γ-лучей (см. *Конверсия внутренняя*, *Бета-спектрометр*) и др. экспериментах. Лучшие приборы этого типа имеют разрешающую способность 0,03% при светосиле 0,05% [1].

Кристалл-дифракц. Г.-с. применяются в осн. при низких энергиях γ-квантов. Эти приборы отличаются особенно высокой точностью измерения энергии и по принципу действия аналогичны рентг. спектрометрам (см. *Спектральная аппаратура рентгеновская*). С целью повышения светосилы в нек-рых из них применяют изогнутые кристаллы, позволяющие дифрагировавшим γ-лучам собираться в фокусе спектрометра, куда помещается детектор. На рис. 3 показана схема спектрометра с изогнутым кристаллом. Аппаратурные ширины линий у подобного рода Г.-с.

Рис. 3. Схема дифракционного гамма-спектрометра с изогнутым кристаллом: *1* — источник γ-квантов; *2*, *4* — щелевые коллиматоры; *3* — упругоизогнутый кристалл кварца; *5* — детектор.

составляют примерно 20 эВ при энергиях γ-квантов в неск. сотен кэВ. Абс. же значения энергии в максимуме определяются с очень малой относит. погрешностью порядка 10^{-7}—10^{-6} [2]. Получить такую высокую точность оказалось возможным благодаря тщательному предварительному измерению межплоскостного расстояния для монокристалла. Недостатком кристалл-дифракц. спектрометров является их малая светосила (⩽0,1% для спектрометров с изогнутым кристаллом).

Г.-с. для γ-квантов высоких энергий. Методы, применяемые для спектроскопии γ-квантов высоких энергий, сильно отличаются от перечисленных. Существуют Г.-с., основанные на регистрации черенковского излучения от электронно-фотонных ливней, вызываемых γ-квантами высокой энергии в радиаторах из достаточно тяжёлого прозрачного вещества, напр. свинцового стекла (см. *Черенковский счётчик*). Размеры подобного радиатора выбираются так, чтобы в нём уложились пробеги всех электронов и позитронов ливня, для чего продольный размер должен быть порядка десяти радиац. длин, а поперечный размер должен превосходить поперечную расходимость ливня.

В физике высоких энергий в качестве Г.-с. используются также *пузырьковые камеры* [3]. Энергии γ-квантов определяются по энергиям пар, образованных в рабочем веществе камеры. В камерах с лёгкими жидкостями (водород, гелий, пропан), помещёнными в магн. поле, удаётся измерить энергию пары по кривизне нач. участков треков электрона и позитрона, поскольку радиац. длина в этих жидкостях велика и, по крайней мере, в начале треков общие радиац. потери энергии ещё малы. В камерах с тяжёлыми жидкостями (напр., с Xe) радиац. длина мала и в большинстве случаев ливень развивается в пределах объёма камеры. В этом случае энергию ливня, а значит, и первичного γ-кванта можно определить по сумме пробегов всех заряж. частиц в ливне. Эта процедура, однако, пригодна лишь до энергий γ-квантов ~10 ГэВ.

Лит.: 1) Лютый И. Н. и др., Стабилизация формы магнитного поля железного β-спектрометра $\pi\sqrt{2}$ с использованием нутационных датчиков, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 828; 2) Алексеев В. Л. и др., Улучшение основных параметров 4-метрового кристалл-дифракционного гамма-спектрометра по Кошуа, в кн.: Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., 1981, с. 614; 3) Стругальский З. С., Измерение энергий гамма-квантов и электронов в пузырьковых камерах, Дубна, 1972; см. также лит. при ст. *Гамма-спектроскопия*.

А. В. Давыдов.

ГА́ММА-СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел ядерной физики, посвящённый исследованиям энергетич. спектров *гамма-излучения*. К этой же области принято относить исследования разл. ядерных и атомных процессов, связанных с испусканием, поглощением и рассеянием γ-квантов. На основании измерения таких характеристик, как относительные интенсивности наблюдаемых γ-линий, угл. распределения γ-квантов, угл. корреляции последовательно испускаемых γ-квантов, поляризации γ-лучей, коэф. *конверсии внутренней*, вероятности *кулоновского возбуждения ядер* заряж. частицами, сечения резонансного поглощения γ-лучей и т. д., удаётся получать информацию о *спинах* и *чётностях* основных и возбуждённых состояний ядер, ширинах возбуждённых уровней, магн. дипольных и электрич. квадрупольных моментах ядер в разл. состояниях, мультипольностях переходов между ядерными уровнями. Спектры γ-лучей дают основные сведения, необходимые для построения схем энергетических уровней ядер. О методах регистрации и измерения энергии γ-квантов см. в ст. *Гамма-спектрометр*.

Для получения данных о спинах уровней ядер, мультипольностях переходов, электрич. и магн. моментах возбуждённых ядер используется метод исследования угл. корреляций γ-квантов, последовательно испускаемых в каскаде следующих друг за другом переходов между ядерными уровнями. С помощью двух или большего числа спектрометрич. *детекторов*, включённых в схему отбора совпадающих во времени актов регистрации γ-квантов, измеряется зависимость числа таких событий от угла между направлениями вылета соответствующих γ-квантов из источника (см. *Совпадений метод*). Если при этом разрешающее время схемы совпадений значительно больше ср. времени τ жизни ядер в промежуточном состоянии, то измеренная угл. корреляция наз. интегральной по времени. В этом случае детектор, регистрирующий 2-й γ-квант, не различает акты γ-распада возбуждённых ядер по их времени жизни и все они суммируются. Соответствующая *корреляционная функция* для угл. γ — γ-корреляции имеет вид:

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos\vartheta). \qquad (1)$$

Здесь ϑ — угол между направлениями вылета γ-квантов, $P_k(\cos\vartheta)$ — k-й полином Лежандра, A_k — коэф., зависящие от спинов I состояний, между к-рыми происходят ядерные переходы, и от т. н. параметров смешивания мультиполей в каждом из переходов, под к-рыми понимаются отношения амплитуд электрич. мультиполя порядка $L : E(L)$ и магн. мультиполя порядка $L-1 : M(L-1)$. В частности, при спинах промежуточных состояний ядер, равных 0 или $^1/_2$, угл. корреляция отсутствует, т. е. $W(\vartheta) = \text{const}$ (см. *Угловые распределения и угловые корреляции*). Однако по угл. γ—γ-корреляции нельзя отличить чисто электрич. переход от магнитного. Чтобы сделать это, надо знать чётности состояний, между к-рыми происходит переход.

Если исследуемые ядра находятся в магн. или неоднородном электрич. полях, то корреляционная картина искажается; происходит возмущение интегральной угл. корреляции. В случае магн. поля, перпендикулярного плоскости распространения наблюдаемых γ-квантов, это возмущение проявляется в повороте корреляционной картины на угол

$$\Delta\vartheta \approx \frac{\mu H}{I\hbar}\tau. \qquad (2)$$

Здесь μ — магн. момент ядра, I — спин в возбуждённом состоянии, H — напряжённость магн. поля. Ф-ла (2) справедлива для $\Delta\vartheta/\vartheta \ll 1$. Поворот сопровождается ослаблением анизотропии этой картины. Действие неоднородного электрич. поля сказывается лишь в ослаблении анизотропии корреляц. картины без её поворота. Степень этого ослабления зависит от произ-