается естественной мозаичностью природных монокристаллов кварца. КДГС плоско-параллельного типа позволяет получить предельное разрешение относительно простыми средствами, но значительно (на порядок) уступает фокусирующим КДГС в светосиле.

Ниже предлагается проект КДГС типа Кошуа для работы на пучке мезонов. Нами выбран вариант Кошуа, поскольку интенсивность пучка, на котором будет работать КДГС, столь велика, что по счету отдельных частиц практически оказывается невозможным выделять остановки мезонов в очень тонкой мишени. Прибор предназначен для измерения энергии в интервале 15-600 кэв, т.е. в той области, где он не имеет конкурентов по энергетическому разрешению; при аппаратурной ширине линии, равной  $4 \cdot 10^{-5}$  при  $E = 15$  кэв, и  $1,3 \cdot 10^{-3}$  при  $E = 600$  кэв, точность измерения энергии примерно до нескольких единиц на  $10^{-6}$  (предел определяется достижимой в настоящее время точностью абсолютной калибровки). Расчет параметров предлагаемого прибора и выбор их оптимальных величин базируются на опыте работ группы Дю Монда, Кошуа, Ноулеса и Сумбаева /1-7/.

#### Принцип работы КДГС

Принцип работы КДГС, фокусирующего по Кошуа, можно понять из рассмотрения рис. 1. Фотоны, испускаемые протяженным источником 1, проходят через многощелевой коллиматор 2, отражаются на плоскостях кристалла кварца 3 под углами Брэгга  $\theta$ , определяемыми равенством

$$n \lambda = 2 d \sin \theta \quad (I)$$

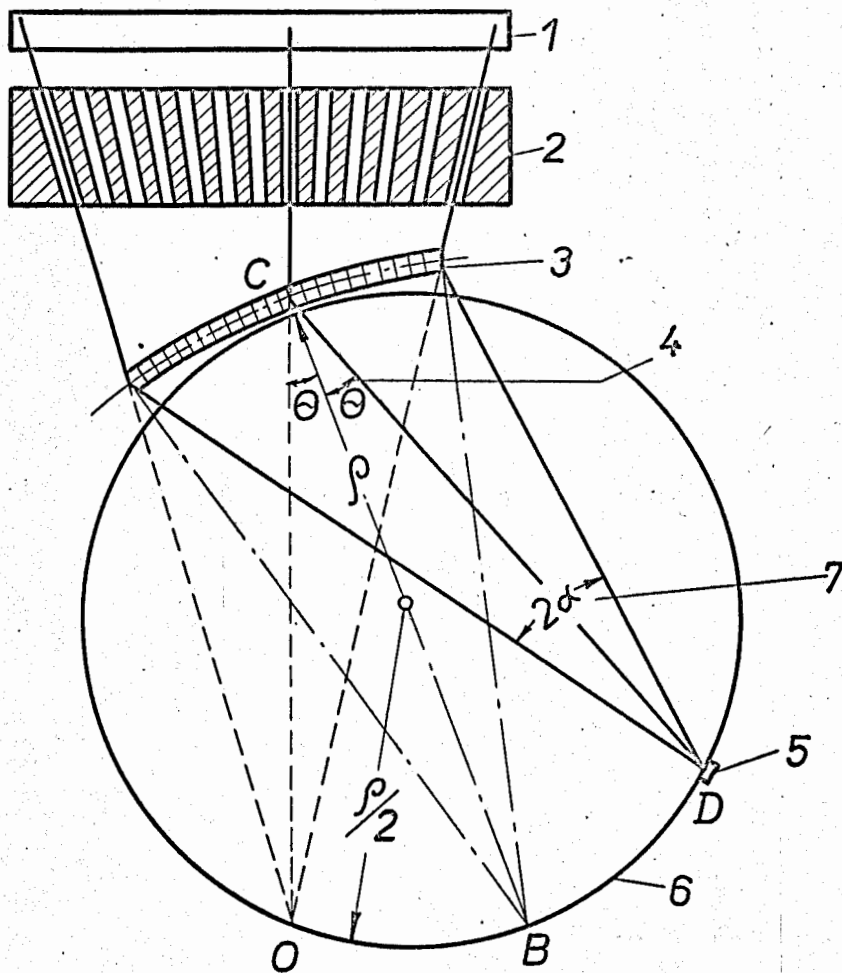


Рис.1.

- 1 - Источник (мишень)
- 2 - коллиматор
- 3 - кристалл кварца
- 4 - угол Брэгга
- 5 - детектор
- 6 - фокальный круг
- 7 - горизонтальная апертура пластины кварца

где  $n$  - порядок дифракционного максимума,  $\lambda$  - длина волны падающих на кристалл фотонов,  $d$  - межплоскостное расстояние в пластине кварца.

Пластина кварца изогнута по радиусу  $\rho$  и обладает фокусирующими свойствами. Дифрагированные кванты собираются в различных местах фокального круга  $\delta$  в зависимости от их энергии (длины волны) и регистрируются "точечным" детектором  $\delta$ .

Для осуществления условия Брэгга (для данной энергии фотона) рабочие плоскости кристалла должны быть развернуты относительно направления падающих фотонов на угол Брэгга  $\theta$  (угол ОСВ на рис. 1), а приемная щель детектора - на угол  $2\theta$  (угол ОСД). Длина волны дифрагированного излучения определяется величиной угла между отражающими плоскостями кристалла (назовем это направление осью кристалла) и направлением от кристалла на приемную щель детектора (угол ВСД).

Светосила и разрешение

Основными параметрами, характеризующими качество КДС, являются его светосила и разрешающая способность по энергии.

Светосила  $C$  спектрометра по Кошуа определяется выражением

$$C = \frac{\Delta \varphi \omega}{4\pi} R_{\omega} \zeta \varepsilon \xi \quad (2)$$

где  $R_{\omega}$  - интегральный коэффициент отражения в первый дифракционный максимум на полуширине линии, зависящий от энергии фотона и толщины кристалла;  $\varepsilon$  - эффективность детектора дифрагированных фотонов;  $\xi$  - прозрачность коллиматора;

$\frac{\Delta \varphi \omega}{4\pi}$  - телесный угол;  $\Delta \varphi$  - вертикальная апертура;  $\omega$  - диапазон углов, в пределах которого происходит интенсивное

отражение;  $\xi$  - коэффициент пропускания кристалла для излучения данной энергии.

Светосила спектрометра по Кошуа примерно на три порядка меньше светосилы спектрометра по Дю Монду. Но это справедливо для заданной активности источника, а при заданной удельной активности источника их светосилы равны, т.к. в спектрометре по Дю Монду размер источника по фокальному кругу  $\tau$  ограничивается величиной  $w\rho$ , где  $\rho$  - радиус кривизны изогнутого кристалла (если  $\tau > w\rho$ , то ширина линии будет определяться размером источника и разрешающая способность ухудшится). В спектрометре по Кошуа  $\tau$  есть ширина входной щели детектора, изменять которую легче (для уменьшения влияния ее ширины на аппаратную ширину линии), а соответствующий размер источника равен  $2\alpha$ , где  $2\alpha$  - горизонтальная угловая апертура кристалла кварца. Коэффициент отражения  $R_w$  для достаточно толстой пластины кварца слабо зависит от энергии, начиная с некоторой граничной ее величины и равен примерно 1/2 при преимущественном рассеянии в первый дифракционный максимум, поскольку падающий поток фотонов при многократном рассеянии на элементах мозаичной структуры делится поровну на два потока: рассеянный под углом Брэгга и проходящий. Для указанных ниже толщин пластины кварца, вырезанной по плоскости I340, приводятся значения максимальной энергии фотонов, ниже которой коэффициент отражения примерно постоянен и равен 1/2:

$T = 0,15$ мм	$E = 53,6$ кэВ
$T = 0,25$ мм	$E = 69,1$ кэВ
$T = 1,0$ мм	$E = 138,3$ кэВ.

Учитывая то обстоятельство, что для фотонов малых энергий становится существенным поглощение в самом кристалле кварца,

следует для перекрытия всего рабочего диапазона КДГС иметь несколько пластин разной толщины. Как будет показано ниже, эти пластины должны быть вырезаны под различными углами к главным осям кристалла.

Наиболее трудной и требующей значительных технических усилий является задача улучшения разрешающей способности КДГС.

Влиять на ширину и форму линии в спектрометре по Кошуа могут следующие факторы:

- а) размер входной щели детектора в горизонтальной плоскости (на фокальном круге)  $\tau$ ,
- б) собственная ширина дифракционного максимума от изогнутого кристалла  $\omega_r$ ,
- в) aberrация  $\Delta_{\varphi}$ , связанная с приближенностью фокусировки,
- г) aberrация  $\Delta_{\psi}$ , обусловленная отклонениями поверхности изогнутого кристалла от цилиндра,
- д) собственная спектральная ширина исследуемой линии.

Для большинства экспериментов, в которых предполагается использовать КДГС, собственная спектральная ширина линии намного меньше аппаратурной, поэтому этой величиной мы пренебрегаем.

Аберрация  $\Delta_{\varphi}$ , связанная с приближенностью фокусировки, вызванной неравномерной деформацией кристалла при его изгибе, для приборов с большим фокусным расстоянием  $\rho$  обычно мала и определяется выражением:

$$\Delta_{\varphi} = \frac{(1 - \cos \alpha) \sin \theta}{\cos(\alpha + \theta)} \quad (3)$$

Собственная ширина дифракционного максимума (естественная ширина мозаичности) от изогнутого кристалла  $\omega_r$  слабо зависит от длины волны  $\lambda$ , естественной мозаичности и квазимозаичности. Эффект квазимозаичности впервые обнаружен в работе<sup>/3/</sup>,



исследован и объяснен Сумбаевым<sup>/7/</sup>. Обусловленная этим эффектом локальная (не зависящая от апертуры) абберрация  $\Delta_{\lambda} = 2 \text{ КТ}$  (К - коэффициент упругой деформации). Так как мы выбрали случай малой спектральной ширины исследуемой линии, то  $\Delta_{\lambda}$  должна быть минимальной:  $\Delta_{\lambda} \ll 2 \text{ КТ}$ .

Обычно  $\Delta_{\lambda}$  является величиной, определяющей разрешающую способность КДГС, так как она может быть на порядок-два больше естественной мозаичности кристалла. Оказалось, однако, что величина К зависит от угла  $\varphi$ , т.е. угла между оптической осью кристалла и плоскостью среза пластины.

До работ Сумбаева применялся обычный срез с  $\varphi = 0$ , причем величина  $K = 1,85 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Если же сделать срез через направление, определяемое  $\varphi = 12,5^{\circ}$ , то  $K \rightarrow 0$ , т.е. локальную абберрацию можно свести к минимуму. Тогда ширина линии будет определяться апертурными абберрациями. В этом случае для отношения площадей линий (интегральных коэффициентов отражения) получается (см. работу<sup>/7/</sup>)  $R_{12,5}/R_{12,5} = 3,4$ , а для отношения счета на максимумах пиков (максимальных коэффициентов отражения)  $\Gamma_{12,5}/\Gamma_0 = 2,5$ . Выигрыш в ширине линии на половине высоты получается примерно на порядок,

Абберрация  $\Delta_{\varphi}$ , вызванная отклонения формы поверхности, по которой изогнута пластина, от цилиндрической определяется точностью изготовления пластины и изгибающих ее металлических зеркал (не хуже 1-2 интерференционных полос). Наилучшая достигнутая точность, т.е. наименьшая абберрация  $\Delta_{\varphi}$ , получена на приборе с  $\rho = 770 \text{ см}$  и  $\alpha = 10^{-2} \text{ радиан}$ <sup>/8/</sup>. ( $2\alpha$  - угол, под которым в горизонтальной плоскости видна из "точечного" детектора изогнутая пластина кварца.) Она составляла примерно  $8 \cdot 10^{-6} \text{ радиан}$ , т.е. 1,6 сек. В принципе, при более тщательном

изготовлении зеркал можно довести эту величину до 1" и меньше <sup>/12/</sup>.

Видимо, можно добиться, чтобы аберрации  $\Delta_{\psi}$  и  $\omega_{\tau}$  (естественная ширина мозаичности) в сумме составляли примерно 1". Однако мы будем исходить из реально достигнутых ( $\Delta_{\psi} + \omega_{\tau}$ ) на обычных КДГС, т.е.  $\Delta_{\psi} + \omega_{\tau} = 2,5''$ .

Ширина щели детектора  $\tau$  выбирается в соответствии с аппаратурной шириной линии на фокальном круге.

Определим суммарную ширину линии для следующих параметров КДГС:  $\rho = 800$  см, рабочая площадь кварцевой пластины  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>,  $\alpha = 21'30''$ . Величина аберрации  $\Delta_{\sigma}$  для разных энергий вычисляется по формуле (3):

для $E = 20$ кэв	$\Delta_{\sigma} = 0,47''$
для $E = 50$ кэв	$\Delta_{\sigma} = 0,18''$
для $E = 100$ кэв	$\Delta_{\sigma} = 0,09''$ .

Если учесть, что  $\omega_{\tau} = 1''$  (или меньше), а  $\Delta_{\psi} = 1,5''$ , то для средней энергии  $E = 100$  кэв полная ширина линии будет примерно  $\Delta = 2,7''$ . При этом относительная ширина линии, например, для  $E = 100$  кэв ( $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta}{\theta}$ ) будет  $2,4 \cdot 10^{-4}$  или 24 эв. Относительная ширина линии меняется прямо пропорционально энергии.

### Конструкция КДГС

КДГС представляет собой прецизионный прибор и поэтому его конструкция и условия работы должны удовлетворять вполне определенным жестким требованиям. Ниже приводится перечень основных узлов прибора с описанием их параметров и условий работы.

Мишень. Объем, в котором будут происходить остановки мезонов, представляет из себя прямоугольник размером  $10 \times 10$  см<sup>2</sup> в плоскости, проходящей вертикально через ось пучка с максимальной толщиной в направлении на КДГС не более  $0,7$  г/см<sup>2</sup>.

Путем изменения толщины ф-льтра перед мишенью можно будет останавливать в мишени также и  $\mu$ -мезоны, которых в пучке примерно на порядок меньше. Аналогичную конфигурацию мишени можно осуществить и в опытах по ядерной спектроскопии на пучке быстрых  $\pi$ -мезонов. Смещения геометрического положения мишени относительно оси КДГС за время эксперимента или между ними несущественны до тех пор, пока она не выйдет за пределы угла, вырезаемого многощелевым коллиматором.

Коллиматор. Многощелевой коллиматор предназначен для формирования пучка фотонов в горизонтальной плоскости. Угловой зазор каждой щели коллиматора определяется верхним пределом энергии, измеряемой с помощью прибора, имеющего определенным образом вырезанную пластину кварца. Например, для среза I340 и для максимальной энергии 600 кэв угол  $2\theta \approx 1^\circ$ . Это означает, что практически угловой размер щели коллиматора должен быть не больше  $10'$ , чтобы проходящий пучок фотонов имел на фокальном круге достаточно малые размеры и фон проходящих фотонов в том месте, где расположен дифракционный максимум от  $E = 600$  кэв, был достаточно малым.

Существенным параметром коллиматора является его прозрачность, т.е. отношение суммарной площади щелей к суммарной площади металлических пластин. Обычно эта величины равна примерно 0,5, однако при использовании пластин из тантала может быть увеличена до  $2/3$ . Это важно реализовать по двум причинам. Во-первых, будет увеличена светосила прибора, а во-вторых, это приведет к тому, что форма кривой пропускания коллиматора вместо треугольной станет трапецеидальной, что, как мы увидим ниже, очень удобно для работы КДГС. Размер коллиматора в вертикальной плоскости должен быть сравним с размерами мишени и, в основном, кристалла, т.е. примерно 10 см. Длина коллиматора определяется

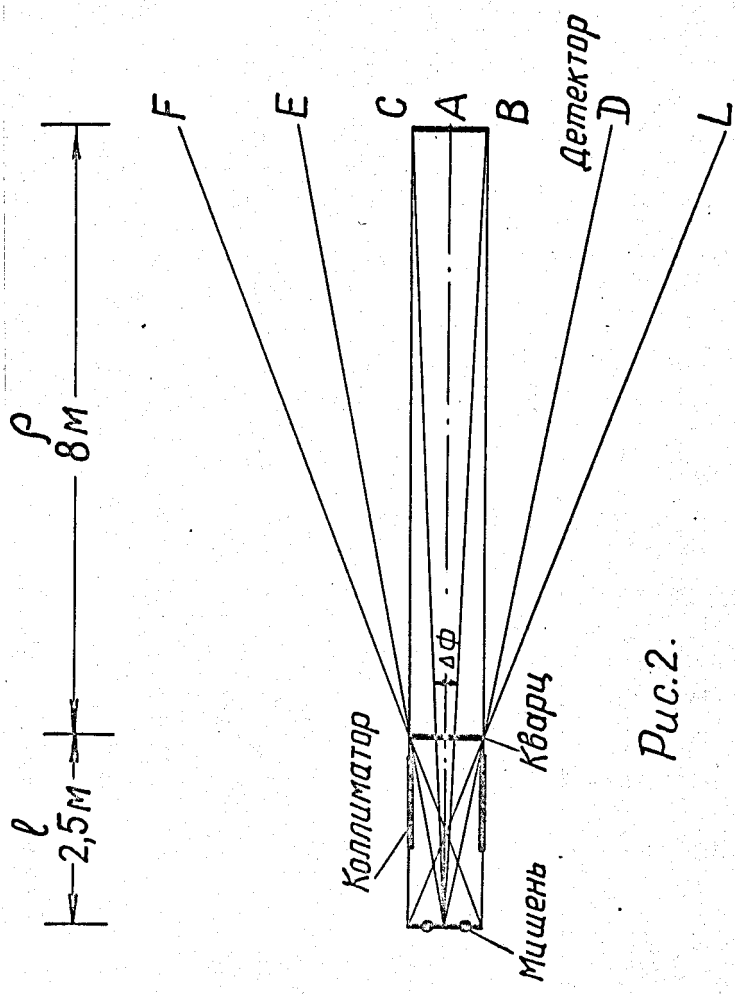


Рис.2.

Геометрия прибора в горизонтальной плоскости.  
 Максимальный размер  $FL \approx 63 \text{ см}$   
 Оптимальный выбранный размер  $CB = 10 \text{ см}$



коэффициентом поглощения фотонов высокой энергии и практически, в случае использования тантала, равна 20 см.

Кристалл с держателем. Непосредственно за коллиматором помещается пластина кварца в держателе, способная вращаться вокруг оси, проходящей вертикально через центр кристалла. Ось держателя кристалла и втулка для нее, укрепленная на суппорте прибора, должны быть изготовлены с точностью в 0,1 мк. Пластина изогнута с помощью металлических зеркал в горизонтальной плоскости по поверхности цилиндра с радиусом  $\rho$ , равным диаметру фокального круга. Поскольку в данном приборе максимальный угол  $\theta$  может быть  $13^\circ$  (это определяется конструкцией т.н. синусного устройства, предназначенного для прецизионного измерения угла  $\theta$ ), то при одном типе среза пластины кварца невозможно обеспечить регистрацию полного диапазона энергий. Так, например, для среза I340 угол  $\theta = 13^\circ$  соответствует  $E = 25$  кэв. Поэтому для области малых энергий должна быть использована пластина, вырезанная, например, в плоскости IOIII и, конечно, более тонкая. Такой срез из-за большего межплоскостного расстояния в нем позволит осуществить дифракцию под углом  $< 13^\circ$  фотонов с энергией  $\gtrsim 9$  кэв. Практически для перекрытия всего рабочего диапазона потребуется 3-4 пластины.

Сами пластины и металлические зеркала должны быть изготовлены с точностью в 1-2 интерференционной полосы, что вполне выполнимо.

Важно отметить, что для осуществления равномерного изгиба пластины ее рабочая площадь, определяемая размером окна в изгибающихся зеркалах, должна быть в 2-3 раза меньше всей ее площади. Именно это обстоятельство определяет большую стоимость заготовок природного кристалла кварца. Однако это условие

должно быть выполнено, поскольку от него в значительной мере зависит разрешающая способность прибора.

Ось коллиматора должна пересекать вертикальную ось держателя кристалла и может отклоняться в горизонтальной плоскости от этого направления не более чем на несколько минут.

Кинематика прибора. Для обеспечения условия Брэгга необходимо одновременно поворачивать пластину кварца и двигать детектор рассеянных фотонов по фокальному кругу. При этом надо с высокой точностью измерять угол  $\theta$  между направлением на детектор и осевой линией пластины (см. рис. 1) и с гораздо меньшей точностью (в пределах пропускания коллиматора по углу) - измерять поворот детектора на угол  $2\theta$ . Кинематика для осуществления таких поворотов и измерения с высокой точностью угла  $\theta$  взяты нами из работ Сумбаева<sup>/13/</sup>. Практически все детали кинематической схемы и синусного устройства для прецизионного измерения угла  $\theta$  могут быть выполнены по чертежам ФТИ имени А.Ф. Иоффе.

Описываемая схема применена на нескольких работающих в СССР КДГС и обеспечивает абсолютную точность в определении энергии фотонов, равную примерно  $2 \cdot 10^{-5}$  /13/.

Детектор рассеянного излучения. Дифрагированные фотоны собираются на фокальном круге в линию шириной на половине высоты 90 мк при  $\zeta = 800$  см. Теоретическая форма линии - примерно гауссоидальная, поскольку она в основном определяется апертурными aberrациями и вкладом естественной мозаичности кристалла.

В соответствии с шириной линии входная щель детектора должна выбираться, т.е. должна быть переменной. За щелью предполагается собственно детектор на основе кремния размером  $10 \times 0,3 \times 0,02$  см<sup>3</sup>, либо (для малых энергий) пропорциональный счетчик.

Возможно, что для разных интервалов энергии будут использоваться кристаллы разной толщины по направлению вылета рассеянных фотонов (от нескольких мм до нескольких см). Размер кристалла детектора по высоте определяет величину угла  $\Delta \varphi$  (см. рис. 2). Максимальная высота кристалла детектора для  $\rho = 800$  см должна быть 63 см. Однако, хотя от вертикального размера детектора зависит светосила прибора, возможно на практике придется ограничиться 10 см. При этом детектор может быть собран из нескольких, меньшего размера. Обычно для уменьшения фона используется дискриминация импульсов от кристалла детектора по амплитуде. При использовании кремниевого детектора разрешение по энергии существенно выше, а фон меньше.

Большая величина  $\rho$  определяется несколькими факторами, в том числе потребностью в применении многоканального регистрирующего устройства для снятия профиля линии (см. ниже), меньшей величиной аберрации  $\Delta \varphi$  и для обеспечения минимального угла  $\Delta \varphi$  (см. рис. 2) в вертикальной плоскости. Если угол будет больше  $1^\circ$ , то произойдет дополнительное уширение линии на фокальном круге. При  $\rho = 800$  см и  $l = 250$  см угол  $\Delta \varphi = 45'$ .

Щель детектора должна иметь значительную протяженность по направлению к кварцевой пластинке и перекрывать размеры детектора для ослабления в достаточной степени потока фотонов вне щели. Практически толщина пластин, формирующих щель, равна нескольким сантиметрам, если они сделаны из вольфрама или тантала.

Необходимым является управление величиной щели на расстоянии, поскольку во время работы прибора находиться рядом с ним нельзя.

Светосила прибора может быть существенно (примерно на порядок) увеличена, если удастся разработать многоканальное регистрирующее устройство, позволяющее одновременно снимать целый участок спектра. Предварительное рассмотрение этого вопроса показывает, что имеются принципиальные возможности для конструирования такого устройства.

Фундамент и помещение для КЦГС. . Весь прибор должен размещаться на суппорте, поставленном с помощью гасителей вибрации на изолированный бетонный фундамент. В помещении, где расположен прибор, температура воздуха поддерживается с точностью  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ . При этом обеспечивается точность в определении энергии фотонов  $10^{-5}$ . Опыт работы КЦГС в ленинградском ФТИ показывает, что такой стабильности температуры можно добиться сравнительно просто. Однако для дальнейшего повышения точности требуется улучшить стабилизацию температуры до  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ .

Для осуществления такой высокой степени стабилизации температуры должны быть предприняты специальные меры для теплоизоляции помещения, где будет непосредственно располагаться прибор.

Во избежание искривлений суппорта при монтаже все его детали равно как и детали всей остальной конструкции КЦГС (это следует из опыта работы КЦГС во ФТИ) должны соединяться болтами, но ни в коем случае не сваркой!

Для обеспечения надлежащей температурной стабилизации лучше всего в помещении для обслуживающего персонала и аппаратуры поддерживать температуру с точностью в  $1-2^{\circ}\text{C}$  с помощью кондиционера, а для окончательной стабилизации температуры непосредственно в помещении прибора, отгороженном дополнительной стенкой от служебного, применять только подогрев с помощью устройства типа фена.



Электроника. Электроника КДГС включает в себя несколько разнородных элементов.

1. Электроника для выделения во времени момента остановки мезонов в мишени. Поскольку в одном сгустке структуры на мишень падает примерно  $10^2$  частиц, то регистрирующая система будет открываться на каждый макросгусток цикла ускорения длительностью 160 мксек. Выделение остановок при изменении толщины фильтра может быть осуществлено путем амплитудного и временного анализа сцинтилляций, проинтегрированных за время сгустка, либо путем регистрации мезорентгеновского излучения с помощью спектрометра. Для этого необходимо около 60 блочков стандартной полупроводниковой аппаратуры, сочетающейся с измерениями на многоканальном амплитудном анализаторе с небольшим числом каналов (128, например).

2. Спектрометрический канал для детектора рассеяного излучения с управлением от пучка.

3. Реверсивный счетчик числа оборотов сельсинов (несколько комплектов).

4. Электроника, обслуживающая систему термостатирования.

5. Приборы для регистрации импульсов (самописцы, пересчетчики и т.д.) и настройки аппаратуры (скоростной двухлучевой осциллограф и др.).

Энергетическая калибровка. Поскольку межплоскостное расстояние для различных срезов кристалла кварца известно (также, как и абсолютная энергия некоторых рентгеновских линий) с точностью несколько единиц на  $10^{-6}$ , то энергию измеряемого фона можно определить с этой точностью двояким образом. Либо измеряется угол  $2\theta$  путем определения положения линии по обе стороны от нерассеянного пучка; и по величине межплоскостного рассеяния вычислить  $E$ . Другой способ калибровки состоит в

калибровке прибора по рентгеновским линиям с известной энергией.

Конкретный пример. Оценим возможности предлагаемого КДГС по сравнению с использованным ранее Р. Шеффером<sup>/II/</sup> для определения абсолютного значения массы пи-минус-мезона.

Поскольку мы предлагаем измерить массу этого мезона на порядок точнее, то для нашей цели подойдет переход  $4f - 3d$  в мезоатоме кремния, уширение и сдвиг линии которого под действием ядерных сил достаточно малы, а энергия которого равна 27 кэВ. Для получения достаточно малого угла рассеяния необходимо использовать пластину кварца толщиной, например, 0,5 мм, вырезанную по плоскости  $10\bar{1}1$ . Тогда светосила прибора  $S$  может быть определена на основании выражения (2) (см. также рис. 2) при следующих значениях параметров: размер детектора по вертикали  $CB = 10$  см, расстояние от мишени до кристалла кварца  $l = 250$  см, расстояние от кристалла кварца до детектора  $\xi = 800$  см, коэффициент отражения в первый дифракционный максимум  $R = 0,3$  ( $\xi = 0,9$  - коэффициент пропускания выбранной пластиной кварца фотонов с энергией 27 кэВ,  $\varepsilon = 0,9$  - эффективность регистрации фотона детектором,  $\zeta$  - прозрачность коллиматора (2/3)). Получаем значение  $S = 1,3 \cdot 10^{-9}$ .

Определим теперь выход фотонов ( $N_0$ ) из мишени

$$N_0 = N \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot \gamma$$

где  $N = 2,0 \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup> - поток падающих пи-минус-мезонов на мишень  $K_1 = 0,35$  - коэффициент, учитывающий потери интенсивности при формировании объема, в котором происходят остановки мезонов после замедления в фильтре,  $K_2 = 0,82$  - доля мезонов, останавливающихся в мишени из кремния толщиной  $\approx 0,3$  см ( $0,7$  г/см<sup>2</sup>) по направлению к КДГС,  $K_3 = 0,28$  - коэффициент,

учитывающий поглощение фотонов в мишени заданной толщины,

$\gamma = 0,3$  - выход линии 27 кэв на одну остановку. Получаем значение  $N_0 = 0,48 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ .

Тогда скорость счета по всей площади линии на фокальном круге равна  $n \approx 30 \text{ час}^{-1}$ . Для сравнения укажем, что аналогичная величина в опыте Шеффера около  $2,5 \text{ час}^{-1}$ .

Величина фона в области нескольких десятков кэв (на энергетический интервал 5 кэв) была определена посредством измерений с помощью кристалла  $\text{CsI}$  объемом  $\approx 0,2 \text{ см}^3$  (такой же величины будет объем полупроводникового детектора для регистрации  $\gamma$ -квантов в КДТС), помещенного за основной стеной здания синхроциклотрона. В отсутствие защиты ~~фона~~ фон велик,  $\sim 2000$  импульсов в час (без вычета космического фона) на интервал 5 кэв. Защита из 10 см свинца и листового кадмия снижает фон до 43 имп/час, а с вычетом космического фона при этой же защите - до 16 имп/час. Синхронизация по времени со сгустками частиц от ускорителя доводит фон до величины  $\approx 1 \text{ час}^{-1}$ , а с вычетом космического фона - до  $\approx 0,3 \text{ час}^{-1}$ . При синхронизации детектор открывался на время  $\sim 200$  мксек в конце каждого цикла ускорения с помощью фотодатчика. Космический фон можно устранить, расположив счетчик - "крышу" над детектором и включив его на антисовпадения с импульсом последнего. Измерения фона во временной зависимости от начала цикла ускорения, когда детектор находился в вышеупомянутой защите, показали, что весь фон от машины не сосредоточен в максимуме выброса протонов, а равномерно распределен между сгустками, т.е. за время 200 мксек в счетчик попадает  $\sim 2\%$  фона от машины. Таким образом, в нашем случае ожидаемый эффект превышает фон в несколько сотен раз. Если для определения положения линии снять (как и у Шеффера)

15 точек, то потребуется примерно в 200 раз меньше времени на ускорителе, чтобы измерить абсолютную энергию фотона с точностью 0,1 от аппаратурной ширины линии, т.е. с точностью  $\pm 0,15$  эв ( $\pm 5,6 \cdot 10^{-6}$  для  $E_\gamma = 27$  кэв) вместо  $\pm 9$  эв ( $\pm 10^{-4}$  для  $E_\gamma = 80$  кэв) у Шеффера, т.е. вместо 350 часов потребуется всего несколько часов на одну линию, а для повторения результата Шеффера достаточно будет зарегистрировать один-два десятка импульсов.

Естественно, что должны быть проведены количественные расчеты положения уровней, между которыми происходит изучаемый переход и выполнена оценка теоретических погрешностей. К тому времени, когда был выполнен эксперимент Шеффера (1966 год), теоретическая ошибка в вычислении энергии пи-мезоатомов была на уровне  $5 \cdot 10^{-5}$ . Однако за последние годы достигнут прогресс в измерении ряда фундаментальных констант и поэтому теперь эта погрешность в несколько раз меньше. Можно надеяться, что ко времени, когда будут проведены наши измерения, ситуация еще улучшится.

#### Другие научные проблемы

Кроме прецизионного измерения массы пи-мезона на предлагаемом приборе можно измерять следующие физические параметры.

Измерение смещения уровней мю-минус-мезоатомов из-за поляризации вакуума. Поскольку примесь мю-мезонов в пионном пучке составляет всего 5-10%, но выход мю-мезорентгеновского излучения близок к единице, следует ожидать, что измерение с мю-мезонами для достижения предельной в случае КЦС точности потребует вполне разумного количества часов на ускорителе. К настоящему времени указанное смещение измерено с точностью  $\pm 10^{-4}$  (группа Бакенштосса, ЦЕРН).



На предлагаемом приборе можно попытаться измерить точнее и величину абсолютной массы  $\mu$ -минус-мезона по положению очень высоких уровней  $\mu$ -мезоатомов.

Предлагаемый прибор позволит осуществить существенный сдвиг в области изучения электрических и магнитных моментов атомных ядер по измерению  $\mu$ -мезорентгеновского излучения и определения сдвигов и уширения уровней  $\pi$ -мезоатомов за счет сильных взаимодействий, изотопсдвигов, распределения заряда и т.д.

С помощью предлагаемого КДГС можно измерить параметры тонкой структуры ядерных состояний в тяжелых  $\mu$ -мезоатомах (возбуждаемых при безрадиационных переходах) и определить квадрупольные моменты возбужденных ядерных состояний.

Высокая разрешающая способность предлагаемого прибора позволит детально исследовать структуру края серий  $\mu$ -мезорентгеновского излучения легких мезоатомов и тем самым проверить предсказания теории образования мезоатомов и развития мезоатомного каскада.

Предлагаемый КДГС позволит начать в ЛЯП исследования по ядерной спектроскопии высокой разрешающей способности как на предварительно облученных мишенях, так и из мишеней непосредственно в мезонном пучке при остановке в них медленных  $\pi$ -мезонов и при ядерных реакциях на быстрых мезонах.

Хотелось бы также обратить внимание на возможность проведения исследований по физике и химии позитрония (при выключенной машине), исследование форм химической стабилизации мезоатомов путем измерения химических сдвигов в спектрах их рентгеновского излучения.

КДГС будет изготавливаться в ЭММ Лаборатории ядерных проблем с привлечением сторонних организаций для изготовления некоторых

металлических деталей (отливок, ношей щели и т.д), обработки кварца и строительства здания. Электроника прибора должна быть разработана и изготовлена при поддержке ОННР ЛАП. Для проектирования КДГС необходим один конструктор, знакомый с микронными точностями сроком на один год. Поскольку большая часть механических узлов будет представлять из себя точную копию того, что уже сделано и испытано в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, изготовление отдельных узлов КДГС (синусного механизма, например) может быть и должно быть начато сразу же после составления общего плана прибора и до окончания его полной детализовки.

В.В.В.  
С.С.

Таблица  
 Параметры кристалл-дифракционного  
 гамма-спектрометра ЛЯП ОИЯИ.

Тип		Кошуга
Фокусное расстояние, $\rho$		8 м
Площадь отражающей пластины кварца, $S_{refl}$		$10 \times 10 \text{ см}^2$
Чувствительный объём $\gamma$ -детектора		$0,1 \text{ см}^3$
Светосила, $S$		$1,3 \cdot 10^{-9}$
Энергетическая область применимости		$10 \div 600 \text{ КэВ}$
Угловая ширина линии в фокусе, $\Delta$		$\sim 2,7'' (1,35 \cdot 10^{-5} \text{ рад})$
Линейная ширина линии в фокусе		108 микрон
Угловое разрешение $\Delta/\theta$ , для (плоскость $13\bar{4}0$ )	$E_\gamma = 10 \text{ КэВ}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
	$E_\gamma = 30 \text{ КэВ}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$
	$E_\gamma = 100 \text{ КэВ}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
	$E_\gamma = 300 \text{ КэВ}$	$7,8 \cdot 10^{-4}$
	$E_\gamma = 600 \text{ КэВ}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Энергетическое разрешение, $\frac{\Delta E}{E}$	$E_\gamma = 10 \text{ КэВ}$	0,31 эВ
	$E_\gamma = 30 \text{ КэВ}$	2,28 эВ
	$E_\gamma = 100 \text{ КэВ}$	24 эВ
	$E_\gamma = 300 \text{ КэВ}$	234 эВ
	$E_\gamma = 600 \text{ КэВ}$	806 эВ
Абсолютная точность измерения		до неск. ед-ц $\cdot 10^{-6}$
Поток $\pi^-$ -мезонов		$2 \cdot 10^8 \text{ } \pi^- \cdot \text{сек}^{-1}$
Счет в Si(Li) детекторе для измерения массы $\pi^-$ -мезона на $^{28}\text{Si}$ , переход $4f-3d$		$\sim 30 \text{ час}^{-1}$
Фоновый счёт		$\sim 0,3 \text{ час}^{-1}$

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. J.W.M. Du-Mond. Rev. Scient. Instr. 18, 626 (1947).
2. М. Дю Монд. В сб. Бета-гамма-спектроскопия под ред. К. Зигбана, М., 1959.
3. Lind. D., West W., Du-Mond J. Phys. Rev. 77, 475 (1950).
4. Cauchois Y. J. Phys. 3, 320 (1932).
5. Дж. У. Ноулес. Альфа-бета-гамма-спектроскопия под ред. К. Зигбана, вып. I, стр. 218, Атомиздат, 1969.
6. О.И. Сумбаев. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры. Госатомиздат, 1963.
7. О.И. Сумбаев. ЖЭТФ, 54, 1352 (1968).
8. Rose D., Ostrander H., Hamermesh B., Rev.Scient.Instr.28,233 (1957).
9. О.И. Сумбаев. ПТЭ, № 3, 27 (1958).
10. О.И. Сумбаев. Измерительная техника, № 2, 13, 1957.
- II. R.E. Shafer. Phys. Rev. 163, 1451 (1967).
12. H.R. Koch, H.A. Baader, D. Breitig, K. Muhlbauer, U. Gruber Intern. Symp. on Neutron Captur Gamma-ray spectroscopy, Studsvik, August 11-15, 1969.
13. O.I. Sumbaev, A.I. Smirnov. Nucl. Instr.Meth. 22,125 (1967).  
А.И. Смирнов, В.А. Шабуров, В.А. Алексеев, Д.М. Каминкер, А.С. Рыльников, О.И. Сумбаев. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе 043, 1967, г. Ленинград.