

ДЕТЕКТОРЫ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Ю. К. Акимов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрено современное состояние разработок и исследований в области спектрометрии ядерных излучений детекторами с неорганическими сцинтилляторами. Систематизированы результаты исследований характеристик и применений таких широко распространенных в экспериментальной технике сцинтиллирующих монокристаллов, как иодид цезия, германат висмута и фторид бария. Описаны достижения в разработке новых типов сцинтилляторов. Особое внимание уделено прецизионной калориметрии электромагнитных излучений высоких энергий, основанной на использовании неорганических сцинтилляторов.

The current situation in the field of nuclear radiation spectrometry by detectors with inorganic scintillators is considered. The results of performance investigation and of application of such widespread scintillating monocrystals for experiments as cesium iodide, bismuthorthogermanate and barium fluoride are systematized. The achievements in development of new types of scintillators are described. Particular attention is given to precise high-energy electromagnetic radiation calorimetry based on inorganic scintillators.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранний период развития сцинтилляционных детекторов на базе неорганических монокристаллов наиболее полно освещен в известной монографии Биркса [1]. Основной областью применения этих кристаллов была гамма-спектрометрия низких энергий. В физике высоких энергий преобладали более быстрые органические сцинтилляционные счетчики [2]. А в начале 60-х годов неорганические сцинтилляторы стали вытесняться и из спектрометрии низких энергий более прецизионными полупроводниковыми детекторами. Неорганические сцинтилляторы заявили о себе вновь в 70-е годы, когда сильно возросла потребность в спектрометрических детекторах больших размеров и многоканальных спектрометрических установках с 4π -геометрией. При этом на первых порах вне конкуренции оставались монокристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$ [3]. Однако в последующие годы все более широко стали применять монокристаллы $\text{CsI}(\text{Tl})$,

особенно в сочетании с твердотельными фотодетекторами. Использование таких монокристаллов, как германат висмута (BGO) и фторид бария (BaF_2), дало отличные результаты. В настоящее время продолжается совершенствование характеристик детекторов с вышеназванными кристаллами и их модификациями. Появились новые перспективные сцинтиллирующие материалы.

Область применения детекторов на основе неорганических сцинтилляторов весьма обширна как в научных, так и в прикладных исследованиях. Многообразие задач и конкретных условий в различных физических экспериментах определенным образом сказывается на конструкции применяемых в них детекторов. Для прикладных целей обычно могут быть использованы стандартные детекторы, выпускаемые промышленностью (см., например, [4]).

В предлагаемом обзоре предпринята попытка систематизации и обобщения публикаций по детекторам на основе неорганических сцинтилляторов и их применению в современном физическом эксперименте. Ниже приведены наиболее часто встречающиеся в тексте обозначения характеристик сцинтилляторов и соответствующие пояснения.

- η — конверсионная эффективность люминесценции или просто сцинтилляционная эффективность — это доля той энергии, которая реализуется в виде световой вспышки.
- Технический световой выход (или просто световой выход) связан с количеством фотоэлектронов, образующихся в фотоприемнике под воздействием сцинтилляционной вспышки. Часто световой выход выражают в процентах к световому выходу $NaI(Tl)$.
- τ — время высвечивания сцинтиллятора, описываемого экспонентой $e^{-t/\tau}$.
- Λ_0 — оптическая длина затухания света. На этой длине интенсивность света снижается в e раз.
- $\lambda_{\text{макс}}$ — длина волны, соответствующая максимуму спектра эмиссии сцинтиллятора.
- d — плотность сцинтиллятора.
- E_c — критическая энергия электронов, при которой потери на тормозное излучение и ионизацию одинаковы.
- X_0 — радиационная длина, характеризующая эффективность поглощения данным веществом электромагнитных излучений: фотонов, электронов, позитронов.
- Средняя энергия электронного пучка при энергиях $E \gg E_c$ после прохождения слоя вещества длиной X_0 уменьшается в e раз. При взаимо-

действии электромагнитного излучения с веществом происходит образование каскада («ливня») фотонов, электронов и позитронов, развивающегося до тех пор, пока энергия электронов и позитронов не достигнет E_c . Глубину ливня измеряют в единицах X_0 .

- R_M — радиус Мольера, характеризующий размер ливня в поперечном направлении, $R_M = X_0(Z + 1,2) / 37,34$ [5]. В цилиндре радиусом $3R_M$ содержится 99% энергии ливня.
- Λ_I — длина ядерного взаимодействия. Является шкалой для пространственного развития адронного ливня, возникающего в результате сильного взаимодействия частиц высоких энергий (больше 10 ГэВ) с веществом сцинтиллятора. Может быть определена как средний свободный путь для протонов между неупругими взаимодействиями [6]. Для пионов такой путь примерно в 1,5 раза больше.
- Отношение X_0 / Λ_I для электромагнитного детектора важно иметь минимальным, чтобы снизить адронный фон.
- При низких энергиях эффективность регистрации γ -квантов сцинтиллятором чаще характеризуют коэффициентом поглощения γ -квантов известной энергии слоем вещества определенной толщины, например 1 см.
- Энергетическое разрешение спектрометра при высоких энергиях характеризуют, как правило, среднеквадратичным отклонением σ , в то время как при низких — полной шириной на половине максимума (FWHM), а иногда и шириной на высоте одной десятой от максимума (FWTM).

2. ИОДИТ НАТРИЯ

Монокристаллический иодистый натрий, активированный таллием NaI(Tl), является классическим сцинтиллятором для детектирования γ -излучения. Открытый Р.Хофштадтером более сорока лет назад, он и по сей день находит широкое применение. Такой сцинтиллятор отличается высоким световыходом — на образование одного фотона в нем затрачивается около 25 эВ. При этом спектр люминесценции (см.рис.1), имеющий максимум при $\lambda \approx 415$ нм, хорошо согласуется со спектральной чувствительностью стандартных фотокатодов. Монокристалл имеет высокую прозрачность к свету собственного излучения ($\Lambda_0 = 2$ м) и сравнительно прост в изготовлении. Его сцинтилляционная эффективность $\eta = 0,13$, а время высвечивания $\tau = 230$ нс. Однако 0,5—5% эмиссии света приходится на ее длительные компоненты (больше 3—6 мс). Большим недостатком кристалла является его высокая гигроскопичность. Требует-

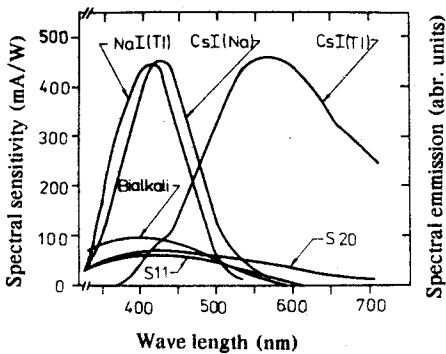


Рис.1. Спектры эмиссии NaI(Tl), CsI(Tl) и CsI(Na) и спектральная чувствительность некоторых типов фотоумножителей

ся надежная защита от влаги. Кристаллы герметично упаковывают в контейнеры. На боковую (обычно цилиндрическую) поверхность и один из торцов наносится шероховатый диффузный отражатель (чаще всего MgO). Последний существенно улучшает соби́рание света. Показатель преломления кристалла $n = 1,85$. На фоточувствительную поверхность свет попадает через стекло, имеющее меньший показатель преломления ($n_0 = 1,49$), чем кристалл. При сухом контакте между кристаллом и стеклом присутствует слой воздуха с показателем преломления, равным единице. Однако чаще всего создается оптический контакт с помощью иммерсионного слоя смазки, показатель преломления которой близок к n_0 . Поскольку $n/n_0 > 1$, происходит частичное отражение света от стекла. Диффузный отражатель значительную долю этого света направляет обратно в сторону фотокатода. В кристаллах небольших размеров коэффициент соби́рания света может достигать 70%. При этом, если $E = 1$ МэВ, на фоточувствительную поверхность будет попадать $N = \omega \eta E/E_{ph} = 3 \cdot 10^4$ фотонов (средняя энергия фотона $E_{ph} = 3$ эВ).

Для небольшого кристалла энергетическое разрешение определяется в основном статистикой фотоэлектронов. Стандартным является измерение энергетического разрешения на линии γ -лучей 662 кэВ от радиоактивного источника ^{137}Cs . Полученное на кристалле диаметром $D = 25$ мм и высотой $H = D$ наилучшее разрешение составило 5,6% [7]. Обычно же разрешение составляет 6,5—7,5% для кристаллов размером до $D = H = 8$ см и 7,5—10% — при больших размерах.

Исследовалось, в частности, поведение разрешения при $D = 125$ мм и $H = 100$ мм в зависимости от энергии γ -излучения. С увеличением энергии до 2,5 МэВ разрешение улучшалось вместе с улучшением статистики фотоэлектронов, почти следуя расчетной зависимости (см. рис.2). Однако при больших энергиях происходило ухудшение разрешения. Причиной этого являются флуктуации утечек энергии, возникающих вследствие недостаточности размеров кристалла. Увеличение размеров до

$D = 24$ см и $H = 25$ см позволило улучшить энергетическое разрешение до 2,2% при $E = 22$ МэВ [8]. При этом для исключения событий с утечкой энергии кристалл был окружен счетчиком анти-совпадений. Гигантский монокристалл с $D = 77$ см и $H = 51$ см, просматриваемый 12 фотоумножителями ($D = 8$ см), на пучке электронов с $E = 15$ ГэВ показал разрешение $\text{FWHM} = 1,2\%$ [3]. Такие размеры соответствовали $D = 18R_M$ и $H = 19,7X_0$. Отметим, что протяженность детектора, составляющая $\sim 20X_0$ и более, обычно является стандартным требованием при построении электромагнитного калориметра. Поперечный размер больше связан с геометрией эксперимента.

Для высокой эффективности регистрации γ -квантов при множественном их рождении возникает необходимость в многодетекторной установке. 4л-геометрия была получена на кристаллах NaI(Tl) в спиновом спектрометре [9] и детекторе «crystal-ball» [10].

В комнатных условиях световой выход NaI(Tl) максимален, температурный коэффициент составляет 0,22—0,5%/°C и зависит от образца. Ниже 0°C и выше 60°C световой выход существенно падает. Понижение температуры сопровождается ухудшением собственного разрешения монокристалла в результате возникновения неоднородности светового выхода. Отмечается [4], что в большей степени это проявляется с увеличением концентрации активатора, т.е. при низких температурах предпочтительна меньшая концентрация таллия. От температуры оказывается зависящим и время высвечивания сцинтиллятора. С ростом температуры оно уменьшается, сначала круто до 150 нс около 60°C, а затем более плавно до 100 нс [4].

Время высвечивания зависит и от плотности ионизации, что было использовано для разделения протонов, α -частиц и γ -квантов при энергиях менее 10 МэВ [11,12].

При комнатной температуре монокристалл NaI, не активированный таллием, имеет слишком низкий световой выход. Однако его охлаждение до температуры жидкого азота приводит к сильному росту светового выхода, который почти вдвое превышает световой выход NaI(Tl) при 20°C [13]. Высвечивание происходит с постоянной времени 60 нс на волне $\lambda_{\text{макс}} = 303$ нм.

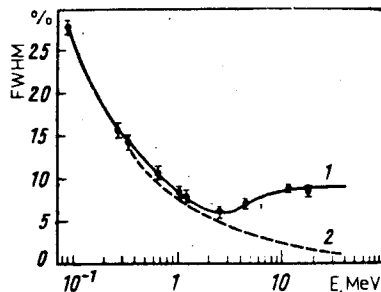


Рис. 2. Энергетическое разрешение детектора с кристаллом NaI(Tl) диаметром 125 мм и высотой 100 мм в зависимости от энергии гамма-квантов

3. ИОДИТ ЦЕЗИЯ

Монокристаллы, активированные таллием и натрием. Необходимость герметичной упаковки кристаллов NaI(Tl) вносит соответствующее ограничение на одновременное их применение в качестве детекторов гамма-квантов, а также заряженных частиц низких энергий. В этом отношении предпочтителен CsI(Tl) , который негигроскопичен. Однако при длительном использовании монокристалл должен быть изолирован в сухую окружающую среду, небольшие течи не приведут к его разрушению, как в случае NaI(Tl) . Пластическая природа иодистого цезия обеспечивает легкость его механической обработки, в противоположность тенденции иодистого натрия раскалываться или трескаться при механических или тепловых стрессах. Использование иодита цезия позволяет изготавливать детекторы самых разнообразных форм и размеров.

Радиационная длина CsI(Tl) $X_0 = 1,85$ см, т.е. меньше, чем у NaI(Tl) . Показатель преломления $n = 1,80$.

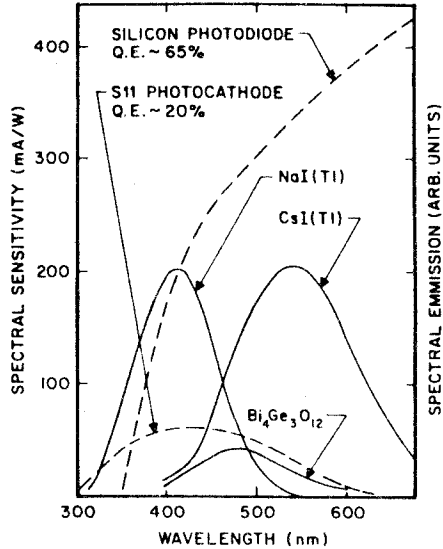
Спектр излучения CsI(Tl) имеет максимум при $\lambda = 550$ нм (рис.1) и не очень согласуется с характеристикой стандартного фотокатода S-11. С таким фотокатодом амплитуда сигнала от CsI(Tl) составляет обычно 45% от амплитуды сигнала, получаемого от NaI(Tl) . Для CsI(Tl) более подходит фотокатод типа S-20. При большей чувствительности фотокатода в зеленой области и постоянной времени формирования сигнала порядка 5 мкс его амплитуда увеличивается до 85% [14]. Необходимость в такой длительности сигнала возникает из-за большого времени высвечивания кристалла (~ 1 мкс), что является, конечно, недостатком данного сцинтиллятора. Сцинтилляционная эффективность CsI(Tl) даже несколько выше, чем у NaI(Tl) . Согласно [15], при энергетических потерях 1 МэВ в NaI(Tl) образуется $40 \cdot 10^3$, а в CsI(Tl) — $45 \cdot 10^3$ фотонов.

Значительно лучше согласуется со спектральной характеристикой S-11 кристалл, активированный не таллием, а натрием (рис.1). При этом и время высвечивания уменьшается до 630 нс. Амплитуда импульса от CsI(Na) составляет 85% амплитуды импульса от NaI(Tl) [13]. Более того, согласно [16], по сцинтилляционной эффективности первый из них не уступает второму, но CsI(Na) гораздо менее гигроскопичен, чем NaI(Tl) . Недостатком CsI(Na) и CsI(Tl) , как и NaI(Tl) , является довольно высокое послесвечение — до 5% через 3—6 мс, что значительно ограничивает скорость счета.

Технология изготовления иодитов цезия, особенно CsI(Tl) , не отличается большой сложностью. CsI(Tl) относительно дешев, в том числе и при больших размерах, необходимых для конструирования электромагнитных калориметров [17].

Рис.3. Эмиссионные спектры CsI(Tl), NaI(Tl) и BGO и спектральные чувствительности кремниевых PIN-фотодиодов и фотоумножителя с фотокатодом S-11 [19]

Для последнего времени характерно все более широкое использование в качестве фотоприемника кремниевых фотодиодов, обеспечивающих компактность и нечувствительность к магнитному полю сцинтилляционных детекторов [18]. Кристалл CsI(Tl), имеющий правую спектральную характеристику, отлично согласуется с таким фотоприемником (рис.3) [19]. В области пиковой эмиссии кристалла квантовый



выход фотодиода составляет приблизительно 65%. Используя фотодиодный съём информации, получили $32 \cdot 10^3$ фотоэлектронов на МэВ [15]. Замена фотоумножителя на фотодиод значительно уменьшает температурную зависимость детектора (рис.4) [15]. Выход фотоэлектронов приобретает плоский максимум при 30—40°C и коэффициент 0,3%/°C при 20°C. Измерения проводили на фотодиодах типа S-1790 фирмы Хамамацу. С использованием этих диодов и четырех кристаллов CsI(Tl) был построен тестовый калориметр, исследованный на пучке электронов 1+20 ГэВ [20]. Отдельный кристалл имел длину 10 см и диаметр 10,5 см. Разница в измеренных на фотодиодах световых выходах четырех кристаллов оказалась в пределах 10%. Два кристалла соединили вместе конец к концу оптической смазкой, чтобы образовать секцию. Восемь фотодиодов присоединили оптической смазкой к одному лицевому торцу и собрали параллельно. Кристаллы завернули в несколько слоев белой тефлоновой ленты, а затем в алюминиевую фольгу и черную бумагу. Две секции располагались вплотную друг к другу с фотодиодами на противоположных концах. Сигналы от фотодиодов усиливались двумя усилителями с формировкой 3 мкс. Для α -частиц с энергией 5,5 МэВ амплитуда сигнала составила 70% по сравнению с сигналом от частиц с минимальной ионизацией при том же энерговыделении. Плотность ионизации от этих частиц и α -частиц различалась больше чем в 150 раз. Это качество, т.е. высокое отношение α/β , должно обеспечивать необходимую линейность светового выхода при максимальных энергиях, когда в конце ливня обра-

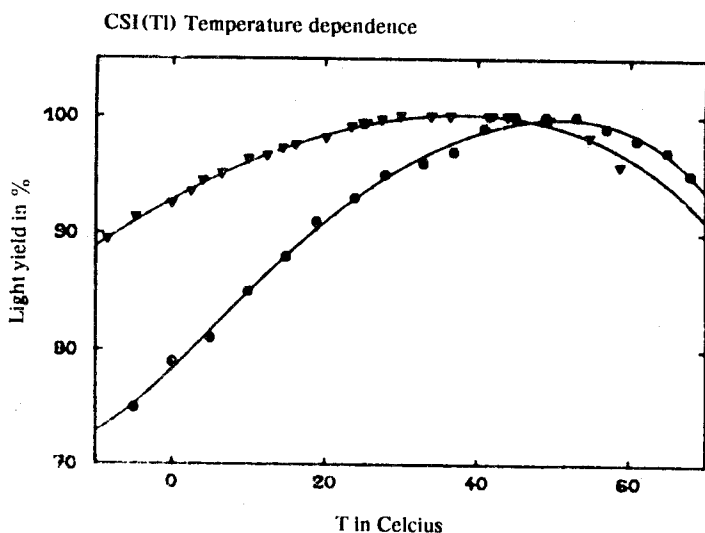


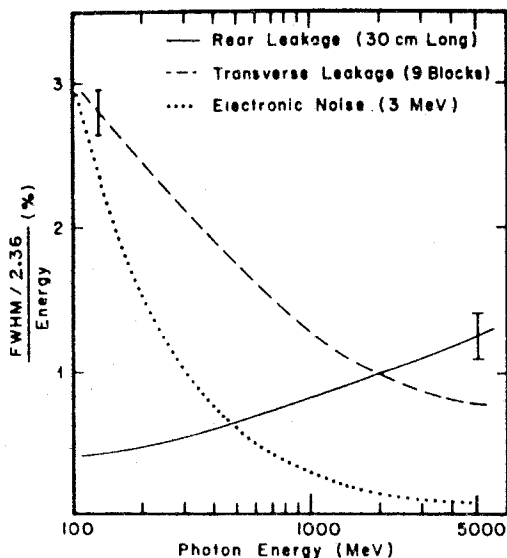
Рис. 4. Температурная зависимость относительного светового выхода, измеренная фотодиодом (Хамамацу $S = 1790$, Δ) и фотоумножителем (S-11, \bullet). Обе кривые нормированы к 100% [15]

зуется большое количество медленных частиц. Измерения показали линейность светового выхода во всем вышеуказанном диапазоне.

Разрешение такого калориметра, имеющего длину $22X_0$, составило в конце энергетического диапазона $\sigma = 1,6\%$. В эту величину входит также разброс пучка, равный 1%. Было получено хорошее разделение электронов (e) и адронов (h). Отношение e/h в области $\pm 2\sigma$ около электронного пика составило $1,14 \cdot 10^3$ при 4 ГэВ и $3,8 \cdot 10^3$ при 10 ГэВ.

Кристаллы протяженностью 30 см и сечением 5×5 см с четырьмя фотодиодами на каждом использовались в количестве 8000 шт. для построения калориметра CLEO-2, действующего на Корнеллском накопительном кольце электронов [19]. В этой же работе приводятся результаты испытаний тестового калориметра из 9 таких модулей, центральный из которых облучали пучком позитронов. Проведен амплитудный анализ суммарного сигнала. Шумы фотодиодов и предусилителей составили $\text{FWHM} = 3$ МэВ и их влияние было существенно только при $E < 100$ МэВ. В области 0,1+2 ГэВ основной вклад в разрешение дали поперечные утечки, а выше — утечки из заднего торца. Вклад шумов, поперечных и

Рис.5. Вклад в энергетическое разрешение в блоках из CsI(Tl), обусловленный тремя доминирующими источниками: задней утечкой из кристаллов длиной 30 см, поперечной утечкой из девяти квадратных кристаллов со стороной 5 см и шумом электроники, предположительно равным 3 МэВ [19]



продольных утечек при $E = 0,1+5$ ГэВ иллюстрирует рис.5. Видно, что в конце диапазона разрешение составляет $\sigma/E = 1,5\%$.

В другом электромагнитном калориметре, предназначенном для исследований на низкоэнергетическом антипротонном кольце (LEAR)

ЦЕРН, число фотодиодов сильно сокращено благодаря использованию спектросмещающих световодов [21]. Световодом является плексигласовая пластина толщиной 3 мм, граничащая (но без оптического контакта) со светособирающей гранью кристалла CsI(Tl) (аналогично тому, как это изображено на рис.18 для другого типа сцинтиллятора). В плексиглас введено вещество, активно поглощающее свет, приходящий из сцинтиллятора, и переизлучающее его в более длинноволновую область (см. рис.6). Переизлученный свет распределен изотропно. Существенная часть его за счет полного внутреннего отражения на стенках пластины попадает на фотодиод, приклеенный к узкому торцу пластины. Таким способом осуществляется концентрация света на фоточувствительную поверхность, во много раз меньшую площади светособирающей грани. Используются кристаллы в форме усеченных пирамид длиной 30 см. Калориметр составлен из 1380 таких модулей, образующих «бочку», охватывающую телесный угол, близкий к 4π .

В сочетании с фотодиодами кристаллы CsI(Tl) нашли применение также и в астрофизике. На них построен калориметр, измеряющий энергию и направление высокоэнергетических (0,1+100 ГэВ) космических γ -лучей [22].

Установлено, что иодид цезия отличается чрезвычайно низким уровнем собственной радиоактивности. Кроме того, компактность детектора с фотодиодом позволяет легко организовать защиту от фона окружающей

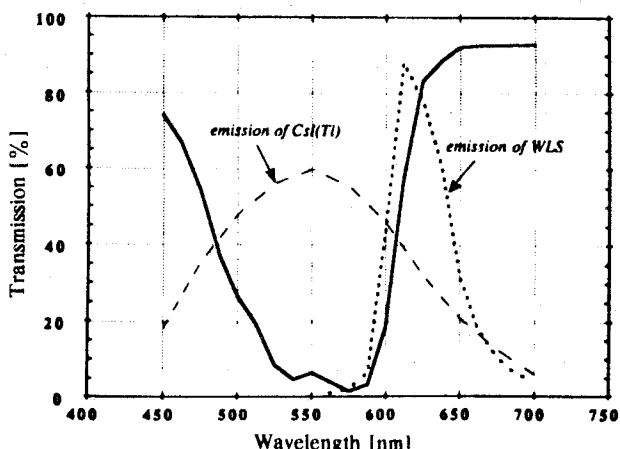
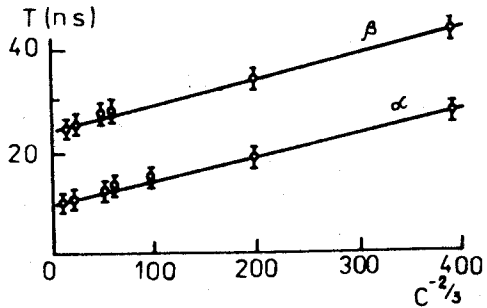


Рис.6. Оптическое согласование сцинтиллятора CsI(Tl) со сместителем длин волн. Штриховая линия — спектральная эмиссия CsI(Tl) (схематично). Сплошная — измеренная передающая способность сместителя длин волн. Пунктирная — измеренная спектральная эмиссия сместителя длин волн [21]

среды. Эти качества были использованы при создании установки для поиска 2β -распада от ^{100}Mo [23]. Молибденовую пленку расположили между кристаллами диаметром 7,5 см и толщиной 5 см, к каждому из которых подсоединили по 5 фотодиодов типа S3204-03. Этот фотодиод изготовлен из высокоомного кремния, что позволило увеличить толщину его $p-n$ -перехода, а в результате снизить емкость до 43 пкФ/см, вместо 100 пкФ/см в ранее упоминавшихся типах. Площадь нового фотодиода $1,8 \times 1,8$ см, ток утечки 6 нА. Емкость фотодиода и ток утечки определяют шум, который в данном детекторе оказался равным 150 кэВ (FWHM). Такое разрешение вполне приемлемо для постановки эксперимента. В случае 2β -распада образовалось бы два электрона с суммарной энергией 3 МэВ. В результате прохождения через слой молибдена произойдет размытие такой линии на ширину, близкую к 150 кэВ. Важно, что кристалл, который негигроскопичен, практически не имеет мертвого слоя для электронов. Другим свойством детектора, очень важным при длительных измерениях, является слабая зависимость амплитуды сигнала от температуры и стабильность показаний во времени.

Особенности сцинтилляционной вспышки CsI(Tl) и их использование. Эмиссия света CsI(Tl) имеет конечную скорость нарастания, которая зависит как от концентрации таллия, так и от плотности ионизации.

Рис.7. Время нарастания сцинтилляционной вспышки CsI(Tl) в зависимости от концентрации Tl для β - и α -частиц [24]



Это иллюстрирует рис.7, на котором приведены данные для β - и α -частиц при различной весовой концентрации C [24].

Плотность ионизации влияет также и на время высвечивания CsI(Tl). Сцинтилляционный импульс может быть фитирован двумя экспоненциальными функциями, одна из которых описывается относительно короткой постоянной времени: $\tau_f = 0,4-0,7$ мкс, а другая — длиной: $\tau_s = 7$ мкс [25—28]. В [29,30] приводится значение $\tau_s = 4$ мкс. Эта компонента не зависит от типа частиц, в то время как быстрая часть импульса оказывается от него зависящей.

В [29] для α -частиц с энергией 95 МэВ импульс хорошо фитировался с $\tau_f = 0,8$ мкс. Для α -частиц с энергией 5 МэВ были введены две компоненты с $\tau_1 = 0,7$ мкс и $\tau_2 = 0,24$ мкс [15]. Отношение их интенсивностей составило $I_2/I_1 = 0,77$. Импульсы для α -частиц, имеющих большую плотность ионизации, оказываются значительно короче, чем для слабоионизирующих γ -лучей, для которых время высвечивания составило 0,9 мкс.

Итак, как время нарастания импульса, так и его длительность и амплитуда в детекторе с CsI(Tl) зависят от типа регистрируемых частиц. Это позволяет разделять их, используя технику дискриминации по форме импульса [31—33,27]. Такая возможность, в частности, предусмотрена в многомодульном спектрометре 4л-геометрии γ -квантов и заряженных частиц ПЭГАС [34].

Достаточно хорошее разделение p , d , t и α по длительности импульса наблюдали для $E = 40+70$ МэВ при скорости счета $N = 10^3 \text{ с}^{-1}$ [27]. Однако при $N = 1,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ разделение не было уже удовлетворительным. Для этих частиц, а также α и He^3 при такой загрузке разделение осуществлялось с помощью $(\Delta E - E)$ -техники. При этом ΔE измерялось кремниевым детектором толщиной 400 мкм, а основная часть энергии частицы — кристаллом CsI(Tl) с фотодиодом.

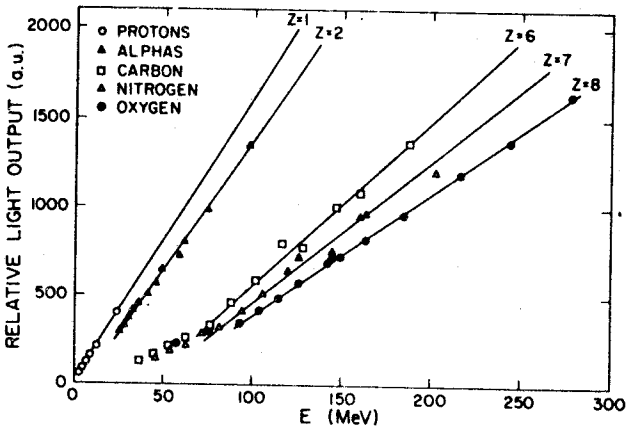


Рис.8. Световой выход CsI(Tl) в зависимости от энергии для ионов C, N, O, сопоставленный с характеристикой кристалла для протонов и α -частиц [35]

Надо отметить, что наилучшее энергетическое разрешение достигается в ($\Delta E-E$)-системе, составленной полностью из полупроводниковых детекторов. Однако недостаточная толщина таких детекторов накладывает соответствующее ограничение на энергию частиц. Можно использовать стопки из этих детекторов, но для больших (4π) мультidetекторных систем это дорого. Кроме того, толстые полупроводники чувствительны к радиационным повреждениям.

По этим причинам там, где энергетическое разрешение не является самым главным фактором, в качестве детекторов остаточной энергии успешно применяют CsI(Tl). Это в первую очередь относится к экспериментам с тяжелыми ионами при промежуточных энергиях (10+100 МэВ/н). Важно, что CsI(Tl) негигроскопичен, поэтому между ним и ΔE -детектором «мертвый» слой может быть малым.

С заряженными частицами на CsI(Tl) получают достаточно высокое разрешение. Так, в работе [27] приводится FWHM=1% для протонов с энергией 54,7 МэВ. Зависимость световых выхода от энергии протонов получается практически линейной, что демонстрирует рис.8 [35]; наряду с данными для других легких частиц до $Z = 8$. В [36] приведен световой выход для частиц до $Z = 40$. Сочетание тонкого кремниевого ΔE -детектора и толстого ($E-\Delta E$)-детектора из CsI(Tl) позволяло надежно разделять частицы по заряду и массе [27,30,35—37].

Отметим, что в последней из цитированных работ в дополнение к ожидаемой зависимости светового выхода от Z и E наблюдали значитель-

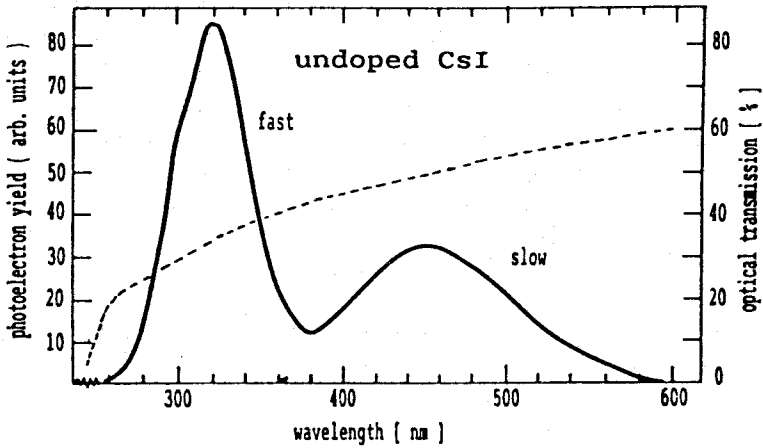


Рис.9. Спектр эмиссии неактивированного кристалла CsI длиной 25 см при облучении рентгеновскими лучами 30 кэВ и оптическая трансмиссия кристалла [39]

ную зависимость от массового числа A . Приведена простая параметризация, позволяющая определять световой выход L при разных Z , E и A и использовании известной формулы Биркса [1]:

$$dL/dx = (dE/dx)/(1 + kB(dE/dx)),$$

где kB — константа Биркса.

Для энергий выше нескольких МэВ действительна аппроксимация $dE/dx = cAZ^2/E$. Интегрирование и использование экспериментальных данных приводит к следующей формуле для светового выхода:

$$L = a_0 + a_1 \{ E - a_2 AZ^2 \ln[(E + a_2 AZ^2)/a_2 AZ^2] \},$$

где $a_0 = 28,0$, со стандартной ошибкой, соответствующей 0,7 МэВ, $a_1 = 8,145 \pm 0,036$ и $a_2 = 0,321 \pm 0,003$.

Быстрые монокристаллы. Введение таллия в кристалл иодита цезия повышает на порядок его световой выход, но вместе с тем делает его медленным. Чистый CsI высвечивается за несколько наносекунд в ультрафиолетовой области при $\lambda_{\text{макс}} = 310\text{--}320$ нм [24—46,38—40]. Наблюдали также медленные компоненты длительностью 0,1 мкс и 1 мкс со спектром люминесценции при $\lambda = 360\text{--}600$ нм (рис.9) [39]. Полагают, что эти компоненты обусловлены нарушением кристаллической решетки и в кристаллах высокого качества могут практически отсутствовать. Зависи-

мость характеристик кристалла от технологии его изготовления обсуждается в [40]. Выращенные стандартным способом кристаллы имеют компоненты с $\tau = 3$ мкс интенсивностью 26% от η_0 для электронов, где η_0 отнесено к NaI(Tl). Эта компонента практически не наблюдается в кристаллах, изготовленных по методу зонной плавки, и полностью отсутствует, когда используется техника холодного прессования. В первом из этих случаев получили люминесценцию интенсивностью (относительно η_0) 1,2% с $\tau_1 = 1,8$ нс и 3,8% с $\tau_2 = 12,9$ нс, а во втором — 1,6% с $\tau_1 = 1,0$ нс и 2,4% с $\tau_2 = 9,6$ нс.

Чистый CsI слегка гигроскопичен. Кристаллы могут быть изготовлены по величине такими же, как и легированные таллием.

Интересным является кристалл типа CsI—CsBr, имеющий световыход $0,18\eta_0$ и время высвечивания 11 нс в области 280+340 нм [41]. Результаты получены на кристалле размером $\varnothing 2,5 \times 2,2$ см.

4. ГЕРМАНАТ ВИСМУТА

Основные характеристики. Химическая формула этого сцинтиллятора [42,43], именуемого обычно BGO, есть $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. В монокристалле центрами свечения являются ионы висмута и они не нуждаются в активаторах. Главное достоинство BGO — его малая радиационная длина $X_0 = 1,13$ см. При том же самом объеме кристалл BGO позволяет получить гораздо большую эффективность регистрации γ -лучей, чем рассмотренные выше кристаллы.

Спектр люминесценции кристалла приведен на рис.3. Он несколько правее ($\lambda_{\text{макс}} = 480$ нм), чем спектр чувствительности фотокатода S-11. Коэффициент преломления кристалла $n = 2,13$ существенно выше, чем у стекла фотоумножителя. Оба эти фактора приводят к снижению количества фотоэлектронов.

Технической трудностью является также образование воздушных пузырьков внутри объема кристалла при его изготовлении. На пузырьках происходит рассеяние и, соответственно, потери света. По сравнению с NaI(Tl) количество фотоэлектронов от BGO может составлять от 8% до 16% в зависимости от качества кристалла и его размеров. Приведено даже значение 20% [44].

Время высвечивания BGO при комнатной температуре составляет 300 нс, т.е. ненамного хуже, чем у NaI(Tl). Однако в отличие от последнего послесвечение в миллисекундной области у BGO очень мало —

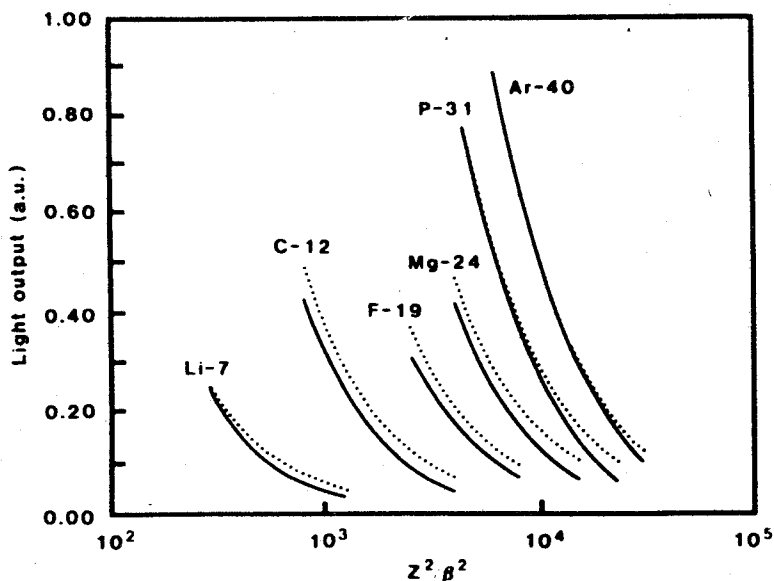


Рис.10. Нормированный относительный световой выход BGO и CsI(Tl) для некоторых ионов. Непрерывные линии представляют световой выход для BGO, штриховые — для CsI(Tl) [36]

0,005%. Поэтому в целом BGO более быстродействующий, чем NaI(Tl). Длительность световспышки BGO сильно зависит от температуры. При 0°C она составляет 400 нс, а при 40°C $\tau = 200$ нс. Сильна зависимость от температуры и для световых выходов. Температурный коэффициент составляет $1,55\% / ^\circ\text{C}$ для комнатных условий [45].

Значительно меньший результирующий световой выход BGO по сравнению с NaI(Tl) сопровождается соответственно ухудшением энергетического разрешения. К числу лучших результатов относится разрешение 9,3% по γ -излучению ^{137}Cs на кристалле (фирмы Harshaw) $\varnothing 25 \times 25$ мм, полученном из дважды перекристаллизованного сырья [46]. Из-за недостаточной прозрачности кристаллов BGO к собственному излучению наблюдается существенная зависимость разрешения от их размеров. Так, если при размере $\varnothing 25 \times 25$ мм разрешение было 10,5%, то в кристалле $\varnothing 25 \times 100$ мм, изготовленном из того же сырья, разрешение составило 13,3% [47].

Достоинствами BGO являются его хорошие механические свойства при обработке и негигроскопичность. Благодаря высокой эффективности регистрации γ -квантов BGO позволяет создавать компактные устройства,

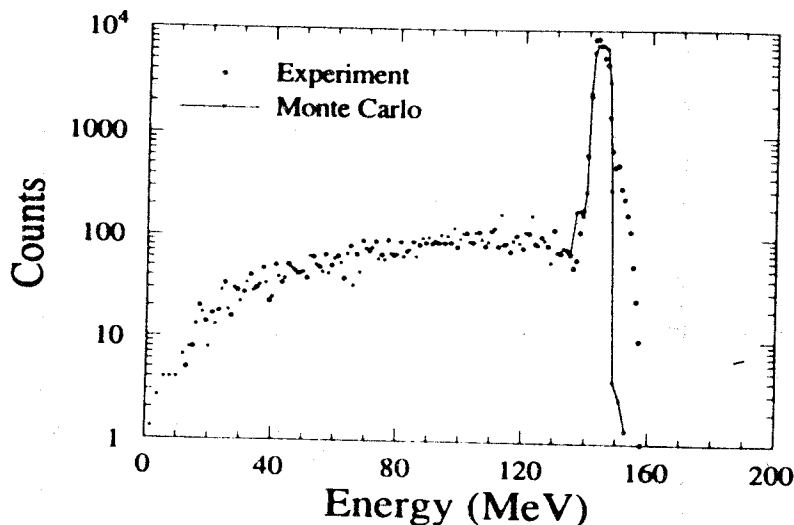


Рис. 11. Экспериментальный и Монте-Карло спектры для протонов с энергией 144.5 МэВ [49]

широко применяемые в томографии и в качестве активной защиты от фона.

Как и CsI(Tl), BGO в сочетании с тонким кремниевым детектором позволяет в широком диапазоне энергий разделять частицы по заряду и массе [36]. При этом зависимости световых выходов от типа частиц и их скорости β для обоих кристаллов близки друг к другу (рис. 10).

Большая плотность BGO позволяет создавать компактные спектрометрические детекторы для поглощения как электромагнитных излучений, так и заряженных частиц (см., например, BGO-ball в работе [48]). В частности, на длине 24 см поглощаются протоны с энергией до 450 МэВ. Из кристаллов такой длины, имеющих трапециевидную форму, составлен 4л-калориметр, предназначенный для изучения фотоядерных реакций при энергиях фотонов до 2 ГэВ [49].

Однако спектр от протонов и других заряженных частиц не получается таким узким, как от электромагнитных излучений. Из-за ядерных взаимодействий происходит его удлинение в сторону меньших потерь. Характерный спектр приведен на рис. 11. Вклад низкоэнергетического «хвоста» растет с увеличением энергии протонов, что иллюстрирует табл. 1.

Таблица 1. Отношение низкоэнергетического «хвоста» к основной части спектра протонов около пика при разных энергиях

E , МэВ	30	50	70	90	100	110	130	150	160	170
Доля, %	1	3	5	8	10	12	16	20	22	27

Спектрометрия жестких электромагнитных излучений. При энергиях $E \geq 20$ МэВ статистика фотоэлектронов становится уже не определяющей для разрешения. Важно, что объем кристалла BGO может быть выбран на порядок меньше, чем для кристалла NaI(Tl), что, соответственно, снижает чувствительность к окружающему фону γ -квантов и нейтронов. Это обеспечивает преимущество первого кристалла перед вторым в спектрометрии γ -квантов относительно высоких энергий при наличии большого уровня фона низкоэнергетических γ -квантов и нейтронов. Были проведены сравнительные измерения на кристаллах обоих типов размером $\varnothing 38 \times 38$ мм [50]. При энергиях 666, 1332 и 2754 кэВ счет от BGO выше, соответственно, в 3,3, 4,5 и 5,6 раза. Эффективность NaI(Tl) с увеличением энергии падала резче, чем эффективность BGO. Даже при одном и том же объеме BGO менее чувствителен к нейтронам, чем NaI(Tl) [51]. По отношению к чувствительности NaI(Tl) к нейтронам с энергиями $E \geq 5,0$, 3,5 и 0,5 МэВ чувствительность BGO составила 1,2, 1,0 и 0,2 [42,52]. Для $E_n < 0,5$ МэВ предсказывается чувствительность менее 0,1.

В отдельных экспериментах меньшая чувствительность к низкоэнергетическому фону γ -квантов и нейтронов детектора может быть важнее, чем более высокое его энергетическое разрешение. Именно по этой причине, например, в работе [53], предпочтение было отдано не NaI(Tl), а BGO. На кристаллах $\varnothing 2,54 \times 2,54$ см и $\varnothing 7,62 \times 7,62$ см разрешение FWHM при 6,14 МэВ составило 4,5% и 5,6% соответственно.

BGO-спектрометр для фотонов 10+100 МэВ с низкой чувствительностью к комнатному (γ и n)-фону описан в работе [54].

Для $E = 10+300$ МэВ на ускорителе TRIUMF создан спектрометр на основе кристаллов BGO протяженностью 21 см в форме прямоугольных брусков с поперечником 4 см и усеченных пирамид, имеющих торцы 2×2 см и 3×3 см [55]. К последнему подсоединен фотоумножитель (XP-2230). Оба торца и две противоположные грани отполированы, а на две другие, неотполированные, нанесен отражатель. Не лучшие результаты получались с таким популярным отражателем, как MgO. Наиболее оптимальной оказалась следующая трехслойная комбинация: желтая лента, белая бумага и черная лента. При этом неоднородность модуля по

его длине, за исключением 2 см около торца, составила 1%, а разрешение от γ -лучей с энергией 662 кэВ $\Delta E/E = 15\%$.

Негативным фактором для собирания света на фотокатод является то, что коэффициент преломления кристалла BGO значительно больше, чем у стекла. Однако при конусообразной форме кристалла достигается такое уменьшение его продольной неоднородности, что вклад последней (σ_{dis}) в полное энергетическое разрешение (σ_{tot}) становится небольшим. Так было получено $\sigma_{dis} = 0,2\%$ при $\sigma_{tot} = 0,94\%$ для $E = 1$ ГэВ в 4π -спектрометре, предназначенном для исследований во Фраскати фотоядерных реакций до ~ 2 ГэВ [56]. Близкая к 4π геометрия спектрометра образуется 480 секторами 8 различных пирамидальных форм.

Калориметр на 12 кристаллах размером $3 \times 3 \times 20$ см с фотодиодным съемом информации испытан на пучке электронов и пионов с энергией до 10 ГэВ [57]. Энергетическое разрешение при $E > 1$ ГэВ составило $\sigma/E = 1\%$; оно определялось в основном флуктуациями утечек ливня, а также шумами фотодиода. Электрон-адронное разделение внутри энергетического окна $\pm 2\sigma$ около пика электронов было лучше чем 1:500 во всем энергетическом диапазоне 0,5+10 ГэВ. Оно могло быть улучшено еще в два раза после простого обрезания данных.

Большая плотность и очень короткая радиационная длина BGO, а также практическое отсутствие мертвых слоев между кристаллами позволили создать очень компактный электромагнитный спектрометр для исследований на Корнеллском электронном накопительном кольце [58]. Калориметр вставлен внутрь созданного ранее набора из кристаллов NaI(Tl), который стал выполнять функцию детектора утечек. Энергетическое разрешение составило 1% при 5 ГэВ и 2% при 100 МэВ.

BGO-спектрометр, окруженный счетчиками на основе NaI(Tl), описан также в работе [59]. Спектрометр предназначен для измерения энергии фотонов в области 200+1500 МэВ на ускорителе во Фраскати при скорости счета до 10^4 в секунду. Кристаллы NaI(Tl), включенные на антисовпадения, образуют защиту от фона.

Крупномасштабным является электромагнитный калориметр установки L3 на ускорителе LEP в ЦЕРН, составленный из 11488 кристаллов BGO [60,45]. Отдельный кристалл имеет длину 24 см ($21,4 X_0$) и форму усеченной пирамиды с торцами 2×2 см и 3×3 см. Кристалл покрыт краской типа NE560. Светосбор осуществляется двумя кремниевыми диодами. Кристаллы расположены вдоль радиусов, исходящих из места взаимодействия встречных пучков. Они образуют «бочку», охватывающую близкий к 4π телесный угол. Энергетическое разрешение для электронов при $E = 100$ МэВ составило $\sigma = 5\%$ и лучше чем 1% при $E > 2$ ГэВ.

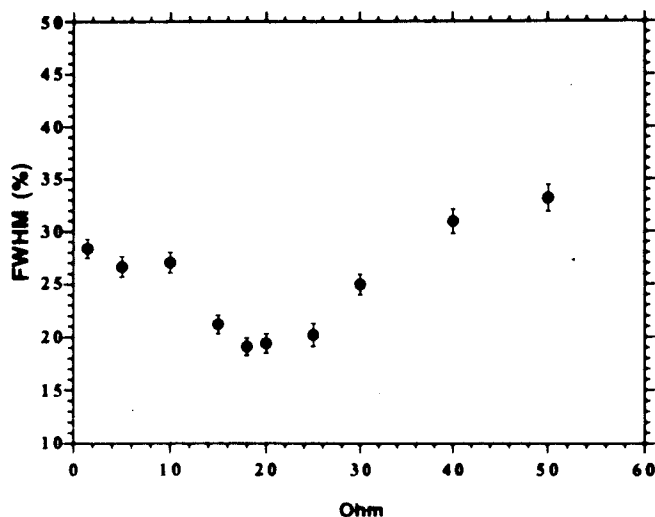


Рис.12. Энергетическое разрешение детектора с кристаллом BGO для γ -лучей от ^{137}Cs в зависимости от значения триммера, установленного на конце коаксиального кабеля; анодный импульс обрезан при 100 нс [62]

Спектрометрия с таким большим количеством каналов требует непрерывной их калибровки. Для этой цели разработан небольшой радиочастотный квадрупольный ускоритель, испускающий γ -кванты с энергией 1,85 МэВ [61].

Кристалл BGO, как и NaI(Tl), имеет довольно большое время высвечивания, что приводит к соответствующему ограничению в экспериментах с высокой скоростью счета. Возникающая при этом проблема наложений может быть в существенной мере преодолена путем укорочения импульса с фотоумножителя. Показано [62], что импульсы с BGO-детектора могут быть обрублены очень чисто с помощью техники отражения сигналов, причем без значительного ухудшения энергетического разрешения. Исследования проводили с кристаллом длиной 24 см, имеющем форму усеченной пирамиды. Фотоумножитель (R-329, Хамамацу) оптически соединен с торцом 6,5×5,5 см. Противоположный торец имел размер 1,2×1,9 см. Формирование сигнала производилось путем подключения к аноду фотоумножителя отрезка 50-омного кабеля. Со стороны анода был всегда подключен согласующий резистор 50 Ом, а на противоположном конце — переменное сопротивление (триммер). Энергетическое разрешение от ^{137}Cs без укорочения импульса составляло 15,7%.

Укорочение импульсов фотоумножителей при $\Delta t = 100$ нс привело к уменьшению амплитуды на 15—20% и разрешению 19,3% при триммере 15—30 Ом. Это оказалось оптимальным выбором (рис.12). С уменьшением Δt разрешение ухудшалось, а с увеличением Δt почти не изменялось. Объяснение такого поведения связывают с влиянием шумов электроники. С увеличением амплитуды сигнала это влияние должно уменьшаться. Действительно, при $E_\gamma = 15,1$ МэВ было получено разрешение 8% как с укорочением импульса до 200 нс, так и без него. Эти измерения проведены на ВГО-спектрометре, описанном в [54]. Интересно отметить, что такие же измерения с эквивалентным NaI(Tl) кристаллом приводили при укорочении импульса к ухудшению разрешения на 3—6%. Лучшую характеристику ВГО авторы связывают с чистым экспоненциальным спадом его светового импульса.

5. ФТОРИД БАРИЯ

Основные характеристики. Во многих физических экспериментах требуется измерять одновременно как энергию γ -квантов (или электронов), так и момент их попадания в детектор. Для прецизионных временных измерений применяют обычно пластические сцинтилляторы, отличающиеся коротким временем высвечивания. Однако их радиационная длина (~ 42 см) велика, а использование свинца в детекторе, составленном из слоев этого элемента и сцинтиллятора в качестве конвертера, не позволяет получить хорошее энергетическое разрешение. Обнаружение в кристалле BaF_2 , имеющем $X_0 = 2,05$ см, быстрой компоненты (0,6 и 0,76 нс) вывело сцинтилляционную γ -спектрометрию на новый уровень развития [64]. Спектр люминесценции BaF_2 [65] приведен на рис.15 [66]. Основная доля света приходится на компоненту с $\lambda_{\text{макс}} = 320$ нм, имеющую $\tau = 620$ нс. Быстрая люминесценция происходит в области длин волн ~ 200 нм. Для регистрации ультрафиолетового света требуется фотоумножитель с кварцевым стеклом. Коэффициенты преломления BaF_2 и стекла достаточно близки друг к другу. Согласно [63] при 320 нм BaF_2 имеет $n = 1,495$; для $\lambda = 200$ нм $n = 1,63$, а для кварца $n = 1,53$ [67].

Приводимые в [14,68,69,127] данные по световому выходу кристалла весьма разноречивы. Это 8+20% от светового выхода NaI(Tl). Кроме качества кристалла, на результатах измерений могут сказываться также технические трудности, возникающие при оценке световых выходов для разных спектральных диапазонов люминесценции. Световой выход BaF_2

относительно NaI(Tl) можно принять равным 5% для быстрой компоненты и 16% для медленной. Кристалл обладает слабой гигроскопичностью. Свежая обработка его поверхности приводила к увеличению световыхода на 30% [70]. Для стабилизации световыхода требуется герметизация кристалла. В пионерской работе [64] стенки кристалла были отполированы и покрыты, кроме светособирающей грани, белой пудрой Al_2O_3 . Для покрытия используют также MgO, но наиболее популярной становится намотка тефлоновой ленты в несколько слоев (до ~0,3 мм) [71]. В ультрафиолетовой области тефлон обеспечивает коэффициент отражения $r = 0,95$ [67].

Оптический контакт между кристаллом и фотокатодом должен создаваться маслом или смазкой с подходящим коэффициентом преломления и пропускания. В табл.2 [72] приведены результаты исследований ряда оптических сред.

Таблица 2. Результаты измерений количества фотоэлектронов с различными маслами и смазками для BaF_2

Масло/смазка	Быстрая компонента, фотоэлектрон/МэВ	Полный свет, фотоэлектрон/МэВ	Быстрая компонента/полный свет, %
ДС 200	260	1580	16,5
Rhodorsil SI 300	235	1470	16,0
Rhodorsil 47 V	260	1575	16,5
Viscasil	260	1580	16,5
RTV 615 A+B	210	1495	14,0
V 788	123	1210	10,2
V 789	123	1200	10,3

Как указывается в [73], в тонком слое силиконовой смазки типа Rhodorsil R-47, 100000с SI поглощение света при $\lambda = 220$ нм не превышает 1%. По данным [71] и [74] для оптического соединения можно успешно использовать безводный глицерин.

Основным достоинством BaF_2 является то, что с этим относительно тяжелым кристаллом может быть получено такое же временное разрешение, как и с пластическим сцинтиллятором. Так, на небольшом кристалле размером $\varnothing 2 \times 1$ см от γ -лучей радиоактивного источника ^{60}Co получено разрешение $FWHM = 80$ пкс [64]. При этом для отбора совпадений использовали второй счетчик с пластическим сцинтиллятором NE-111.

Таблица 3. Характеристики 4π-спектрометров

Название		Спиновый спектрометр [9]	Crystal-ball [10]	4π-спектро- метр, Карлсруэ [77]
Материал		NaI(Tl)	NaI(Tl)	BaF ₂
Энергетическое разрешение, %	662 кэВ	8,5	7,8	9,6
	1,3 МэВ	6,3	5,5	7,1
	4,4 МэВ		4,4	4,0
	6,1 МэВ		4,0	3,6
Временное разрешение, нс	FWHM	2,2	2,8	0,4
	FWTM	4,7	5,7	0,8

Разрешение, обусловленное флуктуациями в обоих счетчиках, составило 112 пкс. Эта величина в $\sqrt{2}$ раза превышает вышеуказанную для BaF₂, т.е. вклад в разрешение от первого и второго счетчика оказался одинаковым.

На кристалле $\varnothing 9 \times 9$ см и пластическом сцинтилляторе временное разрешение 375 пкс (FWHM) было получено от источника ⁶⁰Со при пороге 300 кэВ [75].

На двух больших кристаллах размером $\varnothing 10 \times 12$ см и $\varnothing 13,6 \times 7,5$ см разрешение от источника ⁶⁰Со при пороге 300 кэВ составило 590 пкс [73]. Основная причина ухудшения разрешения с увеличением размера кристаллов обусловлена разбросом во времени прохождения света от места его возникновения до фото катода. Дополнительное ухудшение может возникнуть из-за потери света в объеме и на стенках кристалла, которое с уменьшением длины волны увеличивается. На расстоянии 12 см от места сцинтилляции до нижней грани кристалла поглощение света составило 9% для $\lambda = 250-290$ нм и 12% для $\lambda = 220$ нм.

Энергетическое разрешение при $E_\gamma = 662$ кэВ небольших (до 4 см) кристаллов, соединенных с ХР-2020, составляет 7—8% [71], а кристаллов больших размеров — 10—12% [76]. С ростом E_γ энергетическое разрешение BaF₂ становится сравнимым с тем, что имеет NaI(Tl), но BaF₂ обеспечивает гораздо лучшее временное разрешение. Это демонстрирует табл.3 [77], в которой помещены данные для 4π-спектрометров на кристаллах NaI(Tl) и BaF₂. Кристаллы объемом ~1 л имеют довольно сложные формы пентагональных и гексагональных призм, что обеспечивает хорошую геометрию установки.

Отметим, что данные по энергетическому разрешению при $E = 4,4$ МэВ не следует связывать непосредственно с типом материала детектора. К лучшим значениям при $E_\gamma = 662$ кэВ относится разрешение 9,3%, полученное при размерах $\text{BaF}_2 \text{ } \varnothing 10 \times 12$ см [78]. На этом кристалле разрешение было улучшено до 7,9% путем охлаждения его до 243 К. Дело в том, что световой выход, обусловленный медленной компонентой, с понижением температуры сильно повышается. Температурный коэффициент составляет 2,4%/°C [79], что приводит к необходимости температурной стабилизации. Примечательно, что быстрая компонента от температуры практически не зависит [80]. Нагревая кристалл, можно сильно ослабить медленную компоненту. Это используется для увеличения быстродействия детектора [81—84].

Из световой эмиссии BaF_2 может быть использована только быстрая компонента, если вместо фотоумножителя применить пропорциональную камеру, газ которой чувствителен к ультрафиолету [85].

Другой способ повышения быстродействия — активирование кристалла примесями церия [86,48] или лантана [65,87]. Оптимальная молярная концентрация Се составляет 4,4%. При введении Се световой выход кристалла снижается наполовину, время высвечивания укорачивается до 50 нс, и спектр люминесценции сдвигается вправо, в область с максимумом при $\lambda = 360$ нм. Световыход BaF_2 (Се) и его время высвечивания практически не зависят от температуры в широком диапазоне $-50+100^\circ\text{C}$, что важно, в частности, для геофизических применений.

Медленная компонента может быть сильно подавлена введением в кристалл присадки La (1%) [65], что показано на рис.13 [66]. Быстрая компонента уменьшается в два раза, а соотношение между ней и медленной компонентой улучшается в 8 раз, если свет регистрируется фотоумножителем с кварцевым стеклом. Из рис.13 видно также хорошее согласие между спектром люминесценции быстрой компоненты и спектральной чувствительностью фотокатода Cs-Te, «слепого» к солнечному свету [79,88]. Такой фотоприемник позволяет еще более эффективно подавлять медленную компоненту.

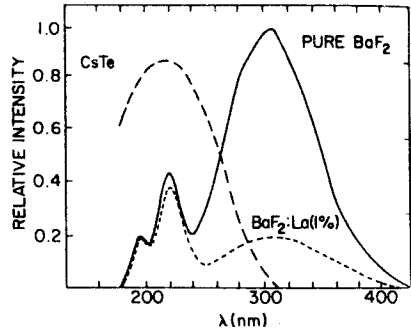


Рис.13. Спектры эмиссии чистого и активированного лантаном BaF_2 ; квантовая эффективность для фотокатода CsTe [66]

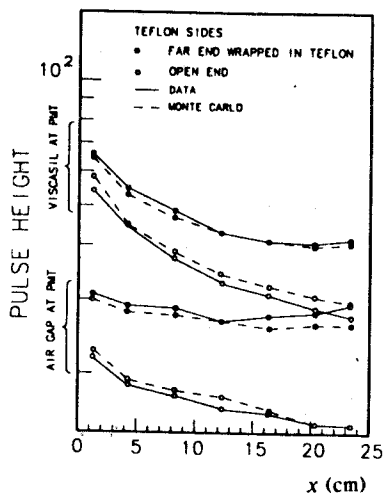


Рис.14. Амплитуда импульса как функция расстояния мюонного телескопа от фотокатода фотоумножителя для случая, когда стороны кристалла обернуты тефлоном [67]

Здесь бесполезно обратить внимание на то, что хотя фотоумножитель и солнечно-слепой, но работать с ним все-таки лучше в темноте. Иначе существенно возрастает уровень шумов.

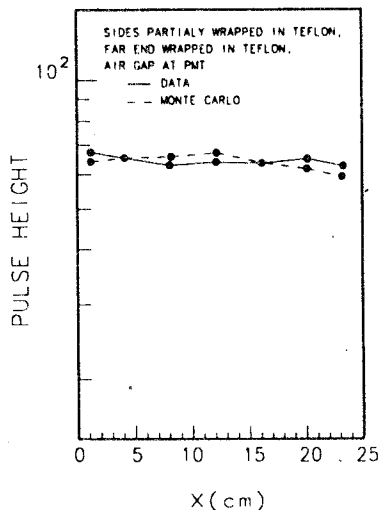
Сильное снижение (еще на порядок) достигается при использовании нового фотокатода К-Сs-Те, длинноволновая граница спектра чувствительности которого сдвинута влево на ~ 30 нм по сравнению с Cs-Te [89]. В

этой работе рассчитывают снизить вклад от медленной компоненты после 35 нс до уровня 10^{-4} , используя К-Сs-Те фотокатод и быстрый формирователь. При этом планируется разработать технологию изготовления кристаллов ВаF₂ длиной 50 см.

Однако кристаллы с присадками изготавливаются пока еще небольших размеров. Во всяком случае, для целей электромагнитной калориметрии по-прежнему ориентируются на «чистые» кристаллы ВаF₂ без активаторов. И в таком кристалле солнечно-слепой фотоумножитель позволяет снизить число фотоэлектронов от медленной компоненты почти до уровня числа фотоэлектронов от быстрой [67].

При изготовлении и использовании протяженного кристалла весьма важно, чтобы он был однородным. В электромагнитном калориметре, например, неоднородности приводят в результате флуктуации ливня в продольном направлении к росту постоянного члена в разрешении, который при высоких энергиях может стать доминирующим фактором [67]. Высвечивание ВаF₂ в ультрафиолетовом диапазоне накладывает соответствующие трудности на получение однородности вдоль кристалла. Весьма существенной задачей является организация сбора света в кристалле. Максимальный световой выход достигается, если его светособирающая грань имеет оптический контакт с фотокатодом, а противоположная и боковые стороны обернуты тефлоновой лентой. Однако это не лучший вариант для достижения однородности кристалла. Эффективность сбора света оказывается в меньшей мере зависящей от продольной координаты, если отказаться от оптической иммерсии между фотокатодом и кристал-

Рис.15. Амплитуда импульса как функция расстояния мюонного телескопа от фотокаатода фотоумножителя для случая, где стороны кристалла и его дальний конец завернуты тефлоном и фотоумножитель подсоединен с воздушным зазором. Стороны частично не обернуты [67]



лом. Конечно, это достигается ценой значительного уменьшения амплитуды импульса (в 1,5—2 раза). На рис.14 приведены результаты исследований с кристаллом 3,6×3,6×25 см на пучке мюонов [67]. Мюонный телескоп, состоящий из двух пластических триггерных счетчиков, передвигался вдоль длины кристалла. Приведенные на рис.14 расчетные кривые хорошо согласуются с результатами измерений при следующих параметрах: 115 см для истинной длины поглощения, 7,5% оптической связи тефлона с ВаF₂ и отражаемости тефлона 95%. Имеющая место частичная оптическая связь между тефлоном и ВаF₂ чувствительна к давлению, о чем необходимо помнить при работе с детектором. Еще бóльшая однородность светосбора была получена с частично незавернутым кристаллом: 2,2 см на конце у фотоумножителя и 0,7 см на дальнем конце (рис.15). Неоднородность от точки к точке не выходила за пределы 1,5%.

Временное разрешение кристалла для минимально ионизирующих мюонов составило 160 пкс.

Спектрометрия жестких электромагнитных излучений. Как уже отмечалось, более низкий по сравнению с NaI(Tl) световыход кристалла ВаF₂ при высоких энергиях γ -квантов, электронов и позитронов не является определяющим фактором для энергетического разрешения.

На пучке фотонов 3+50 МэВ исследовали характеристики детектора, составленного из семи кристаллов: один в центре и шесть вокруг него [90]. Кристаллы имели шестигранную форму с внутренним диаметром 5,2 см и длину 20 см, т.е. $\sim 10X_0$. Каждый из них обернут тефлоновой лентой (полная толщина 0,2 мм), алюминиевой фольгой (0,2 мм), черной лентой (0,5 мм) и связан с кварцевым окном фотоумножителя EMI 19954 QB. Использована силиконовая замазка (Baysilone 1000000, Bayer, FRG). Кристаллы плотно прилегали друг к другу. Создаваемый оберткой мертвый слой был ощутим только в начале энергетического диапазона, а в конце поглощалось всего $\sim 0,1$ МэВ. Диаметр пучка 3 см, радиус Мольера

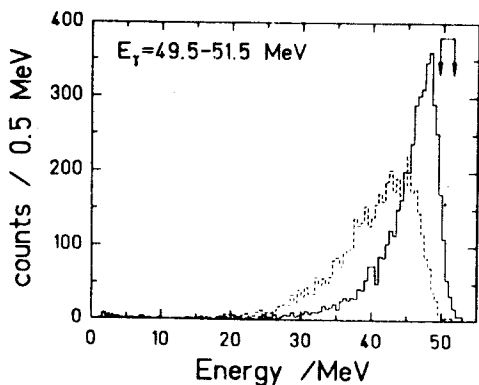


Рис.16. Энергетические спектры, измеренные с помощью единичного ВаF₂-детектора и набора из 7 модулей путем суммирования энергий (штриховая и сплошная гистограммы соответственно) [90]

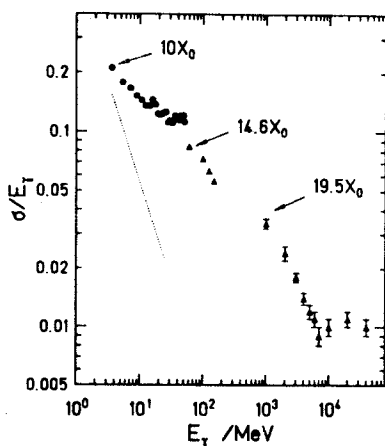


Рис.17. Отношение стандартного отклонения к исходной энергии фотона как функция энергии фотона для различных ВаF₂-детекторов. Пунктирная линия показывает эффект от разброса фотонного пучка [90]

для ВаF₂ равен 4,35 см. В центральном кристалле поглощалось 80—85% первоначальной энергии. Измеренные спектры (рис.16) заметно отличаются от нормального распределения, имея большую вытянутость в сторону меньших энерговывделений. Наибольшее отклонение наблюдалось при $E = 15+25$ МэВ. Здесь, в дополнение к обычным электромагнитным взаимодействиям, несколько процентов может дать (γ, n) -реакция (в основном на Ва), происходящая через возбуждение гигантского дипольного резонанса.

На рис.17 показана зависимость энергетического разрешения от энергии, скорректированная на энергетический разброс первичного пучка фотонов. При максимальных энергиях $\sigma = 10\%$. То, что в конце энергетического диапазона разрешение не улучшается с увеличением энергии, свидетельствует о недостаточности длины детектора, равной $10X_0$. Для сравнения на рис.17 приведены также результаты измерений на детекторах длиной $14,6X_0$ [91] и $19,5X_0$ [92]; чтобы набрать длину $19,5X_0$, calorimeter был составлен из 5 кристаллов (рис.18): первый размером 10×10 см и последующие четыре — $\varnothing 13,5 \times 7,5$ см. При длине $14,6X_0$ использовали только эти четыре. С каждым кристаллом связан трех-

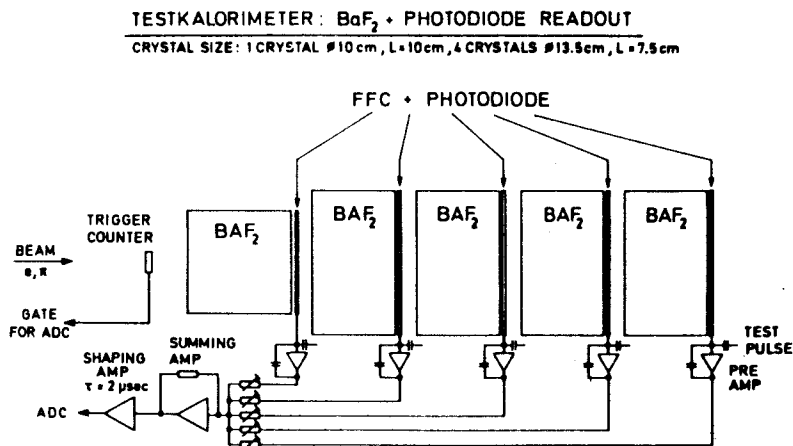


Рис.18. Установка для тестового калориметра [92]

миллиметровый диск из плексигласа с добавкой шифтера длин волн ВВQ (150 мг/л). Фотодиод Хамамацу S-2575 размером 30×3,4 мм был приклеен к секции торца. Кроме этой небольшой поверхности, кристалл и диск покрыты тефлоновой, а затем алюминиевой лентой. Небольшой зазор между кристаллом и шифтером обеспечивает отсутствие оптического контакта между ними. Шифтерная плата FFC оптимизирована для высокой концентрации света на малую светособирающую площадь. Такая концентрация света и сдвиг к более длинным волнам, где высок квантовый выход фотодиода, позволили получить на нем число фотоэлектронов вдвое большее, чем с фотоумножителем.

Граница пропускания света плексигласом равна ~ 270 нм. Однако потеря быстрой компоненты света в данном случае несущественна, поскольку усилительный тракт после фотодиода имеет постоянную времени 2 мкс.

Улучшение энергетического разрешения при длине калориметра $19,5X_0$ происходит до $E \approx 5$ ГэВ. Далее разрешение не изменяется и остается $\sigma \approx 1\%$. Примерно 0,4% дают флуктуации утечек энергии за пределы детектора при $E = 40$ ГэВ, как показывает расчет по Монте-Карло.

При $E = 5$ ГэВ разделение пионов и электронов составило 1:500.

В [93] длина детектора $11,2X_0$ была получена оптическим соединением двух кристаллов Ø 12,7×11,45 см с помощью силиконового масла. Оба кристалла были обернуты тефлоновой лентой, алюминиевой фольгой и черной лентой. С одним торцом цилиндра силиконовым резиновым

компаундом RTV были связаны три фотодиода Хамамацу R-2256 с кварцевыми окнами диаметром 5,08 см. В области энергий фотонов 75+200 МэВ разрешение было близко к тому, что указано на рис.14 для детектора длиной $14,6X_0$, — в пределах 10%. Указывается на значительное отступление формы спектров от гауссовского.

Из рассмотренного выше следует, что кристаллы длиной $\sim 10X_0$ вполне подходят для γ -спектрометрии при $E \leq 100$ МэВ. Из таких сцинтилляторов, в частности, сконструирован мультidetекторный спектрометр LNS crystal-ball для исследования образования пионов, которое оказывается ниже свободного нуклон-нуклонного порога [94]. Нейтральный пион распадается на два γ -кванта, которые регистрируются на совпадении.

Спектрометр crystal-ball создан как 4л-установка, чтобы детектировать как жесткие фотоны, так и заряженные частицы. Он позволяет регистрировать события, в которых все вторичные частицы наблюдаются путем измерения их энергии и угла эмиссии. Этим такой тип детектора выгодно отличается от детекторов на основе свинцового стекла, регистрирующих только γ -кванты по черенковскому излучению. Энергетическое разрешение черенковского детектора значительно хуже, хотя отсутствие черенковского излучения обеспечивает сильное подавление фона.

4л-система из 180 кристаллов BaF_2 , также предназначенная для регистрации γ -лучей и легких заряженных частиц, описана в работе [95].

Зависимость формы световой вспышки от типа излучений. Плотность ионизации влияет как на соотношение интенсивностей высвечивания быстрой и медленной компонент BaF_2 , так и на длительность последней. В измерениях с α -частицами 5—6 МэВ быстрая компонента практически не наблюдалась [96]. Медленная компонента сама состоит из двух составляющих: основной с временем высвечивания $\tau_1 \approx 600$ нс и дополнительной с $\tau'_1 \leq 100$ нс, длительность и интенсивность которой зависят от вида излучений, что отражено в табл.4 [96].

По форме световой вспышки γ -кванты (электроны) могут быть разделены с другими частицами [97,98].

Для разделения частиц с разной плотностью ионизации используют различие для них светового выхода быстрой компоненты E_{fast} . Существенный успех в разделении частиц был достигнут применением для анализа сигнала процедуры, используемой в «constant-fraction» временной технике [99]. При этом формируется биполярный импульс, точка пересечения которого не зависит от энергии, поглощенной в кристалле. Первая часть импульса пропорциональна E_{fast} . На рис.19 показан дву-

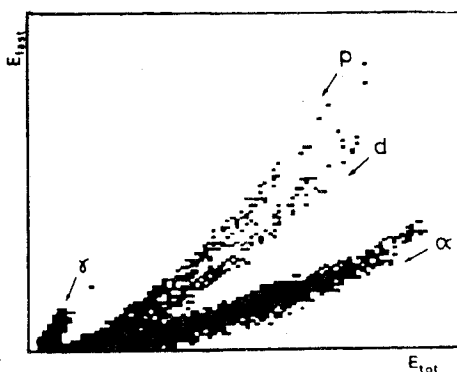
Таблица 4. Время и интенсивность высвечивания медленной компоненты BaF_2 для разных частиц

Тип частиц	Время высвечивания (нс)		Отношение интенсивностей I'/I
	τ_1	τ'_1	
Электроны	600 ± 60	100 ± 2	$0,06 \pm 0,02$
α -частицы	550 ± 50	50 ± 10	$0,11 \pm 0,02$
Фрагменты деления	580 ± 30	9 ± 2	$0,08 \pm 0,02$

Рис. 19. Двумерный спектр $E_{fast} - E_{tot}$ [99]

мерный спектр $E_{fast} - E_{tot}$ (полная энергия), измеренный в реакции ${}^6Li + {}^{12}C$ при энергии бомбардирующих ионов 36 МэВ с помощью кристалла BaF_2 объемом

350 см^3 . Разделение между протонными и дейтронными случаями происходит при энергиях, начиная с 6 МэВ. Этого не наблюдалось при получении E_{fast} из однополярных импульсов.



Хорошее разделение p , d , t и α в этой работе было достигнуто ($\Delta E - E$)-методом с использованием ΔE -детектора из кремния толщиной 50 мкм. Введение ΔE -детектора привносит, естественно, некоторый порог, что накладывает соответствующее ограничение на применение этой методики.

Значительное улучшение в разделении частиц достигается при использовании времяпролетной техники в дополнение к данным о E_{fast} и E_{tot} . Результаты таких измерений при детектировании фотонов 8—130 МэВ кристаллом $\varnothing 10 \times 14 \text{ см}$ приведены в работе [100], а на пучке ионов ${}^{40}Ag$ с кристаллом длиной 10 см и диаметром 31,5 мм — в [101].

В последней работе измеряли спектр вторичных частиц, вылетающих под углом 10° в реакции ${}^{40}Ag + {}^{27}Al$ при 58 МэВ/н. Время пролета ($t - t_0$) измерялось на базе 1,2 м. Временное разрешение составляло 600 пкс от ${}^{60}Co$, а энергетическое $\approx 11\%$ (${}^{137}Cs$). Двумерные спектры

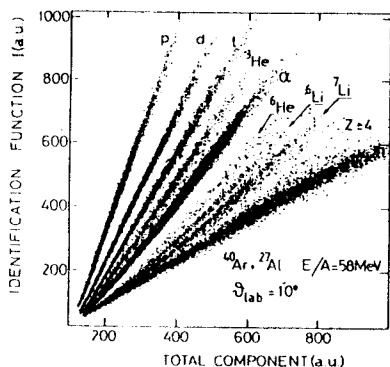


Рис.20. Функция идентификации I (см. текст) в зависимости от полной компоненты [101]

$[E_{\text{fast}}, E_{\text{tot}}]$ и $[(t - t_0), E_{\text{tot}}]$ по отдельности могли быть использованы для разделения частиц только при $Z = 1$ и $Z = 2$. Для идентификации частиц ис-

пользована функция $I = \frac{E_{\text{fast}}}{[E_{\text{tot}}(t - t_0)^2]^\alpha}$.

Параметр $\alpha = 1/2$ был определен эмпирически.

Эта функция представлена на рис.20 в зависимости от полной энергии. Видно хорошее разделение частиц до $Z = 3$ и $A = 7$. Ограничение на применение времяпролетной техники в том или ином эксперименте накладывает необходимость иметь определенную базу для пролета частиц и точный стартовый сигнал.

Поиск путей снижения стоимости детектора. Используемые для регистрации ультрафиолетового света из монокристаллов BaF_2 фотоумножители с кварцевым окном дороги. Чтобы перейти к более дешевым обычным фотоумножителям, был исследован ряд шифтеров, переизлучающих свет в более длинноволновый диапазон. На кристалл размером $\varnothing 5 \times 5$ см был напылен слой р-терфенила толщиной ~ 1 мг/см² и получено энергетическое разрешение 13,7% для ^{137}Cs и временное разрешение 300 пкс для $(\gamma-\gamma)$ -совпадений от ^{60}Co (1,17 и 1,33 МэВ) [97]. Без шифтера разрешения были, соответственно, 12,6% и 165 пкс. С увеличением толщины слоя до 2 мг/см² наблюдали даже улучшение энергетического разрешения на 1—1,5%, но временное разрешение стало вдвое хуже, чем без шифтера [102]. Примерно такое же улучшение энергетического и ухудшение временного разрешения было получено с шифтером из р-р'-дифенилстильбена [103]. Использование этого шифтера на протяженном кристалле $3,2 \times 3,2 \times 15,0$ см сопровождалось изменением энергетического разрешения от 7,5 до 10%, а временного — от 0,3 до 0,5 нс [104].

Быстрая временная характеристика детектора почти сохранилась при использовании в качестве шифтера жидких сцинтилляторов на основе толуола типа ЖС-67 и ЖС-70, излучающих свет с максимумом при $\lambda = 380\text{—}390$ нм, с временем высвечивания $\tau = 0,6\text{—}0,7$ нс [105].

Коэффициент преломления органических сцинтилляторов, используемых в качестве шифтеров, близок к коэффициенту преломления

BaF_2 . Это позволило получить из этих веществ достаточно оптически однородную твердую [106, 107] и жидкую смеси [108].

Такой же световой выход, как и у BaF_2 , показала смесь из 70—86% BaF_2 пудры и метилметакриловой резины с добавкой 0,02% BDB, излучающего свет с максимумом при $\lambda = 410$ нм. Получился тяжелый пластический сцинтиллятор с хорошими механическими свойствами, но энергетическое разрешение такого пластика оказалось вдвое хуже, чем у монокристалла. При $E < 110$ МэВ получено хорошее разделение α , p и γ по двумерным спектрам (E_{tot} , E_{fast}). Для жидкой смеси (геля) подходящими оказались два органических сцинтиллятора. Первый из них — толуол+метанол+PPO+POPOP, имеющий показатель преломления $n = 1,487$ при $\lambda = 254$ нм; у BaF_2 для этой длины волны показатель преломления $n = 1,5122$. Гель имеет световыход в 1,5 раза выше, чем BaF_2 , а стоимость на порядок ниже. В другом варианте использован декалин+PPO+POPOP. Радиационная длина геля 2,8 см. Сигнал короткий — несколько наносекунд, но сопровождается длинным хвостом. Оптическая длина поглощения света пока невелика — 30 см, а разрешение еще нельзя считать удовлетворительным.

6. РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ДЕТЕКТОРА

$NaI(Tl)$ может использоваться в потоке γ -излучения с плотностью до 10^5 фотон/(с·см²) без значительного изменения характеристик. При увеличении загрузки возникают потери света сцинтилляционной вспышки. При нагрузках свыше 10^7 /с изменения характеристик становятся необратимыми [109]. В основном это происходит вследствие потери прозрачности к собственному излучению. При дозе 110 рад/ч от ^{241}Am и комнатной температуре амплитуда сигнала падала примерно на 40% за время около часа, а затем не изменялась. Установлено [110], что у кристаллов с пониженной концентрацией активатора световой выход снижается меньше и, соответственно, в меньшей степени ухудшается разрешение. Повышение рабочей температуры на 40—50°C выше нормальной значительно (в 2—3 раза) уменьшало ухудшение собственного разрешения детекторов при воздействии на них γ -излучения.

Теперь известно, что отжиг позволяет существенно восстанавливать радиационно поврежденные $NaI(Tl)$ кристаллы.

Приводимые в [111] данные показывают меньшее радиационное повреждение испытанного кристалла $NaI(Tl)$ ($\varnothing 2,5 \times 152$ мм). При дозе

400 рад от ^{60}Co амплитуда сигнала упала на $\sim 18\%$. С кристаллом CsI(Tl) при этой же дозе амплитуда сигнала снизилась в два раза. В [111—113] приводится значительное уменьшение амплитуды уже при уровне дозы 100 рад. Указывается также на рост послесвечения [112]. Оказалось, что световой выход сильно зависит от размеров кристалла. В небольшом кубическом кристалле с линейным размером 2,5 см световой выход не уменьшался вплоть до дозы 800 рад от ^{60}Co [19]. Было обнаружено большее повреждение в кристаллах, выращенных из менее чистых материалов, что может объяснить расхождение в результатах, полученных разными авторами. Большие кристаллы размером $5 \times 5 \times 30$ см облучали дозой 100 рад в течение 20 минут дважды через 20 дней. Часть этих кристаллов отличалась тем, что фосфоресцировала в течение нескольких часов после экспозиции на дневном свете. В таких кристаллах световой выход снижался на $\sim 15\text{—}35\%$ и с течением времени не изменялся. В кристаллах без фосфоресценции снижение при первом облучении было в пределах 10% и несколько меньше при втором. Затем происходил процесс восстановления световых выходов. В двух из трех кристаллов световой выход достигал первоначального значения за 70 дней. Этот процесс может быть ускорен отжигом. Измерения не показали разницы в том, за какое время набиралась интегральная доза облучения 100 рад — за 20 минут или 72 часа.

Проблема послесвечения образца, изготовленного из особо чистого CsI(Tl), после облучения не возникала [114]. Примеси при облучении кристалла образуют цветные центры, существенно уменьшающие сцинтилляционный свет. Установлено, что поглощение растет с уменьшением длины волны света и, в основном, проявляется при $\lambda < 600$ нм. Кстати сказать, этот факт говорит о преимуществе фотоприемников со спектральной чувствительностью, с большим сдвигом вправо, т.е. твердотельного фотодиода перед фотоумножителем.

Поскольку основным следствием облучения кристалла является та или иная потеря его прозрачности, то амплитуда сигнала будет зависеть от размеров кристалла. В [114] приводятся результаты измерений на кристалле CsI(Tl) длиной 10 см. При дозе $1,58 \cdot 10^3$ рад уменьшение амплитуды составляло 28% . Она значительно восстанавливалась в течение нескольких часов экспозиции на дневном свете.

«Чистый» CsI имеет радиационное сопротивление на порядок выше, чем CsI(Tl) [104].

Значительно большие радиационные повреждения у фосфоресцирующих кристаллов наблюдали и с BGO [115]. В этом материале имеет место сильная зависимость радиационной стойкости от размеров

кристалла. Так, при линейных размерах до 30 мм доза $3,6 \cdot 10^6$ рад от ^{60}Co приводила лишь к небольшому потемнению кристалла, которое после прекращения облучения наполовину исчезало через несколько дней и полностью — через много больший период [116]. Изменение сцинтилляционной эффективности кристалла оказалось намного меньшим, чем изменение его оптической прозрачности (трансмиссии). Кристалл облучали также протонами с энергией 12 ГэВ и быстрыми нейтронами дозой 10^6 рад. Найдено, что эти типы радиации действуют на ВГО на порядок сильнее, чем низкоэнергетические γ -лучи.

После облучения γ -лучами дозой $8 \cdot 10^7$ рад кристалл размером $\varnothing 25 \times 25$ мм терял свою оптическую прозрачность на 32%, а затем в течение суток она восстанавливалась до 85% [117].

В длинных кристаллах (10—24 см) уменьшение светового выхода на 10—20% наблюдали уже с доз в сотни рад [111, 118]. Ослабление света было сильным при $\lambda = 400\text{—}600$ нм. Имело место спонтанное восстановление прозрачности кристалла, но только через много дней.

Изменение светового выхода кристалла под воздействием радиации меняется от образца к образцу. Оно зависит от содержащихся в нем примесей. Изучение корреляции между радиационными повреждениями ВГО и примесями в кристалле показало, что по степени влияния их можно разделить на три группы [119]. Каждая из этих групп занимает свою радиационно-индуцированную полосу поглощения. Их энергетические уровни расположены выше валентной зоны на $(2,3 \pm 0,1)$, $(3,0 \pm 0,1)$ и $(3,8 \pm 0,1)$ эВ. Первый уровень образуют Cr, Mn, Fe и Pb, второй — Al, Ca, Cu и Si и третий — Co, Ga, Mg и Ni. К наибольшему радиационному повреждению ведут элементы первой группы, ближе всего расположенные к валентной зоне. Элементы второй группы находятся относительно далеко как от валентной зоны, так и от зоны проводимости, и их влияние ничтожно. Третья группа оказывает промежуточное влияние. Из примесей на особую роль железа указывается в работе [120], в которой несколько кристаллов исследованы с возрастающими дозами от ^{60}Co . Оптическая абсорбция проявлялась, в основном, в синей области и была следствием образования цветных центров. С увеличением дозы до нескольких рад абсорбция линейно возрастает, а затем, начиная с 10^4 рад, выходит на плато (рис. 21). Полагают, что насыщение отражает тот факт, что все дефекты заняты захваченными зарядами. Цветные центры от желтого до коричневого оттенка образовывались после облучения дозой 1 крад. Уже при комнатной температуре термической энергии было достаточно для спонтанного восстановления кристаллов ВГО. За 100 часов наблюдали восстановление на 60—70%. Однако были и такие кристаллы, которые при

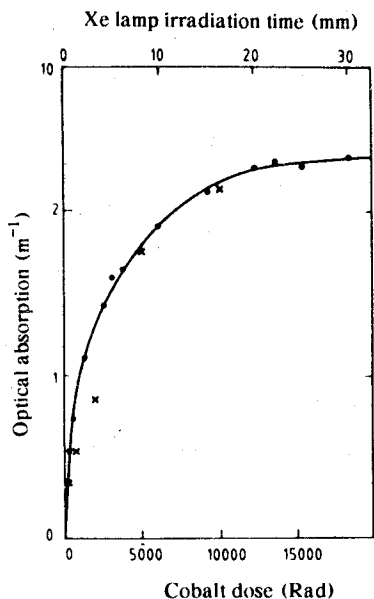


Рис.21. Полное поглощение в диапазоне 400+600 нм как функция полной дозы для (*) — ультрафиолетового света (ксенонная лампа 320 нм) и (x) — кобальтового источника [120]

комнатной температуре почти не восстанавливались. Процесс восстановления ускоряется с повышением температуры [118]. При 160°C для восстановления кристалла достаточно было двух часов.

Введение Eu в кристалл BGO значительно улучшает его радиационную характеристику [121]. Кристаллы размером 25×25×50 мм облучали дозой 1+10 крад, что приводило к ухудшению прозрачности и разрешения. Однако у BGO(Eu) последующий процесс восстановления характеристик кристалла

происходил значительно быстрее. В таком кристалле спектр флуоресценции сдвинут вправо. Недостатком BGO(Eu) является наличие послесвечения через 3 мс с амплитудой в несколько процентов [120].

После облучения BGO протонами 1,5 ГэВ в течение двух суток общей дозой $1,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ энергетическое разрешение ухудшилось только на 70%, но значительно возрос фон самого кристалла [122]. В основном это обусловлено возникшей радиоактивностью висмута. При продолжительной работе на таком пучке равенство между образованием и распадом собственной радиоактивности кристалла устанавливалось в течение одной недели. Такой фон не является большой помехой, если измеряемые энергии велики, как в случае применений BGO для электромагнитных калориметров.

Исследования радиационной стойкости BaF₂ были проведены на кристаллах небольших размеров. Кристаллы толщиной 4 и 6 мм облучали пучком протонов с энергией 800 ГэВ/с [123]. Вплоть до дозы $1,3 \cdot 10^7$ рад не было снижения сцинтилляционного выхода и только наблюдалось небольшое уменьшение прозрачности.

После β -, γ -облучения дозой $8 \cdot 10^7$ рад в кристалле $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см прозрачность при 250 нм уменьшилась на 4% и через день восстановилась [117].

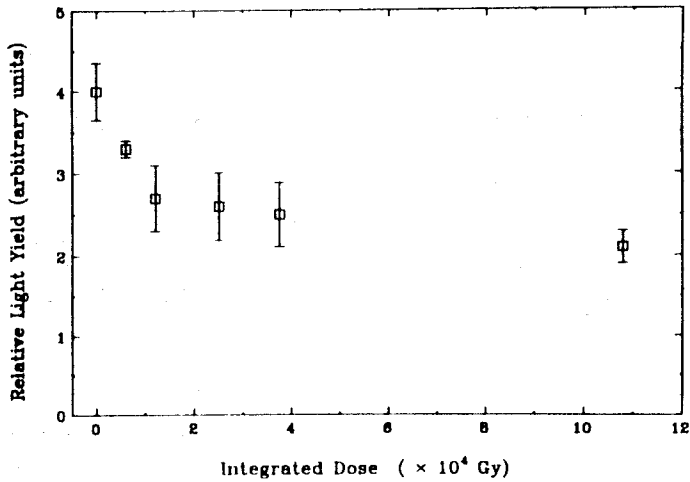


Рис. 22. Световой выход как функция интегрированной дозы γ -лучей для BaF_2 [125]

В [66] приводится укорочение длины оптического ослабления света в кристаллах размером $20 \times 10 \times 1$ мм на 14% после облучения γ -лучами дозой 10^7 рад. Повреждения были сравнимы с теми, что наблюдались у ВГО. Предполагается, что в радиационном повреждении важным фактором является наличие примесей.

Влияние радиации от α -частиц с энергией 5,6 МэВ и протонов с энергией 1,5 МэВ было исследовано на кристалле $1,5 \times 1,5 \times 1$ см [98]. 20%-ное уменьшение амплитуды импульса наблюдалось при дозах $2 \cdot 10^{14}$ и $7 \cdot 10^{14}$ част./см² соответственно.

Потери оптической прозрачности кристалла толщиной 12 мм после облучения дозой $1,15 \cdot 10^7$ рад от ^{60}Co были, в основном, при $\lambda < 170$ нм, а при $\lambda = 220$ нм они составили 10% [124]. Восстановления практически не наблюдалось.

Содержание неконтролируемых примесей в кристалле сказывается после радиации прежде всего на уменьшении его прозрачности в коротковолновой области. Содержание этих примесей от образца к образцу может существенно меняться. Однако не только потеря прозрачности приводит к уменьшению амплитуды сигнала. По данным работы [124] уменьшение прозрачности при $\lambda = 250$ нм после облучения дозой $\sim 10^6$ рад составляло 10—15%, в то время как световой выход уменьшился

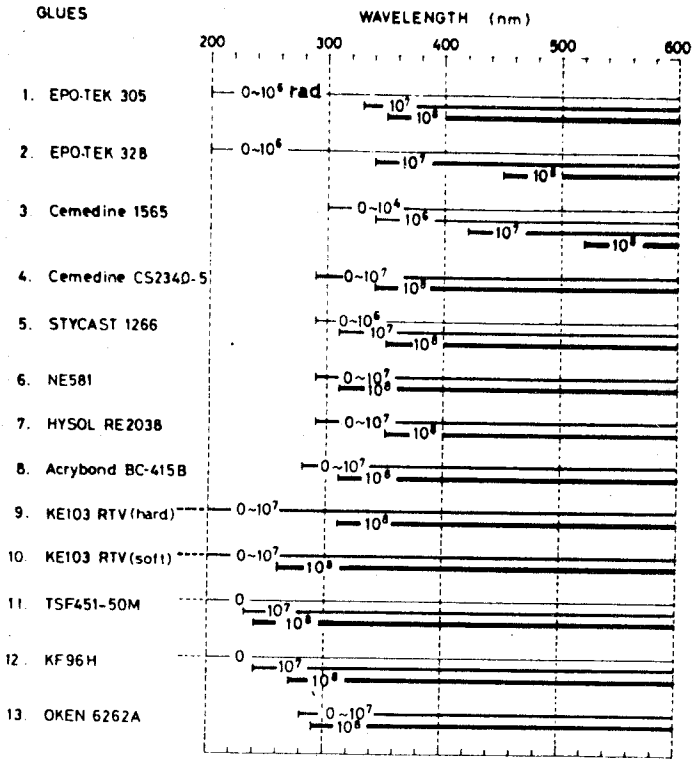


Рис.23. Радиационное сопротивление оптических клеев. Каждая линия с аккумулятивной дозой дает область длин волн, где клей удовлетворяет двум критериям (см. текст) для успешного его использования в калориметрах [126]

на 30%. Зависимость светового выхода от интегральной дозы γ -лучей ^{60}Co приведена на рис.22 [125]. Видно быстрое падение при дозах до 10^6 рад, а далее до 10^7 рад изменение очень плавное. Не было обнаружено какой-либо зависимости от скоростей получения дозы. При максимальной дозе энергетическое разрешение ухудшилось с 12,8% до 16%. Оно почти полностью восстановилось после 10 часов экспозиции на солнечном свете.

Сцинтилляторы обычно связывают с фотоприемником тонким (до ~ 10 мкм) слоем оптического клея. Исследовано радиационное повреждение серии клеев от γ -лучей ^{60}Co [126]. Слои клея помещались между двумя кварцевыми пластинами, прозрачность которых начинала изменяться

только при дозе $\sim 10^8$ рад. Спектрофотометром измеряли оптическую прозрачность в диапазоне волн 200+600 нм. Влияние радиационных повреждений, естественно, возрастало с уменьшением λ . Пригодность каждого клея для определенной области λ определялась по двум критериям. 1) При $\lambda_{\text{мин}}$ прозрачность должна быть больше 50%. 2) Допустимой дозой считается такая, при которой потеря прозрачности меньше 10%. Исходя из этих двух критериев, результаты измерений можно представить, как это показано на рис. 23.

В заключение следует заметить, что при дозах $\sim 10^8$ рад должна возникать проблема и с фотоприемниками, особенно твердотельными.

7. БЫСТРЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ

Фторид церия. Фторид церия CeF_3 имеет две компоненты высвечивания: $\tau_1 = 5$ нс и $\tau_2 = 30$ нс с суммарной интенсивностью примерно такой же, как у быстрой компоненты BaF_2 [127—129]. В работе [5] световыход равен 46% от световыхода ВГО и $\tau_2 = 20$ нс.

Временное и энергетическое разрешения CeF_3 должны быть хуже, чем у BaF_2 , но загрузочная способность, наоборот, во много раз лучше. Его радиационная длина $X_0 = 1,7$ см, т.е. меньше, чем у BaF_2 (2,1 см). Кристалл негигроскопичен, его коэффициент преломления $n = 1,68$. Важным преимуществом CeF_3 является возможность работать с более дешевыми, не кварцевыми фотоумножителями. Пиковая эмиссия для быстрой компоненты находится при $\lambda = 300$ нм, а для медленной — при $\lambda = 340$ нм. Более того, в [130] эмиссионный пик относят к 375 нм. Авторы этой работы провели исследование радиационного сопротивления кристалла CeF_3 размером $7 \times 7 \times 35$ мм. Доза 10^7 рад вызывала деградацию меньше чем на 5% на единицу радиационной длины. Свойства кристалла восстанавливались с постоянной времени 40 дней. С увеличением дозы до 10^8 рад деградация возросла до 19%. Представляется, что CeF_3 обладает большей радиационной стойкостью, чем BaF_2 .

Силикат гадолиния. Чистый монокристалл Gd_2SiO_5 (сокращенно GSO) сам является сцинтиллятором. Однако световой выход его невелик и возрастает до 20% от световыхода NaI(Tl) при введении в него церия в количестве 0,5—5% [131—133]. При этом время высвечивания GSO:Ce изменяется от 60 до 30 нс. Но при большой концентрации Ce кристалл приобретает слегка коричневатый оттенок. В [133] приводятся две ком-

поненты высвечивания: основная $\tau_1 = 56$ нс и $\tau_2 = 600$ нс, составляющая 10—15%. Эмиссионный пик кристалла находится при $\lambda = 440$ нм, т.е. в области максимальной чувствительности обычных фотоумножителей. Кристалл негигроскопичен; коэффициент преломления $n = 1,85$. Радиационная длина $X_0 = 1,38$ см меньше, чем у CeF_3 . Если для CeF_3 доступная длина не превышает пока $3X_0$, то в [134] описаны измерения с кристаллом GSO:Ce длиной $14,2X_0$ и диаметром 4,9 см. Такой кристалл на пучке электронов с энергией 1 ГэВ имел разрешение 7% (FWHM). Разделение e/π для частиц, проанализированных по моменту, было 1:1000 при энергетическом обрезании $\pm 2\sigma$ у электронного пика.

По радиационной стойкости GSO:Ce превосходит все другие сцинтилляторы. Он способен работать по крайней мере до доз 10^8 рад. Однако GSO:Ce дорогой кристалл. Его стоимость вдвое превышает стоимость CeF_3 и BGO.

8. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Амплитудные характеристики ряда сцинтилляторов, измеренные на одном и том же фотоумножителе Хамамацу R-1306 и кремниевом фотодиоде, приведены в табл.5 [16]. Площадь кристаллов соответствовала площади фотодиода (1 см^2 , Хамамацу S-190-02), а их высота H приведена в таблице. Малые размеры кристаллов обеспечивали наиболее благоприятные условия для светового выхода и разрешения кристаллов.

Для определения абсолютного числа фотоэлектронов были проведены измерения на фотоумножителе в фотодиодной моде. При этом сетка, первый и второй диоды соединялись вместе и подключались к зарядочувствительному предусилителю. Сцинтилляционная эффективность кристаллов NaI(Tl), CsI(Tl) и CsI(Na) равна 11,9, 12,3 и 12,7% соответственно.

Максимальная амплитуда сигнала от фотоумножителей получается для CsI(Na) и NaI(Tl). Однако по разрешению эти кристаллы уступали CsI(Tl).

При $E_\gamma < 100$ кэВ лучшее разрешение оказалось у CsI(Na) и одинаковое у CsI(Tl) и NaI(Tl), что иллюстрирует рис.24.

Можно предположить, что на разрешение названных кристаллов при $E_\gamma > 100$ кэВ повлияли индивидуальные особенности конкретных детекторов. Действительно, например, для NaI(Tl) приводимое в [7] разрешение при 662 кэВ существенно лучше. На кристалле больших размеров

Таблица 5. Отношение амплитуды импульсов (PHR), разрешение для $E_\gamma = 662$ (FWHM), время нарастания импульса $T(10-90\%)$, число единичных зарядов, образуемых при 1 МэВ потерь ($e-h$ пар/МэВ) и энергия, затрачиваемая на образование единичного заряда в фотодиоде при облучении γ -лучами ($E_\gamma / (e-h)$ -пара)

Тип сцинтиллятора	Высота H , мм	С фотоумножителем			С фотодиодом			$E_\gamma / (e-h)$ -пара
		PHR	FWHM, %	$T(10-90\%)$ мкс	PHR	FWHM, %	$e-h$ пара/МэВ	
NaI(Tl)	20	100	7,07	0,5	100	16,8	12300	81,0
CsI(Na)	7	122	7,37	4	169	22,5	20900	47,9
CsI(Tl)	7	78	5,66	4	291	7,64	35900	27,8
GSO:Ce	10	28	7,82	0,1	47	29,3	5860	170,8
CdWO ₄	20	21	7,97	20	53	31,8	6580	152,0
BGO	10	17,5	9,05	0,8	41	40,8	5070	197,4
BaF ₂	20	13	11,37	3				

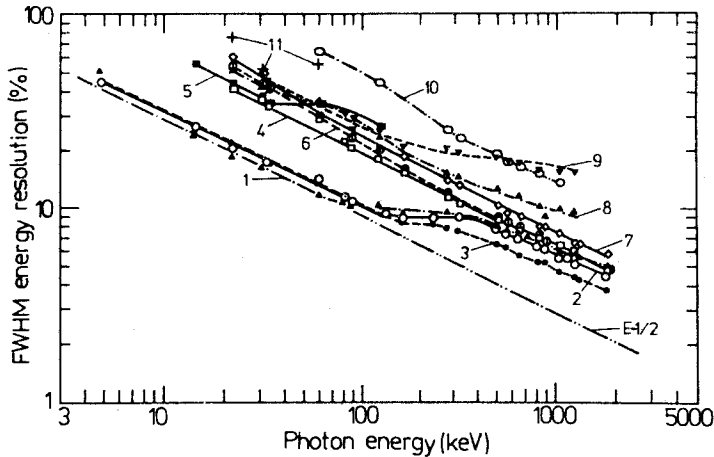


Рис.24. Энергетическое разрешение в зависимости от энергии фотонов, полученное на фотоумножителе Хамамацу R1306, с двухщелочным фотокатодом с кристаллами: 1) 10×10×7 мм CsI(Na); 2) 10×10×20 мм NaI(Tl); 3) 10×10×7 мм CsI(Tl); 4) 10×10×10 мм GSO:Ce; 5) 10×10×20 мм CaF₂(Eu); 6) 10×10×10 мм CdWO₄; 7) 10×10×10 мм BGO; 8) 10×10×20 мм BaF₂; 9) 10×10×20 мм CsI («чистый»); 10) 10×10×20 мм NaI («чистый»); 11) 10×10×6 мм Ne905 Li-стеклянный сцинтиллятор [16]

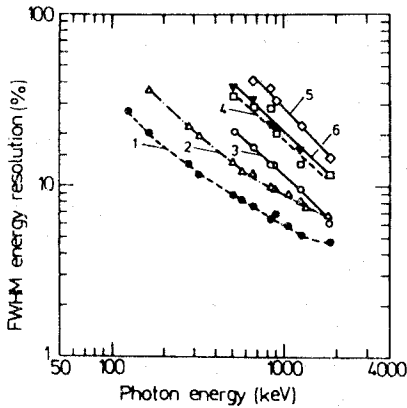
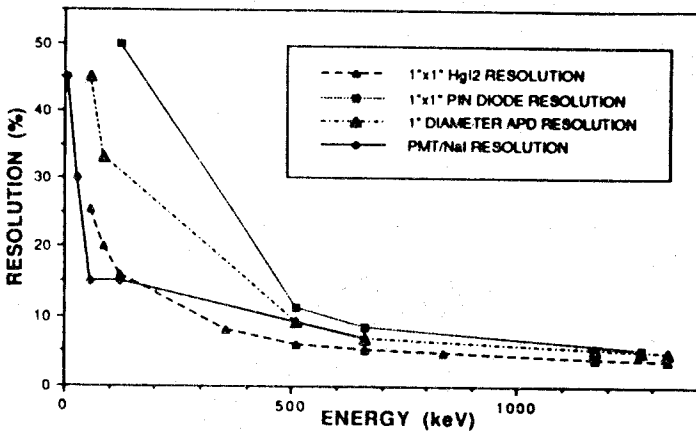


Рис.25. Энергетическое разрешение в зависимости от энергии фотонов, полученное на кремниевом фотодиоде (Хамамацу S 1790-02) с кристаллами: 1) $10 \times 10 \times 7$ мм CsI(Tl); 2) $10 \times 10 \times 7$ мм CsI(Na); 3) $10 \times 10 \times 20$ мм NaI(Tl); 4) $10 \times 10 \times 10$ мм GSO:Ce; 5) $10 \times 10 \times 20$ мм CdWO_4 ; 6) $10 \times 10 \times 10$ мм BGO [16]

Рис.26. Сравнение разрешения в зависимости от энергии для нескольких различных типов сцинтилляционных детекторов [170]



($\varnothing 25 \times 25$ мм) было получено разрешение 5,6%. В большинстве случаев лучшее разрешение с фотоумножителями пока получено на NaI(Tl).

Преимущества кристалла CsI(Tl) несомненны, когда фотоприемником является твердотельный фотодиод. Разрешение в этом случае для разных типов кристаллов показано на рис.25 [16]. На CsI(Tl), связанном с фотодиодом, достигнуто разрешение $\text{FWHM}=5,6\%$ для γ -лучей 662 кэВ [135].

На рис.26 приведены значения энергетического разрешения при разных энергиях, полученные на кристалле CsI(Tl) с лавинным фотодиодом (APD), кремниевым и HgI_2 фотодиодами площадью $1'' \times 1''$, а также на кристалле NaI(Tl) с фотоумножителем [170]. Рисунок демонстрирует улучшение разрешения при $E \leq 1$ МэВ в результате введения усиления (APD) в кремниевый фотоприемник. Однако лучшие результаты при ма-

лых энергиях получают все еще на других фотоприемниках: HgI_2 -фотодиоде и фотоумножителе. С APD при $E = 662$ кэВ разрешение составило 6,9%. Разрешение для этой энергии было улучшено до 4,4% при использовании охлажденного до 260 К APD диаметром 1 см, что является рекордным результатом.

Начиная с энергий несколько мегаэлектронвольт и выше, разрешение все в большей мере зависит от габаритов кристалла из-за утечек энергии за его пределы. На передний план выступает такая характеристика, как радиационная длина X_0 . Чем меньше X_0 , тем компактнее детектор. Минимальную X_0 имеет BGO. Значение X_0 , как и другие характеристики различных сцинтилляторов, представлены в табл.6. Для электромагнитных калориметров при $E > 100$ ГэВ требуются кристаллы длиной $\sim 20X_0$ и выше. Этому требованию на сегодняшний день удовлетворяют NaI(Tl) , CsI(Tl) , CsI и BGO.

Все более настоятельным является и другое требование — высокая радиационная стойкость кристалла. По этой характеристике BGO превосходит иодиты цезия и натрия, но уступает BaF_2 . Наличие быстрой компоненты в световой эмиссии BaF_2 позволяет получать временное разрешение такое же, как и с пластическим сцинтиллятором, хотя из-за медленной компоненты быстроедействие детектора с таким кристаллом невелико. BaF_2 нашел широкое применение до умеренно высоких энергий.

Почти таким же быстроедействующим, как и пластические сцинтилляторы, является CsI без активаторов, но по радиационной стойкости он уступает как BaF_2 , так и BGO. Не уступает BaF_2 по радиационной стойкости более быстрый кристалл CeF_3 . Наибольшей радиационной стойкостью обладает быстрый кристалл GSO:Ce . Этот кристалл самый дорогой.

Разделение электронов и адронов должно улучшаться с уменьшением отношения X_0/Λ_j . Оно минимально для BGO, по сравнению с которым это отношение для CsI почти такое же, а для BaF_2 на 40% выше.

Линейность световыхода кристалла в зависимости от энергии регистрируемого излучения ограничивается потерями в люминесценции при высокой плотности ионизации. Наименьшее отклонение от линейности должно ожидать при наибольшем α/β -отношении. Оно максимально для иодита цезия (см. табл.7). Результаты его измерений для CsI(Tl) зависят, как показано в [23], от постоянной времени формирования сигнала. α/β -отношение уменьшается с увеличением этой постоянной до значения 10 мкс, при которой оно составляет $\approx 0,56$, т.е. примерно как и у

Таблица 6. Свойства ряда сцинтилирующих монокристаллов

Кристаллы Характеристики	NaI(Tl) [15]	CsI(Tl) [15]	BGO [15]	BaF ₂ [134]	CsI [134]	CeF ₃ [134]	GSO:Ce [134]
Плотность, г/см ³	3,7	4,51	7,13	4,9	4,53	6,16	6,71
Радиационная длина X ₀ , см	2,59	1,86	1,12	2,1	1,86	1,7	1,38
Время высвечивания, нс:							
быстрое				0,6	10	30	30—60
медленное	230	900	300	620	10 ³		
Пиковая эмиссия, нм:							
быстрая				220	305	375	440
медленная	415	550	480	310	400		
Коэффициент преломления*	1,85	1,8	2,15	1,56	1,8	1,68	1,85
Относительный световой выход:							
быстрый				5	4	4—5	20
медленный	100	45	10—20	16	4		
Гигроскопичность	да	слегка	нет	нет	небольшая	нет	нет
Радиационная стойкость [134], рад	10 ³	10 ³ [114]	10 ⁵⁻⁶	10 ⁶⁻⁷	10 ⁴⁻⁵	10 ⁶⁻⁷	10 ⁸
Длина ядерного взаимодействия, см	41,3	36,4	23	21,4	[17]		
X ₀ /λ _I	0,063	0,051	0,049	0,069			
Радиус Мольера, см	4,3	3,8	2,7	4,35	[90]		
Доступная длина X ₀	20	20	20	10—15	20	3	13
Цена [134], \$/см ³	1—2		10—12	7—8	1—2	10	20—25

*Согласно [67] для BaF₂ при λ = 220 нм n = 1,63.

CsI(Na). Характеристики BGO для сильноионизирующих частиц близки к характеристикам CsI(Tl) (рис.10) [36]. Для BaF₂ α/β-отношение существенно меньше.

Зависимость светового выхода от плотности ионизации может, в частности, быть источником нелинейности в электромагнитных калориметрах при сверхвысоких энергиях, когда образуется большое количество медленных частиц.

Таблица 7. Дополнительные характеристики
сцинтиллирующих материалов

Характеристики	Кристаллы	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI(Na)	BGO	BaF ₂
α/β [65]		0,5	0,8 0,7 [20] 0,56 [23]	0,58		0,34
Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов (10^{-24} см ²) молекулой вещества сцинтиллятора [136]		6,7	35		7,1	1,2

В γ -спектрометрии при $E_\gamma \leq 10$ МэВ основным фоновым излучением обычно являются нейтроны. Важной характеристикой при этом является сечение захвата тепловых нейтронов, приведенное для основных сцинтилляционных детекторов в табл.7. Оно минимально для BaF₂. Однако механизм регистрации нейтронов в детекторах не ограничивается только радиационным захватом замедленных до тепловых энергий нейтронов [136]. Это особенно наглядно видно с детектором на основе свинцового стекла, для которого сечение захвата составляет всего $0,3 \cdot 10^{-24}$ см². Измерения [137] показали для этого детектора эффективность регистрации нейтронов, близкую к той, что у сцинтилляторов. Вклад фонового излучения уменьшается с уменьшением объема детектора, который обычно задается исходя из эффективности регистрации γ -квантов. При той же самой γ -эффективности BGO имеет линейные размеры почти в два раза меньше, что обеспечивает соответствующее уменьшение вклада нейтронного фона.

9. ДАЛЬНЕЙШЕЕ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ТИПОВ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Кристаллы BGO, изготовленные по новой версии технологии Бриджмана, оказались значительно более радиационно стойкими, чем выращенные другими способами [138]. Оптическая прозрачность кристалла размером $2,5 \times 2,5 \times 1$ см после облучения дозой 103 Мрад деградировала не более чем на 10%. Отжиг кристаллов при 400°C на воздухе в течение двух часов восстанавливал исходную прозрачность. Кристаллы остаются бесцветными после экспозиции ультрафиолетовым или дневным светом. В то же время кристаллы, изготовленные другими способами, желтеют.

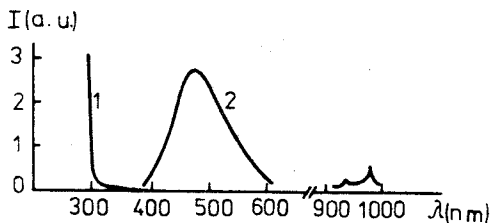


Рис. 27. Спектры поглощения (1) и эмиссии (2) BGO (Yb) [139]

Как уже упомянуто выше, кристалл BGO стал значительно более радиационно стойким с введением в него активатора Eu [121]. Однако при этом возникло послесвечение (через 3 мс). В работе [139] исследовали свойства BGO с активаторами Ce, Pr, Tb и Yb. С последним из них результаты оказались наилучшими. Спектры поглощения и эмиссии BGO(Yb) приведены на рис. 27. Их четкое разделение позволяет получать кристаллы BGO(Yb) размером больше 20 см практически той же прозрачности, что и «чистые» BGO. Введение Yb в кристалл приводит к значительному укорочению его световой эмиссии (рис. 28). Имеется компонента высвечивания $\tau = 16$ нс с вкладом 16% при концентрации 1% Yb (по весу). Величина вклада быстрой компоненты коррелирует с концентрацией активатора, однако при большей концентрации появляется послесвечение.

Кристалл BGO(Yb) отличается высокой радиационной стойкостью. Авторы [140] называют для него такое же значение допустимой дозы, что и для GSO:Ce, но BGO(Yb) значительно дешевле последнего.

Медленная компонента высвечивания BaF₂ сильно сдерживает применение этого кристалла в условиях больших радиационных нагрузок, хотя радиационная стойкость этого кристалла относительно велика.

Ожидается преодоление этой трудности путем применения новых фотоприемников, спектральная чувствительность которых лежит в ультрафиолетовой области, не захватывающей спектр высвечивания медленной компоненты. Совершенствуется технология изготовления кристаллов BaF₂ с целью увеличения их длины до $20X_0$.

Имеет место существенный прогресс в выращивании кристаллов CeF₃ больших размеров, высокая радиационная стойкость и быстрое действие которых делают их привлекательными для электромагнитной калориметрии на создаваемых коллайдерах [5].

Следует отметить, что радиационная стойкость кристалла CeF₃ была повышена еще на порядок введением в него BaF₂

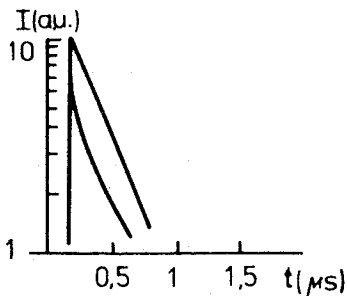


Рис. 28. Сцинтилляционная кинетика BGO(Yb) (нижняя кривая) и «чистого» BGO (верхняя кривая) [139]

(0,67%) [141]. Если доза $1,2 \cdot 10^7$ рад приводила к уменьшению прозрачности «чистого» CeF_3 при $\lambda = 340$ нм (пик эмиссии) на 11%, то в $\text{CeF}_3:\text{BaF}_2$ уменьшения не наблюдалось. Оно было небольшим после дозы 10 рад⁸. Испытания проводились на образцах диаметром 1 см и толщиной 5 мм. $\text{CeF}_3:\text{BaF}_2$ имеет световой выход 82,3% по сравнению с «чистым» CeF_3 и время высвечивания $\tau = 28,3$ нс.

10. ПОИСК НОВЫХ ПЕРСПЕКТИВНЫХ СЦИНТИЛЛИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Иттрий-алюминиевые оксиды. Кристаллы $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (гранат) и YAlO_3 (перовскит, YAP) хорошо известны в лазерной технике. Активация их цезием (0,1—1,0 вес. %) позволяет получить из них сцинтилляторы. $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ имеет световой выход порядка 4% от того, что имеет $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\tau = 70$ нс и $\lambda_{\text{макс}} = 550$ нм [142]. Световой выход $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ при концентрации CeO_2 , равной 0,2 вес. %, составляет 40%, $\tau = 28$ нс, $n = 1,93$ и $\lambda_{\text{макс}} = 347$ нм (см. рис.29) [143], в [5] приводится $\lambda_{\text{макс}} = 390$ нм. Время высвечивания можно уменьшить еще в два раза дополнительной соактивацией ионами Yb (1 вес. %), но световой выход при этом падает до 6%. Получены монокристаллы высокого оптического качества размером $8 \times 10 \times 1,5$ см, для которых разрешение на α -линии ^{226}Ra с энергией 7687 кэВ составило 2,5% (FWHM).

Кристаллы негигроскопичны, химически стойки и обладают высокими механическими качествами.

Это позволяет изготавливать образцы малой толщины (50—100 мкм), что требуется для низкофоновых α -спектрометров.

Отличительной чертой YAP является сохранение линейной зависимости светового выхода от энергии при большой плотности ионизации. В диапазоне энергий α -частиц 5,8+8,4 МэВ линейность сохранялась в пределах $\pm 2\%$ [144].

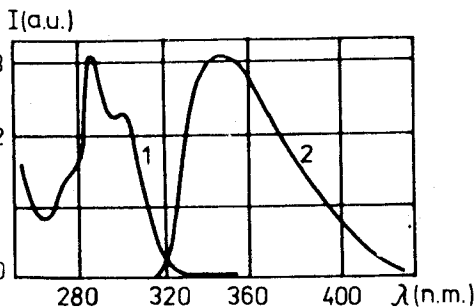


Рис.29. Спектры поглощения (1) и эмиссии (2) кристаллов YAlO_3 . Толщина кристаллов 1 мм, температура — 300 К [143]

Световой выход слабо зависит также и от концентрации церия. При изменении концентрации CeO_2 от 0,1 до 1% световой выход возрастает на 30%. Слабая зависимость светового выхода от плотности ионизации и концентрации активатора является ценным качеством кристаллов, особенно в многодетекторных системах. Температурный коэффициент YAP составляет 0,39%/K.

Маленькие кристаллы YAP ($3 \times 3 \times 0,1$ мм) применялись в большом количестве для калибровки фотоумножителей калориметра от α -частиц [144]. Радиационное сопротивление YAP весьма высокое $\sim 10^8$ рад [145].

Хотя радиационная длина YAP не является малой ($X_0 = 2,8$ см), но благодаря относительно низкому эффективному Z радиус Мольера, определяющий поперечные размеры электронного ливня, достаточно мал ($R_M = 2,8$) [5]. В этой работе указывается на возможность повышения плотности кристалла ($d = 5,36$ г/см³) путем замещения иттрия иттербием.

Быстрые тяжелые сцинтилирующие материалы. Свойства ряда таких сцинтилляторов приведены в табл.8 [146]. Большинство из них имеет три компонента эмиссии света, вклад которых в суммарный световой выход I указан в процентах. Сама величина I дана в относительных единицах по сравнению с BGO, который является наиболее тяжелым из широко используемых в настоящее время сцинтилирующих кристаллов.

В чистом виде PbCO_3 , не смешанный с гидроксидом свинца, имеет $I = 9\%$ от светового выхода BGO, но на порядок быстрее [147]. Более быстрым, чем пластические сцинтилляторы, является самый тяжелый

Таблица 8. Характеристики тяжелых сцинтилляторов

Тип сцинтиллятора	d , г/см ³	I , %	λ , нм	τ_1 , нс	I_1 , %	τ_2 , нс	I_2 , %	τ_3 , нс	I_3 , %
BGO	7,13	100	480	300	100				
CdF ₂	6,6	13,3	420	4,8	29	24	28	78	43
2 (PbCO_3)— $\text{Pb}(\text{OH})_2$	6,7	8,0	475	5,6	24	25	48	155	28
HfF ₄	7,1	3,7	350	29	100				
PbWO ₄	8,2	3,6	490	2,5	25	11	29	98	46
PbCl ₂	5,9	28	500	2,9	41	20	32	179	27
Yb ₂ O ₃	9,2	0,6	350	1	100				

кристалл Yb_2O_3 , но его световой выход минимален. Приведенные в таблице кристаллы имели малые размеры. Из них наименее трудны в изготовлении кристаллы PbCl_2 , но они и наиболее легкие.

Привлекательным для электромагнитной калориметрии является ряд тяжелых тетрафлюоридов, таких как (Zn , Zr , Hf , ThF_4), способных работать при больших нагрузках в условиях высокой радиации [5]. Время высвечивания, в частности, ThF_4 ($X_0 = 1,18$ см), менее 25 нс, и его эмиссионные пики находятся при $\lambda = 315, 330$ и 450 нм. Такое же время высвечивания имеет LiYbF ($X_0 = 1,5$ см) и его эмиссия лежит в видимой области ($\lambda_{\text{макс}} = 450$ нм).

Интересен кристалл CdI_2 [145]. Его световой выход составляет 10% от значения для $\text{NaI}(\text{Tl})$, а время высвечивания 3 нс. Плотность кристалла равна $5,67$ г/см³, радиационная стойкость $\sim 10^7$ рад.

Родственным по составу к $\text{GSO}:\text{Ce}$ является силикат лютеция $\text{Lu}(\text{SiO}_2)_4:\text{Ce}$, активированный церием [148]. Его характеристики: $d = 7,4$ г/см³, $X_0 = 1,14$ см, $n = 1,82$, $\tau = 40$ нс, $\lambda = 420$ нм, негигроскопичен, имеет большой световой выход — 75% по сравнению с $\text{NaI}(\text{Tl})$. Как видно, характеристики весьма привлекательны. Размеры, как и всех других кристаллов, описанных здесь, пока малы.

Энергетическое разрешение на линии 662 кэВ, измеренное с кристаллом $\text{LuSO}:\text{Ce}$ размером $5 \times 5 \times 25$ мм, составило 12,4%. Ниже 307 кэВ наблюдался собственный фон естественной радиоактивности со скоростью 200 отсчетов в секунду.

Сдвоенный вольфрамат натрия и висмута. Из смеси $\text{WO}_3 - \text{V}_2\text{O}_5 - \text{Na}_2\text{O}$ были выращены методом Чохральского кристаллы типа $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ длиной 22 см [149]. Такой кристалл (NBW) имеет плотность $7,5$ г/см³, $X_0 = 1,01$ см и $R_M = 2$ см.

Чистый NBW не сцинтиллирует и представляет интерес как черенковский радиатор с высокой плотностью и высоким показателем преломления $n = 1,92$. Особым его достоинством является высокая радиационная стойкость. Оптическая прозрачность кристалла после облучения γ -квантами ^{60}Co дозой 12 Мрад при $\lambda = 500$ нм падает на 30%. Однако оказалось достаточным 10-минутного освещения кристалла ультрафиолетовым светом, чтобы вернуться к исходной прозрачности. Кристалл изготовлен из относительно недорогого сырья, температура плавления сравнительно невелика (900°C).

Предположительная цена NBW составляет 2—3 доллара США за 1 см^3 . В NBW был введен активатор, сцинтиллирующий согласно [140] при $\lambda_{\text{макс}} = 510 \text{ нм}$ с $\tau = 3 \text{ нс}$. Световой выход такого сцинтиллятора составляет больше 1% от значения для NaI(Tl). Радиационная стойкость осталась той же, что у черенковского радиатора.

11. ДРУГИЕ НЕОРГАНИЧЕСКИЕ СЦИНТИЛЛИРУЮЩИЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ

На рис.24 и 25, где приведены значения разрешений для разных кристаллов, под кривыми для BGO лежат кривые сцинтиллирующих кристаллов из вольфрамата кадмия (сокращенно CWO) [150,151]. Эффективность регистрации γ -квантов CWO почти такая же, как и у BGO, а его световой выход составляет до $0,4\eta_0$ ($\eta_0 = 1$ для NaI(Tl)). Однако он сильно уступает BGO в быстродействии, имея время высвечивания $\tau_1 = 5 \text{ мкс}$ и $\tau_2 = 20 \text{ мкс}$. Как и у BGO, пиковая эмиссия находится при $\lambda = 480 \text{ нм}$ и послесвечение мало. Уникальное свойство CWO — почти полная независимость световыхода от температуры в диапазоне $50^\circ + 70^\circ \text{C}$, где температурный коэффициент составляет лишь $0,01\% / ^\circ \text{C}$. Устойчивость к воздействию климатических и механических факторов весьма ценна для применения кристалла в геофизических и каротажных работах.

Радиационное сопротивление CWO близко к тому, что имеет BGO. Технология получения высокопрозрачных кристаллов CWO развита еще недостаточно, что вносит существенное ограничение на его размеры ($\sim 25 \text{ мм}$).

Другие сцинтиллирующие вольфраматы щелочно-земельных металлов Ca, Zn, Mo, Co также изготавливаются малых размеров и имеют длительное время высвечивания. CaWO_4 выделяется из них максимальным световыходом ($0,5\eta_0$). Его компоненты высвечивания лежат в интервале $0,5 + 20 \text{ мкс}$. Максимум спектра световой эмиссии находится при 430 нм , что хорошо согласуется со спектральной чувствительностью фотодиода на основе HgI_2 . На таком фотодиоде с кристаллом $10 \times 10 \text{ мм}$ было получено разрешение $12,5\%$ на линии 662 кэВ [152].

Отмечают довольно высокое радиационное сопротивление ZnWO_4 , параметры кристалла ($1,5 \times 1,5 \times 1,5 \text{ мм}$) практически не изменились после облучения дозой $5 \cdot 10^5 \text{ рад}$ от ^{60}Co [153]. Такой кристалл высвечивается с интенсивностью $0,26\eta_0$ при $\lambda = 490 \text{ нм}$ [154]. Имеются три компоненты

высвечивания: $\tau_1 = 0,1$ мкс ($I_1 = 5\%$), $\tau_2 = 3,3$ мкс ($I_2 = 76\%$), $\tau_3 = 20$ мкс ($I_3 = 19\%$).

Основная область применения вольфрамов — компьютерная томография.

При регистрации электронов возникает проблема их обратного отражения при входе в более плотное вещество. Отражение тем меньше, чем меньше Z сцинтиллятора. Хорошим материалом в этой связи является сцинтиллирующий кристалл $\text{CaF}_2(\text{Eu})$. Его световой выход достигает $0,5\eta_0$, пиковая эмиссия при $\lambda = 415$ нм, $\tau = 0,95$ мкс, послесвечение мало [14]. Энергетическое разрешение, как видно из рис.24, умеренное, такое же, как у GSO:Ce . Основная область применений — детектирование β - и низкоэнергетического γ - и рентгеновского излучений.

Другой фторид — CsF — является очень быстрым сцинтиллятором с пиковой эмиссией при $\lambda = 390$ нм. Он имеет время высвечивания $2,5$ нс [69], $\eta = (0,03-0,06) \eta_0$, а по данным [155] $\eta = 0,1\eta_0$. На таком кристалле получено временное разрешение 150 пкс при совпадении γ -квантов от ^{60}Co [156]. Однако применение кристалла сильно ограничено из-за его высокой гигроскопичности.

Быстрым фторидом является также кристалл $\text{LaF}_3(\text{Nd}^{3+})$, имеющий $\tau = 6$ нс [157]. Его пиковая эмиссия происходит при $\lambda = 173$ нм и превышает быструю компоненту BaF_2 [158]. Кристалл может быть использован в сочетании с фоточувствительной пропорциональной камерой.

Как эффективный детектор нейтронов, хорошо известен монокристалл $\text{LiI}(\text{Eu})$. Тепловые нейтроны, взаимодействующие с ^6Li , образуют α -частицы с фиксированной энергией $4,78$ МэВ и ^3H . Естественный литий содержит $7,5\%$ ^6Li , но производят также обогащение этим изотопом до 96% . Световой выход кристалла составляет $0,35\eta_0$, а высвечивание — $0,6$ мкс для γ -лучей и $1,4$ мкс для нейтронов. Энергетическое разрешение для α -пика обычно равно $4-5\%$. Недостаток кристалла — гигроскопичность.

Кристаллы $\text{ZnSe}(\text{Te})$ и $\text{CdSe}(\text{Te})$ известны тем, что они сцинтиллируют в наиболее длинноволновой области, что требуется для хорошего согласования с кремниевыми фотодиодами [158]. Так, для $\text{ZnSe}(\text{Te})$ $\lambda = 640$ нм, $\eta = 0,15\eta_0$ и $\tau = 10$ мкс. Недостатком этих кристаллов является малая прозрачность к свету собственного излучения, что ограничивает их размеры. Сочетаемость с диодами и малое послесвечение позволяют использовать их в томографии и дозиметрии.

Замечательным свойством кристалла ZnSe(Te) является линейность светового выхода при большой плотности ионизации. Для этого кристалла α/β -отношение равно единице, и при размерах кристалла $10 \times 7 \times 5$ мм разрешение по α -частицам ^{241}Am составило 13% [160].

12. СЦИНТИЛЛИРУЮЩИЕ СТЕКЛА

Такие элементы, как тербий, церий, празеодимий, обладают свойством сцинтиллировать. Стекло, активированное окислами этих элементов, становится сцинтиллятором.

Tb_2O_3 испускает свет при $\lambda_{\text{макс}} = 550$ нм и его спектры поглощения и эмиссии достаточно хорошо разделены [161]. Время высвечивания составляет ~ 3 мс. Tb_2O_3 находит применение для изготовления волоконных детекторов рентгеновских лучей [162].

Более быстрым является Ce_2O_3 . Его свойства приведены в табл.9 [163]. Отличительная черта этого сцинтиллятора — высокая радиационная стойкость. Даже после облучения дозой 10^8 рад первоначальные характеристики могут быть хорошо восстановлены отжигом при 400°C [164]. Интерес к сцинтиллирующему стеклу, активированному Ce_2O_3 , появился в связи с разработкой волоконных детекторов для физики высоких энергий [161, 165, 166]. Правда, наблюдали заметное послесвечение в таком стекле после воздействия большой дозы радиации. Еще более быстрым является стекло, активированное окислом Pr^{3+} [168]. Компоненты испускаемого им света имеют время высвечивания от 30 нс до нескольких микросекунд. Однако световой выход стекла с Pr^{3+} в два раза ниже, чем с Ce_2O_3 . В работе [169] рассматриваются сцинтиллирующие стекла, активированные тербием и дополнительно нагруженные литием для эффективной регистрации нейтронов. В волоконном детекторе из такого стекла длина затухания света превышала 20 см.

Для электромагнитной калориметрии интересно применение фторидных стекол, имеющих более высокое радиационное сопротивление, чем другие стекла [5]. Фторидные стекла, активированные ионами Ce^{3+} , сцинтиллируют с $\tau = 16$ нс при $\lambda_{\text{макс}} = 320$ нм (тип HFG 320, $d = 5,75$ г/см³) и с $\tau = 20$ нс при $\lambda_{\text{макс}} = 320$ нм (тип AFG 450, $d = 5,75$ г/см³). Привлекательной стороной стекол является их низкая стоимость.

Таблица 9 [163]. Свойства сцинтиллирующего стекла GS1

Состав по весу, %:	
SiO ₂	55
MgO	24
Al ₂ O ₃	11
Li ₂ O	6
Cl ₂ O ₃	4
Плотность, г/см ³	2,64
Средний коэффициент преломления	1,586
Радиационная длина, см	9,77
Длина ядерного взаимодействия, см	37,4
dE/dx для частиц с минимальной ионизацией, МэВ/см	4,6
Число фотонов/кэВ	1,5±0,5
Время высвечивания быстрой компоненты*, нс	55
Длина волны для максимальной эмиссии, нм	395
Длина затухания, см	20

*Согласно [167] быстрая компонента составляет только 35% от полного количества света и ее время высвечивания равно 74 нс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Birks J.V. — The Theory and Practice of Scintillation Counting. London, Pergamon Press, 1964.
2. Акимов Ю.К. — Сцинтилляционные счетчики в физике высоких энергий. М.: МГУ, 1963; New York and London, Academic Press, 1965.
3. Heath R.L., Hofstadter R., Hughes E.V. — Nucl. Instr. Meth., 1979, vol.162, p.431.
4. Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сысоева Е.П. — Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами. М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Lecoq P., Schussler M., Schneegans M. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A315, p.334.
6. Particle Data Group — Phys. Lett., 1990, vol.B239, p.1116.
7. Persyk D.E., Moi T.E. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, vol.NS-29, p.615.
8. Sandorfi A.M., Collins M.T. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.222, p.479.
9. Jaaskelainen M., Sarantites D.G., Woodward R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.204, p.385.
10. Metag M. — Lecture Notes in Physics. Ed. W.V.Oertzen. Springer, Heidelberg, New York, Tokyo, 1983, vol.178, p.163.
11. Bass R., Kessel W., Majoni G. — Nucl. Instr. Meth., 1964, vol.30, p.237.
12. Bartle C.M. — Nucl. Instr. Meth., 1975, vol.24, p.547.
13. Шамовский Л.М. — Кристаллофосфоры и сцинтилляторы в геологии. М.: Недра, 1985.

14. Harshaw Radiation Detector Filtror Scintillation Phosphor Catalogue, 1984.
15. Grassman H., Lorenz E., Moser H.G. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.228, p.323.
16. Sakai E. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, p.418.
17. Lorentz E. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1984, vol.NS-31, p.48.
18. Blonar G., Dietl H., Dobbins J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.A203, p.213.
19. Blucher E., Gittelman B., Heltsley B.K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A249, p.201.
20. Grassmann H., Lorentz E., Moser H.G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A235, p.319.
21. Crystal Barrel Collaboration — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A321, p.69.
22. Kobayashi M., Carlson P., Berglund S. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A302, p.47.
23. Kilgus U., Kotthaus R., Lange E. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A297, p.425.
24. Ляпидевский В.К., Прорвич В.А. — Приборы и техника эксперимента, 1974, №2, с.62; 1978, №5, с.69.
25. Kubota S., Sakuragi S., Hashimoto S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A268, p.275.
26. Woody C.L., Levy P.W., Kierstead J.A. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, p.492.
27. Meijer R.J., Van den Brink A., Bakkum et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A256, p.521.
28. Gong W.G., Kim Y.D., Poggi G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A268, p.190.
29. Berrachi F., Chambon B., Cheynis B. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A281, p.137.
30. Twenhofel C.J.W., Vox P.F., Schotanus P. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.B51, p.58.
31. Alarja J., Dauchy A., Giorni A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A242, p.352.
32. Kreuz P., Kunmichel A., Pinkenburg C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A260, p.120.
33. Xi Hongfei, Zhang Wenlong, Guo Zhon Gyan et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A320, p.504.
34. Агаронян Ф.А., Ахперджанян А.Г., Гонусек М. и др. — Сообщение ОИЯИ, P13-87-15, Дубна, 1987.
35. Viesti G., Prete G., Fabris D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A252, p.75.
36. Valtonen E., Peltonen J., Torsti J.J. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A286, p.169.
37. Horn D., Ball G.C., Galindo-Uribarri A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A320, p.273.
38. Utts B.K., Spagno S.E. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, No.2, p.134.
39. Schotanus P., Kamermans R., Dorenbos P. — Ibid, p.177.
40. Keszthelyi-Landori S., Foldvari I., Voszka R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A303, p.374.
41. Gektin A.V., Gorelov A.I., Rykalin V.I. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A294, p.591.
42. Weber M.I., Monchamp R.R. — J.Appl. Phys., 1983, vol.44, p.5496.
43. Nestor O.H., Huang C.Y. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, vol.NS-22, p.68.
44. Murashita M.H., Saitoh H., Tobimatsu K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A243, p.67.
45. L3 Collaboration — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A289, p.35.
46. Farukhi M.R. — Nucl. Radiation Detector Materials. Symp., Massachusetts, Nov. 1982, p.115.
47. Melcher C.L., Manenta R.A., Schweitzer J.S. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.1188.
48. Ransome R.D., Cupps V.R., Danson S. et al. — Phys.Rev.Lett., 1990, vol.64, p.372; Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.1500.
49. Zucchiatti A., Levi Sandri P., Scherf C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A321, p.219.
50. Evans Jr. A.E. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, vol.NS-27, p.172.
51. Drake D.M., Nilsson L.R., Fancett J. — Nucl. Instr. Meth., 1981, vol.188, p.313.

52. Hausser O., Lone M.A., Alexander T.K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.213, p.301.
53. Kiziah R.R., Lowell S.R. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A305, p.129.
54. Corvisiero P., Anghinolfi M., Dzhilavyan L.Z. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A294, p.478.
55. Zhang N., Ding Z., Wu Y., Solomon M. — IEEE trans., Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, No.2, p.216.
56. Zucchiatti A., Castoldi M., Gervino G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A317, p.492.
57. Dietl H., Dobbins J., Lorenz E. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A235, p.464.
58. Schamberger R.D., Heintz U., Lee-Franzini J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A309, p.450.
59. Anghinolfi M., Castoldi M., Corvisiero P. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A317, p.531.
60. Sumner R. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A265, p.252.
61. Ren-yuan Zhu — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A306, p.145.
62. Gervino G., Anghinolfi M., Castoldi et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A309, p.497.
63. Farukhi M.R., Swinehart C.F. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, vol.NS-18, p.200.
64. Laval L., Moszynski M., Allemand R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.206, p.169.
65. Shotanus P., van Eijk C.W.E., Hollander R.W. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, p.272.
66. Woody C.L., Levy P.W., Kierstead J.A. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-36, p.536.
67. Crahan G., Yamamoto H. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A307, p.240.
68. Murashita M.H., Saitoh H., Tobimatsu K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A243, p.67.
69. Hoffmann E.J., Dahebom M., Ricci A.R. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, p.420.
70. Anderson D.F., Lamb D.C. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A260, p.377.
71. Sperr P. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.635.
72. Klarna W., Lindblad Th., Moszynski M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.85.
73. Wisshak K., Kappeller F. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.227, p.91.
74. Яновский В.В., Валбис Я.А., Козма П. — Препринт ЛИЯФ — 1499, Л., 1989.
75. Karle W., Knopp M., Speidel K.-H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A271, p.571.
76. Wisshak K., Kappeler F., Gubber K. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.101.
77. Wisshak K., Kappeler F., Muller H. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A251, p.101.
78. Wisshak K., Gubber K., Kappeler F. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A259, p.583.
79. Kobayashi H., Konaka A., Miyake K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A270, p.106.
80. Shotanus P., van Eijk C.W.E., Hollander R.W. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A238, p.554.
81. Mine P., Santiard J.C., Scigoeki D. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, p.458.
82. Bouclier R., Charpak G., Gao W. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A267, p.69.
83. Zichichi A. — The LAA Project, CERN-LAA/88-2, 1988.
84. Giomataris I., Charpak G. — Preprint CERN-EP/88-94, 1988.
85. Anderson D.F., Bouchlier R., Charpak G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.217, p.217.
86. Tailor K., Nestor O.M., Utts B. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, p.243.
87. Shotanus P., Dorenbos P., van Eijk C.W.E. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.132.
88. Hamamatsu Photonics KK, Ichinocho, Hamamatsu 435, Japan.
89. Ren-yuan Zhu — Proc. Symp. on Detector Research and Development for the SSC, 1990, Fort Worth, Texas, p.340.

90. Matulewicz T., Grosse E., Emling H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A289, p.194.
91. Geihl J., Hauff D., Henneberg J.M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A263, p.392.
92. Lorentz E., Mageras G., Vogel H. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.249, p.235.
93. Clayton J., Benenson W., Levinsky N. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A305, p.116.
94. Badala A., Barbera R., Palmeri A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A306, p.283.
95. Migneco E., Agodi C., Alba R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A314, p.31.
96. Kubota S., Suzuki M., Jian-zhi Ruan (Gen) et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A242, p.291.
97. Dafny E. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.54.
98. Murakami T., Kasagi J., Tachibanaki H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A253, p.163.
99. Agodi C., Alba R., Belliá G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A269, p.595.
100. Novotny R., Riess R., Hingmann R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A252, p.340.
101. Lanzano G., Pagano A., Urso S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A312, p.515.
102. Klarma W., Lindbland Th., Moszynski M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A265, p.485.
103. Yanovsky V., Kozma P. — Nucl., Instr. Meth., 1989, vol.A276, p.659.
104. Козма P., Яновский V. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A281, p.346.
105. Афанасиadi Л.Ш., Вилбас Я.А., Галцков Н.З. и др. — Приборы и техника эксперимента, 1989, №1, с.77.
106. Shimizu T., Kubota S., Motobayashi T. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-34, p.370.
107. Kubota S., Motobayashi T., Ruan (Gen) et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, p.438.
108. Winn D.R., Whitmore M. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.256.
109. Цирлин Ю.А., Виноград Е.Л., Гуревич Н.Ю. и др. — Атомная энергия, 1978, т.45, с.69.
110. Виноград Е.Л., Гуревич Н.Ю., Цирлин Ю.А. — Атомная энергия, 1980, т.48, с.335.
111. Bobbink G.J., Engler A., Kraemer R.W. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.227, p.470.
112. Bieler Ch., Burkart D., Marks J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A234, p.435.
113. Schlogl S., Spitzer H., Wittenburg K. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A242, p.89.
114. Kobayashi M., Sakuragi S. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.275.
115. Melcher C.L. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, vol.NS-32, p.545.
116. Kobayashi M., Kondo K., Hirabayashi H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.206, p.107.
117. Caffrey A.J., Heath R.L., Ritter P.D. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, p.230.
118. Laviron C., Lecoq P. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.227, p.45.
119. Zhu R.Y., Stone H., Newman H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A302, p.69.
120. Lecoq P., Liand P.J., Rostaing B. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A300, p.240.
121. Yin Z.W., Wei Z.Y., Shen D.Z., Xie Y.Y. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A275, p.273.
122. Rester A.C., Bamford G.S., Coldwell R.L. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A297, p.258.
123. Majewski S., Anderson D. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A241, p.76.
124. Majewski S., Bentley M.K. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A260, p.373.
125. Murakami A., Asakura H., Yoshinaka H. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A301, p.435.
126. Kobayashi M., Ishimoto S., Sugimoto S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A305, p.401.
127. Anderson D.F. — IEEE Trans Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.137.
128. Moses W.W., Derenzo S.E. — Ibid, p.173.
129. Anderson D.F. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A287, p.606.

130. Kobayashi M., Ishii M., Krivandina E.A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A302, p.443.
131. Takagi K., Fukazawa T. — Appl. Phys., 1983, vol.42, p.43.
132. Ishibashi H., Shimizu K., Susa K. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.170.
133. Melcher C.L., Schweitzer J., Utsu T. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, No.2, p.161.
134. Kobayashi M., Takamatsu K., Ide S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.S306, p.139.
135. Gramsch E., Lynn K.G., Weber M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A311, p.529.
136. Каманин В.В., Куглер А., Пенионжжевич Ю.Э. и др. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.741.
137. Alamanos N., Braun-Munzinger B., Freifelder R.F. et al. — Phys. Lett., 1986, vol.B173, p.392.
138. Yvanovskiy V.V., Chizhov V.A., Skorikov V.M. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A309, p.596.
139. Гуманская Е.Г., Заднепровский Б.И., Коржик М.В. и др. — Журнал прикладной спектроскопии, 1992, т.56, с.304.
140. Заднепровский Б.И. — Частное сообщение.
141. Aseev A.A., Devitsin E.G., Kozlov V.A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A313, p.340.
142. Autrata R., Schaner P. — J. Phys., Eng., 1978, vol.4, p.707; Scanning, 1983, vol.5, p.91.
143. Барышевский В.Г., Коржик М.В., Мороз В.И. и др. — ПТЭ, 1992, №3, с.86.
144. Kachanov V.A., Rykalin V.I., Solovyanov V.L. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A314, p.215.
145. Britvich G.I., Peresyupkin A.I., Vasil'chenko V.G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1991, vol.A308, p.509.
146. Derenzo S.E., Moses W.W., Cahoon J.L. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., vol.NS-37, No.2, p.203.
147. Moses W.W., Derenzo S.E. — Ibid, p.96.
148. Melcher C.L., Schweitzer J.S. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A314, p.212.
149. Nephodov V.A., Zadneprovsky D.I., Nephodov P.V. et al. — Report presented at the Intern. Workshop LUMDETR'91, Riga, October, 1991.
150. Farukhi M.R. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1982, vol.NS-29, p.1237.
151. Melcher C.L., Manete R.A., Schweitzer J.S. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, vol.NS-36, p.1188.
152. Markakis J., Ortale C., Schnepple W. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, vol.NS-32, p.559.
153. Валбис Я.А., Рачко З.А., Янсонс Ю.А. — Оптика и спектроскопия, 1988, т.64, с.1196.
154. Grassman H., Moser H.G., Lorentz E. — J. of Luminescence, 1985, vol.33, p.109.
155. Moszynski M., Allemand R., Laval M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.205, p.239.
156. Yanovsky V., Kozma P. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A, 276, p.659.
157. Dorenbos P., van Eijk C.W.E., Hollander R.W. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1990, vol.NS-37, No.2, p.119.
158. Gruwe M., Tavernier S. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A311, p.301.
159. Рыжиков В.Д., Стадник П.Е., Яковлев Ю.А. — Приборы и техника эксперимента, 1984, №5, с.6.
160. Даневич Ф.А., Здесенко Ю.Т., Николайко А.С. и др. — Приборы и техника эксперимента, 1989, 5, с.80.
161. Ruchti R., Baumbaugh B., Bishop J. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1984, vol.NS-31, p.69.
162. Shao H., Miller D.W., Pearsall C.R. — Nucl. Instr. Meth., 1990, vol.A299, p.528.
163. Kirkby J. — Preprint CERN-EP/87-60, 1987.
164. Atkinson M., Fent J., Fisher C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.500.

165. Ruchti R., Baumbaugh B., Bishop J. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1986, vol.NS-33, p.151.
166. Angelini C., Beusch W., Bloodworth I.J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A277, p.132.
167. Angelini C., Beusch W., Crennell D.J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A281, p.50.
168. Rogers A., Kinchen B., Baumbaugh B. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, p.541.
169. Spector G.B., McCollum T., Spowart A.R. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A313, p.373.
170. James K.M., Masterson M.Y., Farrel R. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A313, p.196.