

2/1-83



**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

5093/83

P13-83-437

А.Полерс, Г.Щорнак

**ПРИМЕНЕНИЕ  
ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
ДЛЯ НАСТРОЙКИ  
РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ  
БРЭГГА**

**1983**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для высокоразрешающей спектрометрии характеристического рентгеновского излучения особенно удобны измерительные системы, которые преобразуют измеряемые спектры энергии в углодисперсионные распределения плотности импульсов. Приборы такого типа, как, например, кристалл-дифракционный спектрометр Брэгга, часто используют для улучшения рабочих характеристик спектрометра, применяемого для регистрации рассеянного квантового излучения. Для достижения оптимального рабочего режима рассматриваемого спектрометра необходима тщательная оптимизация всех его параметров, так как выбор кристалл-анализаторов, энергодисперсионных систем детектирования и геометрии прибора влияет на такие важные параметры, как спектральная эффективность регистрации и достигаемое отношение сигнала к фону, которое и определяет предел регистрации квантового излучения.

В данной работе оптимизация проводится для рентгеновского кристалл-дифракционного спектрометра Брэгга при использовании энергодисперсионного детектора для регистрации излучения и формулируются общие выводы по применению подобных детекторов. Рассматриваются энергодисперсионные детекторы:

- пропорциональные счетчики,
- сцинтилляционные счетчики,
- пропорционально-сцинтилляционные счетчики,
- полупроводниковые детекторы,
- бинарные полупроводниковые детекторы,

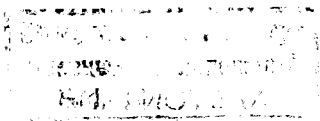
сравниваются между собой различные детекторы и даются рекомендации по их применению в дифракционных спектрометрах.

## 2. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

Для спектрометрии квантового излучения при наименьшем пределе регистрации излучения от измерительной системы требуется:

- высокое спектральное разрешение,
- высокое отношение сигнала к фону,
- высокая эффективность регистрации излучения во всем диапазоне измерения,
- возможность исследовать максимально большой диапазон энергии без перестройки спектрометра и без замены детектора или кристалла соответственно.

Удовлетворить этим требованиям можно с помощью двух различных типов спектрометров:



- энергодисперсионных спектрометров,
- дисперсионно-угловых спектрометров.

Энергодисперсионные спектрометры, в которых измеряемый спектр энергии прямо преобразуется в амплитудный спектр, имеют по сравнению с дисперсионно-угловыми системами более простую аппаратурную конфигурацию без механических подвижных узлов. Это преимущество обуславливает широкое применение соответствующих спектрометров в лабораториях и в промышленности, где нет очень высоких требований к спектральному разрешению. Если же требуется высокое энергетическое разрешение, следует отдать предпочтение дисперсионно-угловым спектрометрам. У этих приборов первичный энергетический спектр преобразуется кристалл-анализатором во вторичное поле энергетических спектров, которые измеряются подходящей в данном случае измерительной системой. Этот способ измерения характеризуется тем, что разложение первичного энергетического спектра на двумерное поле энергия-угол позволяет упростить энергетический спектр, который измеряется при фиксированном угле. Для измерения этих энергетических спектров, зависящих от дифракционного угла  $\theta$ , можно применять недисперсионные методы /фотоэмюльсии, счетчики Гейгера-Мюллера и др./ или энергодисперсионные детекторы. Для достижения большого отношения сигнал-фон, как правило, преимущественно используются энергодисперсионные детекторы. При этом в каждом конкретном случае выбирается один из детекторов, упомянутых во введении.

Соединение дисперсионно-углового спектрометра с энергодисперсионным детектором позволяет при соответствующей настройке этих двух систем удовлетворить названным выше требованиям самым лучшим образом. При этом надо исходить из оптимального выбора кристалл-анализатора.

### 3. ВЫБОР ДИСПЕРСИОННО-УГЛОВОГО УЗЛА СПЕКТРОМЕТРА

Разложение энергетического спектра кристалл-анализатором происходит по закону Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

где  $\lambda$  - длина волны анализируемого квантового излучения,  $d$  - межплоскостное расстояние,  $n$  - порядок отражения и  $\theta$  - угол Брэгга.

Чтобы достичь высокой эффективности регистрации излучения, применяются кристаллы с плоскостями, имеющими большую отража-

Таблица 1

Полные отражательные способности идеальных монокристаллов и идеальных мозаичных кристаллов для энергии 10 кэВ в различных порядках отражения для плоских и изогнутых /в динамической теории с радиусом изгиба  $R = 324$  мм/ кристаллов, рассчитанные при помощи программы PBRAGG /8/. В каждом случае в верхней строчке даются значения для идеального мозаичного кристалла, а в нижней - для идеального монокристалла. Все значения - в радианах.

Кристалл	Плоский кристалл				Изогнутый кристалл			
	n=1	n=2	n=3	n=4	n=1	n=2	n=3	n=4
кварц (100)	7,3(-5) 1,7(-5)	6,4(-5) 1,0(-5)	4,5(-6) 2,2(-6)	9,9(-6) 2,7(-6)	8,2(-5)	6,0(-5)	4,3(-6)	7,5(-6)
кварц (111)	2,1(-5) 5,9(-6)	3,9(-7) 5,5(-7)	7,6(-6) 2,5(-6)		2,1(-5)	3,1(-7)	5,7(-6)	
кварц (101)	1,2(-4) 1,8(-5)	1,7(-5) 4,7(-6)	4,5(-6) 1,9(-6)	4,2(-7) 4,8(-7)	1,2(-4)	1,7(-5)	3,7(-6)	2,4(-7)
кварц (130)	3,1(-5) 5,2(-6)			2,6(-5)				
LiF (200)	1,2(-3) 2,5(-5)	1,2(-4) 4,6(-6)	5,5(-5) 4,3(-6)		6,9(-4)	4,8(-5)	2,3(-5)	
Ge (111)	3,7(-4) 8,1(-5)	0 0	6,2(-5) 1,4(-5)	6,3(-5) 1,2(-5)	1,5(-4)	0	4,2(-5)	3,5(-5)
Ge (220)	5,0(-4) 5,9(-5)	9,7(-5) 1,6(-5)	8,5(-5) 2,1(-5)		1,3(-4)	5,2(-5)	4,6(-5)	
Si (111)	3,5(-4) 3,4(-5)	0 0	2,7(-5) 5,5(-6)	3,0(-5) 5,5(-6)	1,9(-4)	0	2,0(-5)	2,1(-5)

тельную способность и определенную кривизну изгиба для увеличения светосилы вследствие фокусировки дифрагируемого излучения. Широкое применение в рентгеновских кристалл-дифракционных спектрометрах нашли изогнутые кристаллы (по геометрии Иоганна<sup>/1/</sup> и Иоганссена<sup>/2/</sup>). Полная фокусировка достигается в геометрии Иоганссена. Сравнение полных отражательных способностей плоских и изогнутых кристаллов дается в таблице 1 на основе результатов, полученных по программе PBRAGG<sup>/3/</sup>.

Разрешающая способность кристалл-дифракционного спектрометра зависит от мозаичной структуры кристалла, от межплоскостного расстояния и от величины геометрических aberrаций.

Расчеты влияния геометрических aberrаций на позиции и формы измеряемых линий проведены для спектрометров Брэгга Щорнаком и др.<sup>/4,5/</sup>. Из этих расчетов следует, что измерения при углах  $\theta \leq 10^\circ$  усложнены из-за большой деформации линии и ее отклонения от позиции, соответствующей истинному углу  $\theta$ . При углах  $\theta \geq 80^\circ$  конечные размеры первичной диафрагмы могут ограничивать диапазон измерения.

Статистические перекашивания мозаичных кристаллитов относительно ориентации кристаллической плоскости ведут к уширению дифракционного пика, т.е. полуширина кривой Рокинга, которая характеризует разрешающую способность кристалла, увеличивается. При этом идеальные монокристаллы обладают наивысшей разрешающей способностью. Кроме того, для выбора применяемого кристалл-анализатора дополнительно надо учитывать то, что нет идеальных монокристаллов и идеальных мозаичных кристаллов, а реальный кристалл занимает промежуточную позицию между обоими случаями. Полные отражательные способности сильно зависят от энергии квантового излучения. Различные кристаллы обладают в зависимости от энергии излучения ярко выраженными максимумами полной отражательной способности, т.е. существуют характеристические диапазоны энергии, где можно провести измерения при относительно большой светосиле спектрометра.

Необходимо также учитывать, что поведение реального кристалла по сравнению с идеальным монокристаллом или идеальным мозаичным кристаллом в большой степени зависит от энергии анализируемого квантового излучения. Этот факт подтверждается на основе экспериментов в работе<sup>/6/</sup> для LiF /200/ и в<sup>/7/</sup> для кварца /1011/. В обеих работах причиной такого поведения считается зависимость отражения от глубины проникновения излучения в реальную структуру кристалла. По-видимому, вследствие механической обработки поверхности и вследствие изгиба кристалла его области, близко расположенные к поверхности, имеют мозаичную структуру, а области в глубине кристалла приближаются по структуре к идеальному монокристаллу. Отсюда следует, что реальный кристалл для энергии квантового излучения  $>10$  кэВ больше похож на идеальный монокристалл, а его поведение при  $E \leq 5$  кэВ приближается к поведению идеального мозаичного кри-

Межплоскостные постоянные  $d$  и минимальные энергии  $E_0(d)$  для различных кристаллов

Плоскость кристалла	$d$ /нм	$E_0(d)$ /кэВ	
Графит (002)	0,3358	1,846	
	(100)	0,4246	1,460
Кварц	(101)	0,3336	1,858
	(110)	0,2458	2,522
	(130)	0,1178	5,263
	(200)	0,2009	3,086
LiF	(220)	0,1421	4,363
	(420)		
	(420)		
Si	(111)	0,3135	1,977
	(220)	0,1920	3,229
	(400)	0,1358	4,565
Ge	(111)	0,3266	1,898
	(220)	0,2000	3,100
	(400)	0,1414	4,384
NaCl	(200)	0,2821	2,198
	(220)	0,1995	3,107
PET	(002)	0,4375	1,417
EDDT	(020)	0,4404	1,408
ADP	(101)	0,5324	1,164
KAP		1,385	0,448
Стеарат свинца		5,065	0,122

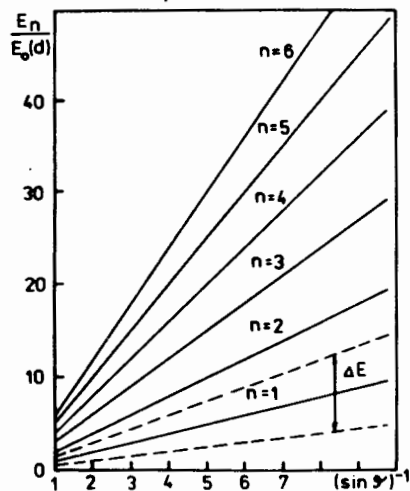


Рис.1. Зависимость энергии  $E_n$  исследуемого квантового излучения от угла Брэгга  $\theta$  и порядка отражения  $n$ . Смысл величины  $E_0(d)$  объяснен за формулой /3/, а  $\Delta E$  — после формулы /4/.

сталла. Точный ход полной отражательной способности зависит от процесса изготовления кристалла и является из-за этого зависящим от конкретного экземпляра.

Увеличение измеренного диапазона энергий в сторону более высоких энергий для выбранного кристалла и определенного  $d$  возможно, если включаются отражения более высоких порядков. Это выполнимо при условии, что переход к высоким порядкам отражения позволяет провести измерения при еще достаточно больших значениях полной отражательной способности. Соответствующие результаты измерения и расчета зависимости полной отражательной способности от порядка отражения получены авторами в /3,8/.

Верхний предел энергетического диапазона, который можно исследовать для определенного  $n$  определяется условием

$$\frac{E_n}{E_0(d)} = n \cdot (\sin \theta)^{-1}, \quad /2/$$

где  $E_0(d) = (1,239852 \text{ нм}/2d) \text{ кэВ}$ . /3/

Величина  $E_0(d)$  является наименьшей энергией, для которой при данном  $d$  еще можно провести измерения /табл.2/. На рис.1 представлена зависимость  $E_n = E_n(\theta)$ . Из рис.1 следует, что для  $\theta \geq 60^\circ$  диапазон используемой энергии уже невозможно существенно увеличить. Выбор верхнего предела дифракционного угла из-за этого не является определяющим. Напротив, даже небольшие изменения нижнего углового предела  $\theta_{\text{мин}}$  существенно расширяют диапазон измеряемой энергии. Поэтому следует ориентироваться на такое конструктивное построение спектрометра, которое тоже позволяет работать при малых углах. Однако в этом случае существенно влияние геометрических абераций /4,5/, которое надо учитывать.

#### 4. ТРЕБОВАНИЯ СО СТОРОНЫ КРИСТАЛЛ-АНАЛИЗАТОРА К ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОМУ ДЕТЕКТОРУ

Энергодисперсионный детектор должен преобразовать отраженное кристаллом излучение в амплитудный спектр, который регистрируется электроникой. Достижимое при этом отношение сигнал/фон тем выше, чем лучше энергетическое разрешение детектора. Минимальным требованием при регистрации дифракционного излучения является разделение пиков, соответствующих соседним порядкам отражения.

Из рис.1 видно, что минимальное энергетическое расстояние между соседними порядками отражения наблюдается для углов  $\theta \rightarrow 90^\circ$  и составляет в предельном случае  $E_0(d)$ . Для всех углов  $\theta > 60^\circ$  отклонение от этого значения меньше 14%.

Так как для любых углов разности по энергии соседних порядков отражения всегда имеют одинаковую величину, целесообразно установить предел регистрации соседних порядков отражения посередине соответствующего диапазона энергии. Ширина энергетического диапазона  $\Delta E$  является при постоянном угле  $\theta$  константой и составляет

$$\Delta E = \frac{E_0(d)}{\sin \theta}. \quad /4/$$

Относительная ширина энергетического интервала равняется в зависимости от порядка отражения  $n$  в процентах/

$$\left(\frac{\Delta E}{E_n}\right)_{\theta} = \frac{1}{n} \cdot 100\% \quad /5/$$

и больше не зависит от угла  $\theta$ . Если для формы пика принимается распределение Гаусса, то минимальное относительное энергетическое разрешение  $R_{\text{rel}}^{\text{мин}}$  энергодисперсионного детектора рассчитывается для порядка отражения  $n$  по формуле

$$R_{\text{rel}}^{\text{мин}} = x_S \cdot \frac{1}{n} \cdot 100\%,$$

где  $x_S = 0,60102$  для разделения соседних порядков отражения,

$$S = 95\%.$$

$$x_S = 0,45730 \text{ для } S = 99\%.$$

Значения  $R_{\text{rel}}^{\text{мин}}$  даны в табл.3 в зависимости от порядка отражения.

Выбором кристалл-анализатора на основе результатов, представленных на рис.1 и в табл.2, определяется диапазон энергии, в котором эффективность регистрации квантового излучения детектора должна быть максимальной.

Под относительной эффективностью регистрации излучения  $\eta$  понимается отношение регистрируемой доли излучения  $I_{Det}$  и падающего на детектор излучения  $I_0$ :

$$\eta = \frac{I_{Det}}{I_0} \quad /7/$$

Для случая перпендикулярного падения излучения на детектор, если пренебречь краевыми эффектами в детекторе, уравнение /7/ запишется в виде

$$\eta = \exp\left(-\sum_i \mu_i \rho_i d_i\right) \cdot [1 - \exp\left(-\sum_j \mu_j \rho_j d_j\right)], \quad /8/$$

где  $\mu$  - массовый коэффициент ослабления квантового излучения,  $\rho$  - плотность материала,  $d$  - толщина рассматриваемого слоя,  $i$  - индекс для обозначения слоя между поверхностью окна и чувствительным слоем детектора,  $j$  - индекс для обозначения слоев или частей чувствительной области детектора.

Первый член в уравнении /8/ относится к ослаблению излучения на пути между поверхностью детекторного окна и чувствительным слоем детектора, а второй член определяется ослаблением в чувствительном слое детектора. Таким образом, первый член описывает спад эффективности регистрации при малых энергиях, а второй член - спад при высоких энергиях. Сильные локальные минимумы эффективности регистрации излучения возникают при энергиях излучения вблизи края поглощения в материале детектора.

На рис.2 показаны эффективности регистрации различных полупроводниковых детекторов и на рис.3 - эффективности пропорциональных счетчиков, сцинтилляционных счетчиков и пропорционально-сцинтилляционных счетчиков как функции энергии падающего

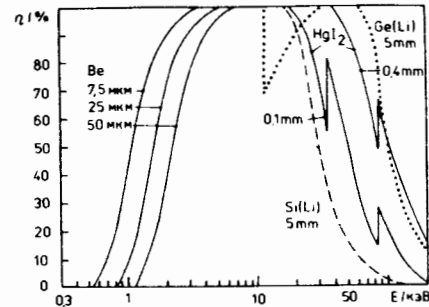


Рис.2. Зависимость эффективности регистрации полупроводниковых детекторов  $\eta$  от энергии квантового излучения  $E$ . На рисунке указаны типы полупроводниковых детекторов, толщины детекторов и для низких энергий пределы измерений энергии, определяемые поглощением излучения в Be окнах детекторов различной толщины.

на детектор излучения. Очевидно, что измерение мягкого излучения с  $E \leq 1$  кэВ является особенно сложным, так как для этого требуются очень тонкие детекторные окна с высоким коэффициентом прохождения и особенно тонкие мертвые слои детектора. Из табл.2 также видно, что проводить измерения с помощью имеющихся кристаллов в этом диапазоне энергии довольно сложно. Только материалы с очень высокой межплоскостной постоянной, такие, как КАР или стеарат свинца, можно применять в области  $E \leq 1$  кэВ.

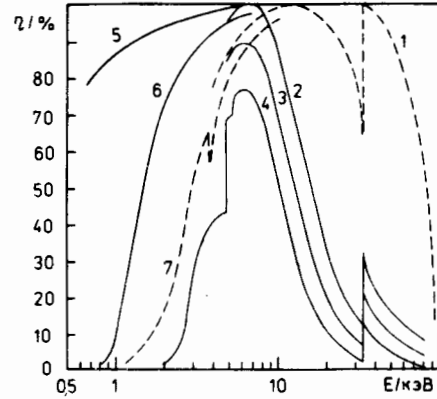


Рис.3. Эффективность регистрации  $\eta$  в зависимости от энергии квантового излучения  $E$ : 1 - сцинтилляционный счетчик NaJ(Tl) толщиной 10 мм; 2 - пропорциональный счетчик (Пч) с наполнением Xe/CH<sub>4</sub> с давлением  $p = 760$  Торр; 3 - Пч с наполнением Xe/CH<sub>4</sub> с  $p = 500$  Торр; 4 - Пч с наполнением Xe/CH<sub>4</sub> с  $p = 300$  Торр; 5 - поглощение излучения майларом толщиной  $t = 1$  мкм; 6 - поглощение излучения майларом с  $t = 5$  мкм; 7 - поглощение излучения слюдой с  $t = 5$  мкм.

Таблица 3  
Минимальное относительное энергетическое разрешение  $R_{rel}^{min}$  как функция порядка отражения

n	$R_{rel}^{min}$	
	S = 95%	S = 99%
1	60,1	45,7
2	30,1	22,9
3	20,0	15,2
4	15,0	11,4
5	12,0	9,1
6	10,0	7,6

## 5. ВЫБОР ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО ДЕТЕКТОРА

### 5.1. Технические требования

Наряду с требованиями, которые связаны с особенностями применяемого кристалл-анализатора, необходимо учитывать еще другие требования, которые определяются конструкцией спектрометров Брэгга.

Чтобы избежать потери интенсивности исследуемого излучения из-за поглощения и рассеяния, часто необходимо вакуумировать канал. Кроме этого обстоятельства, при разработке привода и других механических деталей спектрометра нужно учитывать, что детектор отраженного кристаллом излучения должен быть устойчив в вакууме и к изменению давления в спектрометре.

Детекторы, требующие протока газа и работающие при температурах жидкого азота, требуют, как правило, привлечения дополнительных затрат, так как детектор в процессе измерения движется по  $\theta - 2\theta$  - закону и его передвижение при помощи механического узла, как правило, связано с определенным ограничением веса детектора, определяемого конструкцией и точностью данного спектрометра.

### 5.2. Относительное энергетическое разрешение энергодисперсионных детекторов

В настоящее время для регистрации квантового излучения имеют следующие детекторы:

- пропорциональные счетчики,
- сцинтилляционные счетчики,
- пропорционально-сцинтилляционные счетчики,
- полупроводниковые детекторы.

Наряду с эффективностью регистрации при выборе подходящей системы особенно надо учитывать энергетическое разрешение данного детектора. Под понятием "энергетическое разрешение" понимается полуширина FWHM амплитудного спектра, которая получается при измерении детектором моноэнергетичных квантов энергии E. Соотношение между полушириной и энергией измеряемого излучения называется относительным энергетическим разрешением:

$$R_{rel} = \frac{FWHM}{E} \cdot 100\% \quad /9/$$

Для пропорциональных счетчиков полуширина рассчитывается по формуле

$$FWHM = 2,355 [\bar{\epsilon} \cdot E \cdot (F' + V_A)]^{1/2} \quad /10/$$

где  $\bar{\epsilon}$  - средняя энергия образования ионной пары,  $F'$  - фактор Фано<sup>/9/</sup> /относительная дисперсия первичных процессов/,  $V_A$  - относительная дисперсия процессов умножения зарядов.

Экспериментальные значения относительной дисперсии даются в<sup>/10/</sup>. Независимо от сорта газа и геометрии в<sup>/10/</sup> получено для  $V_A$  значение 0,68. Более совершенные расчеты показали слабую зависимость  $V_A$  от давления газа, геометрии детектора и сорта газа и имеют значения от 0,6 до 0,8<sup>/11/</sup>.

Фактор Фано  $F'$  сильно зависит от сорта газа или состава смеси газов в детекторе. Теоретические значения для нескольких родов смесей даются в<sup>/12/</sup>, они лежат в диапазоне от 0,05 до 0,2. Чтобы получить величину, которую удобнее сравнить с факторами Фано для других детекторов, целесообразно ввести эффективный фактор Фано

$$F_{PZR} = F' + V_A \quad /11/$$

Значения для  $F'$  и  $\bar{\epsilon}$  даются в табл.4.

Чтобы получить более высокие факторы усиления в газе, используются наполнения из смеси благородных газов под давлением с органическими соединениями / $CH_4$ ,  $C_2H_2$  и др./ . Вследствие этого время жизни счетчика уменьшается. После  $10^8 \div 10^{12}$  импульсов наблюдается заметное ухудшение разрешающей способности счетчика, которое определяется разложением органических соединений и накоплением продуктов разложения на аноде<sup>/13/</sup>. Необходимо также учитывать, что средняя амплитуда детекторного импульса при наличии моноэнергетического излучения является функцией числа отсчетов детектора. Из-за малой подвижности положительных ионов при нарастающем числе отсчетов все большее число катионов не отсасывается, что ведет к образованию виртуального анода и приводит к уменьшению эффективного электрического поля в детекторе<sup>/14/</sup>. Это обстоятельство часто ведет к тому, что невозможно использовать полное разрешение счетчика.

Полуширина сцинтилляционных счетчиков рассчитывается по формуле<sup>/13/</sup>

$$FWHM_{sz} = 2,355 \left\{ \frac{\bar{\epsilon} E}{\xi} \left( 1 + \frac{1}{\theta \alpha \beta} \left( 1 + \frac{\gamma}{\gamma_1 (\gamma - 1)} \right) \right) + I \right\}^{1/2} \quad /12/$$

где  $\bar{\epsilon}$  - средняя энергия возбуждения сцинтиллятора / $\approx 3$  эВ/,  $\xi$  - выход света в сцинтилляторе /0,07-0,2/,  $\theta$  - коэффициент сбора света /0,5-1,0/,  $\alpha$  - коэффициент конверсии фотонов в фотоэлектроны /0,08-1,0/,  $\beta$  - коэффициент переноса фотоэлектронов /0,9-1,0/,  $\gamma_1, \gamma$  - коэффициент вторичной эмиссии /первого/ динода /3-6/.

Указанные в скобках значения дают ориентировочные величины отдельных вкладов. Величина I учитывает локальные неоднород-

Таблица 4

Средние энергии возбуждения  $\bar{\epsilon}$  и эффективные факторы Фано F для энергодисперсионных детекторов

Детектор	Состав	$\bar{\epsilon}$	F
пропорциональный счетчик	Ar	26,2	0,65 ÷ 1,00
	Kr	24,3	
	Xe	21,9	
сцинтилляционный счетчик	NaI(Tl)	3	60 ÷ 200
пропорционально-сцинтилляционный счетчик	Xe	21,9	0,21
полупроводниковые детекторы	Si	3,82	0,09 ÷ 0,14
	Ge	2,98	0,10 ÷ 0,15
	Hgl <sub>2</sub>	4,22	0,46
	CdTe	4,43	0,4 ÷ 0,5

ности. Поскольку их, как правило, количественно трудно учесть, в большинстве расчетов их не учитывают. Чтобы достичь минимальных шумов, надо выбрать  $\gamma_1 > \gamma$ . Учитывая приведенные выше значения для  $\theta$  и  $\beta$  и принимая  $\gamma_1 = \gamma$ , упростим уравнение /12/:

$$FWHM_{SZ} = 2,355 \bar{\epsilon} E \cdot \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \frac{\gamma}{\gamma - 1}\right)^{1/2} \quad /13/$$

В уравнении /13/ можно аналогично случаю пропорционального счетчика ввести эффективный фактор Фано:

$$F_{SZ} = \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \frac{\gamma}{\gamma - 1}\right) \quad /14/$$

Для исследований квантового излучения с энергией меньше 100 кэВ в большинстве случаев применяются сцинтилляторы из NaI(Tl), поскольку они имеют сравнительно большой выход света и время затухания импульсов  $t \approx 250$  нс. По сравнению с пропорциональными счетчиками сцинтилляционные счетчики обладают более высокой эффективностью квантового излучения /  $\approx 100\%$  / для всего рассматриваемого диапазона энергии. Однако из-за множества

процессов преобразования сцинтилляционные счетчики имеют по сравнению с пропорциональными счетчиками относительно плохое энергетическое разрешение /см. табл.4/.

Новый путь улучшения разрешающей способности в настоящее время открывается в связи с применением пропорционально-сцинтилляционных детекторов /15-21/. Их параметры позволяют ожидать широкого применения этих детекторов, мы здесь обсудим их свойства, хотя эти приборы пока еще и не выпускаются промышленностью.

Пропорциональный сцинтилляционный детектор является гибридом пропорционального и сцинтилляционного детекторов. Первичный процесс регистрации излучения происходит аналогично процессам в пропорциональном счетчике: пропорционально энергии налетающих квантов образуются в газе ионно-электронные пары, причем электроны движутся в направлении анода. Вблизи места возникновения первичного процесса существует область усиления света, в которой электроны теряют энергию при флуоресцентном возбуждении газа, не сопровождаемом умножением носителей заряда. Люминесценция газа регистрируется при помощи одного или нескольких сцинтилляционных детекторов. Особое значение при этом имеет счетное пространственное отделение ионизационной области от области люминесценции, что достигается сферическим электрическим полем или применением промежуточной сетки, на которую подается напряжение в несколько сотен вольт. Достижимое разрешение рассчитывается по формуле /16/

$$FWHM_{PSZD} = 2,355 E \left\{ V_T \left( 1 + \frac{V_p}{V_T} \right) \left[ \frac{F' + V_p}{\bar{N}} \left( 1 + \frac{1 + V_M}{\bar{N} \bar{p}} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad /15/$$

где  $V_T$  - относительная дисперсия процесса транспортировки света /отражательная способность внутреннего объема детекторной камеры, однородность фотокатода, вероятность передачи образуемых на фотокатоде электронов на первый диод фотоумножителя/,  $V_p$  - относительное отклонение дисперсии процесса усиления света,  $\bar{N}$  - среднее число образуемых первичных электронов,  $\bar{p}$  - среднее число фотонов, образуемых первичным электроном,  $F'$  - фактор Фано используемого газа,  $\bar{T}$  - вероятность преобразования фотонов в фотоэлектроны,  $V_M$  - относительная дисперсия процесса усиления в фотоумножителе.

В работах /19,22/ показано, что при оптимизации детектора относительно

- полной передачи энергии возбуждения в газ детектора,
- достижения больших выходов люминесценции оптимальным преобразованием энергии возбуждения в оптическое излучение,
- выбора геометрии детектора, обеспечивающего полную передачу оптического излучения на фотокатод,
- высокого коэффициента переноса фотоэлектронов на первый диод фотоумножителя

уравнение /15/ упрощается:



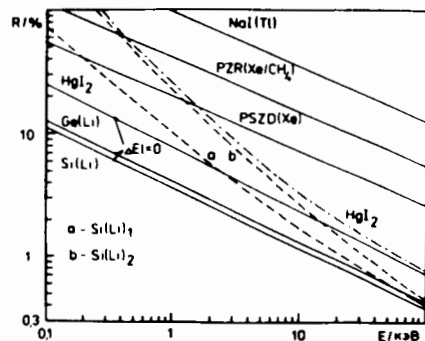
$$FWHM_{PSZD} = 2,355 E \left( \frac{F'}{N} \right)^{1/2} = 2,355 (\bar{\epsilon} E F')^{1/2} . \quad /16/$$

Это уравнение дает теоретический предел энергетического разрешения  $FWHM(Mn K_{\alpha}) \approx 390$  эВ. Этот теоретический предел на практике достигает примерно 530 эВ в <sup>22/</sup> и 500 эВ в <sup>19/</sup>. При этом энергетическое разрешение не зависит от эффективной площади детектора и для энергий квантов меньше 3 кэВ разрешение может стать лучше, чем в высокоразрешающих полупроводниковых Ge- и Si-детекторах <sup>20,22/</sup>. Пропорционально-сцинтилляционные счетчики пока еще не очень распространены, потому что они являются очень чувствительными к примесям в газе. Из-за этого эти детекторы, как правило, работают с протоком газа или с газовой циркуляцией с очисткой газа <sup>16/</sup>.

Для высокоразрешающей спектрометрии квантового излучения в широком масштабе используются полупроводниковые Ge- и Si-детекторы. Эти детекторы выгодно соединяют высокое энергетическое разрешение с высокой эффективностью регистрации квантового излучения в интересующем нас диапазоне энергий /рис.2-4/.

Очень хорошие результаты достигаются при компенсировании литием Ge-и Si-детекторов. Однако эти детекторы требуют постоянного охлаждения до температур жидкого азота, и даже нагревание при выключенном высоком напряжении ведет к изменениям в детекторе /например, к увеличению его мертвого слоя/. Применение сверхчистых детекторов из Ge <sup>23/</sup>, p-Si / $\rho > 80$  кОм см/<sup>24/</sup> или из облученного нейтронами Si <sup>25,26/</sup> позволяет хранить детектор при комнатной температуре, но на время работы его необходимо охладить до температуры жидкого азота для уменьшения собственных шумов. Вес и объем детектора ограничивают применения промышленных Ge- и Si- полупроводниковых детекторов в дисперсионно-угловых спектрометрах. Известны решения, когда

Рис.4. Энергетические разрешения  $\Delta E$  различных детекторов в зависимости от энергии квантового излучения E: SZ - сцинтилляционный счетчик; PZR - пропорциональный счетчик; PSZD - пропорционально-сцинтилляционный счетчик; Si(Li)<sub>1,2</sub> - практический диапазон разрешения Si(Li) -детектора;  $\Delta E_{el}$  - вклад шума электроники в разрешение.



криостат и детектор связаны с двухстенным проводом, во внутренней части которого находится азот для охлаждения детектора, а внешняя часть с азотом, текущим в обратном направлении, выполняет функцию тепловой изоляции.

Чтобы уйти от проблем охлаждения жидким азотом, в настоящее время применяются два способа:

1. Замена жидкого азота другими системами охлаждения, такими, например, как термоэлектрическое охлаждение <sup>27,28/</sup>.

2. Развитие детекторов на основе бинарных полупроводников, например таких, как HgI<sub>2</sub>, CdTe, GaAs, которые могут работать при комнатной температуре <sup>29-35/</sup>.

Несмотря на то, что до сих пор не достигнуто такое же энергетическое разрешение, как для охлаждаемых жидким азотом Ge- и Si-детекторов /например, для термоэлектрического охлаждаемого Si(Li)-детектора  $FWHM(Mn K_{\alpha}) = 252$  эВ <sup>27/</sup> и для HgI<sub>2</sub>-детектора  $FWHM(Mn K_{\alpha}) = 295$  эВ <sup>29/</sup> /, эти детекторы являются подходящими для применения в спектрометрах Брэгга, потому что здесь в соответствии с высказанными в разделе 4 требованиями к энергетическому разрешению детектора оно не должно быть высоким. Широкое применение названных способов пока еще затруднено техническими проблемами, возникающими при создании термоэлектрически охлаждаемых Ge-и Si-детекторов и при производстве бинарных полупроводниковых детекторов.

Выражение для энергетического разрешения полупроводниковых детекторов можно записать в виде

$$FWHM(HLD) = (\Delta E_{st}^2 + \Delta E_{el}^2 + \Delta E_C^2)^{1/2} , \quad /17/$$

где  $\Delta E_{st}$  - вклад статистического характера от носителей заряда,  $\Delta E_{el}$  - вклад, вносимый шумами электроники,  $\Delta E_C$  - вклад, обусловленный неполным сбором носителей заряда.

Статистический вклад  $\Delta E_{st}$  имеет вид

$$\Delta E_{st} = 2,355 (\bar{\tau} \cdot E \cdot F')^{1/2} \quad /18/$$

и позволяет сравнивать полупроводниковые детекторы с другими. Из табл.4 видно, что в сравнении с другими указанными детекторами вклад от статистики здесь является сравнительно малым. Вклад от неполного сбора носителей заряда с учетом неоднородностей детектора обсуждается в <sup>36-38/</sup>. Удовлетворительная оценка получается с помощью полуэмпирического уравнения <sup>37/</sup>

$$\Delta E_C = a(1 - \eta)(\bar{\tau} E)^{1/2} , \quad /19/$$

которое справедливо в случае эффективного сбора заряда:  $\eta > 0,99$ . Коэффициент  $a$  является зависящим от материала детектора и равен единице для Si и Ge, а для обсуждаемых здесь бинарных полупроводников  $\approx 7 \cdot 10^3$ .

Вклад шума электроники рассчитывается<sup>/39/</sup> по формуле

$$\Delta E_{el} = \frac{4,25 \cdot \bar{e}}{q} \left\{ \frac{0,6 kT}{r \cdot s} (C_{Det} + C_{FET})^2 + kT \cdot r \left[ \frac{1}{R_p} + \frac{q}{2kT} (I_{Det} + I_{FET}) \right] \right\}^{1/2}, \quad /19/$$

где  $q$  - элементарный заряд,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура в К,  $r$  - постоянная формирования импульса усилителя,  $C_{Det}$  - емкость детектора,  $C_{FET}$  - емкость входного полевого транзистора,  $I_{Det}$  - барьерный ток детектора,  $I_{FET}$  - точечный ток ворот полевого транзистора,  $R_p$  - параллельное сопротивление входа предусилителя,  $s$  - кривизна характеристики полевого транзистора.

Из уравнения /19/ видно, что шум от электроники будет минимальным при оптимальной постоянной времени

$$r_{opt}^2 = \frac{0,6 \cdot 2kT \cdot C_g}{s(q \cdot I_g + 2kT/R_p)} \sim \frac{C_g}{I_g}. \quad /20/$$

где  $C_g$  и  $I_g$  - полная емкость и ток.

Из уравнения /19/ следует, что шум электроники зависит от эффективной площади детектора, что существенно отличает его от детекторов других типов. Этот факт надо учитывать при выборе диафрагм спектрометра Брэгга, тем более, что, как правило, используются только круглые детекторы, как более удобные с точки зрения технологии.

На рис.4 показаны энергетические разрешения обсуждаемых энергодисперсионных детекторов для энергии  $\gamma$ -квантов вплоть до 100 кэВ. Кривые для пропорциональных счетчиков, сцинтилляционных счетчиков и пропорционально-сцинтилляционных счетчиков мало зависят от конкретного экземпляра детектора. Заштрихованная область для Si(Li)-детекторов изменяется в зависимости от площади детектора. Штриховыми кривыми показано предельное энергетическое разрешение /150 и 250 эВ/ для MnK $\alpha$ -линии. Ge-детекторы, которые при более высоких энергиях имеют по сравнению с Si-детекторами более высокое разрешение /см. рис.2/, имеют сходную с Si-детекторами зависимость энергетического разрешения от энергии. В группе бинарных полупроводниковых детекторов HgI $_2$ -детекторы обладают в настоящее время наилучшими параметрами<sup>/29,30/</sup>. Известны первые промышленные образцы детекторов такого типа<sup>/34/</sup>. Указанная для бинарных детекторов на рис.4 кривая относится к результатам из<sup>/29,35/</sup>, и ее можно понимать как современный нижний предел для достигаемого энергетического разрешения.

С учетом требования из раздела 4 на рис.4 указан диапазон энергии, в котором данный детектор можно применять в спектрометрах Брэгга, обеспечивая требуемую энергетическую разрешающую способность. Указанные значения ниже 1 кэВ действительны при соответствующей эффективности регистрации, которую можно достичь применением сверхтонких окон или, в случае необходимости, в режиме измерения без окон.

## 6. ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ДЕТЕКТОРА

Одновременное измерение дифракционных спектров нескольких порядков потребует изменения окон анализаторов в зависимости от угла Брэгга /см. рис.1/. Существует два основных способа работы детектирующей электроники:

1. Фиксированное усиление спектроскопического усилителя и изменение низких пределов и ширин каналов анализатора в зависимости от  $\theta$ .

2. Динамическое изменение усиления спектроскопического усилителя в зависимости от  $\theta$  при фиксированных низших пределах и ширинах анализатора.

Принцип работы детектора, основанный на первом способе, иллюстрируется рис.5. Информация об угле  $\theta$  обрабатывается на мини-ЭВМ и управляется соответствующими командами для  $n$  одноканальных анализаторов, каждый из которых анализирует спектр определенного порядка отражения. При этом потребуется  $2n$  команд управления. При проведении этих  $n$  одноканальных анализов с помощью аналого-цифровых анализаторов из-за совпадения границ анализа число управляющих команд уменьшается на  $(n+1)$ .

На рис.6 показано принципиальное решение, основанное на втором способе обработки сигналов. Зависимости расположения окон анализатора от угла  $\theta$  по уравнению /2/ выравниваются изменением усиления спектроскопического усилителя, описываемым формулой

$$|v| = \frac{|v_0|}{\sin \theta_0} \sin \theta, \quad /21/$$

где  $v_0$  и  $\theta_0$  - первоначальное усиление и угол. Одноканальные анализаторы /или АЦП/ при этом один раз в начале измерения настраиваются, и их параметры в течение измерения не изменяются. Управляющая команда здесь только одна, так что управление можно проводить через ЭВМ или через механическую связь усилитель-привод спектрометра для установления обратной связи.

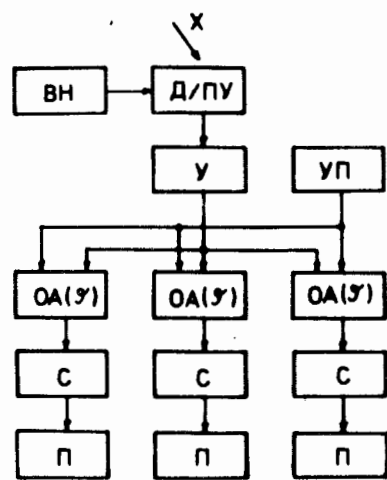


Рис.5. Обработка сигналов детектора при постоянном коэффициенте усиления спектроскопического усилителя. ВН - высокое напряжение; Д/ПУ - детектор/предусилитель; У - усилитель; УП - управление одноканальным анализатором; ОА - одноканальный анализатор; С - счетчик; П - память.

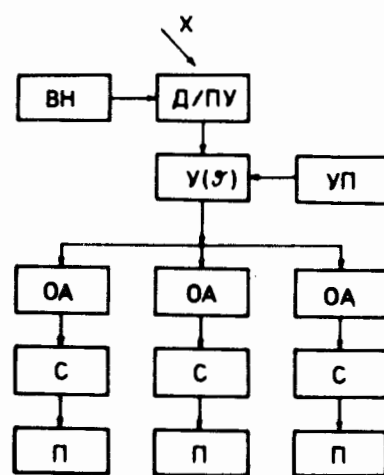


Рис.6. Обработка сигналов детектора при переменном коэффициенте усиления спектроскопического усилителя. ВН - высокое напряжение; Д/ПУ - детектор/предусилитель; У - усилитель; УП - управление усилителем; ОА - одноканальный анализатор; С - счетчик; П - память.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждены проблемы, которые возникают при использовании спектрометров Брэгга в сверхразрешающей спектрометрии квантового излучения в диапазоне энергий до 100 кэВ. Включены в рассмотрение вопросы применения дисперсионно-угловой и энерго-дисперсионной частей спектрометра, а также согласования обеих частей между собой.

Рассмотрение показывает, что сцинтилляционные счетчики только условно подходят для измерения дифракционных пиков. Пропорциональные счетчики применяются для измерений в первом и втором порядках отражений; при более высоких порядках отражения и низких энергиях энергетическое разрешение слишком мало для полного разделения отдельных сигналов, соответствующих различным порядкам отражения. Особенно подходящими для применения в качестве энергодисперсионных детекторов в спектрометре Брэгга являются пропорционально-сцинтилляционные счетчики и полупроводниковые детекторы из Si, Ge и HgI<sub>2</sub>. Успех их использования зависит от того, насколько хорошо выполняются условия, сформулированные в разделе 4.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г.Музиолу за полезные дискуссии.

## ЛИТЕРАТУРА

- Johann H.H. Z.Phys., 1931, 69, p. 185.
- Johanssen T. Z.Phys., 1933, 82, p. 507.
- Щорнак Г., Полерс А., Рейхманн А. ОИЯИ, P10-83-75, Дубна, 1983.
- Zschornack G., Müller G., Musiol G. JINR, E11-81-88, Dubna, 1981.
- Zschornack G., Müller G., Musiol G. Nucl.Instr.Methods, 1982, 200, p. 481.
- Gilfrich J.V. et al. Appl.Spectr., 1975, 29, p. 322.
- Schintlmeister A., Diplomarbeit, T.U. Dresden, Sektion Physik, 1980.
- Полерс А., Щорнак Г. ОИЯИ, P13-81-794, Дубна, 1981.
- Fano U. Phys.Rev., 1947, 72, p. 2.
- Curran S.C. et al. Phil.Mag., 1949, 40, p. 929.
- Alkhozov G.D. Nucl.Instr.Methods, 1969, 75, p. 161.
- Alkhozov G.D. Nucl.Instr.Methods, 1970, 89, p. 55.
- Alkhozov G.D. et al. Nucl.Instr. Methods, 1967, 48, p.1.
- Hertz G. Lehrbuch der Kernphysik, Bd.I, Leipzig, 1966.
- Löschau W. Dissertation, TU Dresden, Sektion Physik, 1971.
- Policarpo A.J.P.L. et al. Nucl.Instr.Methods, 1968, 58, p. 151.
- Morgenstern P. Isotopenpraxis, 1978, 14, S. 157.
- Müller D. et al. Isotopenpraxis, 1981, 17, S. 12.
- Al-Oargazelli et al. Nucl.Instr.Methods, 1981, 180, p. 497.
- Policarpo A.J.P.L. et al. Nucl.Instr.Methods, 1972, 102, p. 337.
- Policarpo A.J.P.L. et al. Nucl.Instr.Methods, 1974, 118, p. 221.
- Nguyen Ngoc Hoan Nucl.Instr.Methods, 1978, 154, p. 597.
- Morgenstern P. Dissertation, ZfI d. AdW der DDR, Leipzig, 1976.
- Ortec-Catalog, Oak Ridge, Tennessee, 1980/81.
- Shiraishi F., Takami Y. Nucl.Instr.Methods, 1982, 196, p.137.
- Gessner T. Dissertation, TU Dresden, Sektion Physik, 1982.
- Kim C. et al. Nucl.Instr.Methods, 1982, 196, p. 143.
- Madden N.W. et al. Nucl. Instr.Methods, 1979, 159, p. 337.
- Мейер В.А. и др. ОИЯИ, D14-8779, Дубна, 1976.
- Iwanczyk J.S. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1981, NS-28, p. 579.
- Slapa M. et al. Nucl.Instr.Methods, 1980, 176, p. 567.
- Dabrowski A.J. et al. Nucl.Instr.Methods, 1978, 150, p.13.
- Dabrowski A.J. et al. Rev. of Appl.Phys., 1977, 12, p. 297.

33. Dabrowski A.J. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1976, NS-23, p. 171.
34. Sukai E. Nucl.Instr.Methods, 1982, 196, p. 121.
35. Klinger P. Kernenergie, 1981, 8, S. 281.
36. Jungglaussen W. Kernenergie, 1960, 9, S. 347.
37. Henck P. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1970, NS-17, p. 149.
38. Slapa M. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1976, NS-23. p. 102.
39. Goulding F.S. Nucl.Instr.Methods, 1977, 142, p. 213.

Полерс А., Щорнак Г. P13-83-437  
 Применение энергодисперсионных детекторов для настройки рентгено-  
 дифракционных спектрометров Брегга

В работе обсуждаются проблемы, которые необходимо учитывать при использовании спектрометров Брегга в сверхразрешающей спектроскопии квантового излучения в диапазоне энергии до 100 кэВ. В рассмотрение включены вопросы построения дисперсионно-угловой и энергодисперсионной частей спектрометра и обсуждаются проблемы согласования обеих частей между собой. Детально рассмотрены сцинтилляционные счетчики, пропорциональные счетчики, пропорционально-сцинтилляционные счетчики и полупроводниковые детекторы, а также возможные способы обработки сигналов этих детекторов. Показано, что сцинтилляционные счетчики только условно подходят для измерения дифракционных рефлексов. Пропорциональные счетчики удовлетворяют условиям измерений в первом и втором порядках отражений  $n$ ; при более высоких  $n$  и малых энергиях энергетическое разрешение недостаточно для полного разделения отдельных полос с различными  $n$ . Особенно удобными для применения в качестве энергодисперсионных детекторов в спектрометрах Брегга являются пропорционально-сцинтилляционные счетчики и полупроводниковые детекторы из Si, Ge, HgI<sub>2</sub>.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Pohlars A., Zschornack G. P13-83-437  
 The Employment of Energy-Dispersive Detectors for the Set-Up of  
 X-Ray Diffraction Spectrometers

The problems to be taken into consideration for an optimal set-up of Bragg-spectrometers in the high resolution spectroscopy of quantum radiation in the energy range up to 100 keV are discussed. Questions of the angle-dispersive and the energy-dispersive parts of the spectrometer are included into consideration and the problem of correspondance of the single parts together is discussed. Scintillation counters, proportional counters, proportional scintillation counters and semiconductor detectors are discussed in detail, and also, the possible methods of the signal processing are considered. It is shown that scintillation counters only conditional are applicable to the measurement of diffraction reflexes. Proportional counters satisfied the measurement conditions for the first and the second diffraction orders  $n$ ; at higher  $n$  and at low energies the energy resolution is not sufficient for a full separation of single reflexes with different  $n$ . Especially convenient for the use as energy dispersive detectors in Bragg-spectrometers are proportional scintillation counters and semiconductors from Si, Ge and HgI<sub>2</sub>.

The investigation has been performed at the Department of New Methods of Acceleration, JINR.

Communication of the Joint Institute For Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой

Рукопись поступила в издательский отдел  
 23 июня 1983 года.