

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Ю. Н. Харжеев\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1227
СЦИНТИЛЛЯТОРЫ И ИХ СВОЙСТВА	1229
Основные свойства сцинтилляторов	1229
Производство органических пластических сцинтилляторов	1232
Световыход сцинтилляторов. Долговременная стабильность характеристик	1237
Светосбор. Стрипы. Тайлы. Светоотражающее покрытие	1244
Спектросмещающие волокна	1252
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	1257
Эксперименты на тэватроне (D0 и CDF)	1257
Эксперименты на LHC (ATLAS, CMS, LHCb, ALICE)	1266
Электромагнитные калориметры типа «шашлык»	1275
Свинец (вольфрам)-волоконные калориметры типа «спагетти»	1281
Нейтринные детекторы (MINOS, OPERA)	1284
Эксперимент в космосе AMS-02	1288
ФОТОДЕТЕКТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКАХ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ	1289
Многоанодные ФЭУ и триоды	1290
PIN-фотодиоды и гибридные лавинные фотодиоды	1291

---

\*E-mail: kharzheev@mail.ru

Лавинные фотодиоды (APD)	1293
Лавинные фотодиоды в ограниченном гейгеровском режиме (G-APD)	1295
VLPC — детекторы видимых световых фотонов	1300
Перспективы использования кремниевых фотодетекторов	1301
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1311
Приложение 1. СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ	1313
Приложение 2. ОПТИЧЕСКИЕ, ВРЕМЕННЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛОКОН KURARAY И SANT GOBAIN CRYSTALS	1314
Приложение 3. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ, ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ [95]	1316
Приложение 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОН- НЫХ СЧЕТЧИКОВ, РАССМОТРЕННЫХ В ОБЗОРЕ	1316
Приложение 5. ДЕТЕКТОРЫ И УСКОРИТЕЛИ, УПОМЯНУТЫЕ В ОБЗОРЕ	1318
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1320

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Ю. Н. Харжеев\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Сцинтилляционные счетчики, изготовленные на базе органических пластических сцинтилляторов (ОПС), широко используются в современных экспериментах по физике высоких энергий (ФВЭ). В обзоре проведено комплексное рассмотрение сцинтилляционных счетчиков, включая технологию производства ОПС в виде узких протяженных сцинтилляторов (стрипов) и пластин (тайлов) (экструзия, литье под давлением и др.), представлены оптические и физические характеристики ОПС, методы светосбора с помощью спектросмещающих (WLS) волокон и сопряженных с ними многопиксельных вакуумных и кремниевых ФЭУ. Рассмотрены примеры использования сцинтилляционных счетчиков в разных современных экспериментах, таких как поиск кварков и новых частиц, в том числе и бозонов Хиггса (D0, CDF, ATLAS, CMS), новых состояний вещества (ALICE), процессов нарушения CP-инвариантности (LHCb, KLOE), осцилляции нейтрино (MINOS, OPERA), поиск космических частиц в широком интервале масс и энергий (AMS-02). Сцинтилляционные счетчики весьма востребованы для будущих экспериментов по физике высоких энергий (на международном линейном ускорителе ILC, коллайдере тяжелых ионов NICA, ускорительном комплексе антипротонов и ионов FAIR), что обусловлено прежде всего возможностью их высокой сегментации, WLS волоконным светосбором и считыванием многопиксельными кремниевыми ФЭУ.

Scintillation counters (SCs) based on the organic plastic scintillators (OPSs) are widely used in high energy physics (HEP). The technology of the OPS production as strips and tiles, their optical and physical properties, light collection by means of wavelength shifting (WLS) fibers and readout by vacuum and silicon PMTs are reviewed. The use of SCs in many HEP experiments on the searching for quarks, new particles and H-bosons (D0, CDF, ATLAS, CMS), quark-gluon plasma (ALICE), CP-violations (LHCb, KLOE),  $\nu$ -oscillations (MINOS, OPERA) and cosmic particles in a wide energy and mass range (AMS-02) are considered. The prospects of using the SCs in the future HEP experiments (at the International Linear Collider ILC, Nuclotron-based Heavy Ion collider facility

---

\*E-mail: kharzheev@mail.ru

NICA, Facility for Antiproton and Ion Research FAIR) will be supported by their possible high segmented, WLS fiber light collection and readout by pixelized silicon PMTs.

PACS: 29.20Ka

## ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные счетчики, основанные на пластическом сцинтилляторе, являются одними из основных детекторов, без которых трудно представить какой-либо эксперимент в физике элементарных частиц и атомного ядра. С вводом в действие новых ускорителей с их возросшими энергиями и светимостью растет потребность в детекторах с улучшенными характеристиками в энергетическом, пространственном и временном разрешении, обладающих большой надежностью и простотой в эксплуатации, компактностью и возможностью высокой сегментации, относительной дешевизной и простотой изготовления, долговременной стабильностью характеристик и радиационной стойкостью.

Сцинтилляционные счетчики во многом удовлетворяют этим требованиям. Хорошо разработанная современная технология производства сцинтилляторов позволяет изготавливать в большом количестве и относительно дешево узкие протяженные сцинтилляционные бруски (стрипы) и пластины самых разных размеров и форм (тайлы), которые наиболее востребованы в современных экспериментах. Стрипы изготавливаются методом экструзии, а тайлы — преимущественно методом литья под давлением. В процессе экструзии на стрипы наносится светоотражающее покрытие из  $TiO_2$  и формируется в стрипе сквозное отверстие или канавка на одной из его широких граней, а в тайлах канавка нарезается в готовом изделии.

Сигналы со стрипов и тайлов снимаются с помощью спектросмещающих (WLS) волокон, укладываемых в канавки (отверстие), и передаются на фотодетектор (ФД) либо непосредственно, либо через оптически чистое волокно. Такая волоконная система съема сигналов является весьма компактной и эффективной, так как собирает больше света, чем при сборе света с помощью традиционных световодов типа «рыбий хвост». При этом появляется возможность использовать в качестве ФД многоанодные вакуумные ФЭУ или многопиксельные кремниевые ФЭУ, на каждый отдельный пиксель которых можно подавать сигналы с каждого стрипа (тайла) с помощью волокна. Это способствует значительному уменьшению количества ФД, их размеров и в конечном счете их стоимости. Кроме того, волоконная система при необходимости позволяет легко вынести ФД за пределы действия магнитного поля.

Принцип действия сцинтилляционного счетчика основан на возникновении сцинтилляционного света при прохождении ионизирующей частицы че-

рез люминесцирующие вещества счетчика, после чего этот свет собирается, преобразуется и передается на ФД. Важнейшими характеристиками сцинтилляционного счетчика являются его световой выход, светосбор, временное разрешение, длины затухания, стабильность характеристик, радиационная стойкость, способность преобразования излученного света в соответствии со спектральной чувствительностью ФД и передача его на ФД.

Сцинтилляционные счетчики надежно и эффективно используются во многих экспериментах [1, 2] и занимают свое достойное и незаменимое место среди многих других детекторов. Они просты в эксплуатации, занимают немного места в современных спектрометрических комплексах, во многом удовлетворяют требованиям по стабильности характеристик и радиационной стойкости, калибровка и мониторинг их работы легко осуществляются с помощью светодиодов или радиоактивных источников. Они многофункциональны. Достаточно перечислить лишь некоторые области применения таких счетчиков — калориметрия, триггеры, трекинг, времяпролетная и VETO-системы.

В настоящем обзоре проведено комплексное рассмотрение различных аспектов использования сцинтилляционных счетчиков, приведены основные свойства неорганических и органических сцинтилляторов, технология производства органических пластических сцинтилляторов (ОПС) некоторыми наиболее известными производителями (ИСМА, Харьков, Украина; ИФВЭ, Протвино, Россия; FNAL/NIICAD, Чикаго, США); рассматриваются важнейшие характеристики ОПС. Большое внимание уделено светосбору с помощью WLS-волокон, а также сопряженных с ними ФД (многоанодных вакуумных ФЭУ и полупроводниковых кремниевых ФД) (разд. 1).

В качестве примеров использования сцинтилляционных счетчиков рассмотрены некоторые крупные современные детекторы, применяемые для проведения исследований в различных областях физики элементарных частиц, таких как поиск кварков и новых частиц, в том числе бозонов Хиггса (D0, CDF, ATLAS, CMS), сверхплотных состояний вещества (ALICE), процессов нарушения CP-инвариантности (LHCb, КОPIO, KLOE), осцилляции нейтрино (MINOS, OPERA), а также поиск космических частиц в широком интервале масс и энергий, в том числе частиц антиматерии (AMS-02) (разд. 2).

Перспективы использования детекторов частиц в современных и будущих экспериментах по физике высоких энергий (ФВЭ) неразрывно связаны с развитием ФД. Некоторые современные тенденции в развитии методов идентификации частиц и роль ФД были рассмотрены в работе [3]. В сцинтилляционных счетчиках востребованы ФД, имеющие многопиксельную структуру: многоанодные вакуумные ФЭУ, полупроводниковые кремниевые ливневые фотодиоды (APD) и ливневые в ограниченном гейгеровском режиме (GAPD), состоянию, перспективам развития и использованию которых посвящен разд. 3.

**НЕКОТОРЫЕ ЧАСТО УПОТРЕБЛЯЕМЫЕ В СТАТЬЕ СОКРАЩЕНИЯ**

- PS(C<sub>8</sub>H<sub>8</sub>)<sub>n</sub>, PVT(C<sub>9</sub>H<sub>10</sub>)<sub>n</sub> — соответственно полистирол, поливинилтолуол — основные материалы, используемые в качестве основы сцинтилляторов;
- ЛД — люминесцирующие добавки (активаторы) PPO(C<sub>15</sub>H<sub>11</sub>NO)-2,5-дифенилоксазол, PTP(C<sub>18</sub>H<sub>14</sub>)-пара-терфенил;
- POPOP(C<sub>24</sub>H<sub>16</sub>N<sub>2</sub>O)-1,4-бис-2-(5-фенилоксазолил)бензол, HF-(гидроксифлаво-не), Y11, Y(8), K27 — спектросмещающие добавки;
- WLS-волокно — спектросмещающее волокно;
- S- и pop-S-типа WLS-волокна — соответственно волокна с ориентированными и однородно распределенными молекулами;
- APD, HAPD и G-APD — соответственно ливневые, гибридные ливневые фотодиоды и ливневые фотодиоды с ограниченным гейгеровским режимом работы.

**1. СЦИНТИЛЛЯТОРЫ И ИХ СВОЙСТВА**

**1.1. Основные свойства сцинтилляторов.** Существует большое разнообразие органических и неорганических сцинтилляторов. Каждый из них обладает как достоинствами, так и недостатками, поэтому их выбор определяется прежде всего задачей эксперимента и свойствами сцинтиллятора. Основные различия заключаются в световых выходе и времени высвечивания. Неорганические сцинтилляторы обладают большим световыходом и длинным временем высвечивания, а органические — малым световыходом и коротким временем высвечивания. Основным свойствам сцинтилляторов и их применению посвящено много работ [1, 2].

*1.1.1. Неорганические сцинтилляторы.* Среди неорганических сцинтилляторов наиболее часто востребованы NaI(Tl), CsI(Tl), BaF<sub>2</sub>, BGO, PbWO<sub>4</sub>, LSO:Ce.

Йодид натрия NaI(Tl) обладает наибольшим световыходом (40 000 фотонов на 1 МэВ потерянной энергии), но очень гигроскопичен (требуется герметичная установка) и требует осторожного обращения. Спектральный состав его света с максимумом 415 нм хорошо согласуется со спектральной чувствительностью бищелочного ФЭУ.

Йодид цезия CsI(Tl) обладает высоким световыходом, удобен для обработки, не гигроскопичен. Спектр его излучения с максимумом при 550 нм хорошо согласуется со спектральной чувствительностью кремниевых фотодиодов.

Вторид бария BaF<sub>2</sub> является самым быстрым среди неорганических сцинтилляторов, обладает двумя временными компонентами, одна из них со временем высвечивания 0,9 нс, а другая — около 630 нс. Гамма-кванты возбуждают

быструю временную компоненту, а  $\alpha$ -частицы — медленную, что в принципе дает возможность идентифицировать эти частицы по времени распада сигнала ФД. Спектр излучения  $\text{BaF}_2$  характеризуется двумя максимумами, один в ультрафиолетовой области около 200 нм, а второй — около 320 нм.

Германат висмута BGO обладает большой плотностью, следовательно, малой радиационной длиной  $X_0 = 1,12$  см, не гигроскопичен, легко обрабатываемый. Спектр его излучения с максимумом 480 нм соответствует спектру чувствительности фотодиодов. Обладает высокой прозрачностью — длина затухания достигает 3,5–4 м. Время высвечивания 300 нс, но сильно зависит от температуры.

Вольфрамат свинца  $\text{PbWO}_4$  обладает самой высокой плотностью, очень короткой радиационной длиной  $X_0 = 0,89$  см и очень малым временем высвечивания 5–15 нс.

Силикат лютеция LSO:Ce обладает высокой плотностью, высоким световыходом и быстрым временем высвечивания.

Большим световыходом характеризуются  $\text{NaI(Tl)}$ ,  $\text{CsI(Tl)}$ , LSO:Ce, наиболее коротким временем высвечивания —  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{PbWO}_4$ , большой плотностью и, следовательно, малой радиационной длиной —  $\text{PbWO}_4$ , LSO:Ce, BGO. Световыход большинства неорганических сцинтилляторов сильно зависит от температуры.

*1.1.2. Органические сцинтилляторы (ОС).* В экспериментах по физике частиц и ядер среди ОС широкое применение находят пластические и в меньшей степени кристаллические и жидкие сцинтилляторы.

Органические пластические сцинтилляторы (ОПС) обладают относительно высоким световыходом, коротким временем высвечивания 2–4 нс, простотой и надежностью в эксплуатации, но самое несомненное их достоинство в том, что из них можно изготовить сцинтилляторы практически любой формы. Наиболее распространенной основой ОПС являются ароматические углеводородные соединения, такие как полистирол и поливинилтолуол. Однако они сами по себе обладают незначительным световыходом и слабой прозрачностью к собственному излучению. Чтобы получить на их основе сцинтилляционный детектор, необходимо поглотить первичное излучение, характеризующееся ультрафиолетовой областью, и переизлучить его в область длин волн, совместимых с областью спектральной чувствительности ФД. ОС обычно представляют собой одно- или трехкомпонентные вещества, состоящие из основы (полистирол, поливинилтолуол) и люминесцентных добавок (ЛД) — активатора (p-терфенил, PPO) и спектросмещающих добавок (РОРОР).

Кроме ароматических углеводородов в качестве основы часто используется РММА (полиметилметакрилат), который по сравнению с другими материалами основы обладает более высокой прозрачностью к ультрафиолетовому и видимому свету.

Ионизирующая частица, проходящая через основу, теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение ее молекул, которое благодаря нерadiационным диполь-дипольным взаимодействиям Форстера быстро передается молекулам активатора. Молекулы базы возвращаются в основное состояние, а возбужденные молекулы активатора испускают фотоны в области длин волн около 370 нм, что находится в области спектра поглощения спектросмещающих добавок (флуоресценция). Последние переизлучают фотоны в область, соответствующую чувствительности фотодетектора с максимумом около 470 нм.

Иногда возбуждение молекул сопровождается образованием метастабильного состояния, время жизни которого много больше обычного возбужденного состояния. Переход из метастабильного состояния в основное может происходить ступенчато — путем перехода в разрешенное возбужденное состояние благодаря дополнительно приобретенной энергии с последующим переходом в основное состояние, сопровождаемое испусканием света с задержкой во времени, достигающей нескольких миллисекунд (фосфоресценция).

На рис. 1 приведены схемы рождения фотонов при возбуждении молекулы однокомпонентного и трехкомпонентного ОС [4].

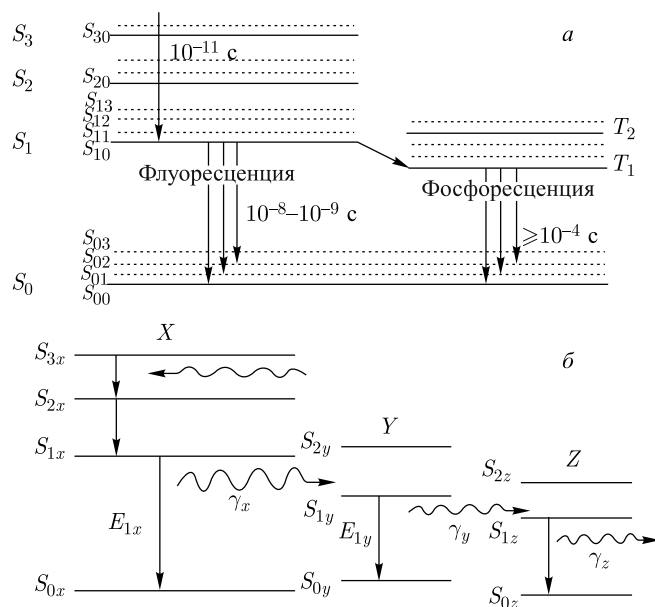


Рис. 1. Схема рождения фотонов в однокомпонентном (а) и трехкомпонентном (б) ОС [4]



*1.1.3. Кристаллические органические сцинтилляторы.* Некоторые органические сцинтилляторы (антрацен, стильбен, нафталин) являются чистыми кристаллами. Наибольшим световыходом среди всех органических сцинтилляторов обладает антрацен, в котором на 1 МэВ энергии, потерянной минимально ионизирующей частицей (МИР), образуется около 40 000 фотонов. Однако кристаллические органические сцинтилляторы не так часто используются, так как их трудно обрабатывать и изготавливать из них образцы больших размеров. При этом чаще других используется антрацен в качестве эталона: световыход какого-либо другого кристалла дается в процентах от световыхода антрацена.

*1.1.4. Жидкие органические сцинтилляторы (ЖОС).* В ЖОС наиболее часто используются растворители толуол, ксилян, бензол, люминесцирующие материалы р-терфенил ( $C_{18}H_{14}$ ), PBD ( $C_{20}H_{14}N_2O$ ), бутил PBD ( $C_{24}H_{22}N_2O$ ), PPO ( $C_{15}H_{11}NO$ ) и сместитель спектра POPOP ( $C_{24}H_{16}N_2O$ ).

ЖОС обладают малым временем высвечивания (1–10 нс), теоретически можно создавать детекторы любых объемов. В ЖОС легко ввести спектросмещающие добавки, а введение  $^{10}B$  увеличивает эффективность регистрации тепловых нейтронов. При работе с ЖОС необходимо обеспечить изоляцию от  $O_2$  (воздуха).

**1.2. Производство органических пластических сцинтилляторов.** Сцинтилляторы, используемые в экспериментах по физике элементарных частиц и ядерной физике, производятся во многих местах. Наиболее крупными их производителями являются ИСМА (Харьков, Украина); FNAL/NICADD (США); Bicron (Saint Gobain) (США); Kuraray (Япония); ИФВЭ (Протвино, Россия); «Унипласт» (Владимир, Россия); PolNiTech (Италия); Chemo Technique (Франция).

Технология производства органических пластических сцинтилляторов довольно хорошо отработана и основана на процессе полимеризации исходных материалов с последующей блочной полимеризацией или литьем под давлением или экструзией. Для изготовления сцинтилляторов с высокой прозрачностью и равномерным распределением ЛД по всему объему необходимо соблюдения целый ряд условий технологического процесса:

- провести глубокую очистку и тщательное перемешивание исходных материалов;
- выдержать необходимый температурный режим;
- провести барботаж стирола с ЛД инертным газом (аргоном) для исключения доступа кислорода к реакционной смеси;
- провести вакуумирование и микрофльтрацию;
- провести отжиг изделия для удаления остатков мономера и снятия остаточных напряжений.

При производстве пластических сцинтилляторов в качестве их основы используются коммерчески доступные гранулы стирола (винилтолуола), акти-

ваторов р-терфенил и РРО и смесителей спектров РОРОР. Количественные соотношения между этими компонентами выбираются исходя из требуемых характеристик сцинтиллятора и для ЛД и смесителей спектров варьируются соответственно в пределах 1–3 % и 0,01–0,044 % от основы по массе.

*1.2.1. Метод блочной полимеризации.* Этот метод является одним из традиционных и широко используемых как в крупных, так и в небольших лабораториях для изготовления самых разнообразных по форме и размерам сцинтилляторов с последующей их механической обработкой. Производство сцинтилляторов этим методом основано на строгом соблюдении условий технологического процесса, изложенных выше. Особое внимание уделяется также теплоотводу во избежание местных перегревов в процессе полимеризации. Изготовленные сцинтилляторы обладают наиболее высокой прозрачностью и однородностью, а также большим световыходом по сравнению со сцинтилляторами, изготовленными другими методами.

В ИСМА для экспериментов в области физики высоких энергий в тесном сотрудничестве с ЛЯП ОИЯИ было произведено большое количество сцинтилляционных пластин (тайлов) на полистирольной основе с ЛД 2 % р-терфенила и 0,03 % РОРОР, известными под маркой UPS-923А [5]. В последующем технология производства UPS-923А была модернизирована — уменьшили количество ЛД до 1,5 % р-терфенила и 0,02 % РОРОР, изменилась технология обработки поверхности пластин. Вместо шлифования и механической полировки поверхность пластин обрабатывалась алмазным микроточением с последующим безабразивным точением. В результате поверхность приобретала качество термически обработанного стекла и значительно улучшалась прозрачность изделия. Изделию присвоена марка UPS-923D [5].

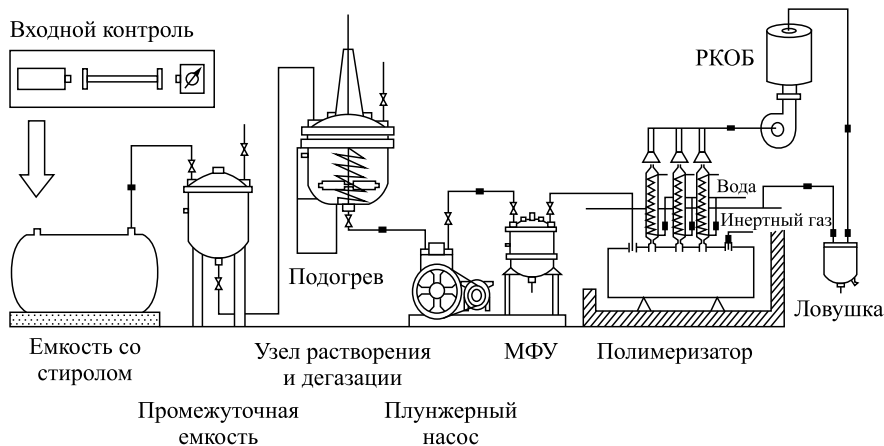


Рис. 2. Схема установки блочной полимеризации в ИСМА [5]

Были изготовлены около 600 сцинтилляционных счетчиков прямоугольной ( $180 \times 17 \times 2$  см и  $300 \times 30 \times 2$  см) и трапецидальной ( $180 \times 40(30) \times 1,5$  см) форм для разных мюонных подсистем установки CDF-II на базе UPS-923A и 2800 сцинтилляционных счетчиков размерами  $125 \times 125 \times 20$  мм для предливневой системы установки CDF-II на базе UPS-923D. На рис. 2 приведена схема установки блочной полимеризации ИСМА [5].

*1.2.2. Литье под давлением (ИФВЭ/ЛВЭ ОИЯИ).* Приготовленная сухая смесь из промышленных полистирольных гранул и ЛД РРО (1,5 %) и РОРОР (0,05 %) загружается в термопласт-автомат, в котором поддерживается температура расплава  $170\text{--}210^\circ\text{C}$  и давление около  $150 \text{ кг/см}^2$  [7]. Этим методом было изготовлено большое количество пластин размером  $142 \times 146 \times 5$  мм для адронного калориметра установки «Меченые нейтрино» [8].

Этот метод обладает высокой производительностью — при массовом производстве на 1 тайл требуется около 2 мин. В ИФВЭ для адронного тайл-калориметра спектрометра ATLAS были изготовлены около 460 тыс. полистирольных пластин трапецидальной формы толщиной 3 мм одиннадцати разных размеров [9], а также большое количество пластин для калориметров ЛНСб. Предварительно просушенная при температуре  $60\text{--}70^\circ\text{C}$  и расплавленная смесь полистирола с добавками р-терфенила (1,5 %) и РОРОР (0,044 %) с температурой  $170\text{--}190^\circ\text{C}$  выдавливалась в специальную форму под высоким давлением. Очень важным оказалось поддержание  $T$  на уровне не выше  $190^\circ\text{C}$ , так как ЛД при более высоких  $T$  могли разрушаться.

В качестве основы использовались полистирольные гранулы марки PSM-115 (АКРО, Казахстан) и BASF-165H. В PSM-115 примеси мономера составляли 0,1 %, а воды менее 0,1 %. В соответствии с заданными геометрическими параметрами калориметра повышенные требования предъявлялись к точности размеров сцинтилляционных пластин и, следовательно, к формам для отливки пластин ( $< 0,1$  мм). Еще более высокие требования предъявлялись к гладкости и планарности поверхностей формы (лучше чем 20 мкм), так как от этого напрямую зависит качество поверхностей пластин и в конечном счете его световыход и длина затухания.

Сцинтилляционные пластины, изготовленные этим методом, получаются более дешевыми, чем другими методами, но световыход их оказался на 20 % меньше, чем световыход пластин, изготовленных методом блочной полимеризации. Тем не менее такой результат вполне удовлетворял требованиям тайл-калориметра.

*1.2.3. Литевой метод.* Полистирольные гранулы с ЛД расплавляются и полимеризуются в легких металлических формах с зеркально полированными стенками и открытой верхней поверхностью. Этим методом производятся сцинтилляторы разных размеров, не требующие механической обработки (полировки) [9, 10]. Сцинтилляторы, изготовленные этим методом в ИФВЭ, использовались в ЦЕРН в экспериментах COMPASS, в Брукхейвене

в экспериментах КОРИО и PHENIX, а также во внутренних экспериментах ИСКРА, ОКА.

Сцинтилляторы с прекрасными отражающими поверхностями с шероховатостью не выше 0,001 мкм изготавливали методом «стеклянной» технологии. Стирол подвергали обычной процедуре очистки в атмосфере инертного газа, растворяли в нем ЛД. Полученный раствор фильтровали на микрофильтровальной установке для удаления из расплава нерастворенных примесей стирола и добавок и затем проводили полимеризацию в специальной форме [6], состоящей из двух плоскопараллельных полированных силикатных стекол, установленных на рамке из нержавеющей стали на прокладках. Стекла до заливки подвергались температурной обработке поверхности для уменьшения проблем с адгезией полимера к стеклу. По окончании полимеризации проводился отжиг, который позволял снять остаточные напряжения.

*1.2.4. Экструзионный метод.* Данный метод производства пластических сцинтилляторов в виде протяженных брусков — сцинтилляционных стрипов (СС), основанный на выдавливании полимеризованного блочного сцинтиллятора через специальные фильеры, впервые был использован в больших масштабах во FNAL [11] и в дальнейшем нашел самое широкое применение в экспериментах по физике высоких энергий, особенно в нейтринных экспериментах. Этому способствовали следующие обстоятельства:

— хорошо отработанная технология этого метода позволяет производить СС в больших объемах (сотни тонн) при относительно низкой себестоимости производства — 5–8 \$/кг по сравнению с 40 \$/кг при объемной технологии производства [11];

— возможность изготавливать СС длиной до 10 м и более с разными по форме и размерам поперечными сечениями (прямоугольными, треугольными);

— одновременно с экструзией СС на поверхности стрипов наносится светоотражающая пленка из  $\text{TiO}_2$  (за исключением области канавки), а в стрипе формируется сквозное отверстие или канавка на одной из его широких поверхностей для размещения в них WLS-волокна.

*1.2.5. Экструзия сцинтилляционных стрипов во FNAL [11–13].* СС для экспериментов MINOS, D0, STAR, T2K, K2K были изготовлены в Scintillation Detector Development Technical Center (FNAL) [12]. Первоначально производство сцинтилляторов носило характер двухступенчатого процесса — на первой ступени полистирольные гранулы, просушенные в азотной среде для удаления кислорода, перемешивались с ЛД 1 % PPO и 0,03 % POPOP, а на следующей проводилась собственно экструзия с одновременным вводом смеси полистирольных гранул с  $\text{TiO}_2$  (около 15 %  $\text{TiO}_2$  по массе) для нанесения светоотражающего покрытия. Для эксперимента MINOS были произведены около 100 000 стрипов прямоугольного поперечного сечения  $10 \times 41$  мм, длиной до 8 м и с канавкой на широкой грани стрипа для укладки в нее WLS-волокна.

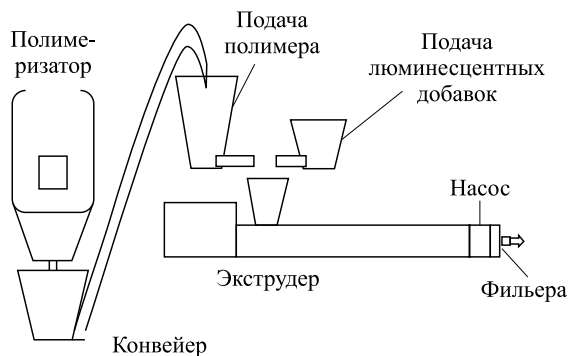


Рис. 3. Экструзионная линия FNAL/NICADD [12]

СС для эксперимента MINERvA [14] были произведены в модернизированном экструдере FNAL и NICADD (Университет Северного Иллинойса) (рис. 3) [12]. Стрипы имели треугольную форму поперечного сечения и сквозное отверстие диаметром 2,6 мм для укладки в них WLS-волокна. Экструзия проводилась в едином процессе без первой ступени, а исходные материалы — полистирол в виде гранул и ЛД PPO (1 %) и POPOP (0,03 %) — перемешивались, расплавлялись и вводились непосредственно в экструдер. Процессу экструзии предшествовала процедура азотной чистки и сушки исходных материалов, необходимая для исключения кислорода в процессе плавления, наличие которого в сцинтилляторе значительно ухудшает прозрачность СС.

Экструзионным методом на базе полистирола с добавками 1 % PPO и 0,1 % POPOP были произведены очень тонкие стрипы, покрытые  $TiO_2$ , с поперечным сечением всего  $3 \times 10$  мм и со сквозным отверстием 1 мм для укладки WLS-волокна [15].

Наиболее дорогими в сцинтилляторе являются ЛД. Стоимость традиционно используемых PPO и POPOP достигает 190–245 \$/кг, тогда как стоимость полистирола 1,2–1,65 \$/кг [11]. Верхние границы стоимости определяются качеством материала и объемом заказа.

*1.2.6. Экструзия СС методом бесшнековой экструзии в ИСМА [16].* В качестве исходного материала используются коммерчески доступные полимерные гранулы полистирола и ЛД. После тщательной очистки исходного материала в атмосфере инертного газа и удаления из него кислорода и растворения в нем ЛД производится блочная полимеризация полистирола в виде расплава с последующей экструзией расплавленного полимера без использования шнека в аппаратном исполнении. Проталкивание расплава через фильеру осуществляется избыточным давлением инертного газа. Этот метод бесшнековой экструзии был разработан в ИСМА. Упростилось не только

проведение процесса экструзии, но и повысилась почти в 1,5 раза прозрачность и световыход СС по сравнению с СС, производимыми шнековой экструзией. Были изготовлены более 3000 СС с прямоугольным поперечным сечением  $10 \times 26$  мм и длиной 7 м со светоотражающим покрытием и канавкой для WLS-волокна для детектора OPERA [17].

**1.3. Световыход сцинтилляторов. Долговременная стабильность характеристик.** Важнейшими характеристиками сцинтиллятора являются световыход, прозрачность, спектральный состав излучений, время высвечивания, стабильность характеристик и радиационная стойкость. В сцинтилляторах лишь небольшая часть энергии (порядка 4 %), потерянной заряженной частицей, реализуется в виде световой энергии.

Световыход сцинтиллятора зависит от многих факторов — от материалов сцинтиллятора (основы, активатора и спектросмещающих добавок), технологии производства сцинтиллятора, от соотношения спектров испускания и поглощения основы, активатора и ЛД, а также от рода частиц, вызвавших сцинтилляцию. Часть фотонов теряется из-за выхода через поверхности сцинтиллятора, количество которых зависит от качества обработки последней. Заметная часть образовавшихся фотонов в процессе их распространения по сцинтиллятору теряется из-за поглощения на имеющихся органических и других примесях. В промышленном стироле разные примеси составляют: органические примеси до 0,05–0,2 % масс., вода до 0,06 % масс., ионы железа до 0,01–0,0001 % масс. [6]. На этих же примесях, а также на структурных дефектах и полостях полимера происходит потеря фотонов из-за рассеяния.

Процесс рассеяния обычно описывается формулой

$$R = Ax \lambda^{-4} + B,$$

где  $\lambda$  — длина волны фотонов; первый член обусловлен рэлеевским рассеянием на малых неоднородностях с размерами  $< \lambda/20$ , а второй — рассеянием на неоднородностях  $> \lambda$  (рассеяние Ми). Предварительная очистка исходных материалов и высокий уровень технологии производства полистирола позволяют исключить рассеяние Ми. Повышению прозрачности и световыхода полистирола способствует глубокая микрофльтрация, при которой стирол, предварительно очищенный оксидом алюминия, подвергается вакуумной перегонке в комбинации с мембранными ядерными фильтрами. Такие фильтры, изготавливаемые в ОИЯИ (Дубна, Россия) и обладающие большим количеством одинаковых пор  $10^6$ – $10^9$  на  $1 \text{ см}^{-2}$ , очищают исходный материал от загрязнений с размерами до 150–200 нм. Глубокая микрофльтрация позволила увеличить прозрачность полистирола до 2,5 м. Потерю фотонов при рассеяниях на структурных дефектах и полостях в матричной структуре можно значительно уменьшить за счет оптимизации проведения процесса отжига (выбор температуры, продолжительности и скорости проведения отжига) [18].

При выборе активаторов и спектросмещающих добавок особое значение приобретают их спектры испускания и поглощения. Спектры поглощения активаторов должны быть близкими к спектру излучения основы. Максимумы спектров поглощения и испускания спектросмещающих добавок во избежание самопоглощения испущенных фотонов должны быть как можно дальше друг от друга (сдвиг Стокса) (рис. 4). Широкое применение в качестве спектросмещающих добавок находят Y11, РОРОР и ЗНФ (3-hydroxyflavone), обладающие большим сдвигом Стокса (сдвиг максимумов спектров поглощения и испускания), достигающим около 190 нм для ЗНФ [19], 60 нм для РОРОР [20] (рис. 4, *a*) и Y11 (рис. 4, *б*).

Зависимость световыхода сцинтиллятора от природы ионизирующей частицы определяется тем, что сильноионизирующие частицы вдоль своего трека создают локальные электрические поля, которые приводят к тушению сцинтилляций, т. е. к росту нерадиационных переходов в возбужденных молекулах и соответственно к уменьшению световыхода. Так, световыход от протонов и  $\alpha$ -частиц составляет соответственно примерно 1/2 и 1/10 световыхода от электронов. Это обстоятельство используется для разделения частиц по форме спектра излучения.

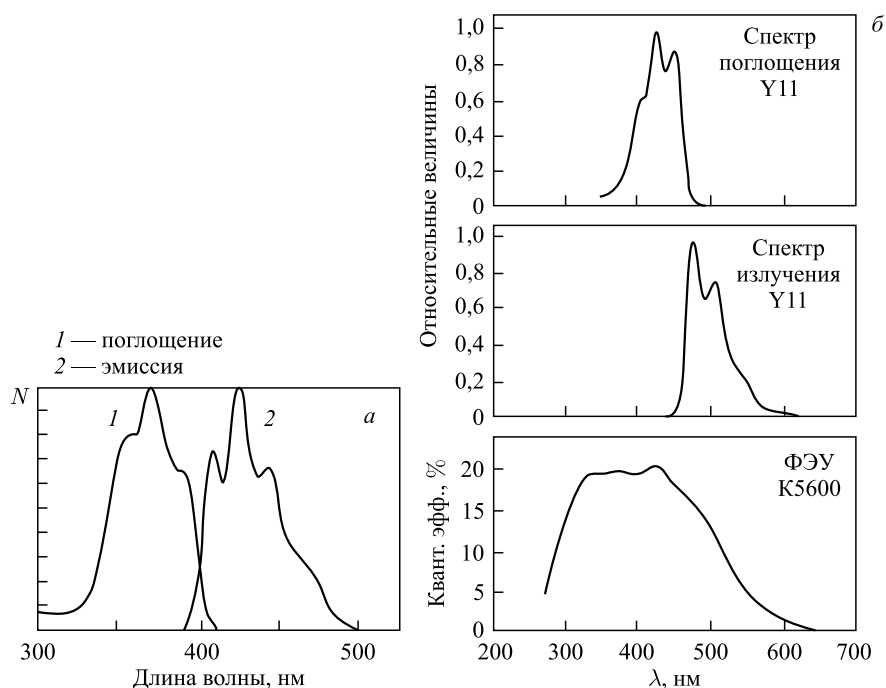


Рис. 4. Спектры поглощения и испускания РОРОР (*a*) и Y11 (*б*). На нижнем графике рис. 4, *б* — спектральная чувствительность ФЭУ R5600

Уменьшение световыхода в зависимости от материала сцинтиллятора описывается формулой Биркса [1]:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{A(dE/dx)}{1 + kB(dE/dx)},$$

где  $dE/dx$  — энергетические потери на единице пути;  $A$  — константа;  $kB$  — фактор Биркса.

В табл. 1 приведены величины  $kB$  для ряда органических сцинтилляторов.

Таблица 1. Фактор  $kB$ ,  $10^2 \text{ г/см}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$ , для некоторых органических сцинтилляторов [1]

NE-102	NE-213	PilotB	Стильбен	Антрацен	NE-230	SCSN-38
1,31	1,26	1,59	0,86	1,46	1,10	0,86

В качестве основы сцинтилляторов чаще всего используется полистирол (PS), а также поливинилтолуол (PVT). Количественной характеристикой световыхода и прозрачности сцинтилляторов являются техническая (TAL) и объемная (BAL) длины затухания.

Величина TAL сцинтилляционной пластины определяется как длина, на которой световыход уменьшается в  $e$  раз и зависит от прозрачности и геометрических параметров пластины (толщины и формы), а также от качества обработки поверхности. Величина BAL зависит от материала и технологии изготовления сцинтиллятора и определяется как длина, на которой интенсивность первоначального света уменьшается в  $e$  раз. TAL пластины определяется измерением ее световыхода от космических мюонов (или электронов от радиоактивного источника) на разных расстояниях от ФД, а BAL — измерением светопропускания пластины монохроматического света, длина волны которого близка к длине волны испускания сцинтиллятора (например, лазером на парах кадмия) [21].

Световыход сцинтилляционных счетчиков обычно выражается в количестве фотоэлектронов, для определения которого используется процедура калибровки спектрометрического канала, основанная на измерениях с помощью светодиодов со слабой интенсивностью [22]. Такая калибровка предусматривается для мониторинга работы счетчиков как до начала, так и после работы со счетчиками.

Зависимость световыхода сцинтиллятора от технологии его изготовления и количества ЛД была исследована на космических мюонах на пластинах UPS-923D и UPS-923A с размерами  $2 \times 45 \times 180$  см (рис. 5). Среднее значение TAL UPS-923D и UPS-923A оказались равными 323 и 196 см, а световыход из UPS-923D примерно в 1,7 раза выше, чем из UPS-923A. Как отмечалось



выше, при изготовлении сцинтилляторов UPS-923D использовалось меньшее количество ЛД, чем при изготовлении UPS-923A, отличалась также технология обработки поверхности сцинтилляторов [6].

На рис. 6 приведены результаты измерений световых выходов сцинтилляторов UPS-923A и NE-114 (эквивалентен по своим характеристикам сцинтиллятору BC-416) [22]. Измерения были проведены на космических мюонах на пластине NE-114 с размерами  $2 \times 30 \times 200$  см и на двух пластинах UPS-

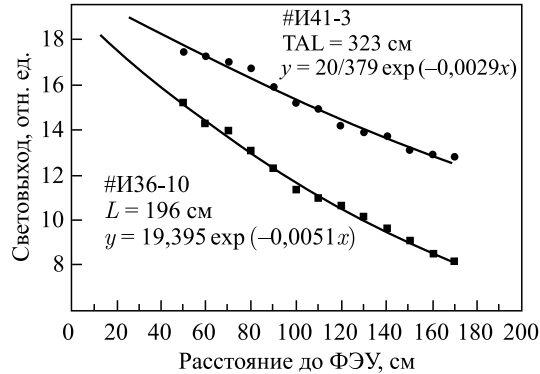
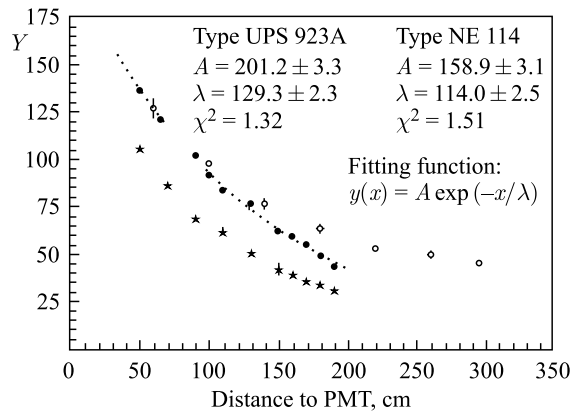


Рис. 5. Зависимость световых выходов пластин UPS-923D (верхняя кривая) и UPS-923A (нижняя кривая) с размерами  $2 \times 45 \times 180$  см от расстояния до ФЭУ



- UPS 923A base: Polyesterene (size:  $200 \times 30 \times 2$  см)
- \* NE 114 base: Polyvinyltoluene (size:  $200 \times 30 \times 2$  см)
- UPS 923A base: Polyesterene (size:  $300 \times 30 \times 2$  см)

Рис. 6. Зависимость световых выходов ( $Y$ ) трех пластин, из которых две изготовлены из UPS-923A (с размерами  $2 \times 30 \times 200$  см и  $2 \times 30 \times 300$  см) и одна из NE-114 (с размерами  $2 \times 30 \times 200$  см), от расстояния до ФЭУ

923A с размерами  $2 \times 30 \times 200$  и  $2 \times 30 \times 300$  см. На 2-метровых пластинах один торец был зачернен, а второй соединялся через световод типа «рыбий хвост» с ФД. Их длины затухания оказались примерно одинаковыми: 115 см (NE-114) и 130 см (UPS-923A). Световыход UPS-923A оказался примерно на 25 % выше, чем световыход из NE-114, что объясняется тем, что при изготовлении сцинтилляторов UPS-923A особое внимание было уделено достижению оптимальной структуры полимера и ЛД в процессе полимеризации. 3-метровая пластина UPS-923A, в которой использовался отраженный свет от дальнего торца этой пластины, показывает более чем 40 фотоэлектронов на длине 3 м.

Очень важной характеристикой сцинтиллятора является стабильность его характеристик, значимость которой сильно возрастает в связи с тем, что сцинтилляционные счетчики широко используются в коллайдерных экспериментах в течение длительного времени в условиях больших радиационных нагрузок.

Сцинтиллятор со временем теряет свои характеристики за счет естественного старения, а также под действием различных внешних факторов, таких как температура, влажность, радиация. В его полимерной основе происходит деградация ее химических и физических структур, в ней возникают напряжения, а под действием атмосферного  $O_2$  имеют место термоокислительные процессы, что проявляется образованием на поверхности сцинтиллятора и в его объеме микротрещин, микропор, а также изменением цвета сцинтиллятора. Процесс старения зависит также от материала и метода производства сцинтиллятора.

В сцинтилляторах с полистирольной основой структурные изменения в матрице проявляются уже при  $T > 50^\circ C$ . Более термостойкими свойствами обладают сцинтилляторы, изготовленные методом литья под давлением, чем полученные методом блочной полимеризации. Были проведены исследования долговременной стабильности сцинтилляторов, изготовленных в Kuraray (SCSN-81), Vicron (BC-408), ИСМА (UPS-98RH и UPS-923A), при естественных условиях хранения. Измерения были выполнены на образцах в виде тайлов размерами  $4 \times 125 \times 125$  мм и стрипов  $4 \times 20 \times 200$  мм. Результаты приведены в табл. 2 [6], где во второй и третьей колонках дано время (в годах), в течение которого световыход и механическая прочность образцов уменьшились соответственно на 20 и 50 %.

Таблица 2. Долговременная стабильность световыходов и механической прочности

Сцинтиллятор	$\tau_{20}$ (20 % световыхода)	$\tau_{50}$ (50 % $\sigma_p$ )
SCSN-81	10	6,2
BC-408	6	5,1
UPS-98RH	8	5,8
UPS-923A	10	8,2

Как видно, UPS-923A теряет в световыходе 20 % в течение 10 лет, а в механической прочности — 50 % в течение 8,2 лет, т. е. он обладает, как и SCSN-81, лучшими показателями по долговременности сохранения световыхода и наилучшими показателями по сохранению механической прочности.

В работе [23] исследовали старение сцинтилляторов UPS-923A и NE-114. Световыход в процессе естественного старения за 4 года уменьшился у UPS-923A на 30 %, а у NE-114 на 70 %.

Еще одним фактором, влияющим на долговременную стабильность характеристик сцинтилляторов, является влажность. Поверхность сцинтилляторов, особенно тех, которые изготовлены методом блочной полимеризации с последующей механической обработкой, могут содержать микротрещины, которые со временем под действием  $O_2$  и паров воды будут расширяться.

При эксплуатации сцинтилляционных счетчиков в экспериментах при высоких энергиях очень важной характеристикой сцинтилляторов становится их радиационная стойкость. НТК «Институт монокристаллов» (г. Харьков) разработал радиационно стойкий сцинтиллятор UPS-98RH на базе полистирола с пластификатором, выполнявшим в полимерной матрице функцию усилителя диффузии  $O_2$  и продуктов радиолиза и обладающий лучшими радиационно стойкими характеристиками по сравнению с другими сцинтилляторами, известными также как радиационно стойкие SCSN-81T (Kuraray, Япония), BC-408 (Bicron, США), UPS-09RH, UPS-923A (Amcryst-H, Украина) [24]. Образцы этих сцинтилляторов в виде стрипов  $9 \times 20 \times 200$  мм с отполированными до оптической чистоты поверхностями и тайлов  $4 \times 125 \times 125$  мм с канавкой, в которой было помещено WLS-волокно, были облучены источником  $^{60}Co$  дозой 3 и 10 Мрад при мощности дозы 0,02 Мрад/ч. На стрипах были измерены объемные и технические длины затухания (BAL и TAL) в зависимости от времени облучения, а на тайлах — световыход. При измерениях дальний от ФД торец стрипа был зачернен, а на торец WLS-волокна не напылялся алюминий. Сразу после облучения дозой 10 Мрад все образцы, кроме UPS-98RH, окрасились в желтый цвет и, кроме того, приповерхностная зона их имела просветление. BAL их уменьшился почти до 1–2 см, тогда как BAL UPS-98RH составил 17 см (рис. 7). Характер поведения TAL примерно такой же. При дозе 10 Мрад TAL UPS-98RH превышает TAL SCSN-81 и BC-408 в 1,5 и 3 раза соответственно (рис. 8).

Световыход из системы тайл–световод при дозе облучения 10 Мрад уменьшился почти в 8 раз. Однако при этом он у UPS-98RH оказался на 40 % выше, чем у BC-408. Кроме того, радиационная стойкость этого сцинтиллятора оказалась не зависящей от мощности дозы облучения. По совокупности этих достоинств сцинтиллятор UPS-98RH был выбран для использования в наиболее радиационно загруженной зоне спектрометра CMS в качестве активного поглотителя переднего адронного калориметра. По оценкам в этой зоне суммарная доза за 10 лет работы составит около 10 Мрад.

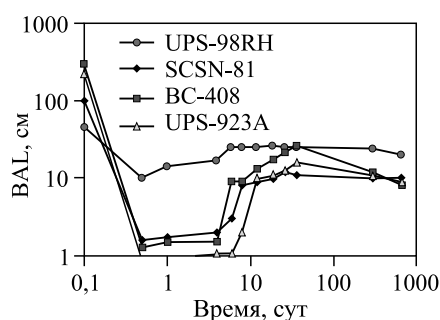


Рис. 7. Зависимость BAL от времени отжига после облучения дозой 10 Мрад при мощности дозы 0,02 Мрад/ч

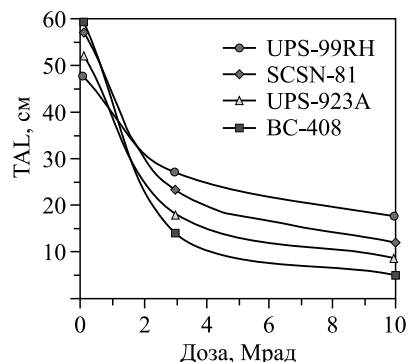


Рис. 8. Зависимость TAL от дозы облучения при мощности дозы 0,02 Мрад/ч

Для выбора сцинтилляторов электромагнитного калориметра CDF были проведены исследования световыхода и длины затухания сцинтилляторов SCSN-81, SCSN-38D и BC-408 при облучении их <sup>60</sup>Со дозой 0,5 и 1,0 Мрад (ожидаемая доза облучения калориметра за 10 лет работы 0,5 Мрад). Согласно требованиям эксперимента CDF уменьшение световыхода и длины затухания за 10 лет не должны превышать соответственно 15 и 30%. Результаты исследований, приведенные в табл. 3 и 4, показывают, что обоим требованиям эксперимента отвечает сцинтиллятор SCSN-38 [25].

Таблица 3. Световыход тайл-волоконных систем в зависимости от дозы облучения

Образец ПС	Световыход, ф. э./МIP (до облучения)	Относительное уменьшение световыхода, %	
		После дозы 0,5 Мрад	После дозы 1,0 Мрад
SCSN-81	9,14 ± 0,14	2,2 ± 0,1	8,0 ± 0,2
SCSN-38	10,46 ± 0,14	5,6 ± 0,1	13,6 ± 0,3
BC-408	8,95 ± 0,13	8,1 ± 0,2	14,6 ± 0,4

Таблица 4. Длина затухания (L) образцов пластического сцинтиллятора в зависимости от дозы облучения

Образец ПС	L, мм (до облучения)	Относительное уменьшение длины затухания, %	
		После дозы 0,5 Мрад	После дозы 1,0 Мрад
SCSN-81	648 ± 43	32 ± 2	41 ± 3
SCSN-38	402 ± 20	16 ± 1	29 ± 2
BC-408	644 ± 12	31 ± 2	32 ± 2

#### 1.4. Светосбор. Стрипы. Тайлы. Светоотражающее покрытие.

*1.4.1. Сцинтилляционные стрипы.* Во многих экспериментах при высоких энергиях требуются сцинтилляционные счетчики, которые должны покрывать громадные экспериментальные площади (несколько десятков тысяч квадратных метров) с высокой сегментацией и большим количеством фотодетекторов (ФД). В связи с этим первостепенное значение приобретает наряду с высоким качеством сцинтилляторов стоимость сцинтилляторов и ФД. Качество сцинтилляционного счетчика определяется не только световым выходом сцинтиллятора, но и эффективностью системы светосбора и характеристиками ФД. В решении этой проблемы решающую роль сыграло изготовление сцинтилляторов методом экструзии и литья под давлением, что позволило производить протяженные сцинтилляторы (стрипы), имеющие различные формы и размеры поперечного сечения, и плоские сцинтилляционные пластины (тайлы), толщины которых составляли от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, а площади до нескольких тысяч квадратных метров. Светосбор со стрипов и тайлов осуществляется с помощью спектросмещающих волокон, укладываемых в специально формируемых в них канавках и дырках, а передача света проводится в многоканальные ФД.

Впервые СС в большом количестве были изготовлены в FNAL для эксперимента MINOS [11], предназначенного для исследований осцилляций нейтрино. Были произведены около 100 000 СС на полистирольной основе с добавками 1% PPO и 0,03% POPOP. Стрипы имели прямоугольное сечение шириной 4,1 см и высотой 1,0 см, а их длины достигали 8 м (рис. 9). Общая площадь, покрываемая этими стрипами, составляла около 28 000 м<sup>2</sup>. Каждый стрип соэкструдировал со светоотражающим материалом TiO<sub>2</sub> и канавкой на широкой стороне стрипа, в которую укладывалось двухоболочечное WLS-

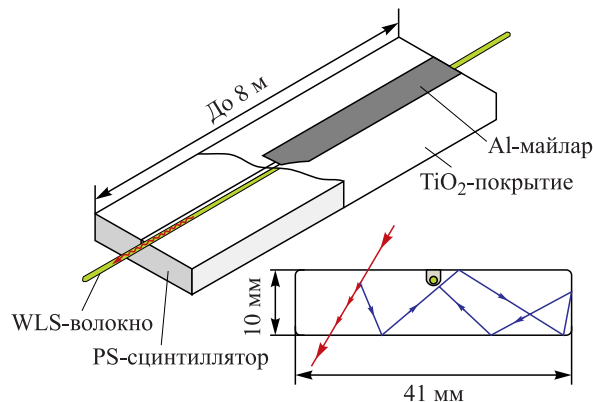


Рис. 9. Стрипы, использованные в эксперименте MINOS [11]. Поперечное сечение стрипа 10 × 41 мм, длина до 8 м, канавка глубиной 2,3 мм и шириной 2,0 мм

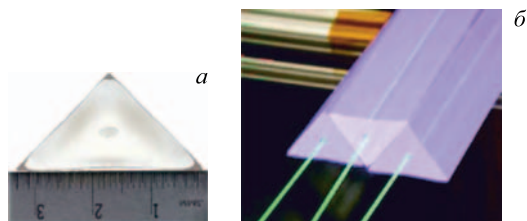


Рис. 10. *а*) Сечение треугольного стрипа: длина широкой стороны ( $33 \pm 0,5$ ) мм и высота ( $17 \pm 0,5$ ) мм, диаметр сквозного отверстия ( $2,6 \pm 0,5$ ) мм. *б*) Вид треугольных стрипов с вставленными в них волокнами, использованных в эксперименте MINERvA [14]

волокно Kuraray Y11(175) типа pop-S диаметром 1,2 мм. Глубина канавки составляла 2,3 мм, а ее ширина — 2,0 мм. Для эффективного сбора света волокно полностью загружалось в канавку, склеивалось с ней, а затем канавка вместе с волокном накрывалась еще майларовой пленкой.

Для эксперимента MINERvA [14], предназначенного для исследования взаимодействий нейтрино с ядрами, были изготовлены сцинтилляционные стрипы из тех же материалов, что и стрипы для эксперимента MINOS, но они имели треугольную форму с размерами ( $33 \pm 0,5$ ) мм (ширина) и ( $17 \pm 0,5$ ) мм (высота). Одновременно с экструзией в стрипах проделывалось сквозное отверстие для укладки WLS-волокна, а сами стрипы покрывались светоотражательным материалом  $\text{TiO}_2$ , содержание которого в смеси с PS составляло 15% по массе от полистирола (рис. 10). Сквозное отверстие имело диаметр ( $2,6 \pm 0,5$ ) мм. Оба торца стрипа были окрашены белой краской EJ-510  $\text{TiO}_2$  Elijen. Всего таких стрипов 32 000. Достоинством треугольных стрипов, скомпонованных так, как изображено на рис. 10, *б*, является улучшенная пространственная точность измерений и отсутствие мертвых зон между стрипами.

Очень тонкие стрипы ( $3 \times 10$  мм) были произведены экструзионным методом для международного линейного ускорителя (ILS) в качестве активного поглотителя. Такие стрипы в паре с вольфрамом в качестве пассивного поглотителя могут обеспечить высокую сегментацию с ячейками порядка  $1 \times 1$  см. Оказалось, что световыход и длина затухания этих стрипов сопоставимы с характеристиками сцинтилляторов, изготовленных литьевым методом. Кроме того, стрипы, облученные электронами дозой 100 крад, равносильной трем годовым дозам радиации в центральных областях современных коллайдеров, потеряв в световыходе примерно 20%, восстанавливались полностью после отжига [15].

Светосбор зависит не только от прозрачности сцинтиллятора, но и от качества его поверхности и используемых отражающих материалов. В качестве

светоотражающих оболочек используются различные материалы, обладающие коэффициентом отражения  $R > 90\%$ : алюминизированный майлар, TYVEK,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{BaSO}_4$ , разные пленки, белые бумага и краски. Наиболее широко в физических экспериментах используются первые три материала.

Для оборачивания тайлов электромагнитного калориметра CDF-II исследовали различные отражающие материалы, в том числе белую бумагу, пленку E65 и алюминизированной майлар. Из них была выбрана пленка E65, у которой неоднородность светосбора оказалась наименьшей —  $(2,05 \pm 0,12)\%$  [28].

Оборачивание длинных стрипов Tyvek или майларом представляется довольно трудоемким. Наиболее практичным оказался метод нанесения  $\text{TiO}_2$ -покрытия в процессе экструдирования сцинтиллятора, развитый в MINOS [11]. Гранулы  $\text{TiO}_2$  вносились в экструзионную линию в смеси с гранулами полистирола в количестве около 15% по массе. Такое покрытие обладает не только прекрасной отражательной способностью, но и обеспечивает хорошую адгезию с основой, защиту внутренних слоев от механических и возможных химических повреждений.

Величина  $R$  зависит от многих факторов — не только от используемого материала, но и от его концентрации  $k$ , толщины покрытия и способа его нанесения. В работе [26] проведено исследование покрытия из  $\text{TiO}_2$ , обладающего большим коэффициентом преломления, влияния концентрации  $\text{TiO}_2$  в смеси с полистиролом на светосбор и коэффициент отражения. Результаты сравнивались с показателями, полученными мировыми лидерами MINOS, PolHiTech, Chemo Technique. Показано, что с увеличением концентрации  $\text{TiO}_2$  величина  $R$  растет и при  $k = 18\%$  составляет 96%, а количество фотоэлектронов — 8,2, что почти на 40% выше, чем в MINOS. При дальнейшем увеличении концентрации  $\text{TiO}_2$  количество фотоэлектронов растет незначительно, но при этом возникает проблема неоднородности оболочки при экструдировании. Минимальная толщина оболочки (или концентрация  $\text{TiO}_2$ ) ограничивается тем, что ультрафиолетовые фотоны могут покидать оболочку. На светосбор и отражательную способность больше всего влияют чистота материала и размеры частиц. Лучшие результаты дали стрипы, изготовленные из материалов фирмы DuPont, у которой чистота материала составляла 96–97%, а размеры частиц — около 0,2 мкм.

Сцинтилляционные пластины на полистирольной основе с ЛД 2% *p*-терфенила и 0,01% РОРОР, изготовленные экструзионным способом компанией «Унипласт» (Владимир), имели диффузный отражатель, который был нанесен путем обработки поверхности полистирола специальным химическим раствором [27].

*1.4.2. Сцинтилляционные пластины (тайлы).* Тайлы традиционно широко использовались и используются в детекторах времени пролета, триггерах и в адронных и электромагнитных калориметрах. Размеры и форма, а также материалы тайлов определяются прежде всего их функциональным назначе-

нием. Линейные размеры тайлов могут составлять от нескольких до десятка сантиметров.

Тайлы для предливневого детектора (ПД) CDF-II [28] и предливневого и сцинтиляционного пэдового детекторов (СПД) спектрометра LHCb [29] изготавливались вырезанием из сцинтиляционных пластин с последующей механической обработкой граней: фрезерованием и чистовой шлифовкой.

Для адронного калориметра спектрометра ATLAS в ИФВЭ были произведены тайлы методом литья под давлением [9], размеры которых выдерживались с допусками, не превышающими  $\pm 0,1$  мм, что задавалось точностью изготовления форм отливки. Светосбор с тайлов проводился с двух противоположных сторон с помощью WLS-волокон. Этим же методом в ИФВЭ были изготовлены тайлы электромагнитного калориметра (ECAL) спектрометра LHCb.

Светосбор из тайлов ПД и СПД проводился с помощью многооболочечных WLS-волокон Kugaгау Y11(250) диаметром 1,2 мм, укладываемых в специальные канавки, нарезанные на широкой грани тайла (рис. 11). В работе [29] приведены результаты комплексного исследования зависимости светосбора от разных факторов — формы и глубины канавок, оптического клея и смазки, количества витков WLS-волокон, уложенных в канавку, материала сцинтилятора и волокна. Сравнивались световыходы из тайлов, в одном из которых нарезалась глубокая канавка прямоугольного сечения, а в другом — винтообразная канавка (рис. 11). Было показано, что световыходы из обеих пластин отличаются несущественно, но световыход из тайла с глубокой канавкой более однороден, чем из тайла со спиральной канавкой. Более одно-

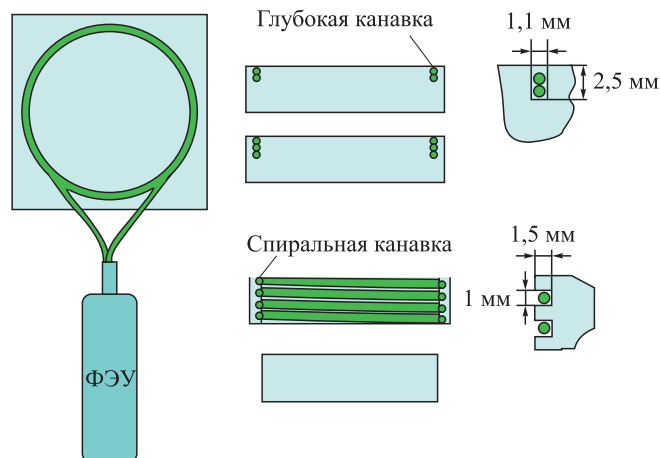


Рис. 11. Эскизы прототипов тайлов с разными канавками ПД и СПД спектрометра LHCb



роден световыход также из тайлов с меньшими размерами. С учетом простоты изготовления канавок предпочтение было отдано тайлу с глубокой канавкой.

Зависимость световыхода тайлов и его однородность от формы и глубины канавок, а также радиусов их закругления была исследована в работе [29]. Тайлы имели размеры  $4 \times 100 \times 100$  мм и  $4 \times 200 \times 200$  мм. Было показано, что тайлы с меньшим размером и с канавкой в форме замочной скважины глубиной 1,7 мм и радиусом закругления 30 мм обладают наибольшим световыходом ( $> 3$  фотоэлектронов), наименьшими величинами неоднородности ( $\sim 2\%$ ) и перекрестных наводок между соседними тайлами ( $< 2\%$ ).

Сцинтилляторы BC-408, изготовленные из поливинилтолуола (PVT), дают больше световыхода в 1,6 раз, чем полистирольные (PS) сцинтилляторы. Однако обработка и использование BC-408, в особенности изготовление канавок в них, сопряжена с определенными проблемами. Меньший световыход из полистирольного тайла можно компенсировать увеличением толщины тайла. Например, PS-тайл толщиной 15 мм выделяет столько же света, сколько тайл толщиной 10 мм из PVT. С учетом всех этих фактов был выбран PS в качестве материала для тайлов спектрометра ЛНСб.

На рис. 12 приведен эскиз тайла, использованного в ПД (СПД) спектрометра ЛНСб. На одной из граней тайла вырезана канавка прямоугольного сечения  $4,1 \times 1,06$  мм, в которую укладывались три витка WLS-волокна. Тайлы детекторов, используемых в разных областях относительно пучка, в соответствии с моделированием отличались размерами. Например, для внутренних, средней и внешней областей ПД диаметры канавок ( $D$ ) и сторона тайла ( $L$ ) имели размеры соответственно  $D = 37$  мм,  $L = 39,5$  мм; 56, 59,5 мм и 110, 119,1 мм.

Увеличению светосбора способствовала укладка волокон не в сухую канавку, а на клей BC-600 или смазку BC-630. Достижимый положительный эффект в обоих случаях составил около 30 %.

Тайлы ПД размером  $4 \times 4 \times 1,5$  см с глубокой канавкой, в которую были уложены на клей 3,5 витка многооболочечного 1-мм WLS-волокна Kuraray S-типа Y11(250), облучены на пучке электронов 50 ГэВ. Использовались

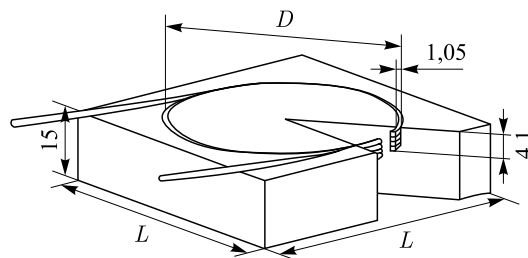


Рис. 12. Эскиз тайла ПД (СПД) спектрометра ЛНСб. Все тайлы имели квадратную форму и одинаковую толщину 4,1 мм

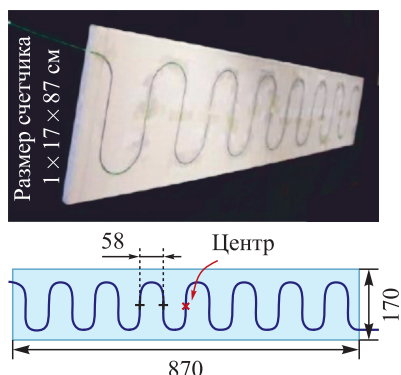


Рис. 13. Вид тайла прототипа KLM  $10 \times 170 \times 870$  мм

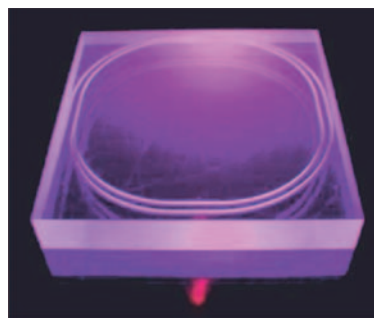


Рис. 14. Вид тайла CDF-II  $125 \times 125 \times 20$  мм

ФЭУ с квантовой эффективностью 15%. Полученный результат по световыходу составил 30 ф. э. [29].

На протяженных тайлах ( $10 \times 170 \times 870$  мм) прототипа детектора KLM спектрометра Belle-II вырезалась канавка *S*-образной формы глубиной 3 мм, куда вклеивалось WLS-волокно Kuraray Y11 (рис. 13). Светосбор с обоих концов волокна на микропиксельные лавинные фотодетекторы с квантовой эффективностью в зеленой области 10–20% составил 26 фотоэлектронов [27].

На тайлах ПД CDF-II размерами  $125 \times 125 \times 20$  мм нарезалась  $\Omega$ -образная канавка (рис. 14), в которую укладывались два витка WLS-волокон, свет из которых через оптически чистый кабель передавался на 16-канальный ФЭУ R5900-16. Такая система обеспечила более 20 фотоэлектронов от минимально ионизирующих частиц [28].

Оригинальный метод светосбора с больших протяженных тайлов с помощью ленты из WLS-волокон был использован в центральных мюонных сцинтилляционных детекторах CDF-II [23]. Такая лента, собранная из плотно уложенных параллельных многооболочечных волокон диаметром 1 мм *S*-типа Y11 (200 ppm) Kuraray, приклеивалась к одной из узких граней длинных тайлов и накрывалась так же, как противоположная грань, алюминиевой полоской. Широкие грани сцинтиллятора покрывались алюминизированной диффузно-отражающей бумагой типа «апельсиновая корка». Все грани сцинтиллятора, кроме той, к которой приклеивались волокна, были тщательно отполированы. Также полировались дальние от ФЭУ концы волокон и на них наклеивалось алюминиевое зеркало. Количество волокон в ленте определялось толщиной тайла и составляло 15 и 20 шт. Свет от всех WLS-волокон ленты собирался на очень компактный фотосенсор H5783 (с ФЭУ R5600) размером  $2,2 \times 2,2 \times 6$  см, диаметром фотокатода 0,8 см и квантовой эффективностью  $\sim 12\%$  (рис. 15).

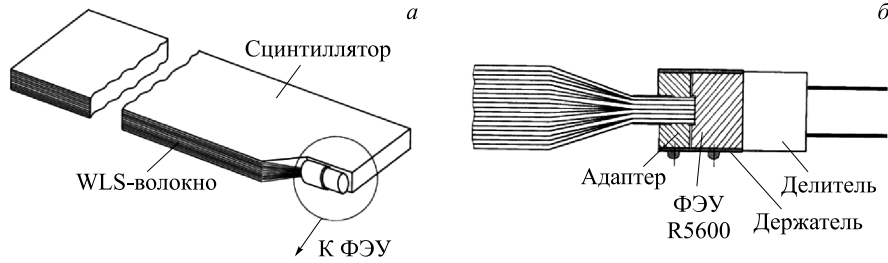


Рис. 15. Тайл CDF-II с WLS-волоками, скомпонованными в виде ленты (а), и соединение WLS-волокон с ФЭУ (б) [23]

Измерения, проведенные на космических мюонах для счетчиков длиной 160 и 320 см, показали результаты, значительно превышающие требования CDF-II — длины затухания и количество фотоэлектронов на дальних от ФЭУ торцах WLS-волокон составили в разных мюонных подсистемах 290 см (37) и 470 см (25) соответственно [25].

Эти результаты были получены даже на WLS-волоках, у которых дальние от ФЭУ торцы обрабатывались по упрощенной технологии, без тщательной полировки и алюминиевого напыления, что давало коэффициент отражения около 60 % вместо 80–90 %, достигаемых при улучшенной технологии.

Свет, испускаемый сцинтилляторами при прохождении через них заряженных частиц, находится преимущественно в ультрафиолетовой области. Однако непосредственно передать этот свет на ФЭУ представляется затруднительным и неэффективным по ряду причин. ФЭУ, спектральная чувствительность которых находится в ультрафиолетовой области, очень дороги, а передача ультрафиолетового света на расстояние сопряжена с большими потерями. Поэтому обычно ультрафиолетовый свет преобразуют в зеленый, совместимый с областью чувствительности более дешевых стандартных ФЭУ. Преобразование света осуществляется с помощью спектросмещающих световодов или волокон, а дальнейшая передача его к ФЭУ происходит за счет полного внутреннего отражения на тщательно отполированных гранях световода и поверхностях волокон.

При съеме света с протяженных сцинтилляторов использовались плексигласовые световоды в виде брусков, расположенных у светособираемых граней пластин сцинтиллятора. Для эффективной передачи света грани пластины и световода полируются и отделяются друг от друга небольшим воздушным зазором. Отсутствие такого зазора привело бы к обратному рассеянию переизлученного света в сцинтиллятор. Площади сопряжения световода со сцинтиллятором должны быть одинаковыми (рис. 16, а).

Используются также световоды в форме рыбьего хвоста, плоский конец которого состыковывается с торцом сцинтиллятора, а круглый конец —

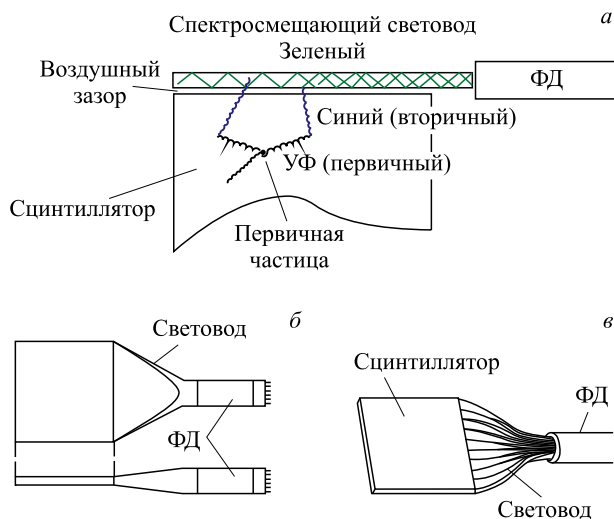


Рис. 16. Типы световодов: спектрсмещающий (а), «рыбий хвост» (б) и адиабатический (в)

с окном ФЭУ (рис. 16, б). Размеры торцов световода должны быть одинаковыми с соответствующими размерами сцинтиллятора и ФЭУ. Для сбора света с больших сцинтилляторов, ширина которых превышает 10 см, используют адиабатический световод, набранный из одинаковых плексигласовых полос, скрученных в виде веера (рис. 16, в) [32]. Такой световод позволяет провести более однородный светосбор и обеспечить одинаковое время прихода фотонов на фотокатод ФЭУ с разных участков светособирающей грани сцинтиллятора. Скручивание полос производится путем нагревания при температуре около 150 °С.

Однако использование подобных световодов, особенно в условиях работы крупных спектрометров на современных ускорителях, сопряжено с определенными трудностями. Они и применяемые с ними ФЭУ с большими размерами фотокатодов занимают много экспериментального места, приводя к увеличению мертвых зон. Сцинтилляционные счетчики и ФЭУ могут находиться в рассеянных магнитных полях, следовательно, необходима защита ФЭУ от магнитного поля. От световодов требуются компактность, стабильность, эффективный светосбор и сопряжение с ФЭУ, экономичность.

Другой метод светосбора со стрипов (тайлов), удовлетворяющий в значительной степени этим требованиям, заключается в использовании WLS-волокон, укладываемых в специальных канавках, вырезаемых на поверхности стрипа (тайла), или в сквозных отверстиях в стрипах. Такой метод светосбора дает значительный выигрыш в уменьшении необходимой площади фотокатода

ФЭУ, а также в количестве ФЭУ, так как свет от каждого отдельного стрипа (тайла) можно передать на отдельный пиксель многоанодного ФЭУ. Применение WLS-волокон позволяет вынести ФЭУ за пределы спектрометра, где влияние магнитного поля незначительно. В этом случае передача света в ФЭУ осуществляется с помощью оптических волокон (волокон без сцинтилирующих и спектросмещающих добавок), состыкованных с торцами WLS-волокон. Этот метод нашел самое широкое применение в экспериментах по физике частиц и ядра, где используются тайлы и протяженные сцинтилляционные стрипы. Световыход из них определяется для конкретного сцинтиллятора его геометрическими параметрами (длина, форма поперечного сечения), размерами и формой канавки и отверстия, а также свойствами WLS-волокон, способом укладки волокон в канавку и отверстия.

Передача света в ФЭУ с помощью волокон происходит с меньшими потерями, чем передача с помощью световодов типа «рыбий хвост» и адиабатических, так как во втором варианте свет проходит до световода через толщу стрипа и частично в нем поглощается.

Комплексные исследования светосбора из стрипа с помощью WLS-волокон были выполнены для проекта MINOS [11]. В одном варианте волокна укладывались в канавку стрипа, а во втором — в отверстие. Укладка волокон в обоих вариантах проводилась всухую. Светосбор в первом варианте оказался на 10% ниже, чем во втором. Светосбор из волокна, вклеенного в канавку, получился в 1,8 раза выше, чем из волокна, уложенного в канавку всухую. С учетом трудозатрат в качестве рабочего варианта был выбран стрип с канавкой, в которую волокно вклеивалось. Изучение светосбора в зависимости от отношения толщины стрипа к его ширине проводилось на двух образцах с одинаковой толщиной 1 см и шириной 2 и 4 см. Оказалось, что светосбор со стрипа шириной 2 см всего в 1,3 раза больше, чем со стрипа шириной 4 см. Так как производить 4-см стрипы экономичнее, чем два 2-см стрипа, выбор был сделан в пользу 4-см стрипов.

**1.5. Спектросмещающие волокна.** Ультрафиолетовый сцинтилляционный свет, образованный заряженной частицей в стрипе, частично поглощается и переизлучается в WLS-волокне, после чего передается в ФЭУ благодаря полному внутреннему отражению от поверхностей оболочек. Основными мировыми производителями WLS-волокон являются корпорации Kuraray (Япония) и Vicron (США).

Производятся как однооболочечные, так и многооболочечные (в основном двухоболочечные) волокна, по форме круглые с диаметрами от 0,2 до 2,0 мм и квадратные с размерами от 0,3 до 3 мм (рис. 17, а, б, в соответственно). Толщины оболочек составляют около 2–3% от диаметра волокна или стороны квадрата.

Сердцевина волокон изготавливается чаще всего из полистирола, а PMMA используется в качестве оболочки для однооболочечного волокна, так же

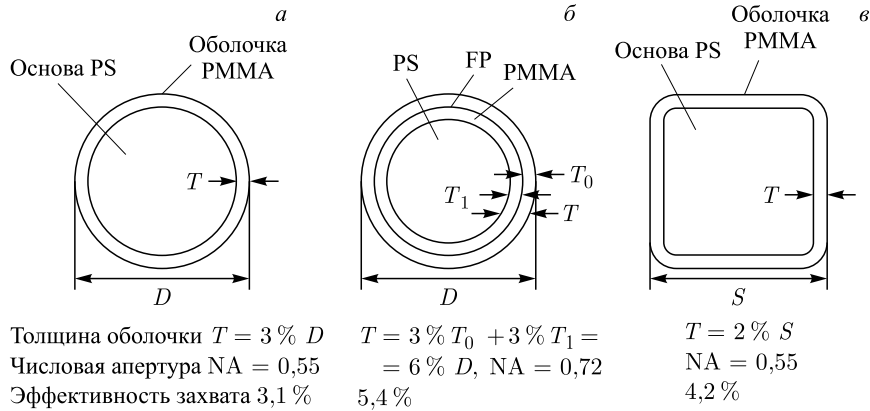


Рис. 17. Эскизы WLS-волокон, производимых Kuraray. Волокна круглого сечения: однооболочечное (а), двухоболочечное (б); волокно квадратного сечения (в)

как и для внутренней оболочки двухоболочечного волокна. Внешняя оболочка двухоболочечного волокна состоит из фторированного полимера (FP) (рис. 17, б).

Показатели преломления  $n$  основы, внутренней и внешней оболочек равны соответственно 1,59, 1,49 и 1,42. Такое соотношение  $n$  отвечает эффективному сбору света в волокне благодаря полному внутреннему отражению в оболочке (оболочках). Использование второй оболочки с  $n$ , меньшим, чем  $n$  у PMMA, дает дополнительный выигрыш в сборе света по сравнению с однооболочечным волокном, так как это приводит к увеличению конуса захвата света, а следовательно, к эффективности захвата света (от 3,1 до 5,4 %) (рис. 18). В некоторых случаях внешнюю поверхность волокон покрывают еще одной оболочкой (белой или черной) толщиной 10–15 мкм, чтобы исключить перекрестные передачи света расположенных рядом волокон Kuraray.

WLS-волокна более прозрачны к собственному излучению, чем сцинтилляторы, а входящие в состав волокна добавки типа Y обладают частично перекрывающимися спектрами излучения и поглощения (рис. 4, б), что при-

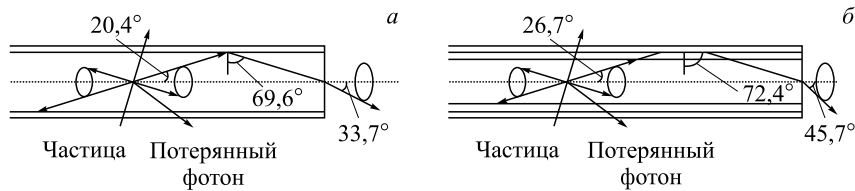


Рис. 18. Схема распространения света в одно- (а) и двухоболочечном (б) волокне

водит к поглощению коротковолновой части спектра и переизлучению более длинных волн, где поглощение менее существенно. Это приводит к увеличению эффективной длины затухания волокна и тем самым и длины затухания сцинтиллятора с волоконным световодом.

В корпорации Kuraray изготавливаются сцинтиллирующие волокна SCFS-78 (синий), SCFS-3HF(1500) (зеленый, радиационно стойкий) с длиной затухания  $L_{att}$  соответственно  $> 4$  и  $4,5$  м и спектросмещающие волокна Y7 (100) (зеленый), Y11(K27) (200) (зеленый) с  $L_{att} > 3$  и  $3,5$  м и двух типов: non-S-тип и S-тип, первый из них по сравнению со вторым отличается более однородной и прозрачной структурой, а второй за счет ориентации молекул вдоль линии протяжки волокна менее прозрачен, но более механически прочен и гибок (см. приложение 2).

В эксперименте MINOS [11] для светосбора со стрипов использовали стандартное (non-S-тип) двухоболочечное WLS-волокно Kuraray Y11(175) с диаметром 1,2 мм. Это волокно, характеризующееся однородной структурой и большей прозрачностью, обладает большим световыходом и длиной затухания. Диаметр волокна был выбран из соображений плотной упаковки восьми волокон  $4 \times 4$  мм пикселей 16-анодного ФД Hamamatsu, предполагаемого для использования в MINOS. Испытывались WLS-волокна длиной 9 м и оптические волокна длиной 3 м. Фотоны, рождаемые в стрипе, после многократных рассеяний от его светоотражающих граней частично поглощаются в спектросмещающем волокне, переизлучаются в фотоны зеленого цвета и распространяются по волокну благодаря полному внутреннему отражению. Съем сигналов с длинных стрипов проводился с обоих концов WLS-волокон, а с коротких — с одного конца; на другой конец был напылен Al. Процедура Al-напыления состояла в следующем: полирование (ice-polishing), нанесение отражающего покрытия, состоящего из 99,999% чистого Al, наносимого путем распыления, и защитного слоя эпоксидной смолы (Red Spot UV Epoxy).

Для уменьшения потерь света дальнейшая передача его от WLS-волокна к ФЭУ осуществляется посредством оптического волокна, имеющего такой же диаметр, как и диаметр WLS-волокна. Длина затухания в WLS-волокне составляет около 5 м, а в оптическом волокне — около 10 м. Например, в спектрометре D0 длина оптического волокна, использованного в центральном трекаре, составила 800 км при том, что длина WLS-волокна 200 км [33].

В переднем протонном детекторе (ППД) D0-II, предназначенном для измерения рассеяния протонов и антипротонов на малые углы, использовались двухоболочечные волокна BCF-10, имеющие форму квадрата в поперечном сечении с размером 0,8 мм [34]. Волокна собирались в группы  $(0,8 \times 3,2$  мм) из четырех волокон, уложенных параллельно. Один торец каждого волокна напылялся Al толщиной 3 мкм, а второй торец соединялся с двухоболочечным оптическим волокном Bicon BCF98, имевшим такое же сечение, как и

WLS-волокно. Оптические волокна, собранные по 4 шт., соединялись с одним из каналов 16-анодного ФЭУ Н6568. Световыход из них составлял 10 фотоэлектронов. Волокна квадратного сечения имеют несомненное преимущество перед круглыми в светосборе, достигающее 20 %, из-за возможности их более плотной упаковки. Пространственное разрешение ППД составило около 130 мкм.

Высокий результат светосбора (14 фотоэлектронов) был получен в работе [27]. В ней использовались стрипы размером  $7 \times 40 \times 2800$  мм, изготовленные компанией «Унипласт» (Владимир) из полистирола с добавками 2 % РТР и 0,01 % РОРОР. В канавку стрипа было уложено на оптический гель WLS-волокно Kugaau Y11(MC) диаметром 1,2 мм. На один торец волокна был напылен Al, а второй соединялся с многопиксельным лавинным фотодиодом, изготовленным в ЦПТА (Центр прогрессивных технологий и аппаратуры, Москва). Активная площадь и квантовая эффективность фотодиода составляли соответственно  $1,27 \text{ мм}^2$  и 24 %. На рис. 19 приведены световыходы с двух WLS-волокон в зависимости от расстояния до фотодетектора. Верхняя кривая соответствует волокну с Al-напылением, а нижняя — без напыления.

Для вклейки волокон чаще всего используют эпоксидный клей Viscon-600. В MINOS использовали клей Shell Epone 815C с отвердителем TETA, который обладал практически такими же характеристиками, как и клей Viscon-600. Испытания вклеенных волокон на механические и температурные нагрузки показали, что прочность и качество склейки достаточно хорошие.

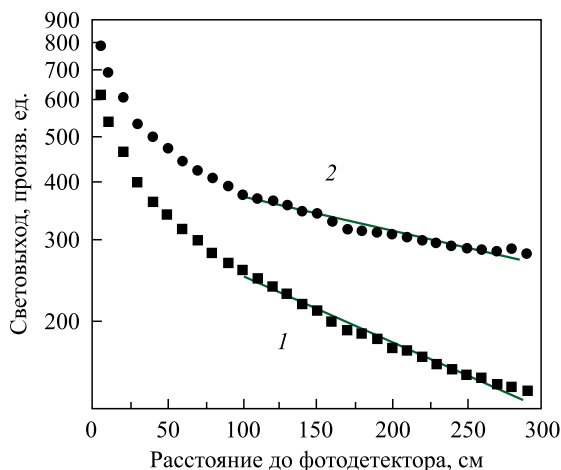


Рис. 19. Световыход со стрипа  $7 \times 40 \times 2800$  мм в зависимости от расстояния до ФД [27]: 1 — волокно без Al-напыления (длина затухания 302 см); 2 — волокно с Al-напылением (длина затухания 605 см)



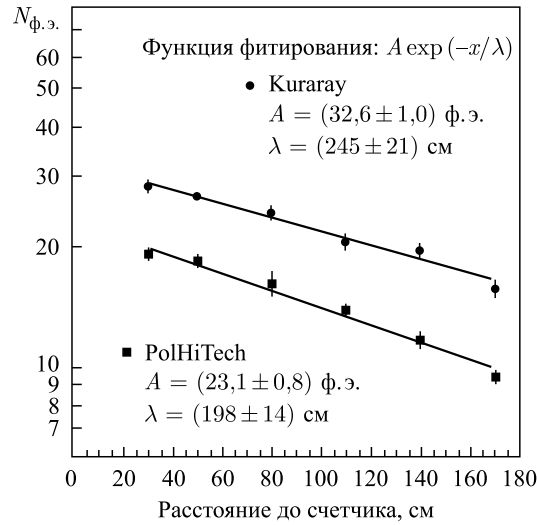


Рис. 20. Световыход WLS-волокон ( $N_{ф.э.}$ ) разных производителей в зависимости от расстояния до ФЭУ [31]

WLS-волокна Kuraray Y11(200 ppm) обладают на 40% большим световыходом, чем волокна K27(200 ppm) PolHiTech (рис. 20) [31].

Наряду со световыходом важной характеристикой WLS-волокон являются их механические свойства, радиационная стойкость и временные отклики. WLS-волокна Kuraray Y11 и BCF-91A BICRON показывают примерно одинаковый световыход, но волокна первого типа обладают большей механической гибкостью при малых радиусах изгиба, что особенно важно при использовании их в тайлах небольших размеров. Для этой цели используются WLS-волокна Kuraray S-типа. Временные отклики WLS-волокон Kuraray Y11 более быстрые, чем BCF91A.

Таблица 5. Временные параметры формы импульсов световых сигналов для сцинтилляторов и WLS-волокон [23]

Материал	Время нарастания, нс (уровень 0,1–0,9)	Время спада, нс (уровень 0,9–0,1)	ПШПМ, нс (уровень 0,5–0,5)	Длительность импульса, нс (уровень 0,1–0,1)
UPS-923A	0,8	5,3	3	7,2
UPS-923A + K27	1,7	17,3	7,8	19,1
UPS-923A + Y11	2,2	18	8,8	22,4
Плексиглас	0,23	0,23	0,33	0,65

Световые импульсы сцинтилляторов характеризуются быстрым временем нарастания и медленным (экспоненциальным) спадом. В табл. 5 приводятся временные параметры импульсов световых сигналов сцинтилляторов UPS-923A и этих же сцинтилляторов, свет от которых собирался с помощью WLS-волокон типа K27 и Y11 [23]. Здесь же приведены временные характеристики световых импульсов черенковского излучения от плексигласа. Как видно, сцинтилляторы с WLS-волоконными обладают быстрым временем нарастания световых сигналов ( $\sim 2$  нс), поэтому они могут быть использованы в детекторах для измерений времени пролета частиц и системах совпадений.

## 2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В этом разделе рассматриваются назначение и принципиальные требования к сцинтилляционным счетчикам, использованным в некоторых детекторах крупных спектрометров, как ныне действующих, так и закончивших свою работу: D0, CDF, ATLAS, CMS, LHCb, ALICE, KLOE, MINOS, OPERA, AMS-2 и др. При проведении исследований на этих спектрометрах сцинтилляционные счетчики внесли существенный, а иногда и решающий вклад в идентификацию частиц в таких детектирующих системах, как калориметры, триггеры, трекинг, времени пролета и VETO.

**2.1. Эксперименты на тэватроне (D0 и CDF).** 2.1.1. *Спектрометры D0 и CDF на тэватроне FNAL.* В связи с реконструкцией тэватрона в 1996–2000 гг. его светимость возросла на порядок ( $L \sim 3 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), энергия в системе центра масс  $W$  достигла 1,96 ТэВ, а временной интервал между банчами составил 132 нс вместо 3,5 мкс, повысились требования к радиационной стойкости детекторов. В соответствии с этим возникла острая необходимость в замене и модернизации некоторых детекторов двух главных спектрометров — D0 и CDF, использованных в RUN-I в течение 1992–1996 гг.

В спектрометре D0 была полностью заменена центральная трековая система. Новая система в RUN-II состояла из кремниевого микрострипового и сцинтилляционного волоконного трекеров, расположенных внутри сверхпроводящего соленоида 2 Тл (рис. 21) [33]. Центральный волоконный трекер (ЦВТ) состоял из восьми цилиндрических слоев, занимал в радиальном направлении область от 20 до 52 см от оси пучка и по псевдобыстроте  $|\eta| < 1,7$ . На обе поверхности каждого слоя наносились двухслойные ленты, набранные из WLS-волокон (рис. 22). В ЦВТ использовались двухоболочечные WLS-волокна Kuraray с диаметром волокна 835 мкм и длиной 1,66 м в двух внутренних слоях и 2,52 м в остальных шести слоях. Основа волокна состояла из полистирола, внутренняя оболочка — из активатора р-терфенила (1 % по массе), а внешняя — из смесителя спектра 3-гидроксифлавона (HF)

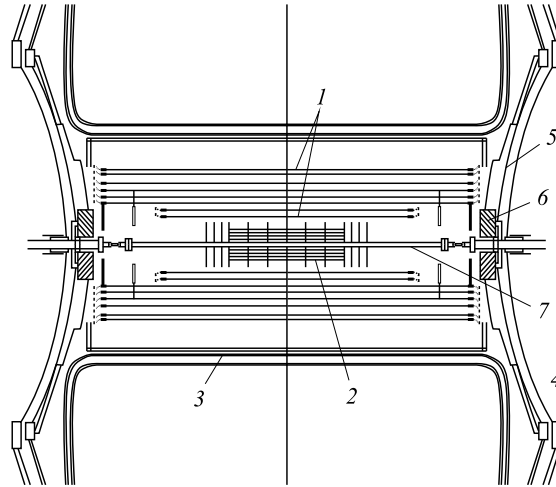


Рис. 21. Схема центральной трековой системы D0-II [33]: 1 — центральный волоконный трекер; 2 — кремниевый микростриповый трекер; 3 — центральный предливневый детектор; 4 — торцевой калориметр; 5 — передний предливневый детектор; 6 — монитор светимости; 7 — пучок

(1500 ppm). В таком волокне возбуждение молекул основы, вызываемое заряженной частицей, передается молекулам активатора благодаря нерадиационным диполь-дипольным взаимодействиям Форстера, что сопровождается испусканием активатором фотонов с длиной волны около 340 нм. Смещитель спектра поглощает эти фотоны и переизлучает их в фотоны с длиной волны 530 нм.

Из 256 WLS-волокон собирались двухслойные ленты по 128 WLS-волокон в каждом слое, а сами волокна укладывались в канавки и склеивались между собой (рис. 22). Канавки были выполнены в акриле механизированным способом с большой точностью. Расстояния между канавками составляли от 928 до 993 мкм. Волокна на нижней поверхности каждого слоя были ориентированы вдоль пучка, а на верхних плоскостях — поочередно на угол  $+3^\circ$  или  $-3^\circ$  в зависимости от слоя. Положение волокон на ленте определялось с точностью 25 мкм. Одни из торцов WLS-волокон соединялись с оптическими волокнами, выполняющими функцию световода, а на другие торцы был напылен алюминий с ко-

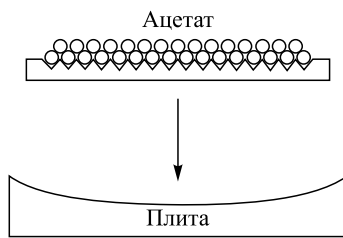


Рис. 22. Схема двухслойной ленты из WLS-волокон [33]

эффицентом отражения 90 %. Длина оптически чистых волокон составляла от 7,8 до 11,9 м. Длины затухания света в WLS-волокне и чистом волокне составляли соответственно 5 и 8 м.

256 чистых волокон от каждого слоя вводились в светонепроницаемую коробку и соединялись с VLPC-фотодетекторами, чувствительными в видимой области спектра. Эти фотодетекторы обладают высокой квантовой эффективностью ( $> 75\%$ ), способностью регистрировать одиночные фотоны с высоким разрешением, они не чувствительны к магнитному полю. VLPC размещались в специальной кассете, состоящей из восьми модулей, в каждую из которых подводились 128 WLS-волокон с каждого из слоев. В каждой кассете 1024 пикселей, а чип отдельного VLPC состоял из 8 пикселей диаметром 1 мм [33].

Оба центральных трековых детектора определяют первичную вершину взаимодействия с разрешением около 35 мкм в направлении вдоль пучка.

*2.1.2. Пролетные детекторы.* В модернизированном D0, чтобы охватить разные кинематические области по псевдобыстроте  $\eta$ , использовались два ПД — центральный ( $|\eta| < 1,3$ ) и передний ( $1,5 < |\eta| < 2,5$ ). Центральный ПД расположен между соленоидальным магнитом и центральным калориметром в зазоре всего 5 см, а передний — перед передним калориметром (рис. 21).

ПД выполняют важные функции:

- помогают в идентификации электронов и фотонов;
- отсекают фоновые события в процессе триггерования и offline реконструкции;
- приводят в соответствие треки с ливнями, наблюдаемыми в калориметре;
- корректируют энергии электромагнитных ливней, измеренные в центральном и торцевых калориметрах, с учетом энергетических потерь в соленоиде, кабелях и в разных поддерживающих узлах.

Кроме того, благодаря быстрому измерению энергии и координат в ПД информация с них включается в триггеры первого уровня.

В обоих ПД используются треугольные сцинтилляционные стрипы со сквозным отверстием в их центральной части для укладки волокон (рис. 23, а).

Центральный ПД имеет цилиндрическую форму и составлен из трех слоев стрипов и поглотителя — свинцовой пластинки ( $1X_0$ ) в стальном корпусе ( $0,1X_0$ ). Суммарная толщина поглотителя вместе с соленоидом ( $0,9X_0$ ) составила около  $2X_0$  для частиц, проходящих через детектор под углом  $90^\circ$ . В каждом из слоев расположены 1280 стрипов, ориентированных вдоль пучка во внутреннем слое, а в двух других — под углами  $23,774^\circ$  и  $24,016^\circ$ .

Передний ПД состоит из двух детекторов (северного и южного). Каждый из них сделан из двух пар стриповых плоскостей (слоев), разделенных поглотителем (Pb-Fe,  $2X_0$ ). Стрипы расположены под стереоуглом  $22,5^\circ$  (рис. 24).

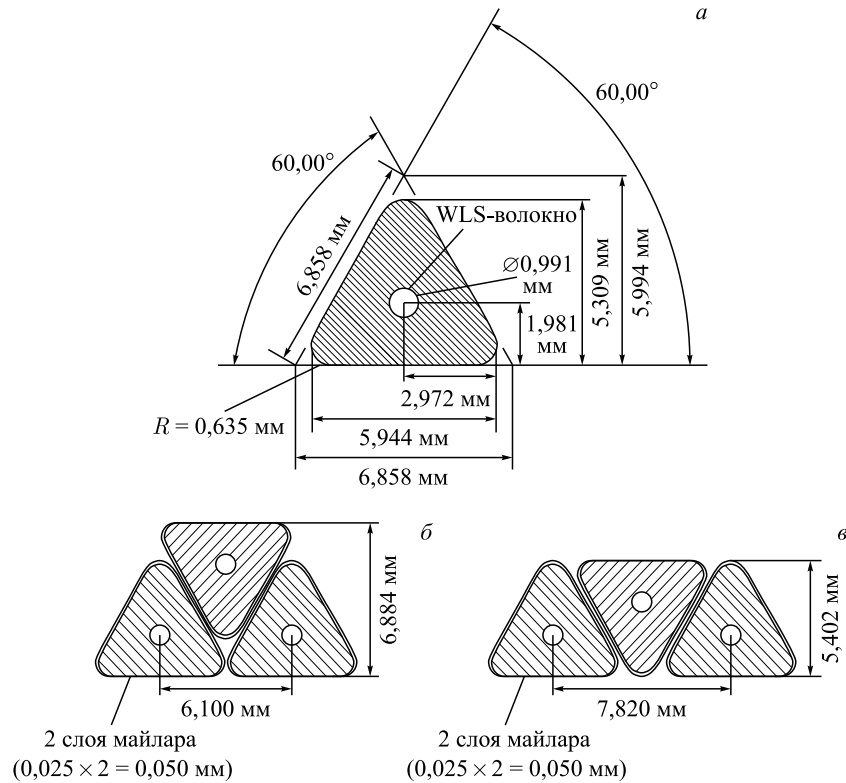


Рис. 23. Поперечное сечение треугольного стрипа (а); компоновка стрипов в центральном ПД (б) и переднем ПД (в)

Два передних слоя представляют собой МІР-слои, а два слоя, расположенные после поглотителя, — ливневые слои. В МІР-слоях электроны в отличие от  $\gamma$ -квантов будут оставлять сигналы, соответствующие МІР-частицам, в ливневых слоях электроны и  $\gamma$ -кванты будут образовывать ливни, а тяжелые заряженные частицы ливни не образуют и дают сигналы, как от МІР-частиц.

Треугольные стрипы были экструдированы из полистирола с ЛД 1% р-терфенила и 150 ppm дефинилстильбена и по световыходу были близки к световыходу Viscon-404. Каждый стрип механизированным способом оборачивался алюминизированным майларом, а торцы стрипа покрывались белой краской. После экструзии и оборачивания стрипы имели тенденцию к изгибу, что потом устранялось подогревом их до температуры  $48,9^{\circ}\text{C}$  с последующим плавным охлаждением до комнатной температуры в течение 2 ч.

Для сбора света и передачи его на конец стрипа в обоих типах ПД использовались двухбололочные WLS-волокна Kuraray, такие же, как в цен-

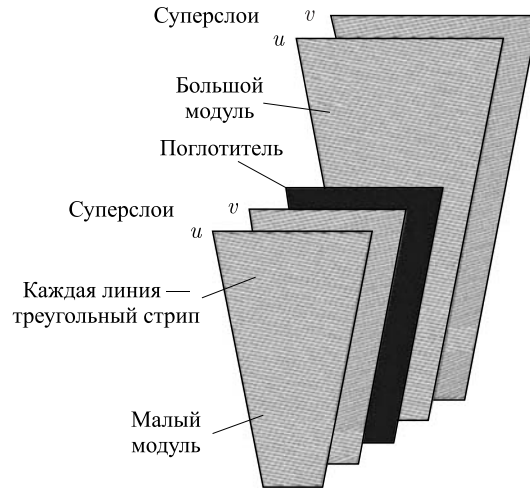


Рис. 24. Структура переднего ПД D0-спектрометра

тральном волоконном трекере. Они укладывались в отверстиях стрипов, а сами стрипы располагались так, как показано на рис. 23, б (центральный ПД) и рис. 23, в (передний ПД). Свет отбирался с одного из торцов волокна и передавался через оптический коммутатор на оптическое волокно. Противоположные торцы волокон полировались алмазом и серебрились. Оптические волокна состыковывались с VLPC, как и в ЦВТ. Всего в ЦВТ и обоих ПД спектрометра D0 были использованы 86 000 VLPC.

2.1.3. *Мюонные триггерные системы (МТС) D0 в RUN II.* Возможности МТС D0 в RUN II были значительно расширены за счет внедрения большого числа сцинтилляционных счетчиков, обладавших высокой сегментацией и улучшенным временным разрешением. Мюонные счетчики образовывали две системы. Одна из них охватывала центральную область с  $|\eta| < 1,0$ , а вторая — переднюю область с  $1,0 < |\eta| < 2,0$ . Центральная область формировалась из двух сцинтилляционных плоскостей, расположенных внутри и вне центрального тороида, а передняя — из трех сцинтилляционных плоскостей, одна из которых располагалась внутри концевой тороида, а две других — вне его.

Передняя триггерная мюонная система (ПТМС) претерпела существенные изменения, продиктованные необходимостью выдерживать большие радиационные нагрузки, характерные для этой области. Пропорциональные дрейфовые камеры, использованные в RUN-I, были заменены на изготовленные в ОИЯИ мини-дрейфовые трубки (МДТ), которые обладали значительным запасом по радиационной стойкости, хорошим пространственным разрешением ( $< 1$  мм) и коротким временем дрейфа ( $< 60$  нс) [34].

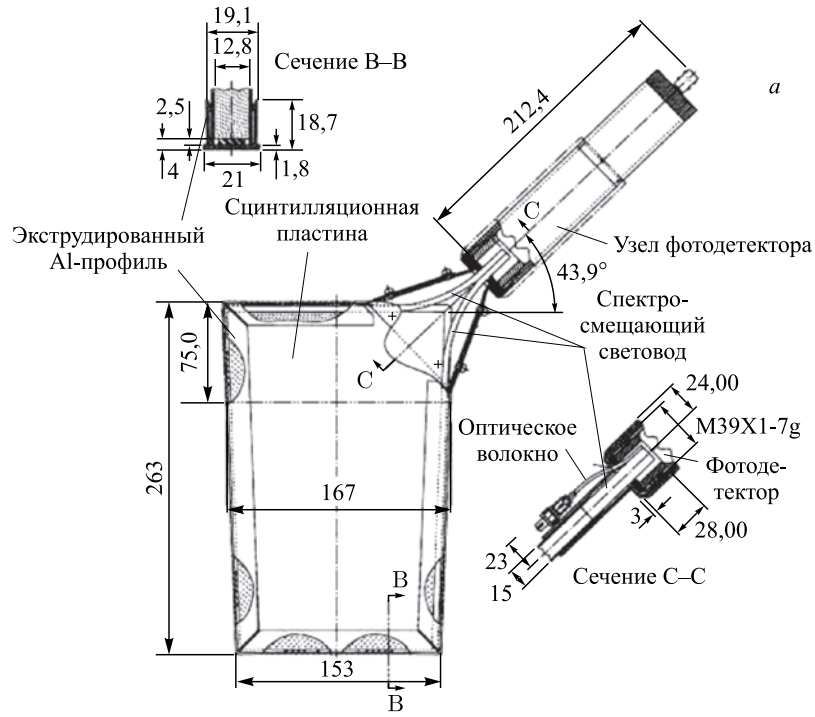


Рис. 25. а) Схема типичного счетчика ПТМС; б) эффективность и временное разрешение ПТМС

Для триггерной системы были изготовлены около 5000 сцинтилляционных счетчиков, выполненных из сцинтилляторов Bicron-404A, спектр излучения которых имел максимум 420 нм, время распада 2,0 нс и длину затухания 1,7 м. Счетчики имели трапециевидную форму, наибольшие размеры их составляли  $60 \times 110$  см, типичные  $24 \times 34$  см, а минимальные  $17 \times 24$  см при одинаковой толщине 0,5 дюйма [36, 37].

В качестве спектросмещающего световода использовались сцинтилляционные бруски «Кумарин-30» с размерами в поперечном сечении  $4,2 \times 12,7$  мм и со спектром поглощения, соответствующим спектру излучения сцинтиллятора. Грани пластин не подвергались такой трудоемкой операции, как полирование. Светосбор проводился с двух граней пластин с помощью двух брусков, приложенных к сцинтиллятору с небольшим воздушным зазором, что позволило получать больше света и более однородный свет. Кроме того, это давало выигрыш в стоимости. На рис. 25, а приведен типичный счетчик ПТМС.

Бруски были изогнуты под углом  $45^\circ$ , что было необходимо для сочленения с ФЭУ МЭЛЗ-115М с диаметром окна 25 мм. Эти ФЭУ обладали квантовой эффективностью 15%, спектром чувствительности, продвинутым в зеленую область, и высоким светосбором порядка  $10^6$ , время нарастания 2 нс, использовалась экранировка от магнитного поля (МЭЛЗ, Москва). Сцинтиллятор и световод оборачивались Тувек и двумя слоями черной бумаги и помещались в Al-кожух.

Световод «Кумарин-30» обладал коротким временем распада, максимумом длины волны испускания и длиной затухания соответственно 2,7 нс, 460 нм и 1,4 м, а сцинтиллятор Bicron-404A соответственно 2,0 нс, 408 нм и 1,7 м [38].

Испытания счетчиков, проведенные на пучке мюонов 127 ГэВ/с при соответствующем выборе высокого напряжения, показали высокую эффективность (99,8%) и временное разрешение лучше, чем 1 нс (рис. 25, б) [33]. При этом среднее количество фотоэлектронов составило 60 и 184 соответственно для больших и малых счетчиков. Таким образом, данная система сцинтилляционных счетчиков удовлетворяла требованиям по временному разрешению, предъявляемым им как триггером передней мюонной системы D0.

*2.1.4. Времяпролетные измерения на CDF-II.* Для проведения времяпролетных измерений требуются сцинтилляционные детекторы, удовлетворяющие высоким требованиям по временному разрешению как самих сцинтилляторов, так и фотодетекторов.

Для расширения возможности идентификации низкоэнергетических  $\pi$ - и  $K$ -мезонов на CDF-II была внедрена времяпролетная система, составленная из сцинтилляционных счетчиков, изготовленных из сцинтилляторов BC-408 в виде стрипов  $4 \times 4 \times 279$  см [39]. Каждый из 216 стрипов оборачивался белой бумагой. Светосбор от стрипов проводился с обоих торцов стрипов на фотодетектор Hamamatsu 7761 с мелкоструктурными сетками, способный



работать в магнитном поле 1,6 Тл. Контакт торцов стрипов с фотодетектором осуществлялся через оптический клей и специальный порошок, а фотодетектор к стрипу был притянут пружинками. Временное разрешение составило около 100 пс, что позволило разделять  $K/\pi$  и  $P/\pi$  на уровне  $2\sigma$  в области импульсов до 1,6 ГэВ/с.

Для вычисления массы частицы  $m$  использовались ее импульс  $P$  и длина пробега  $L$ , измеренные центральной трековой дрейфовой камерой, и время пролета частицы, измеренное времяпролетной системой

$$m = P/c\sqrt{c^2t^2/L^2 - 1} \quad \text{и} \quad \omega_K(t_K) = \frac{t_k - t_0}{\sqrt{\sigma_{t_k}^2 + \sigma_{t_0}^2}} = \frac{\Delta t_k}{\sigma_t}.$$

Хорошее временное разрешение сцинтилляционного счетчика получено в работе [40]. Сцинтилляционный счетчик был выполнен на базе полистирола с повышенным содержанием ЛД 3% р-терфенила и 0,04% РОРОР и модифицированных ФЭУ-87. Модификация ФЭУ заключалась в подборе высоковольтного делителя для обеспечения максимальной фокусировки электронов около оптимальной траектории внутри ФЭУ. В качестве катодов ФЭУ-87 использовались монощелочные катоды (SbCs). При использовании этих ФЭУ временное разрешение детектора составило около 70 пс, что позволило улучшить идентификацию  $P/K/\pi$  вместе с данными ионизационных измерений времяпроекционных камер в области импульсов 3–8 ГэВ/с.

Эти счетчики были использованы на 900-канальной времяпролетной системе установок NA49 в ЦЕРН [41] и СФЕРА в ОИЯИ [42].

*2.1.5. Мюонные триггеры спектрометра CDF-II.* Идентификация  $\mu$ -мезонов играет ключевую роль в отборе и поиске событий-кандидатов, в которых образуются топ-кварки,  $W$ -бозоны,  $H$ -бозоны, так как в распадах этих частиц присутствуют  $\mu$ -мезоны. Сцинтилляционные счетчики используются в формировании on-line системы мюонных триггеров и совместно с дрейфовыми камерами позволяют идентифицировать  $\mu$ -мезоны и располагаются за центральным калориметром и массивной железной стенкой толщиной 61 см, которая практически полностью поглощает частицы, вылетающие из мишени, кроме мюонов и нейтрино. Система мюонных сцинтилляционных счетчиков покрывает область псевдобыстрот  $-1,5 < \eta < 1,5$ . В связи с реконструкцией тэватрона в 1996–2000 гг. для идентификации  $\mu$ -мезонов были востребованы детекторы с высокой сегментацией и хорошим временным разрешением, и было решено использовать сцинтилляционные счетчики, изготовленные в ОИЯИ, из сцинтилляторов на полистирольной основе с ЛД 2% РТР и 0,03% РОРОР, произведенных в ИСМА. Сцинтилляторы имели размеры  $160 \times 16 \times 1,5$  см и  $320 \times 30 \times 2$  см и использовались в двух подсистемах спектрометра CDF-II — баррельной (BSU) и центральной (CSP) (рис. 26) [43]. Этими счетчиками были заменены около половины из 1200 счетчиков CDF-II.

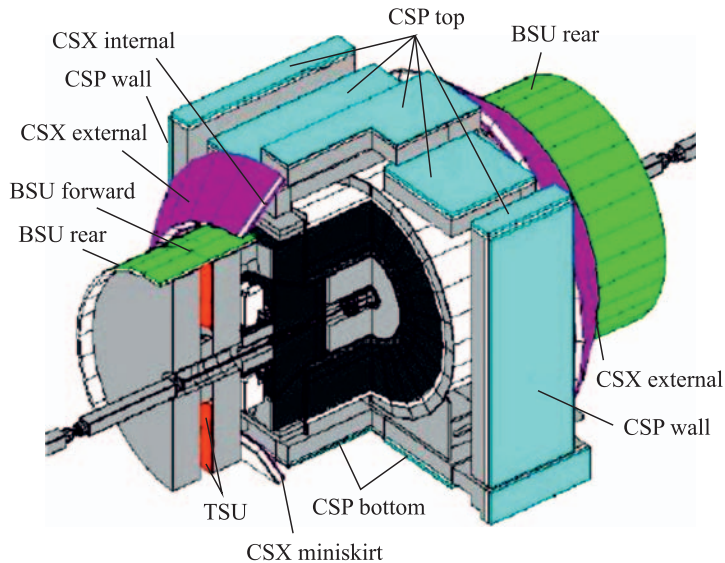


Рис. 26. Схема расположения сцинтилляционных счетчиков на спектрометре CDF-II [43]

Все поверхности сцинтиллятора были отполированы до 12-го класса чистоты и во время окончательной сборки оборачивались алюминизированной диффузно отражающей бумагой. Свет от сцинтилляторов снимался с одной из его граней и передавался на ФД с помощью двухоболочечных WLS-волокон Kuraray типа S с добавками Y11(200), собранных в виде ленты (рис. 15). Количество волокон в ленте составляло 20 или 15 в зависимости от ширины грани. Диаметры волокон составляли 1 мм, а длина затухания в них достигала 250 см [44]. Концы волокон собирались в жгут, полировались и без оптической смазки соединялись с компактным фотосенсором Hamamatsu H5783 с ФЭУ-5600, для которого был сделан специальный небольшой срез. Противоположные концы волокон обрабатывались по упрощенной технологии (без тщательной полировки и Al-напыления), что давало коэффициент отражения около 60 %.

Таковыми волокнами были заменены также световоды из плексигласа типа «рыбий хвост» на части старых сцинтилляционных счетчиков, что существенно повысило светосбор с них.

Измерения, проведенные на космических мюонах, дали результаты, вполне удовлетворяющие требованиям CDF-II. Количество фотоэлектронов на дальних от ФЭУ торцах WLS-волокон для разных подсистем составило 37 (BSU), 25 (CSU) и 21 (WSU), а эффективные длины затухания — 290 (BSU), 470 (CSU) и 350 (WSU) см.

2.1.6. *Предливневый детектор CDF-II [28, 48].* В связи со значительно возросшей светимостью тэватрона на Run II ( $\sim (2-5) \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) повысились требования к ПД CDF-II. В Run I ПД состоял из медленных пропорциональных камер с относительно слабым сигналом, быстрым действием и разрешением, а также невысокой сегментацией. В Run II эти камеры были заменены на сцинтилляционные детекторы, что позволило увеличить быстродействие и сегментацию детектора и дало возможность улучшить идентификацию электронов и одиночных фотонов на фоне  $\pi$ -мезонов, а также энергетическое разрешение струй. Фон от заряженных  $\pi$ -мезонов уменьшился в 2–3 раза. Сегментация по  $\eta$  возросла почти на порядок [28, 45].

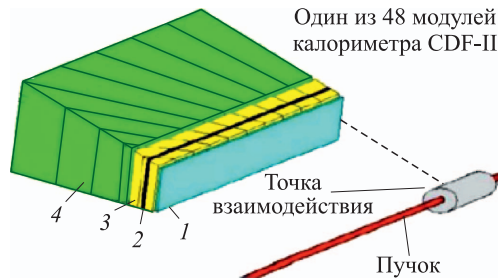


Рис. 27. Модуль калориметра CDF-II [48]: 1 — ПД; 2 — электромагнитный калориметр (максимальный ливень); 3 — электромагнитный калориметр; 4 — адронный калориметр

Детектор был изготовлен из тайлов размерами  $125 \times 125 \times 20$  мм с  $\Omega$ -образной канавкой, вырезанной на поверхности тайла из сцинтилляторов, произведенных в ИСМА (рис. 14). Светосбор из тайлов производился WLS-волоконными, уложенными в два ряда в канавку, и составил не менее 20 из тайла и 12 фотоэлектронов на выходе из всего оптического канала из усредненных данных по всем тайлам одного модуля. Из 54 таких тайлов собирался один модуль детектора, а всего модулей 48 (рис. 27). Свет из WLS-волокна, снимаемого с каждого тайла, передавался через оптически чистые волокна, длина которых достигала 5 м, на один из пикселей 16-канального ФЭУ Hamamatsu R5900-16. Использовались оптически чистые волокна PoHiTech с длиной затухания около 7 м.

2.2. **Эксперименты на LHC (ATLAS, CMS, LHCb, ALICE).** С вводом в действие протон-протонного коллайдера LHC в ЦЕРН с энергией сталкивающихся частиц в системе центра масс до 14 ТэВ, светимостью  $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и частотой встреч 40 МГц потребовались детекторы, обладающие высокими временными, пространственными и энергетическими разрешениями и способные работать при значительно возросших радиационных нагрузках. Среди главных задач, поставленных перед экспериментаторами на LHC, были поиск и обнаружение новых частиц и прежде всего  $H$ -бозонов (ATLAS, CMS) и редких распадов  $B$ -мезонов (LHCb), а также исследования кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях тяжелых ядер (ALICE). При решении этих задач особую роль сыграло использование специфических мод распадов —  $H$ -бо-

зонов и  $B$ -мезонов, в которых присутствуют высокоэнергичные лептоны и  $\gamma$ -кванты, при идентификации которых ключевую роль сыграли калориметры, где в качестве активного поглотителя широко использовались сцинтилляторы. Большой вклад в создание калориметров на LHC внесли Россия и ОИЯИ.

*2.2.1. Калориметрия.* Калориметры используются для измерения энерговыделения частиц и ливней, их координат, а также в качестве триггеров при отборе определенных событий. Калориметры состоят либо из пассивного и активного поглотителей в гетерогенных калориметрах, либо из одного поглотителя в гомогенных калориметрах, совмещающего в себе роль обоих поглотителей. Поглощение энергии частиц происходит преимущественно в пассивном поглотителе, размеры которого должны быть достаточно большими для поглощения как можно большей энергии частиц. При энергиях в области 1 ТэВ для полного поглощения электромагнитных ливней требуется поглотитель с толщиной порядка  $30X_0$  (18 см Pb), а адронных ливней — порядка 11 ядерных длин (2 м Fe). В качестве пассивного поглотителя используются вещества с большими  $Z$  (Cu, Fe, W, Pb, U), а активного поглотителя — преимущественно полистирольные сцинтилляторы в виде тайлов или WLS-волокон, а также жидкий Ar. В гомогенных калориметрах используются различные неорганические кристаллы ( $PbWO_4$ ), сжиженные благородные газы (Ar, Kr, Xe).

Калориметры позволяют отличать частицы, например, электроны и  $\gamma$ -кванты от адронов и мюонов, и обычно сегментируются на множество ячеек, размеры которых не превышают характерные поперечные размеры ливней для данного конкретного эксперимента. Это позволяет определять координаты частицы, вызвавшей ливень, с точностью, не превышающей размеры ячеек. Например, сегментация адронного калориметра CMS и внутренних сегментов адронного тайл-калориметра ATLAS по азимутальному углу  $\varphi$  и псевдобыстроте  $\eta$  составляет соответственно  $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$  и  $0,01 \times 0,01$ , где  $\Delta\varphi$  в радианах.

Калориметрическая система крупных спектрометров состоит обычно из расположенных друг за другом электромагнитных (ECAL) и адронных (HCAL) калориметров и установленного перед ECAL предливневого детектора (ПД).

ПД состоит из двух слоев высокосегментированного активного поглотителя (сцинтиллятора), между которыми располагается один слой пассивного поглотителя (Fe, Pb) толщиной порядка  $2X_0$ . ПД позволяет разделять электроны и  $\gamma$ -кванты до того, как они попали в ECAL, помогает отличать одиночные  $\gamma$ -кванты от  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов и  $\pi$ -мезоны от электронов.

Электроны и  $\gamma$ -кванты и адроны в калориметрах развивают соответственно электромагнитные и адронные ливни, характерные размеры которых (при заданной энергии первичных частиц и рабочего вещества калориметра) определяют геометрические параметры калориметров — длину (толщину) калориметра и размеры ячеек (сегментов) калориметра.

Длина, на которой развитие электромагнитного ливня достигает максимума,

$$t_{\text{макс}} \approx \ln \left( \frac{E_0}{E} \right) + c_i,$$

где  $E_0$  — энергия первичной частицы ( $e$  или  $\gamma$ -кванта);  $E$  — критическая энергия, а  $c_i = -0,5$  для электронов и  $+0,5$  для  $\gamma$ -кванта. Поперечные размеры электромагнитного ливня в основном определяются многократным рассеянием электронов и позитронов, а также тормозными фотонами от этих частиц и обычно задаются радиусом Мольера  $R_M$  — радиусом бесконечно длинного цилиндра, в котором сосредоточено 95% энергии ливня. Он вычисляется по формуле [46]

$$R_M(\text{г/см}^2) \approx 21X_0/E_c, \quad \text{где } E_c \text{ в МэВ.}$$

Протяженность калориметра задается требованием необходимости поглощения того или иного количества энергии ливня. Например, для поглощения 98% энергии ливня длина ЕСАL в единицах  $X_0$  должна удовлетворять соотношению [46]

$$L(98\%) \approx 2,5t_{\text{макс}}.$$

В табл. 6 приведены плотности  $\rho$ , радиационные длины  $X_0$  и радиусы Мольера  $R_M$  некоторых часто используемых веществ [46].

Таблица 6

Параметр	CsI	BGO	PbWO <sub>4</sub>	Жидкий Ag	Жидкий K <sub>2</sub>
$\rho$ , г/см <sup>2</sup>	4,53	7,13	8,28	1,4	2,5
$X_0$ , см	1,85	1,12	0,89	14	4,7
$R_M$ , см	3,8	2,1	2,2	7,2	4,7

Характер развития адронных ливней имеет свои специфические особенности, влияющие существенным образом на конструкцию HСAL, его размеры и сегментацию, а также на энергетическое и пространственное решение.

Адронные ливни состоят из

1) электромагнитной компоненты, включающей в себя распады  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов на  $\gamma$ -кванты, которые развивают электромагнитные ливни;

2) неэлектромагнитной компоненты, включающей в себя все остальные адроны, ядерные кластеры, а также нейтрино и  $\mu$ -мезоны, покидающие калориметр, не оставляя сигналов.

Электромагнитная компонента адронного ливня  $f_{\text{em}}$  сильно флуктуирует от события к событию и составляет в среднем значительную часть энергии первичного адрона  $E_0$ , увеличивается с ростом  $E_0$  и достигает  $\approx 30\%$  при

10 ГэВ и  $\approx 50\%$  при 100 ГэВ. Остальная часть энергии ливня приходится на ионизирующие частицы (56 %, 2/3 на протоны), 10 % на нейтроны и 34 % на невидимую энергию (энергию связи нуклонов в ядре) [47]. Наличие невидимой энергии приводит к тому, что отклики адронов в HСAL меньше, чем отклики электронов, что в свою очередь вызывает ухудшение энергетического разрешения и необходимость компенсации.

Компенсация может быть достигнута тремя способами:

- 1) подавлением отклика электромагнитной компоненты;
- 2) увеличением отклика адронной компоненты;
- 3) компенсацией off-line.

Для подавления отклика электромагнитной компоненты можно воспользоваться тем фактом, что в электромагнитном ливне преобладающая часть фотонов имеет энергию  $< 1$  МэВ и, следовательно, главным механизмом потери энергии для них является фотоэффект, сечение которого  $\sim Z^5$ . В таких тяжелых веществах, как U, эти фотоны поглощаются практически полностью. Дополнительное подавление отклика электромагнитной компоненты можно получить также экранировкой поглотителя с помощью тонких Fe-фольг.

Деление  $^{238}\text{U}$  может быть использовано для увеличения отклика адронной компоненты за счет того, что  $\gamma$ -кванты и испарительные нейтроны, образующиеся при делении, уносят энергию, которая частично компенсирует невидимую энергию. Мягкие нейтроны в процессах упругого столкновения с протонами передают им часть своей энергии, а протоны создают регистрируемые сигналы в активном поглотителе.

Компенсация может быть достигнута за счет подбора оптимального соотношения между толщинами пассивного и активного поглотителей; так, для Pb/сцинтиллятор и U/сцинтиллятор оно составляет соответственно 4:1 и 1:1.

Протяженность адронного ливня характеризуется ядерной длиной взаимодействия  $\lambda_h \sim A^{1/3}$  г/см<sup>2</sup>, которая значительно превосходит радиационную длину  $X_0$ . В табл. 7 приведены  $X_0$  и  $\lambda_h$  некоторых часто используемых веществ [46].

Для поглощения 99 % энергии адронного ливня требуются калориметры с длиной (толщиной)  $3,5\lambda_h$  и  $7\lambda_h$  соответственно при 10 и 100 ГэВ энергии первичного пиона. На рис. 28, а приведены зависимости толщины калориметра от энергии при двух разных уровнях поглощаемой энергии пионов 95 и 99 %, а на рис. 28, б — зависимости количества поглощаемой энергии в Pb-поглотителе от радиуса бесконечного цилиндра при энергиях пионов 10, 40 и 150 ГэВ [48].

Таблица 7

Вещество	$X_0$		$\lambda_h$	
	г/см <sup>2</sup>	см	г/см <sup>2</sup>	см
Жидкий Ag	30	14	119,7	83,7
Fe	13,8	1,76	132	16,8
Pb	6,3	0,56	193	17,1
U	6,1	0,32	199	10,5

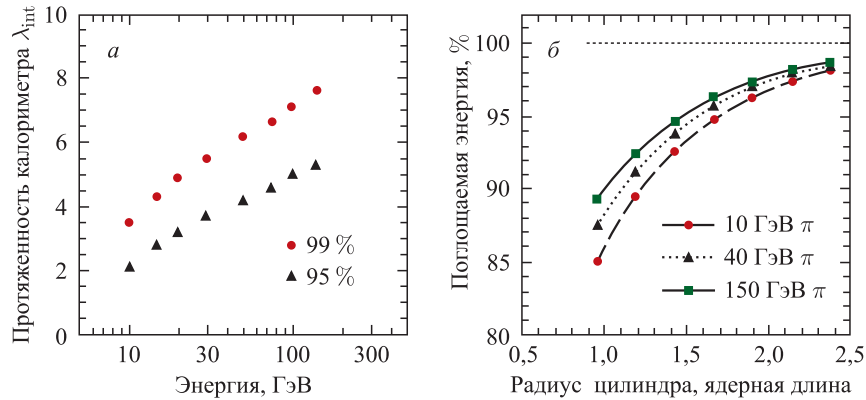


Рис. 28. Зависимость протяженности calorиметра (Fe) от энергии пионов при двух разных уровнях поглощаемой энергии (95 и 99%) (а) и зависимость количества поглощаемой энергии в Pb calorиметре от радиуса бесконечно длинного цилиндра в единицах ядерной длины при энергиях пионов 10, 40 и 150 ГэВ (б)

Важнейшей характеристикой calorиметра является его энергетическое разрешение. На него влияют многие факторы:

- 1) статистические флуктуации числа частиц в ливне;
- 2) флуктуации утечки частиц ливня из calorиметра;
- 3) шумы электроники;
- 4) сэмплинг-флуктуации.

Энергетическое разрешение calorиметров описывается формулой

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c.$$

Первый член — стохастический член, определяемый флуктуациями числа частиц, порождающими сигналы в активном поглотителе (сэмплинг-флуктуации), второй член обусловлен шумами электроники, третий член — константа, зависящая от многих факторов, в том числе от

- флуктуации потерь энергии ливня в продольном направлении;
- неоднородности сбора сигналов; несовершенства конструкции calorиметра;
- флуктуации потерь энергии в самом calorиметре и инертных материалах;
- калибровки calorиметра.

Знак  $\oplus$  здесь и далее означает квадратичное сложение всех членов.

Ниже рассматриваются calorиметры спектрометров ATLAS, CMS и LHCb, которые благодаря внедрению новейших достижений науки и тех-

ники обладают высокими энергетическими и пространственными разрешениями. Особое внимание при этом уделено использованию в них сцинтилляторов и съему и передаче сигналов с них WLS-волоконми.

2.2.2. *Адронный тайл-калориметр спектрометра ATLAS [49].* Этот калориметр представляет собой некомпенсированный ( $e/h = 1,4$ ) «сэндвич»-калориметр, составленный из чередующихся слоев пластин из стали (14 мм) и полистирольного сцинтиллятора (3 мм), предназначенный совместно с другими калориметрами спектрометра для точного определения энергии адронов, ливней и их координат. Тайл-калориметр представляет собой три секции цилиндрической формы, его внутренние и внешние радиусы равны соответственно 2,28 и 4,25 м, и он охватывает область по  $|\eta| < 1,0$  (центральная секция) и  $0,8 < |\eta| < 1,7$  (боковые секции) (рис. 29, а). Калориметр собран из 64 клинообразных модулей (рис. 29, б). Адронный тайл-калориметр по псевдобыстроте был расширен за счет жидкоаргонового + Cu «сэндвич»-калориметра в область  $1,5 < \eta < 3,2$ .

В калориметре были использованы около 460 000 тайлов трапецидальной формы 11 типоразмеров от 200 до 400 мм в длину и от 97 до 187 мм в ширину при одинаковой толщине 3 мм с допусками, не превышающими  $\pm 0,1$  мм. Тайлы были изготовлены методом литья под давлением из полистирола с ЛД [9]. Считывание сигналов производилось из двух противоположных граней тайлов WLS-волоконми, соединенными с ФЭУ Hamamatsu 7877, активная площадь которого составляла  $26 \times 26$  мм, а корпус и диоды выполнены из металла. Калибровка и мониторинг работы каждого тайла осуществляется радиоактивным источником  $^{137}\text{Cs}$ , перемещаемым потоком жидкости по трубе с помощью гидравлического привода. Отличительная особенность тайл-калориметра ATLAS — ориентация пластин поперек направления пучка.

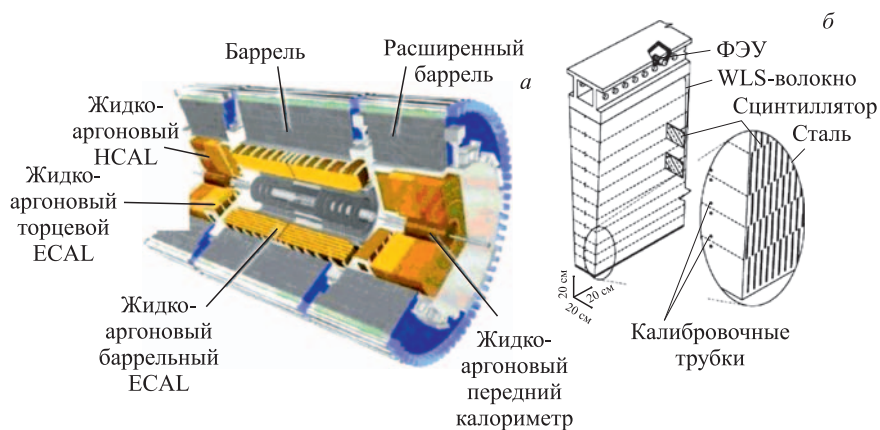


Рис. 29. Общий вид калориметров ATLAS (а) и схема модуля тайл-калориметра (б)



Каждый модуль в радиальном направлении был сегментирован на три секции, размеры которых в ядерных длинах составляли 1,5, 4,1 и 1,8 в центральной и 1,5, 2,6 и 3,3 в боковых секциях. Суммарная ядерная длина с учетом элементов крепления модулей (1,3) составляла около 11 ядерных единиц, достаточных для полного поглощения адронных струй. Сегментация калориметра по псевдобыстроте  $\Delta\eta$  и азимутальному углу  $\Delta\varphi$  составила  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$  за исключением последних сегментов, где она была  $0,1 \times 0,2$ , что меньше характерных поперечных размеров ливней, и это позволяет проводить измерения координат струй с хорошей точностью.

Энергетическое разрешение тайл-калориметра, измеренное на пучке, описывается формулой [48]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(52,9 \pm 0,9)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5,7 \pm 0,2)\%.$$

2.2.3. *ALFA-детектор спектрометра ATLAS [50]*. Детектор предназначен для измерения светимости LHC с высокой точностью с использованием протон-протонных рассеяний на малые углы. Он располагается на расстоянии  $\pm 240$  м от места пересечения пучков и вводится в «римских горшочках» в вакуумную трубу на расстоянии всего 1 мм от оси пучков. ALFA-детектор является высокоточным трековым детектором, выполненным из 10 двухсторонних модулей, каждый из которых содержит 64 волокна квадратного сечения (0,5 мм) Kuraray SCSF-78 типа S, расположенных перекрестно в  $u-v$ -геометрии. Сигналы с волокон снимаются на 64 анодных ФД Hamamatsu R7600-64. Особое внимание было уделено подавлению перекрестных наводок волокон. Для этого волокна подвергались вакуумному Al-напылению и оболочки покрывались черной краской. Достигнутое пространственное разрешение детектора составило 25 мкм, что удовлетворяло требованиям к детектору.

2.2.4. *Адронный калориметр спектрометра CMS HCAL [51]*. На спектрометре CMS баррельные и торцевые калориметры состоят из гомогенного электромагнитного калориметра, собранного из  $\sim 80\,000$  кристаллов  $\text{PbWO}_4$  и адронного некомпенсированного ( $e/h = 1,4$ ) калориметра типа «сэндвич», собранного из чередующихся слоев латунных и полистирольных тайлов. Перед ECAL торцевой части установлен предливневый детектор PS (рис. 30).

Так как HCAL находится внутри магнитного поля соленоида (3,8 Тл), в качестве поглотителя был выбран немагнитный материал — латунь (70% Cu + 30% Zn), а базового сцинтиллятора — SCSN-81 Kuraray, обладающий долговременной стабильностью характеристик и умеренной радиационной стойкостью. Например, в НВ-калориметре использовались тайлы из сцинтиллятора SCSN-81 толщиной 3,7 мм в слоях 1–15 и 9 мм в 16-м слое. В так называемом нулевом слое использовался сцинтиллятор BC-408 толщиной 9 мм. Латунные пластины имели толщину 50,5 и 56,5 мм в НВ и 80 мм в НЕ.

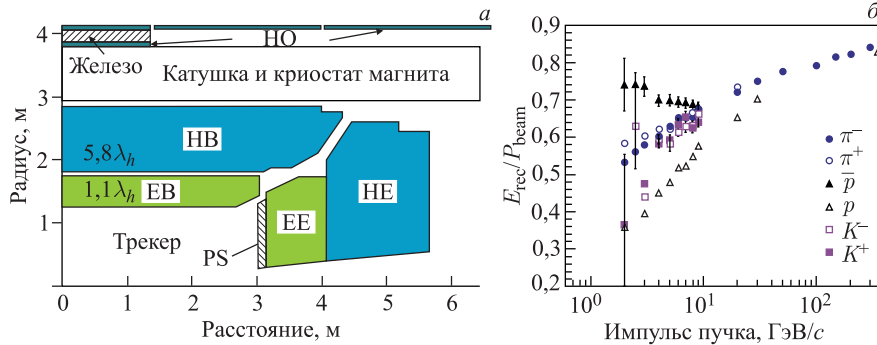


Рис. 30. а) Расположение калориметров CMS: EB и EE — баррельная и торцевая части ECAL; HB и HE — баррельная и торцевая части HCAL; PS — предливневый детектор. Приведены толщины HB и EB в единицах ядерной длины  $\lambda_h$  при  $\eta = 0$ . б) Отклики разных частиц в комбинированных калориметрических системах в зависимости от импульсов пучка

Из таких тайлов и пластин набирались по 36 модулей (башен) для баррельного калориметра (HB) и двух торцевых калориметров (HE) (рис. 30). Общая толщина модуля при  $\eta = 0$  и 1,3 составляла соответственно 5,82 и 10,6 ядерных длин. Суммарная ядерная длина была увеличена за счет  $PbWO_4$  ECAL на 1,1 независимо от величины  $\eta$ . В дополнение к калориметру HB для увеличения суммарной толщины ядерных длин адронного калориметра и во избежание возможных утечек установлен еще один калориметр вне катушки магнита НО. Калориметры HB и HE охватывают область по псевдобыстроте  $|\eta| < 3$ . Область псевдобыстрот адронных калориметров была расширена за счет форвард-калориметров ( $3 < \eta < 5$ ), изготовленных из кварцевых волокон.

Считывание и суммирование сигналов с тайлов проводится с помощью WLS-волокон Kuraray Y11 диаметром 0,92 мм, уложенных в канавки, вырезанные на широкой грани тайлов. Волокна из всех слоев одной башни собираются в жгуты диаметром 4,8 мм, образуя один из каналов считывания. Так как HCAL расположены внутри сильного магнитного поля (за исключением внешнего НО-калориметра), в качестве ФД использовались гибридные лавинные фотодиоды (HAPD), способные работать в таких полях. Однако HAPD, используемые в калориметре НО, из-за неоднородности магнитного поля, в котором они располагаются, постепенно заменяются на микропиксельные лавинные фотодиоды (MAPD). В HCAL была достигнута высокая сегментация по  $\eta$  и  $\varphi$ :  $(\Delta\eta, \Delta\varphi) = (0,087, 0,087)$ , что способствовало проведению детального исследования откликов разных частиц ливня при энергиях  $< 10$  ГэВ (рис. 30, б) [51]. Такое исследование представляет большой интерес

в связи с экспериментами на проектируемом ускорителе ИС, где предполагается проведение детальной идентификации всех частиц ливней.

2.2.5. *Калориметры спектрометра LHCb [29, 52].* Основной задачей эксперимента LHCb является прецизионное измерение распадов  $B$ -мезонов с целью исследования CP-асимметрии. На калориметрическую систему LHCb возлагались две большие задачи: поиск редких распадов  $B$ -мезонов, таких как

- радиационные распады  $B_d - K^* \gamma$ ,  $B_s - \varphi \gamma$ ,
  - распады, включающие  $\pi^0$  и  $\eta$ ,  $B_d - \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $J/\psi \eta$ ,  $D^0 - K^- \pi^+ \pi^0$ ,
  - распады, включающие  $e$ ,  $B - K^* e^+ e^-$ ,
- и обнаружение адронов,  $e$ ,  $\gamma$ ,  $\pi^0$  с большими  $P_t$ .

В соответствии с этим необходимо было надежно идентифицировать электроны,  $\gamma$ -кванты и адроны, измерять их энергии и пространственные координаты, а также четко отделять одиночные  $\gamma$ -кванты от  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ . Эти требования определяли выбор структуры и характеристик калориметрической системы спектрометра.

Калориметрическая система спектрометра состоит из электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров. Перед ECAL установлены два предливневых детектора — сцинтилляционные пэдовые (СцПД) и предливневые (ПД), между которыми установлен Pb-поглотитель толщиной  $2,5X_0$ .

СцПД и ПД представляют собой две высокосегментированные сцинтилляционные плоскости, составленные из тайлов трех типоразмеров (ячеек) с одинаковой толщиной 15 мм. Характеристики тайлов были приведены в п. 1.4.2. СцПД определяет, является ли проходящая через него частица заряженной или нет, а ПД устанавливает факт прохождения через него электрона или  $\gamma$ -кванта по наличию электромагнитного ливня и  $\pi$ -мезона по отсутствию такого ливня. Полное число сцинтилляционных пэдов составило около 12 000. ПД совместно с ECAL используются как триггеры, указывающие на наличие  $e$ ,  $\gamma$ -квантов и  $\pi^0$ -мезонов.

Сегментация СцПД/ПД однозначно соответствует сегментации ECAL — каждая из плоскостей СцПД и ПД делилась на три секции — внутреннюю (3072 с ячейками  $4 \times 4$  см), среднюю (3584 с ячейками  $6 \times 6$  см) и внешнюю (5376 с ячейками  $12 \times 12$  см). Необходимость такой сегментации калориметрической системы вызвана тем, что плотность потока частиц по поверхности калориметров меняется почти на два порядка.

Для светосбора из тайлов используются WLS-волокна, уложенные в 3,5 витка в канавки, прорезанные в тайлах, а передача света от WLS-волокон в ФД осуществляется с помощью оптических волокон. Такая система позволила собирать 20–30 фотоэлектронов на ячейку от минимально ионизирующих частиц. В качестве ФД использовались 64-канальные ФД с размерами пикселей  $2 \times 2$  мм, к каждому пикселю которого передается сигнал с одного WLS-волокна. Это позволило свести количество необходимых ФД для считывания  $\sim 12\,000$  пэдов до  $\sim 200$ .

Эффективность разделения  $e/\pi$  на прототипе ПД была проверена на SPS на пучках  $e$  и  $\pi$ -мезонов при импульсах 10–50 ГэВ/с. Измерения показали, что отбраковка  $\pi$ -мезонов при пороге обрезания на уровне пяти минимально ионизирующих частиц составляет 99,6, 99,6 и 99,7% при сохранении  $e$  на уровне 91, 92 и 97% при импульсах 10, 20 и 50 ГэВ/с соответственно [29].

2.2.6. *Адронный калориметр LHCb [29, 52].* HCAL LHCb представляет собой «сэндвич»-калориметр, составленный из чередующихся слоев из пластин Fe и сцинтиллятора толщиной 16 и 4 мм соответственно (рис. 31). Пластины расположены параллельно пучку.

В боковом направлении между тайлами размещаются Fe-пластины толщиной 1 см (1 радиационная длина), а в продольном направлении Fe и сцинтилляционные пластины чередуются, и суммарная длина соответствует длине ядерного взаимодействия в Fe. Свет, собираемый WLS-волокнами Kuraray Y11(250)MSJ диаметром 1,2 мм, расположенными вдоль тайлов, передается на ФЭУ. В процессе передачи света происходит его ослабление, что приводит к неоднородности светосбора с тайлов, расположенных на разных расстояниях от ФЭУ. Для устранения этого эффекта используется процедура регулировки оптического контакта между волокном и тайлом. Так, оптический контакт между волокном и тайлом ослаблялся на 22% в самых близких к ФЭУ местах по сравнению с самыми удаленными. Такая процедура позволяла получать однородность светосбора от тайлов на уровне нескольких процентов.

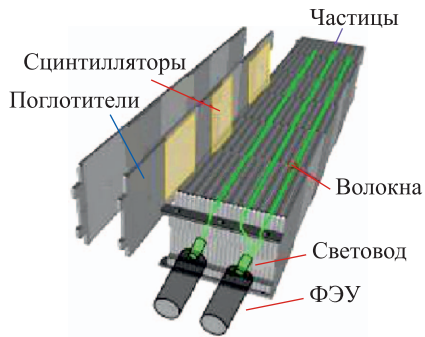


Рис. 31. Схема адронного калориметра LHCb

В HCAL LHCb, как и в ECAL, используется сегментация, где внутренняя секция имеет ячейки  $13 \times 13$  см, а внешняя —  $26 \times 26$  см.

Энергетическое разрешение HCAL выражается формулой [29]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%, \quad \text{где } E \text{ в ГэВ.}$$

2.3. **Электромагнитные калориметры типа «шашлык».** 2.3.1. *Электромагнитный калориметр LHCb.* ECAL спектрометра LHCb представляет собой калориметр типа «шашлык», составленный из чередующихся слоев свинцовых и сцинтилляционных пластин, через отверстия в которых укладываются WLS-волокна. Характерной особенностью такого типа калориметров является

высокая однородность и временное разрешение, радиационная стойкость, надежность в эксплуатации.

Калориметр был собран в виде отдельных модулей длиной 42 см с размерами в поперечном сечении  $12,2 \times 12,2$  см и состоял из стопки сцинтиллятор/свинец из 67 слоев тайлов (ячеек) толщиной 4 мм и 66 слоев свинцовых пластин толщиной 2 мм. В соответствии с плотностью загрузки калориметра использовались три типа модулей, отличавшихся размерами и количеством ячеек. В наиболее загруженной внутренней области каждый слой модулей состоял из девяти ячеек размерами  $4 \times 4$  см, в средней области — из четырех ячеек размерами  $6 \times 6$  см, а в крайней — из одной ячейки с размерами  $12 \times 12$  см. В тайлах и свинцовых пластинах были просверлены отверстия для

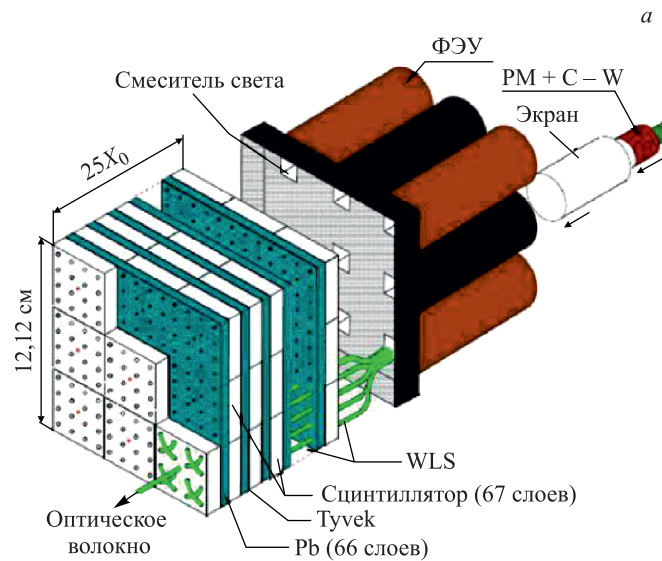


Рис. 32. а) Схема ECAL LHCb; б) три типа модулей ECAL LHCb в сборке

укладки WLS-волокон с шагом 10,1 мм для модулей во внутренней и средней областях и 15,35 мм для модулей в крайних областях. Количество волокон в ячейках внутреннего, среднего и крайнего модулей составило соответственно 9, 36 и 64. На рис. 32, *a* приведен вид внутреннего модуля, собранного из девяти тайлов в одном слое, а на рис. 32, *б* — три вида модулей, используемых в разных областях. Светосбор с тайлов проводился WLS-волокнами с диаметром 1,2 мм Kuraray Y11(250)MSJ, протянутыми через дырки, прорезанные в тайлах. Для большего светосбора каждое волокно, образовав петлю, проходило через модуль дважды. В качестве ФД использовались Hamamatsu R7899-20.

Полная радиационная длина модуля  $25X_0$ , а радиус Мольера 3,5 см. Общее количество модулей 3312. Пластины сцинтиллятора (тайлы) изготовлены методом литья под давлением [9]. Края тайлов были химически обработаны для получения диффузно отражающей поверхности, что позволило исключить перекрестные наводки от соседних тайлов и повысить светосбор с краевых областей модулей, состоявших из инертных материалов толщиной  $\sim 0,2$  мм. Однако такая обработка краев тайлов приводила в целом к уменьшению светосбора на 30 % по сравнению со светосбором из тайлов с отполированными краями.

На энергетическое разрешение калориметра сильное влияние оказывает однородность светосбора от тайла к тайлу. Измерения показали разброс светосбора, но благодаря специальной обработке краев тайлов он составил менее 2,5 % среднеквадратической ошибки. Энергетическое разрешение ECAL, измеренное на пучках  $e$  и  $\pi$ -мезонов с импульсами 10 и 50 ГэВ/с на канале X7 SPS в ЦЕРН, выражается формулой  $\sigma/E \sim 9\%/\sqrt{E} + 0,8\%$  [29]. Оно хуже, чем в ECAL, составленном из кристаллов  $PbWO_4$ , где стохастический член достигает несколько процентов, но стоимость его была бы значительно выше.

2.3.2. *Электромагнитный калориметр детектора КОПИО [53].* В детекторе КОПИО, предназначенном для поиска нарушений CP-инвариантности в очень редких процессах распада  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \nu$ , предъявлялись очень высокие требования к регистрации  $\gamma$ -квантов ( $> 99,99\%$ ), что было продиктовано необходимостью отделения этих процессов от распадов  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . В детекторе КОПИО использовался электромагнитный калориметр типа «шашлык», собранный из модулей, состоящих из 300 слоев Pb и сцинтилляционных пластин толщиной соответственно 0,275 и 1,5 мм и размером сечения  $109,7 \times 109,7$  мм. Полная радиационная длина калориметра составляла  $\sim 16X_0$ . В пластинах были просверлены 144 отверстия диаметром 1,3 мм с шагом 9,3 мм, через которые проложены 72 многооболочечных WLS-волокон Kuraray Y11(200). Каждое волокно, образовав петлю, проходило через модуль дважды (рис. 33). Считывание сигналов осуществлялось с обоих концов каждого волокна.

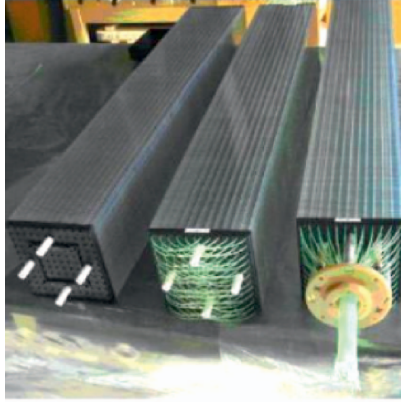


Рис. 33. Модули калориметра КОРИО на разных стадиях их изготовления

В калориметре КОРИО благодаря сокращению мертвых зон, повышению однородности светосбора из пластин (неоднородность светосбора  $< 3\%$ ), использованию сцинтиллятора, изготовленного литьевым методом с основой из BASF143E с добавками 1,5% РТР и 0,44% РОРОР, а также использованию в качестве ФД ливневых фотодиодов API (Advanced Photonix Inc.) 630-70-74-510 с большой активной площадью ( $200 \text{ мм}^2$ ) и квантовой эффективностью 94% было получено очень хорошее энергетическое разрешение:

$$\frac{\sigma_E}{E} = (1,96 \pm 0,1) \% \oplus \frac{(2,74 \pm 0,05) \%}{\sqrt{E} [\text{ГэВ}]},$$

а временное разрешение описывается формулой

$$\sigma_t = \frac{(72 \pm 4) \text{ пс}}{\sqrt{E} [\text{ГэВ}]} \oplus \frac{(14 \pm 2) \text{ пс}}{E [\text{ГэВ}]}.$$

2.3.3. *Электромагнитный калориметр ALICE [54].* Калориметр предназначен для измерения электромагнитных ливней, рождаемых электронами и  $\gamma$ -квантами с энергиями до  $\sim 250 \text{ ГэВ}/c$ , и служит как эффективный триггер для высокоэнергетичных ливней от  $e/\gamma$  для разделения  $\gamma/\pi^0$  и  $e/h$ . В соответствии с поставленными задачами калориметру предъявлялись высокие требования по энергетическому и пространственному разрешениям.

Для спектрометра ALICE использовался электромагнитный калориметр типа «шашлык», подобный тому, что в спектрометре LHCb, но в отличие от последнего электромагнитный калориметр ALICE эксплуатируется в сильном магнитном поле, что исключает применение в нем вакуумных ФЭУ.

Калориметр собирался в виде модулей из 76 слоев Pb и 77 слоев сцинтилляционных пластин толщинами 1,44 и 1,77 мм соответственно, а полная толщина модуля составляла 24,6 см ( $20,1X_0$  и радиус Мольера 3,2). Каждый модуль представлял собой четыре независимые башни  $6 \times 6 \text{ см}$  (всего 12288 башен), что обеспечивало очень высокую сегментацию калориметра ( $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,014 \times 0,014$ ) при  $\eta = 0$ . Светосбор с каждой башни проводился 36 WLS-волокнунами Kuragau диаметром 1 мм, собранными в жгут диаметром 6,8 мм, и передавался на ливневый фотодиод Hamamatsu ( $5 \times 5 \text{ мм}$  APD S86664-55). Всего в калориметре использовались около 12000 таких фотодиодов.

Для улучшения светосбора дальние от фотодиода торцы волокон были алюминизированы, а другие торцы, набранные в жгут, полировались и через короткий световод/диффузор соединялись с фотодиодом. Поверхности тайлов накрывались белой бумагой, а края их покрывались  $\text{TiO}_2$ , что позволило светоизолировать тайлы друг от друга с эффективностью  $> 99\%$ .

Измерения, проведенные на прототипе на пучках с энергиями до 100 ГэВ, показали высокую однородность откликов всех башен ( $< 1\%$ ) и хорошую линейность откликов в этой области энергии, а световыход из APD при коэффициенте внутреннего усиления  $M = 30$  составил  $\sim 130$  фотоэлектронов/МэВ. Энергетическое и пространственное разрешения прототипа удовлетворяли заложенным требованиям к калориметру и выражались формулами

$$\frac{\sigma_E [\%]}{E} = \frac{11,1 \pm 0,4}{\sqrt{E} [\text{ГэВ}]} \oplus \frac{5,1 \pm 0,7}{E} \oplus 1,7 \pm 0,3 \quad \text{и} \quad \sigma_x [\text{мм}] = \frac{5,3}{\sqrt{E} [\text{ГэВ}]} \oplus 1,5.$$

*2.3.4. Электромагнитный калориметр ECAL0 [55].* Компактные высокосегментированные модули для электромагнитного калориметра типа «шашлык» созданы в ОИЯИ для спектрометра COMPASS на базе чередующихся слоев пластин свинца и сцинтиллятора с перфорированными отверстиями для укладки в них WLS-волокон. Тайлы были изготовлены методом литья в специальных формах на базе PS с люминесцентными добавками 2,0% RTP и 0,05% РОРОР. Полная длина калориметра около  $15X_0$ . Конструкция модуля калориметра показана на рис. 34. Модуль состоял из 109 слоев, каждый из которых был собран из Pb-пластины размером  $0,8 \times 119,8 \times 119,8$  мм и девяти тайлов толщиной 1,5 мм и размерами  $39,95 \times 39,95$  мм, формируя девять светоизолированных друг от друга башен. Для улучшения однородности и повышения светосбора края тайлов и поверхности Pb-пластин были покрашены белой краской.

В каждом тайле выполнены 16 отверстий, в которых уложены WLS-волокна для светосбора и еще одно отверстие для проволоки, с помощью которой стягиваются все пластины вместе. В качестве WLS-волокон использовались волокна BCF-91A диаметром 1,2 мм. Концы 16 волокон, выведенные из каждой башни модуля, обрезались, полировались и собирались в отдельный жгут диаметром 6 мм, а противоположные концы волокон после обрезки также полировались и покрывались зеркальной краской.

В качестве ФД использовались лавинные микропиксельные фотодиоды MAPD-3N размером  $3 \times 3$  мм с супервысокой плотностью пикселей  $1,5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$ , широким диапазоном линейности, светосбором  $4 \cdot 10^4$  и эффективностью регистрации фотонов в синей области около 25%. Для эффективного сочленения собранных в жгут волокон с фотодиодом, площадь сечения которого меньше площади жгута, использовали конус Винстона с эффективностью светосбора 95%. Сбор и квантовая эффективность MAPD-3N сильно



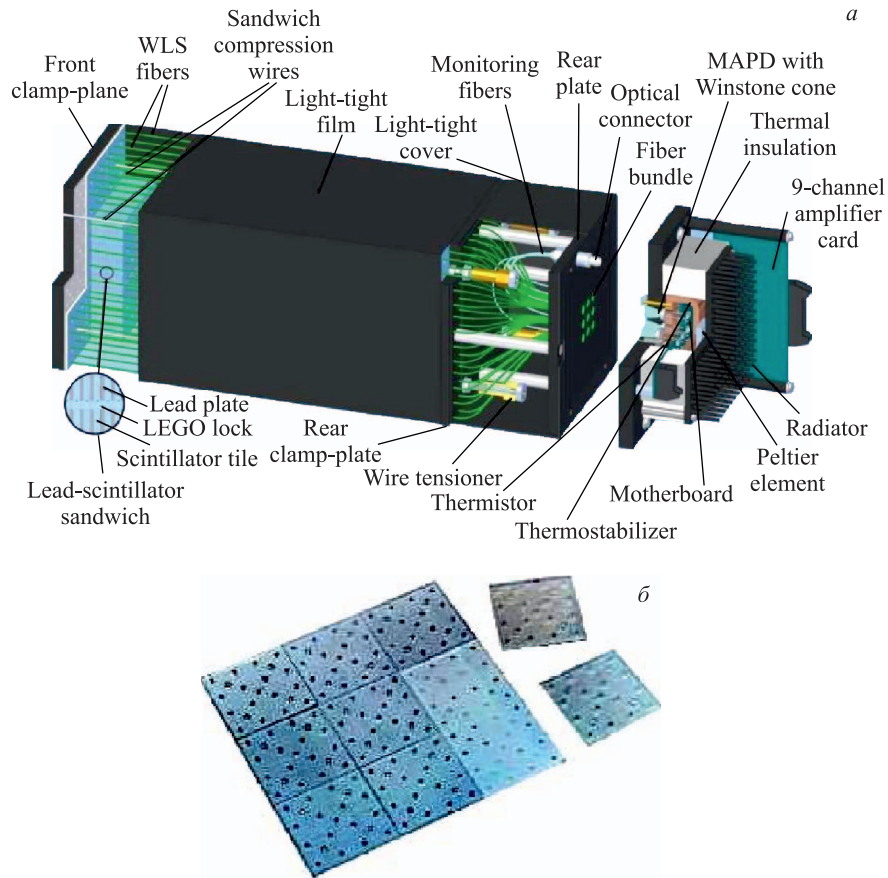


Рис. 34. Конструкция модуля калориметра типа «шашлык» (а) и тайлы с перфорированными отверстиями (б)

зависят от температуры. Так, стабилизация рабочей температуры  $T = 15^\circ\text{C}$  обеспечивалась элементом Пельтье на уровне  $0,05^\circ\text{C}$ .

Энергетическое разрешение, полученное при испытаниях  $3 \times 3$  модулей калориметра на канале Т9  $e$ -пучка PS ЦЕРН, описывалось формулой (предварительные результаты)

$$\frac{\sigma_E [\%]}{E} = \frac{7,8}{\sqrt{E}} \oplus 2,3.$$

Отметим, что такие же модули планируется использовать для электромагнитного калориметра многоцелевого детектора MPD на проектируемом в ОИЯИ коллайдере тяжелых ионов NICA [56].

**2.4. Свинец (вольфрам)-волоконные калориметры типа «спагетти».**

Электромагнитные свинцово-волоконные калориметры являются одними из самых быстрых, компактных, плотных и радиационно стойких электромагнитных калориметров, которые начали использоваться с 1980-х гг. [57]. В таких калориметрах носителями пассивного элемента являются свинцовые пластинки (фольги), в круглых канавках которых укладываются волокна, выполняющие роль активного элемента.

На рис. 35 изображен набор пластинок толщиной 1,2 мм, в которых были продавлены круглые канавки радиусом 0,45–0,5 мм для укладки WLS-волокон [58]. Волокна с пластинами и сами пластины между собой склеивались с помощью эпоксидного клея, создавая жесткую конструкцию. Из таких пластин и волокон был собран и испытан ECAL, габаритные размеры которого составили 10 × 10 × 30 см, отношение объемов поглотителя и волокна равнялось 1,17, эффективная радиационная длина 1,05 см. Волокна с основой из PMMA и оболочкой флюороакрилата и ЛД разных концентраций были произведены в инженерном центре полимерных оптических волокон (Тверь, Россия). Измеренная длина затухания волокон составила около 80 см.

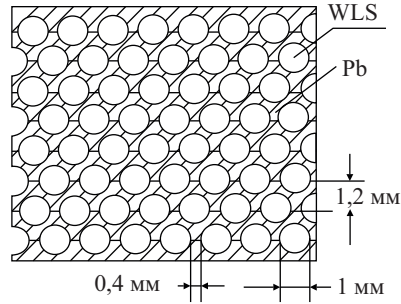


Рис. 35. Вид Pb-пластин с перфорированными канавками для укладки волокон [58]

Испытания прототипа были проведены на 5-ГэВ пучке  $\pi^+$ -мезонов на У-70 в ИФВЭ и на электронном пучке X5 ЦЕРН при энергиях 5–70 ГэВ. Измеренное энергетическое разрешение прототипа выражается формулой

$$\frac{\sigma_E [\%]}{E} = \frac{11,23 \pm 0,40}{\sqrt{E}} \oplus 0,96 \pm 0,08.$$

**2.4.1. Детектор KLOE [59].** Детектор KLOE предназначен для исследования нарушений CP-инвариантности в распадах  $K^0$ , рождающихся в процессах распада  $\varphi \rightarrow K_L K_S$ , образующихся при соударениях  $e^+e^-$  на коллайдере DAΦNE. Для проведения исследований необходимо было разделять каналы распада  $K_L, K_S$  на  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  с неопределенностью не более чем  $3 \cdot 10^{-4}$ .

Детектор включал в себя электромагнитный калориметр ECAL и тонкостенные цилиндрические дрейфовые камеры (диаметром 4 м и длиной 3,3 м), расположенные в магнитном поле 0,52 Тл. В объеме камеры распадались около 30%  $K_L$ . ECAL представлял собой калориметр, собранный из Pb-пластин (фольги) и WLS-волокон, и состоял из двух частей (баррельной и торцевой). Баррельная часть калориметра была собрана в виде 24 модулей

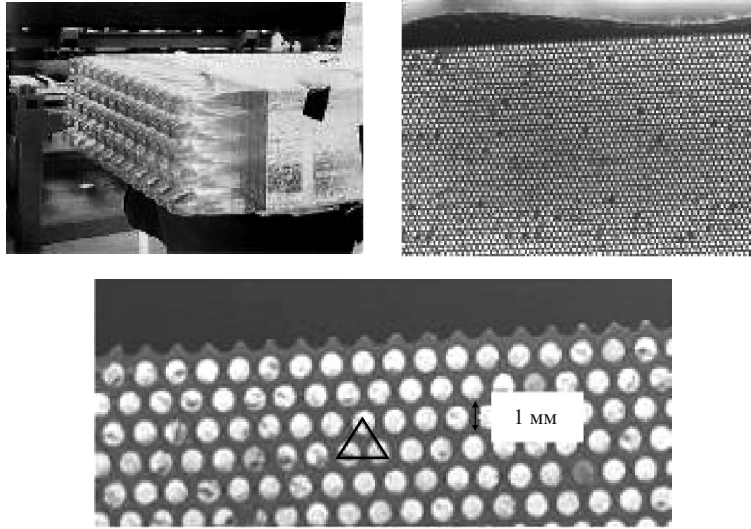


Рис. 36. Модуль баррельной части KLOE с пятью рядами световодов по 12 шт. (а), торец модуля после машинной обработки (б) и свинец-волоконная матрица (в) [59]

трапецидальной формы длиной 4,3 м и толщиной 23 см ( $\sim 15X_0$ ), а торцевая часть — из 32 вертикальных модулей толщиной 23 см и длиной от 0,7 до 3,9 м. Каждый модуль был выполнен в виде стопки из 200 свинцовых фольг шириной 65 см и толщиной 0,5 мм с углублениями, в которые вклеивались WLS-волокна диаметром 1 мм (рис. 36).

Использовались волокна SCFI-81 и PolHiTech 0046, первые из них как обладающие большими величинами световыхода, длины затухания и радиационной стойкости использовались во внутренних слоях калориметра, где поглощается большая часть энергии ливня, а вторые — во внешних областях. Точность толщины фольг поддерживалась на уровне нескольких микрометров, а прямолинейность углублений на длине 1 м на уровне 0,1 мкм. Всего было использовано 15 000 км волокон и 75 км фольг. Конструкция ECAL покрывала 98% от полного телесного угла.

Считывание с модулей проводилось с помощью световодов, состыкованных с мелкоячеистыми ФД Hamamatsu R5946/01 посредством оптической смазки BC-630.

Энергетическое и временное разрешения калориметра, измеренные с помощью  $\gamma$ -квантов от радиационных распадов  $\varphi$ -мезонов, описывались формулами

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5,7\%}{\sqrt{E}} \quad \text{и} \quad \sigma_t = \frac{54 \text{ пс}}{\sqrt{E}} \oplus 140 \text{ пс}, \quad \text{где } E \text{ в ГэВ.}$$

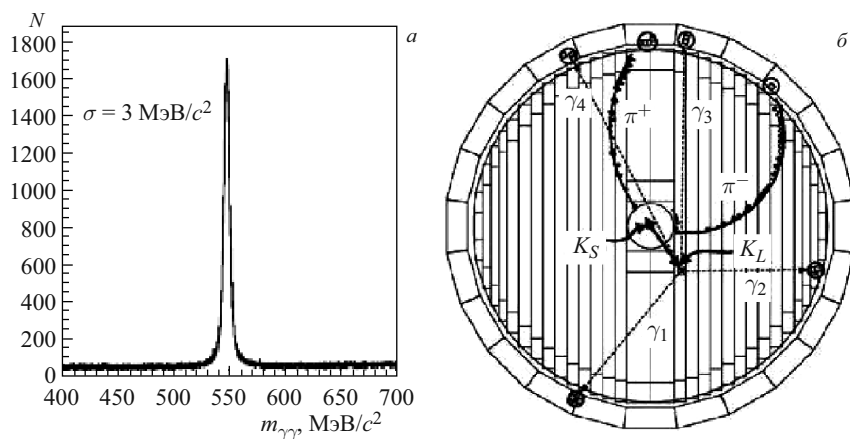


Рис. 37. а) Распределение по эффективной массе  $\gamma\gamma$  из распадов  $\eta \rightarrow \varphi\gamma$ ; б) схематическое изображение распада  $\varphi \rightarrow K_L K_S$  с последующим распадом  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K_L \rightarrow 2\pi^0(4\gamma)$

Распределение по эффективной массе  $\gamma\gamma$  из распадов  $\eta \rightarrow \varphi\gamma$ , приведенное на рис. 37, показывает узкий пик ( $547,853 \pm 0,024$ ) МэВ, что свидетельствует о надежной работе всех элементов детектора. Измеренная эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $> 100$  МэВ составила 98 % и более. На рис. 38 приведено схематическое изображение распада  $\varphi \rightarrow K_L K_S$  с последующим распадом  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K_L \rightarrow 2\pi^0(4\gamma)$ .

2.4.2. Прототип ECAL для (g-2)-эксперимента [60]. Прототип вольфрам-волоконного электромагнитного калориметра для (g-2)-эксперимента, изготовленный из W-пластин и WLS-волокон, является весьма компактным, быстрым, суперплотным и простым в изготовлении. Он набирается из тонких W-пластин и WLS-волокон BCF-10, собранных в виде ленты (рис. 38, а). Толщины пластины и ленты составляют всего 500 мкм. Пластины и волокна склеиваются между собой эпоксидным клеем, образуя модуль калориметра — жесткую единую систему с размерами  $4 \times 4 \times 11$  см (рис. 38, б).

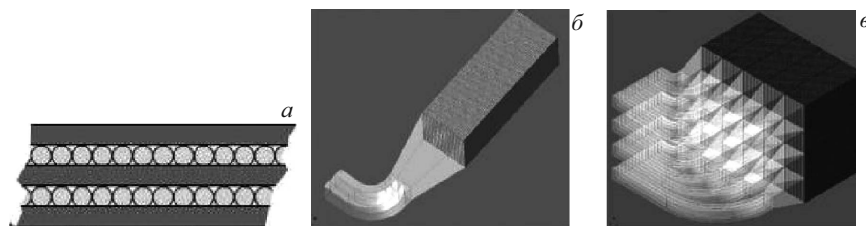


Рис. 38. а) W-пластины с WLS-волокнами; б) модуль калориметра со световодом; в) ансамбль, собранный из 20 модулей

Из 20 таких модулей набирается ансамбль (рис. 38, *в*), а всего для калориметра используются 24 таких ансамбля. Считывание сигналов с каждого модуля планируется либо ФЭУ, установленными за пределами действия магнитного поля, либо кремниевыми ФЭУ. Вычисленные величины радиационной длины и радиус Мольера составили соответственно 0,69 и 1,73 см, а измеренное значение величины стохастического члена в энергетическом разрешении —  $(11,8 \pm 1,1) \%/ \sqrt{E}$  (ГэВ) в области энергий 1,5–3,5 ГэВ.

**2.5. Нейтринные детекторы (MINOS, OPERA).** Сцинтилляционные счетчики благодаря их хорошим оптическим характеристикам, относительной дешевизне и простоте изготовления, надежности в эксплуатации и возможности покрывать значительные экспериментальные площади (например, в MINOS 28 000 м<sup>2</sup>), высокой сегментации, долговременной стабильности характеристик и простоте проведения калибровки и мониторинга нашли самое широкое применение в нейтринных экспериментах (MINOS, OPERA, MINERvA, T2K).

*2.5.1. Детектор MINOS [11].* Для исследования осцилляций мюонных нейтрино  $\nu_\mu$  был создан спектрометр MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search), состоявший из двух подобных детекторов. Меньший из них (ближний) находился в FNAL, где рождались нейтрино со средней энергией около 3 ГэВ на пучке протонов 120 ГэВ, а больший (дальний) — в подземной шахте глубиной 750 м в Судане (штат Миннесота) на расстоянии 735 км от первого. Сравнение количества событий, их спектров и энергий в этих детекторах позволяло вычислить параметры осцилляций. Детекторы представляют собой «сэндвич»-калориметры, состоящие из чередующихся слоев стальных намагниченных пластин толщиной 2,54 см и сцинтилляционных стрипов толщиной 1 см. В передней калориметрической части детектора чередование стальных пластин и стриповых плоскостей имело место без пропусков, тогда как в дальней спектрометрической части — через четыре пластины. Детекторы в поперечном сечении имели шестигранную форму (рис. 39, *а*). Габаритные размеры большего детектора  $8 \times 8 \times 31$  м. Кроме этих двух детекторов использовался также третий, установленный в ЦЕРН для калибровочных целей.

Выбору такого «сэндвич»-варианта детектора предшествовали длительные исследовательские работы. Рассматривались варианты использования жидких сцинтилляторов, трубок Яроччи и многоззорной камеры с резистивными пластинами [11]. Предпочтение было отдано варианту со стрипами в силу тех их многочисленных достоинств, которые были приведены выше.

Стрипы были изготовлены из полистирола с ЛД РРО 1% и РОРОР 0,03% и имели прямоугольное сечение  $1,0 \times 4,1$  см и длину до 8 м с канавкой для укладки в нее WLS-волокна (рис. 11). В качестве WLS-волокна были выбраны многооболочечные волокна на полистирольной основе с диаметром 1,2 мм Kuraray Y11(175) типа non-S, как обладающие не только высокой однородностью структуры, но и большей прозрачностью, длиной затухания

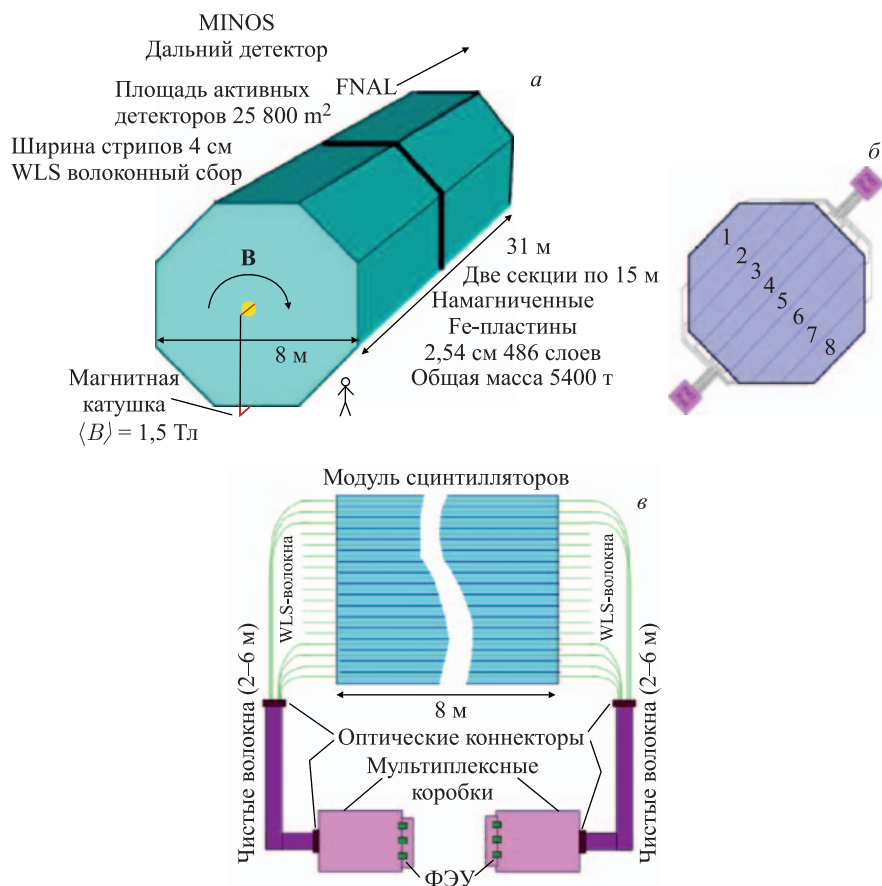


Рис. 39. а) Схема детектора MINOS; б) схема сцинтилляционной плоскости с восемью модулями; в) схема считывания со сцинтилляционных стрипов

и световыходом. При этом решающую роль сыграл больший световыход с дальнего от ФЭУ торца стрипа, снимаемого с помощью WLS-волокна длиной 9 м и состыкованного с ним оптического волокна длиной 3 м.

Сцинтилляционные стрипы были собраны на отдельные плоскости по 192 шт., сгруппированные по 20 и 28 шт. в восемь модулей, притом по 20 шт. в модулях 4–6 и 28 шт. в остальных модулях (рис. 39, б). Всего плоскостей в обоих детекторах MINOS было 644, а стрипов — около 105 тыс. Стрипы были склеены между собой и с одной из Al-крышек, закрывающих плоскость стрипов с обеих сторон, что обеспечивало достаточно хорошую жесткость конструкции, а также светоизоляцию и пожарную безопасность.

Плоскости располагались вертикально, а стрипы в соседних плоскостях были ориентированы попарно взаимно-перпендикулярно. Светосбор от стрипов проводился WLS-волокнами, которые через оптический разъем соединялись с оптическими волокнами для дальнейшей передачи света к ФЭУ (рис. 39, в). Использование оптически чистых волокон диктуется тем, что длина затухания в них почти в два раза превышает длину затухания в WLS-волокнах и составляет около 12 м [13]. Общее количество фотоэлектронов, снимаемое с каждого из стрипов двумя ФЭУ, составило в среднем около 5,5 (при минимально требуемом количестве 4,7). В качестве ФЭУ использовались многоанодные Hamamatsu R5900-00 с 16 и 64 анодами для дальнего и ближнего детекторов с пикселями соответственно  $4 \times 4$  мм и  $2 \times 2$  мм.

Измеренное энергетическое разрешение для электромагнитного и адронного ливня в калориметре составило соответственно  $21,4\%/\sqrt{E} \oplus 4\%/E$  и  $56\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ , а временное разрешение для дальнего и ближнего детекторов — 2,3 и 5 нс [13]. Полученные результаты показали их полное соответствие проектным требованиям.

**2.5.2. Детектор OPERA [17].** Этот детектор предназначен для исследований нейтринных осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  на пучке  $\nu_\mu$  ЦЕРН и расположен в горах Гран-Сассо (Италия) на расстоянии 730 км от ЦЕРН. Детектор состоит из двух супермодулей, включающих в себя стенки из Rb/эмульсии, сцинтилляционные стенки и магнитный спектрометр.

Каждая сцинтилляционная стенка собрана из двух плоскостей, на которых расположены сцинтилляционные стрипы, ориентированные взаимно-перпендикулярно относительно друг друга (рис. 40, а), что позволяет прово-

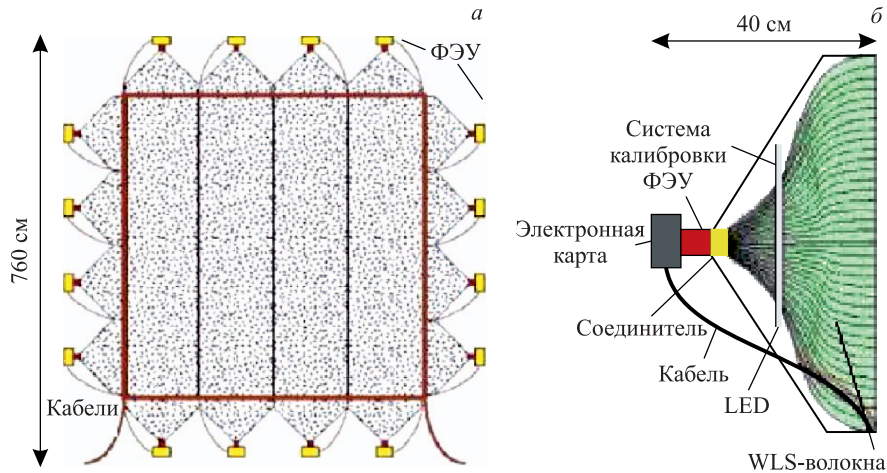


Рис. 40. а) Схема сцинтилляционной стенки с 64-канальным ФЭУ H7546. б) Схема соединения WLS-волокон с 64-канальным ФЭУ H7546

дить измерения двух координат ( $X, Y$ ) и устанавливать место в мишени, где произошло интересное событие. Всего в детекторе 62 сцинтиляционные стенки по 31 стенке на каждый из двух супермодулей. На каждой плоскости стенки размещаются четыре модуля  $6,7 \times 1,66$  м, собранные из 64 стрипов  $1 \times 2,6 \times 670$  см. Стрипы были экструдированы из полистирола с добавками 2% р-терфенила и 0,02% РОРОР в ИСМА [17]. Каждый стрип был покрыт светоотражающим материалом  $TiO_2$ , а по середине его широкой стороны была нарезана канавка, в которую укладывалось на клей WLS-волокно Kuraray Y11(175)MJ типа non-S. Сигналы со стрипа, имеющие длины волн в синей области, снимались и переизлучались волокном в сигналы с длинами волн в зеленой области и передавались на 64-канальный ФЭУ Н7546 (рис. 40, б). Калибровка сигналов со стрипов, проводимая с помощью светодиода LED, позволяла проверить состояние всех каналов (рис. 40, б).

Сбор сигналов от МIP со стрипов проводился с обоих торцов волокна и составил  $\sim 8$  фотоэлектронов в центре стрипа (рис. 41). На одну стенку использовались 16 ФЭУ Н7546, а всего на полный детектор 992. Каждый пиксель ( $2,3 \times 2,3$  мм) ФЭУ считывался независимо, а сбор с них составил от  $3 \cdot 10^5$  до  $10^6$ . Такой большой разброс сбора корректировался с помощью 32-канальной считывающей электроники ASIC, которая позволяла выравнять сигналы с разных каналов [61].

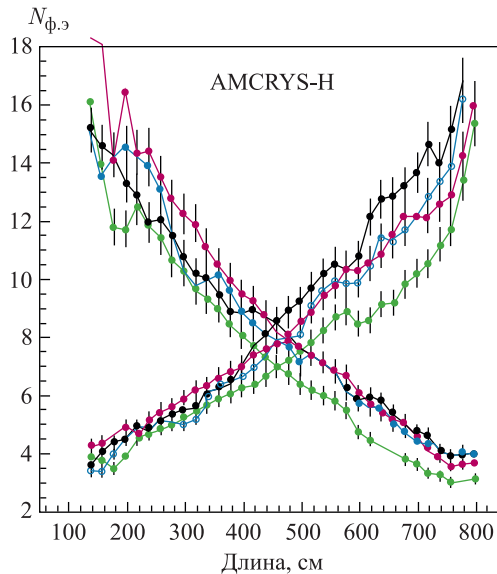


Рис. 41. Светосбор со стрипов длиной 7 м



**2.6. Эксперимент в космосе AMS-02.** Спектрометр AMS-02 предназначен для исследований состава и энергетического спектра космических частиц, поиска антиматерии и темного вещества [62].

В спектрометре AMS-02 (рис. 42) используется свинец-волоконный электромагнитный калориметр типа «спагетти» размером  $648 \times 648$  мм, толщиной 166 мм, состоящий из девяти суперслоев, набранных из свинцовых пластин с канавками, в которые укладывались на эпоксидной смоле сцинтилляционные волокна диаметром 1 мм. Волокна в соседних слоях располагались взаимно-перпендикулярно, позволяя измерять координаты  $(X, Y)$  проходящих частиц.

Для максимального светосбора волокна соединялись с ФЭУ через плексигласовые световоды усеченной пирамидальной формы. Каждый из световодов обертывался Al-фольгой. Контакты световода с волокном и ФЭУ осуществлялись с помощью силиконовой оптической смазки. В качестве ФД использовались четыреханодные Hamamatsu R7600-00-M4 в количестве 324 шт. Общая толщина калориметра составила 17 радиационных единиц [62].

Энергетическое разрешение, измеренное при испытаниях на пучках электронов и протонов в ЦЕРН с энергиями от 6 до 250 ГэВ, выражается

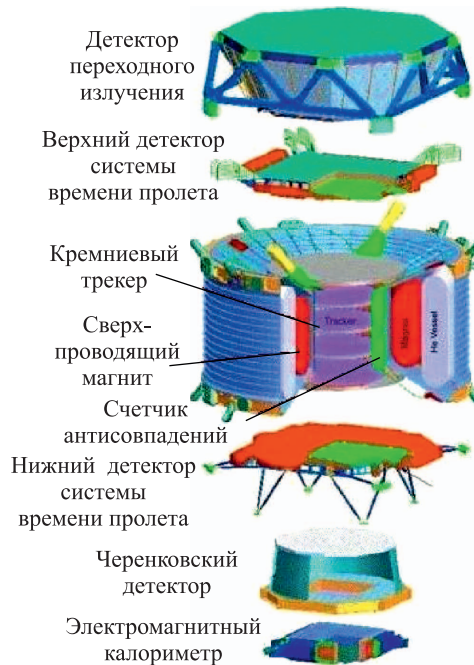


Рис. 42. Схема спектрометра AMS-02

формулой

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(10,4 \pm 0,2) \%}{\sqrt{E}} \oplus (1,4 \pm 0,1) \%$$

Спектрометр AMS-02 снабжен времяпролетной системой, состоящей из двух верхних и двух нижних сцинтилляционных плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии 1,2 м (рис. 42). Сцинтилляторы изготовлены из поливиниловых брусков, сигналы с которых с помощью плексигласовых световодов передавались на мелкоструктурные ФЭУ R5948. Эти ФЭУ обладали большим сбором ( $10^6$ ), хорошими временными характеристиками — время нарастания 1,9 нс, транзитное время 7,7 нс, а также способностью работать в магнитном поле спектрометра. Система предназначена для измерения времени пролета частиц с точностью до  $\sim 150$  пс и для выполнения функции триггера и позволяет отделять электроны (позитроны) от протонов (антипротонов) вплоть до импульсов  $\sim 0,5$ – $1,5$  ГэВ/с с разрешением по скорости протонов, достигающим 4 % [63].

Совместное использование результатов измерений времяпролетной системы, трековой системы, расположенной в магнитном поле, и черенковского счетчика дает возможность определить массу частицы, прошедшей через спектрометр. Калориметр позволяет отделять протоны от  $e^+$  и антипротоны от  $e^-$  на уровне порядка  $10^6$ .

### 3. ФОТОДЕТЕКТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКАХ В СОВРЕМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Фотодетекторы (ФД), являющиеся составной частью сцинтилляционных счетчиков, во многом определяют их важнейшие характеристики — светосбор, временное, энергетическое и пространственное разрешения. Дальнейшее развитие и использование сцинтилляционных счетчиков в современных и будущих экспериментах в значительной степени будет определяться состоянием и совершенствованием ФД. В связи с этим к ФД предъявляются повышенные требования

— к чувствительности, поскольку световыход со сцинтилляторов (длинных стрипов и небольших тайлов) может составлять всего несколько фотоэлектронов;

— к однородности светосбора и стабильности характеристик;

— к компактности (отношение полезной площади фотокатода к его полной площади);

— к пикселизации, необходимой при волоконном съеме сигналов со стрипов и тайлов;

— к способности работать в сильных магнитных и радиационных полях;

— к снижению стоимости и размеров.

К наиболее широко используемым ФД относятся вакуумные — многоанодные ФЭУ (МА ФЭУ), а также триоды и полупроводниковые PIN-фотодиоды, гибридные лавинные (HAPD), лавинные (APD) и лавинные в ограниченном гейгеровском режиме (G-APD), фотодетекторы видимого светового спектра (VLPC).

**3.1. Многоанодные ФЭУ и триоды.** МА ФЭУ благодаря высокому сбору ( $10^6$ – $10^7$ ), способности регистрировать одиночные фотоны с высоким разрешением и возможности сегментации их анодов находят широкое применение в современных сцинтилляционных счетчиках. Они относятся к вакуумным фотодетекторам, фотокатоды которых обычно изготавливаются из бищелочного материала, а корпус и диоды — из металла. Количество каскадов усиления достигает десяти и более. Их квантовая эффективность в видимой области света не превышает  $\sim 25\%$ . К недостаткам МА ФЭУ следует отнести высокое напряжение питания, их неспособность работать в магнитных полях без специальных мер по магнитной защите. Еще одним фактором, с которым приходится считаться, является компактность детектора. Например, в старых образцах МА ФЭУ активная площадь составляла около  $40\%$ . Однако в современных плоскопанельных ФЭУ типа H8500 и H9500 она достигает  $89\%$  [64, 65]. Улучшить компактность можно также использованием линз.

R7877 использовался в калориметрах ATLAS, R7600 — в ALFA-детекторе ATLAS и AMS-02, R5900-16(64) — в MINOS и R5900-16 — в предливневом детекторе CDF-II, R7546-64 — в OPERA, R7899-20 — в ECAL LHCb.

Приведем некоторые характеристики МА ФЭУ на примере одного из типичных представителей многоанодных ФЭУ R5900 Hamamatsu. Количество каналов до  $8 \times 8$ , размеры  $28 \times 28$  мм, активная площадь  $18 \times 18$  мм ( $41\%$ ), бищелочной катод  $QE = 20\%$  при  $400$  нм, сбор  $\sim 10^6$ . Проблематичными характеристиками являются чувствительность к магнитным полям, однородность светосбора и перекрестные наводки между каналами.

Обычно светосбор с разных пикселей МА ФЭУ может отличаться друг от друга. Например, в 12-диодном H7546 (усовершенствованный вариант R5900) с пикселями  $2,3 \times 2,3$  мм различие в светосборе составляло до трех раз (рис. 43). Однако светосбор выравнивался с помощью регулируемого преусилителя на уровне  $< 1\%$  [61].

Вакуумные триоды — однокаскадные ФЭУ с бищелочным катодом с квантовой эффективностью  $\sim 20\%$  при  $\lambda = 425$  нм и внешним диаметром  $25$  мм. Окно изготовлено из радиационно стойкого ультрафиолетового стекла, а анод — из мелкоструктурной ( $10$  мкм) медной сетки (рис. 44) [66]. Они были разработаны и изготовлены в национальном исследовательском институте «Электрон» (Санкт-Петербург) и использовались в торцевой части ECAL CMS. В отличие от лавинных диодов, используемых в баррельной части ECAL, они оказались более радиационно стойкими ( $5$  кГр/г), зависимость

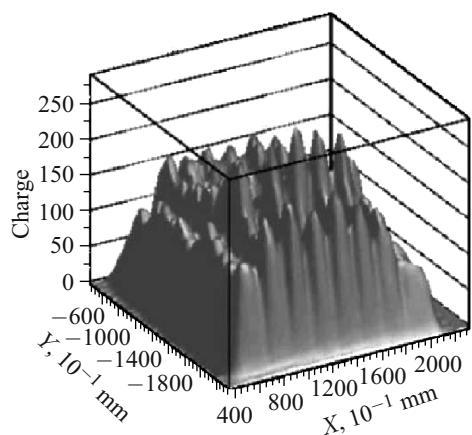


Рис. 43. Распределение светосбора между пикселями 64-канального H7546

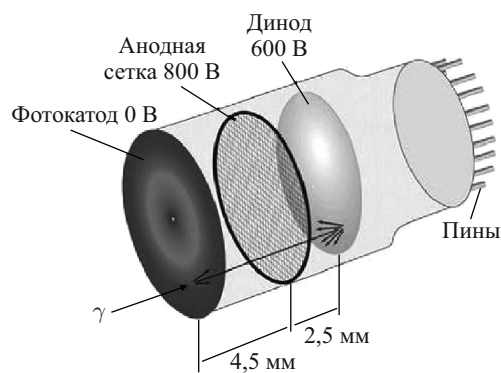


Рис. 44. Структура вакуумного триода [66]

светосборов от магнитного поля ( $B$ ) в интервале  $B = 3-4$  Тл имели плато, кроме того, они и дешевле, а рабочее напряжение  $< 1000$  В.

**3.2. PIN-фотодиоды и гибридные лавинные фотодиоды.** Использование полупроводниковых ФД в экспериментах физики частиц началось с PIN-фотодиодов, простых и надежных в эксплуатации, которые широко применялись во многих экспериментах в 1980–1990-х гг. Например, PIN-фотодиоды S2662 Hamamatsu использовались для съема сигналов с VGO-кристаллов калориметра в эксперименте L3 [67]. Они прекрасно удовлетворяли этой задаче, так как обладали высокой квантовой эффективностью (67 %) при  $\lambda = 480$  нм, пиковом значении спектра испускания кристалла VGO, а световыход с VGO достигал 8000 фотонов/МэВ.

Однако PIN-диоды не обладают внутренним усилением, поэтому для получения с них световых сигналов требуется зарядово-чувствительный усилитель. Так как шумовые импульсы составляют порядка 200 электронов, минимальный детектируемый световой поток должен быть более нескольких сотен фотонов. PIN-диоды требуют высокой стабилизации температуры ( $-1,55\%/^{\circ}\text{C}$ ).

Гибридные лавинные фотодиоды (HAPD) совмещают в себе достоинства вакуумных ФД (высокую чувствительность) и полупроводниковых ФД (высокое пространственное и энергетическое разрешения и нечувствительность к магнитному полю). Кроме того, они просты в изготовлении, поскольку в них не используются диоды, а фотодиод легко сегментируется.

Принцип действия и устройство HAPD схематично представлены на рис. 45, *а* [71]. Фотоэлектрон, выбитый из фотокатода, под действием высокого электрического поля (порядка 10 кВ) создает на фотодиоде (APD) около  $10^3$  электрон-дырочных пар, которые в процессе развития ливня внутри APD увеличиваются еще на фактор 50–200. Однако увеличения на 100 и

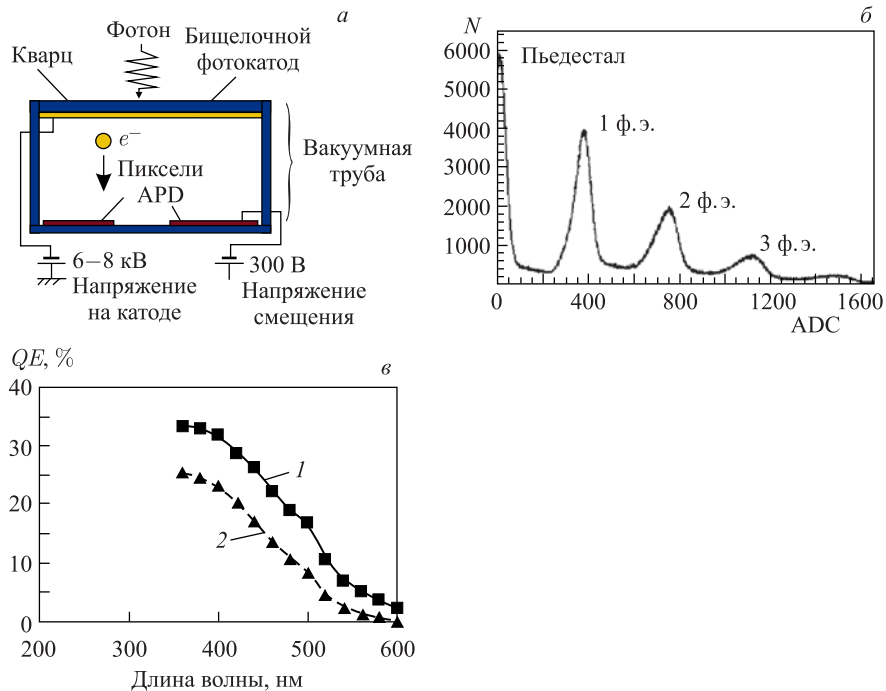


Рис. 45. *а*) Схема устройства HAPD; *б*) распределение одиночных фотонов; *в*) квантовая эффективность бищелочных фотокатодов  $QE$  в зависимости от длины волны: 1 — улучшенный фотокатод SBA; 2 — стандартный фотокатод

более требует высокой стабилизации температуры и напряжения. При сборе 1000 изменение температуры на  $1^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению сбора на 15 %, а к еще большему уменьшению сбора на 30 % приводит изменение напряжения на 1 В [69]. Лавина развивается прежде всего за счет электронов, так как для размножения дырок потребовались бы более высокие поля. Общий сбор в итоге достигает  $\sim 10^4$ . Дальнейшее увеличение сбора ограничивается появлением пробоев.

НАРД обладают хорошей эффективностью регистрации одиночных фотонов, о чем свидетельствует распределение одиночных фотонов, приведенное на рис. 45, б. Видно четкое разделение пиков до трех фотонов. В НАРД используются фотокатоды, изготовленные из улучшенного бищелочного катода (SBA), квантовая эффективность  $QE$  которого достигает 32 % при длине волны 380 нм (рис. 45, в). Еще большей  $QE$ , достигающей 40 % в области длин волн 400–600 нм, обладает GaAsP [68].

При работе с НАРД необходимо иметь в виду обратное рассеяние фотонов и электронов, достигающее 20 %, которое приводит к ухудшению пространственного разрешения. В электрическом поле порядка 10 кВ и при отсутствии магнитного поля это дает разброс координат до 40 мм. Однако в продольном магнитном поле  $\sim 1,5$  Тл разброс благодаря ларморовскому процессу становится намного меньше и составляет около 5 мм [68]. В сильном магнитном поле  $\sim 4$  Тл в НАРД, используемом в HCAL CMS, этот эффект проявляется еще сильнее. Еще одним отрицательным фактором являются поверхностные токи, для устранения которых на лицевой поверхности фотодиода наносятся канавки.

НАРД впервые в большом количестве используются в качестве фотодетектора HCAL CMS. Сигналы со всех 17 тайлов каждой башни HCAL CMS снимаются WLS-волоконными, которые соединяются с оптическими волокнами. Эти волокна, собранные в жгут диаметром 4,8 мм, состыковываются с НАРД, состоящим из 19 гексагональной формы пикселей ( $2\text{ мм}^2$  каждый) и образуют один из каналов считывания.

НАРД представляют собой ФД с квазифокусировкой (proximity focusing) электронов, ускоряемых в сильном электрическом поле ( $\sim 10$  кВ) в узком промежутке (3,35 мм), направленном вдоль силовых линий магнитного поля [69].

**3.3. Лавинные фотодиоды (APD).** APD обладают, как и НАРД, внутренним усилением (50–200), квантовая эффективность их достигает более 70 % в видимой области. Они не чувствительны к магнитному полю, а сбор не превышает  $10^4$ , а дальнейшее его повышение практически невозможно из-за пробоев. APD способны регистрировать малые световые потоки — для срабатывания их необходимы по меньшей мере около 20 и более фотонов. Выходные сигналы APD пропорциональны интенсивности падающего света.

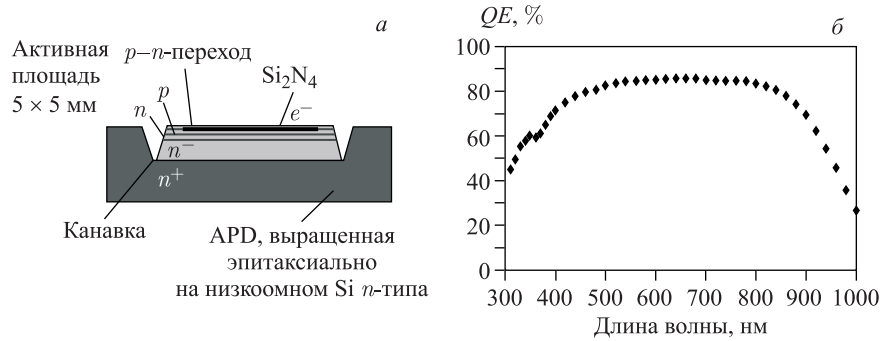


Рис. 46. а) Структура лавинного фотодиода S8141 Hamamatsu, произведенного для ECAL CMS. б) Квантовая эффективность  $QE$  фотодиода в зависимости от длины волны

На рис. 46, а приведена структура лавинного фотодиода S8141 Hamamatsu, применяемого в ECAL CMS [73]. Он представляет собой фотодиод реверсивного типа, который изготавливается эпитаксиальным наращиванием низкоомного кремния  $n$ -типа, где высокоомный  $p$ - $n$ -переход создается вблизи внешней поверхности путем ионной имплантации и диффузии. В этом переходе создается очень высокое поле  $\sim 2 \cdot 10^5$  В/см и происходит образование электронно-дырочной лавины. Верхний тонкий слой  $p$  выполнен толщиной всего 7 мкм, чтобы уменьшить влияние ионизирующего излучения, а канавки на поверхности глубиной и шириной 30 мкм предназначены для подавления поверхностных токов. Сверху  $p$ -слоя наносится антиотражательное покрытие из  $Si_2N_4$ .

Квантовая эффективность  $QE$  фотодиода S8141 при пиковой длине волны излучения кристаллов  $PbWO_4$   $\lambda = 420$  нм составляет  $\sim 70\%$ , а в области длин волн 500–850 нм — более 80% (рис. 46, б) [70].

Таблица 8. Характеристики трех APD, использованных в ECAL CMS, KOPHO и ALICE. В двух последних строках таблицы приведены относительные изменения величины сбора  $M$  в зависимости от изменения напряжения и температуры (в %)

Характеристика APD	CMS	KOPHO	ALICE
Активная площадь, мм <sup>2</sup>	$5 \times 5$	200	100
Емкость, пФ	75	130	270
Последовательное сопротивление, Ом	3	15	< 5
Темновой ток, нА	< 10	$\sim 50$	$\sim 3$
Квантовая эффективность, %	70	94	80
(при $\lambda$ , нм)	(420)	(500)	(476)
$dM/dU \times 1/M$ , %/U	3	1,4	3
$dM/dT \times 1/M$ , %/°C	-2,2	-3	-4,5

В табл. 8 приведены основные характеристики APD S8148 Hamamatsu, использованные в CMS [70], а также для сравнения API APD 630-70-74-510 Advanced Photonics Inc. в КОPIO [53] и APD S86664-1010N Hamamatsu, разновидность которого использовалась в ALICE [54].

**3.4. Лавинные фотодиоды в ограниченном гейгеровском режиме (G-APD).** G-APD были разработаны в 1990-х гг. в России [71, 72] и дальнейшее значительное развитие получили в работах [73, 76–83]. В настоящее время они производятся во многих местах: в ЦПТА и МИФИ/«Пульсар» (Москва), Hamamatsu (Япония), Zecotek (Сингапур; Ричмонд, Канада), ОИЯИ (Дубна), FBK-irst (ASD) (Тренто, Италия), SPM (Sensl) (Корк, Ирландия), КЕТЕК (Мюнхен, Германия), ST Microelectronics (Катания, Италия) и др.

G-APD представляют собой матрицу из большого числа независимых APD (пикселей) размерами порядка  $30 \times 30$  мкм ( $50 \times 50$  мкм), объединенных общей шиной, на которую подано напряжение смещения, превышающее пробойное напряжение на 10–15%. При попадании фотона на какой-то пиксель в нем развивается лавина благодаря ударной ионизации в высоком электрическом поле  $p$ – $n$ -перехода не только электронами, но в отличие от APD и дырками, и вторичными фотонами, и на выходе пикселя появляется аналоговый сигнал, а при срабатывании нескольких пикселей их заряды суммируются. G-APD разных производителей различаются структурой, способами гашения лавины, размерами активной зоны, количеством и размерами пикселей, режимом работы и соответственно своими характеристиками. На рис. 47 представлены структуры пикселей двух типов G-APD: MRS (металл–резистор–полупроводник) [71] и MAPD-3N (микрорезисторный лавинный фотодиод с двойными переходами  $n$ – $p$ – $n$ ) [81], которые имеют различные способы гашения лавины.

MAPD-3N представляет собой микрорезисторный фотодиод со сверхвысокой плотностью пикселей ( $\sim 4 \cdot 10^4$  мм<sup>-2</sup>), собранный на Si-подложке  $n$ -типа, на которой выращены два эпитаксиальных слоя  $p$ -типа, а между ними внедрены высоколегированные пиксели из  $n^+$ -типа проводимости с шагом от 5 до 15 мкм (рис. 47, б).

Процесс развития лавины в G-APD прекращается автоматически при падении напряжения на  $p$ – $n$ -переходе ниже пробойного, которое происходит благодаря гасящему сопротивлению ( $< 1$  МОм), имеющемуся на каждом пикселе (рис. 47, а), или прямо смещенным  $p$ – $n$ -переходам, возникающим под каждым микрорезистором (рис. 47, б). Время восстановления пикселя составляет от нескольких десятков наносекунд до нескольких микросекунд.

G-APD обладают высокой чувствительностью к одиночным фотонам и сбором  $10^6$ – $10^7$ , сравнимым с показателями ФЭУ, поэтому их часто называют кремниевыми ФЭУ (Si ФЭУ). Они нечувствительны к магнитному полю (до 7 Тл и более), у них низкая потребляемая мощность  $< 50$  мкВт/мм<sup>2</sup> и небольшое напряжение смещения  $< 70$  В, они компактны и надежны. Si ФЭУ



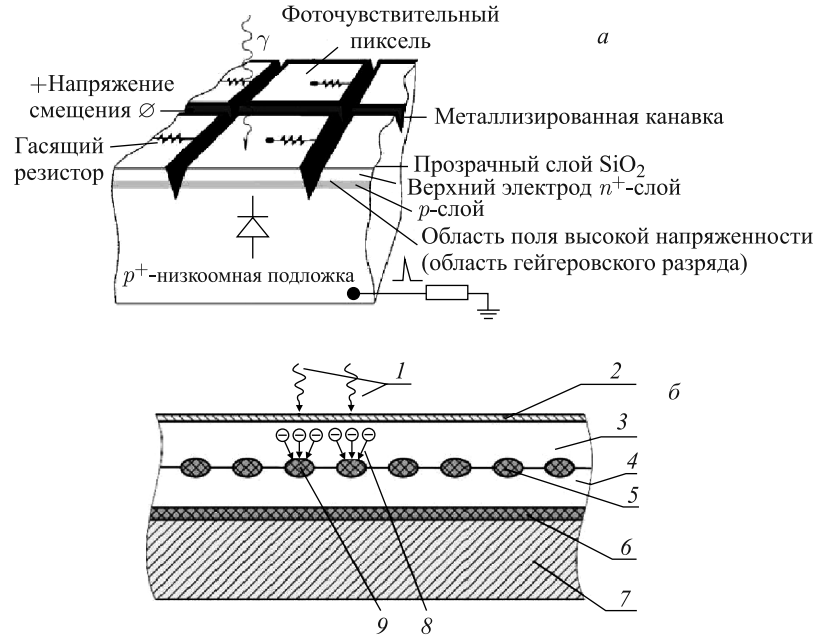


Рис. 47. *а*) Структуры MRS; *б*) MAPD-3N: 1 — фотоны; 2 — высоколегированный  $p^+$ -слой; 3 — второй эпитаксиальный  $p^+$ -слой; 4 — первый эпитаксиальный  $p^+$ -слой; 5 —  $n^+$ -области (микроресисторы); 6 — высоколегированный  $n^+$ -слой; 7 — Si-подложка  $n$ -типа; 8 — лавинная область; 9 — заряд, накопленный в потенциальной яме из  $n^+$ -области

обладают однородным сбором по пикселям ( $< 10\%$ ) в отличие от APD, где имеют место флуктуации в развитии ливней, шумы электроники малы.

На рис. 48 приведены распределения однофотонных спектров, полученных на G-APD [73] (*а*), VLPC [74] (*б*) и HAPD [75] (*в*). При этом распределения от G-APD и APD получены при комнатной температуре, а от VLPC — при температуре 6,5 К. Как видно, среди этих ФД G-APD обладают самой высокой разрешающей способностью одиночных фотонов.

Одной из главных характеристик G-APD является эффективность регистрации фотонов (PDE), которая определяется как произведение квантовой эффективности  $QE$   $p$ - $n$ -перехода, вероятности фотоэлектрона инициировать гейгеровский разряд  $QEG$  и геометрической эффективности  $\varepsilon$  (доля чувствительной площади APD к ее общей площади). PDE G-APD намного меньше, чем  $QE$  APD, из-за малой величины его геометрической эффективности, которая в ранних образцах G-APD составляла около 25%.  $QEG$  за-

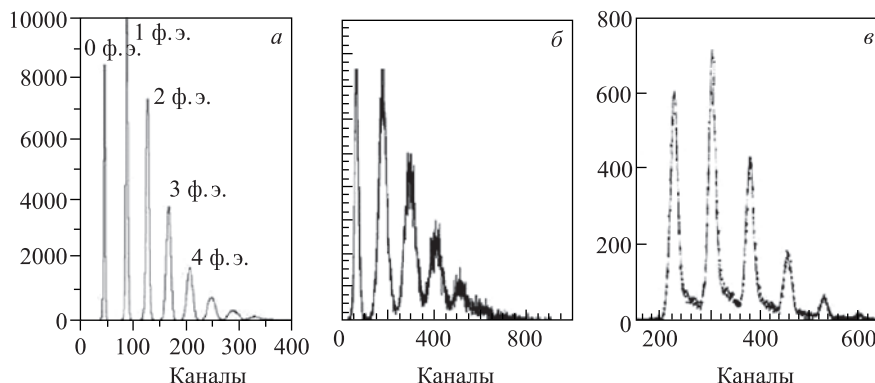


Рис. 48. Распределения однофотонных спектров, полученные на ФД: а) G-APD [73], б) VLPC [74] и в) HAPD [75]

висит от многих параметров — напряжения смещения ( $U$ ), перенапряжения, длины волны фотонов, температуры, а также от природы носителей заряда (электроны или дырки). Тем не менее PDE больше, чем  $QE$  вакуумных ФЭУ в видимой области длин волн ( $\lambda > 450$  нм), представляющих большой практический интерес для систем скintиллятор + WLS-волокна (рис. 49, а) [76].

Для G-APD ( $p$ -типа) площадью  $1 \text{ мм}^2$ , изготовленных в ЦПТА (с пикселями 43 мкм) и FBK-irst (с пикселями 50 мкм), используемых в сине-зеленой области при предельных рабочих значениях напряжения смещения  $U$  и комнатной температуре, получены высокие значения PDE соответственно 50 и 30 % при длине волн 600 нм (рис. 40, б) [77]. Геометрические факторы также выросли и составили для этих G-APD соответственно 70 и 50 %.

G-APD ( $n$ -типа) толщиной  $p^+$ -слоя  $< 100$  нм, изготовленные в ЦПТА для использования в ультрафиолетовой области, показали также большую величину PDE, достигающую до 25 % при  $\lambda = 450\text{--}550$  нм,  $U = 36$  В и комнатной температуре (рис. 49, в). На этом же рисунке приведены для сравнения PDE, измеренные на  $n$ -типа G-APD НПК SSPM\_061184MM и Дубна/«Микрон» MW-3 APD.

G-APD по сравнению с APD проявляют более слабую зависимость от изменения температуры  $T$  и напряжения смещения  $U$  (табл. 9) [73].

Проблемными задачами для G-APD являются перекрестная фотоионизация, темновые токи, послеимпульсы, время восстановления, малые размеры, повышение эффективности регистрации фотонов и расширение динамической области. В последние годы проводятся интенсивные исследования для решения этих задач.

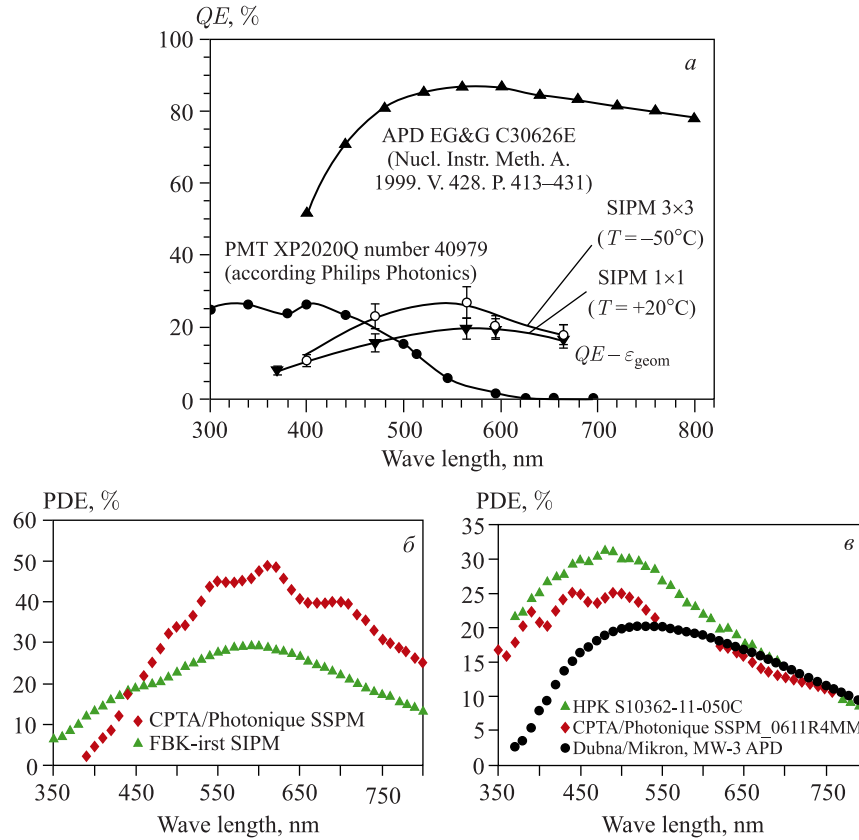


Рис. 49. Сравнение эффективностей регистрации фотонов GE от длины волны G-APD, APD и ФЭУ [76] (а); PDE в зависимости от длины волны G-APD ЦПТА ( $U = 42$  В) и FBK-irst ( $U = 35,5$  В), используемых для сине-зеленой области [77] (б) и трех G-APD  $n$ -типа Hamamatsu ( $U = 70,3$  В, треугольники), ЦПТА/Photonique ( $U = 36$  В, ромбы) и Дубна/«Микрон» ( $U = 119$  В, кружки) [77] (в)

Таблица 9.  $\Delta T$  и  $\Delta U$ , необходимые для изменения сбора на 1 %

Фотодетектор	$\Delta T$ , °C	$\Delta U/U$
APD EG G C30626 ( $M = 100$ )	0,1	$0,4 \text{ В}/400 \text{ В} = 10^{-3}$
APD Hamamatsu S5345	0,30	$0,04 \text{ В}/300 \text{ В} = 10^{-4}$
GAPD ( $N = 2 \cdot 10^6$ )	2,5	$0,05 \text{ В}/50 \text{ В} = 10^{-3}$

Для уменьшения влияния перекрестной фотоионизации, возникающей из-за попадания некоторых фотонов лавины из одного пикселя (1 на  $\sim 10^5$  электронов) на соседние пиксели, на внешних поверхностях пикселей нарезаются

канавки, продвинутые в  $p$ -область. Такие канавки способствуют уменьшению перекрестной ионизации до 1–3%. Ширина канавок составляет примерно половину их глубины (рис. 47, *a*) [27]. Для уменьшения поглощения фотонов в наружных слоях последние формируются очень тонкими. Так, для G-APD со структурой  $n$ -( $p$ )-типа толщина наружного слоя составляет доли микрометров (несколько микрометров), а для уменьшения обратного отражения используется антиотражающее покрытие  $\text{Si}_2\text{N}_4$ .

Темновые токи, являющиеся основным источником шумов G-APD, возникают благодаря тому, что свободные носители зарядов, образующиеся при тепловой генерации, могут инициировать гейгеровский разряд, что вносит дополнительный нежелательный вклад в величину сбора. Темновые токи сильно зависят от температуры и составляют 1–2 МГц/мм<sup>2</sup> при комнатной температуре и  $\sim 200$  Гц/мм<sup>2</sup> при  $T = 100$  К [76]. Также увеличивают сбор послепulses, которые возникают из-за того, что часть свободных носителей лавины, захватываемых структурными дефектами и освобождающихся с задержкой во времени, достигающей нескольких микросекунд [77], могут инициировать гейгеровский разряд. Величина темнового тока в значительной мере зависит также от чистоты материала, использованного при производстве G-APD.

Малые размеры APD и небольшое количество пикселей приводят к потере пропорциональности откликов в многоэлектронных событиях из-за насыщения выходных сигналов (рис. 50, *a*). Широкий диапазон линейности фотооткликов при почти 100%-й геометрической эффективности был достигнут в MAPD-3N, обладающей сверхвысокой плотностью пикселей  $((1-4) \times 10^4 \text{ мм}^{-2})$ . Как видно, амплитуда фотоотклика  $A$  остается линейной до  $6 \cdot 10^6$  фотонов в импульсе (рис. 50, *b*) [81].

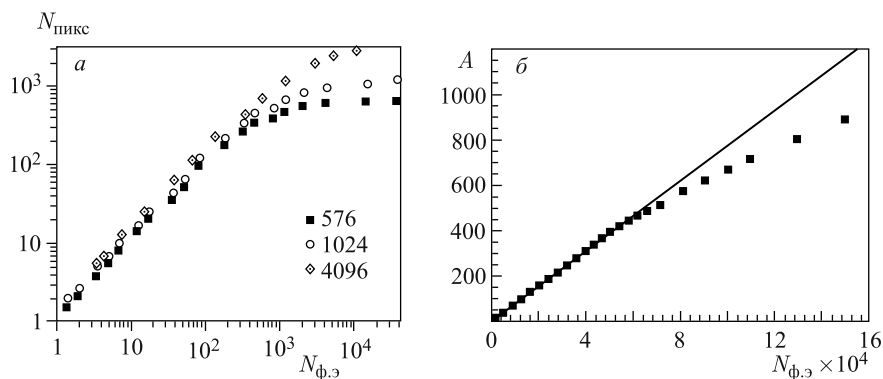


Рис. 50. *a*) Функция отклика (зависимость числа сработавших пикселей от числа фотоэлектронов) Si ФЭУ МИФИ/«Пульсар» с разным количеством пикселей. *б*) Зависимость амплитуды фотоотклика  $A$  MAPD-3N от числа фотонов  $N$ . Квадраты — экспериментальные данные, прямая — линейная экстраполяция

Большинство G-APD, производимых в настоящее время, имеют размеры  $1 \times 1$  мм и  $3 \times 3$  мм. Изготавливаются также в небольшом количестве экспериментальные образцы G-APD размерами  $4 \times 4$  мм (FBK-AdvancedSid),  $5 \times 5$  мм (МИФИ/«Пульсар»),  $6 \times 6$  мм (Hamamatsu). Увеличение их размеров до  $100 \text{ мм}^2$  сопряжено со значительным ростом диссипации энергии, которая может составить около 10 МВт, что приведет к повышению температуры на  $\sim 10^\circ\text{C}$  и соответственно к уменьшению сбора в 1,5–2 раза, росту перекрестной ионизации, послеимпульсов и шумовых импульсов  $10^5\text{--}10^6 \text{ мм}^{-2}$  [78].

**3.5. VLPC — детекторы видимых световых фотонов.** VLPC представляют собой кремниевые ливневые ФД, основанные на примесной проводимости, ширина которой под зоной проводимости составляет всего 50 мВ. VLPC обладают высокой квантовой эффективностью в видимой области спектра  $\geq 75\%$  (рис. 51), сбором  $(2,2\text{--}6,4) \cdot 10^4$ , способностью разделять одиночные фотоны с высоким разрешением (рис. 40, в). VLPC работают при температуре 9 К и напряжении смещения 6–8 В, темновые шумы на уровне  $< 5 \cdot 10^4$  Гц, они слабо чувствительны к магнитному полю и способны работать в условиях больших радиационных нагрузок [74]. Очень важным условием при работе с этими детекторами является обеспечение высокой стабильности температуры и напряжения смещения. Темновой ток увеличивается в четыре раза при повышении температуры на 1 К, квантовая эффективность и сбор также зависят от температуры, но не так сильно. Стабильность температуры и напряжения смещения поддерживается на уровне  $\pm 0,05$  К и  $\pm 30$  мВ соответственно.

В спектрометре D0 были успешно использованы около 86 000 детекторов VLPC.

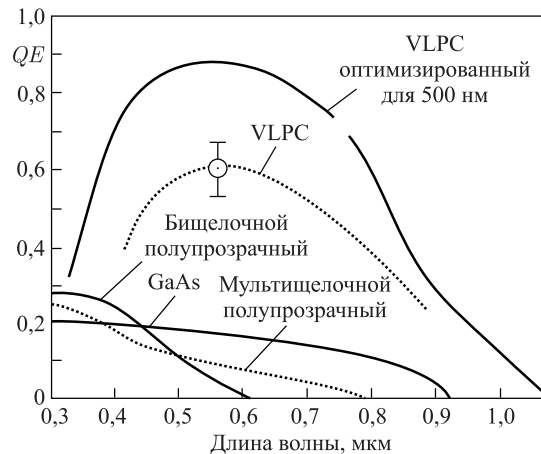


Рис. 51. Квантовая эффективность  $QE$  VLPC и бищелочных, мультищелочных и GaAs фотокаатодов (R. C. Ruchti [1])

В приложении 3 приведены сравнительные характеристики разных фотодетекторов, широко используемых в экспериментах по физике высоких энергий.

**3.6. Перспективы использования кремниевых фотодетекторов.** Дальнейшее развитие и использование сцинтилляционных счетчиков в современных и будущих экспериментах в области физики частиц на ILC, GSI, NICA невозможно представить без совершенствования фотодетекторов, среди которых наиболее перспективными являются кремниевые лавинные фотодетекторы в ограниченном гейгеровском режиме (Si ФЭУ). В последние годы ведутся интенсивные исследования этих детекторов, нацеленные на повышение эффективности регистрации фотонов, увеличение размеров детекторов, уменьшение шумовых импульсов и перекрестной ионизации между соседними пикселями, температурной зависимости светосбора и т. п. Исследования в основном проводятся на небольших прототипах.

Группой МИФИ совместно с фирмой EXELITES были разработаны Si ФЭУ  $n$ -типа размерами  $1 \times 1$  мм и  $3 \times 3$  мм с ячейками соответственно  $50 \times 50$  мкм (50 В) и  $100 \times 100$  мкм (100 В). Они были испытаны слабым световым источником, и измерены распределения вероятности перекрестной ионизации (СТ) и избыточного шумового фактора (ENF) в зависимости от величины перенапряжения  $\Delta U$  (рис. 52, *a* и *б*). Также на рисунке приведены аналогичные распределения, измеренные в тех же условиях на Si ФЭУ Hamamatsu типа MPPC S 10362-33-100C N354  $3 \times 3$  мм и MPPC S 10362-11-100U N50  $1 \times 1$  мм [79].

Как видно, детекторы МИФИ обладают прекрасными характеристиками как по перекрестной ионизации, так и по избыточному шумовому фактору, которые на сегодня являются рекордно низкими. Так, при  $\Delta U = 4$  В величины СТ и ENF не превышают 3–5 % и 1,02 соответственно, тогда как у детекторов Hamamatsu при  $\Delta U = 1,6$  В они составляют 38–40 % и 1,3–1,55.

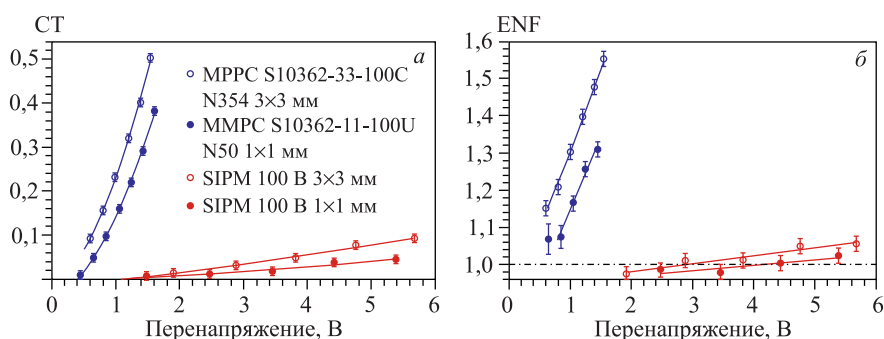


Рис. 52. Зависимость величины перекрестной ионизации СТ (*a*) и избыточного шумового фактора ENF (*б*) от перенапряжения [79]

Si ФЭУ МИФИ проявили также и другие замечательные качества: эффективность регистрации фотонов в области ближнего ультрафиолета — синего — составила  $\sim 50\text{--}60\%$ , временное разрешение  $\sim 200$  пс (для детектора  $3 \times 3$  мм), темновые токи 800 кГц при комнатной температуре и чрезвычайно низкая температурная зависимость  $0,5\%/^{\circ}\text{C}$ .

Для триггеров космических мюонов в TOF-системе спектрометра ALICE создан сцинтилляционный детектор START [80], состоящий из сцинтилляционных пластин BC-412 размером  $150 \times 150 \times 10$  мм, двух WLS-волокон Kuraray Y11 диаметром 1 мм и двух G-APD со структурой металл–резистор–полупроводник (MRS). 2–3 витка волокон были уложены в глубокие круговые канавки, вырезанные возможно близко к краям пластин. Одни торцы волокон были покрыты светоотражающим материалом, а вторые торцы прижимались к MRS (рис. 53). Было достигнуто временное разрешение  $\sim 1,2$  нс.

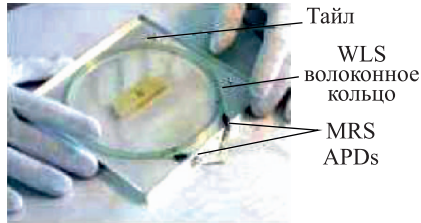


Рис. 53. Структура детектора START: сцинтилляционная пластина, WLS-волокна и два MRS [79]

Важной особенностью и достоинством использования MRS в детекторе START явилось то, что ФД были установлены непосредственно на самой пластине, что существенно упрощает создание триггерных систем большого масштаба, и, кроме того, они были включены на совпадения, что при ширине ворот 20–80 нс уменьшило шумовые импульсы на несколько порядков.

Si ФЭУ в большом количестве планируется использовать в прототипе адронного калориметра детектора CALICE ILC [83], который представляет собой 38-слойный «сэндвич»-калориметр, состоящий из 7620 стальных и сцинтилляционных пластин толщиной соответственно 1,6 и 0,5 см. Площадь каждого слоя  $1 \times 1$  м.

Требования, предъявляемые к детекторам на ILC, являются очень жесткими. Идентификация частиц в детекторе будет проводиться новым методом (Particle Flow Algorithms — PFA), который заключается в том, что она для всех частиц ливней, как нейтральных, так и заряженных, будет проводиться индивидуально и при этом энергетическое разрешение калориметра должно быть не хуже чем  $30\%/\sqrt{E}$ . Это требует высокой сегментации калориметра. По расчетам Монте-Карло оптимальные размеры тайлов в наиболее загруженных частях калориметра должны быть порядка и меньше  $3 \times 3$  см. Для центральной части калориметра (30 слоев) были выбраны тайлы с размерами  $3 \times 3$  см, для промежуточной  $6 \times 6$  см и для внешней  $12 \times 12$  см (8 слоев) (рис. 54, а).

Сигналы с тайлов будут сниматься 1-мм WLS-волоконными Kuraray, помещенными в канавки глубиной 2 мм, которые для самых маленьких тайлов

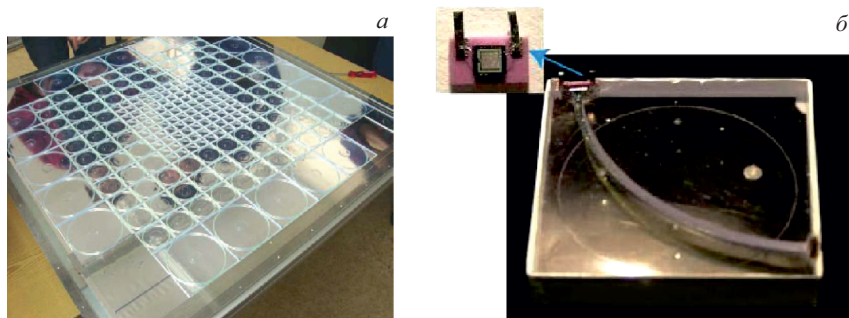


Рис. 54. *а*) Вид одного из слоев (плоскостей) HCAL CALICE; *б*) вид тайла размером  $3 \times 3$  см со встроенным MRS [83]

занимают четверть окружности (рис. 54, *б*), а для остальных тайлов — целую окружность. На одни торцы волокон напыляется Al, а другие подводятся к ФД через воздушную прослойку. Считывание сигналов с WLS-волокон будет осуществляться кремниевыми ФЭУ, изготовленными в МИФИ/«Пульсар», размерами  $1,1 \times 1,1$  мм, количество которых превышает 10 000. Количество пикселей составляет 1156 с размерами  $32 \times 32$  мкм. Сбор при напряжении смещения 50 В достигает  $\sim 10^6$  [83].

Для адронного калориметра детектора CALICE был создан еще один прототип, в котором считывание сигналов с тайлов ( $3 \times 3 \times 0,3$  см) осуществлялось с помощью WLS-волокон кремниевыми ФЭУ, изготовленными в ЦПТА/Photonique (796 пикселей) [84]. На рис. 55, *а* изображен один из тайлов с канавкой для WLS-волокна, на один из торцов которого напылен Al, а другой соединен с Si ФЭУ, а в нижней части этого рисунка — модуль прототипа, состоящий из  $36 \times 36$  тайлов и располагаемый на обратной стороне считывающей электроники, представляющей собой 36-канальную систему ASIC. Эффективность регистрации минимально ионизирующей частицы составила 95 %.

Для оптимизации выбора тайла испытывался также другой тип сбора света с тайлов без использования WLS-волокна, при котором сбор света с тайла проводился непосредственно ФД MPPC25-P Kuraray, размещенным в специальном углублении (рис. 55, *б* сверху). Такая система сбора позволила получить высокое однородное распределение сигналов, собираемых с поверхности тайла (рис. 55, *б*, снизу) [84].

Для ECAL CALICE создан прототип, представляющий собой высокосегментированный «сэндвич»-калориметр, собранный из 26 слоев 3-мм сцинтилляционных стрипов SCSN38 Kuraray и 3,5-мм поглотителя [85]. Слой сцинтилляторов состоял из двух мегастрипов  $45 \times 90$  мм, каждый из которых



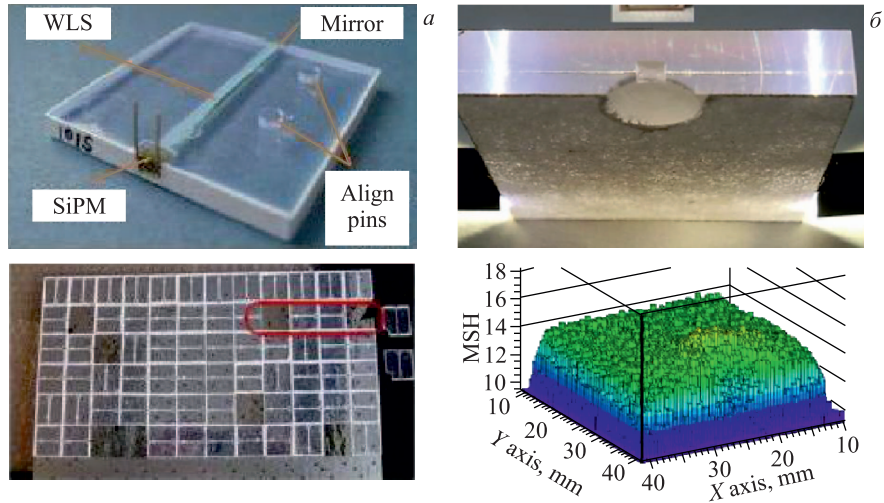


Рис. 55. *а*) Вид одиночного тайла (сверху) и модуля, состоящего из  $36 \times 36$  тайлов (внизу), смонтированных на обратной стороне считывающей электроники. *б*) Вид одиночного стрипа со специальным углублением для размещения MPPC 25-P Kuraray (сверху) и амплитудное распределение сигналов, снятых с поверхности тайла (снизу) [84]

был набран из девяти стрипов  $45 \times 10$  мм (рис. 56, *а*), а поглотитель — из 82 % W, 13 % Co и 5 % C с радиационной длиной 5,3 мм и радиусом Мольера  $R_M$  — 22 мм.

W-поглотитель, обладающий такой малой величиной  $R_M$ , позволяет отделять пространственно частицы ливней друг от друга и проводить идентификацию частиц методом PFA. Стрипы в соседних слоях располагались ортогонально, что давало очень высокую сегментацию ( $10 \times 10$  мм) при измерении координат ( $X, Y$ ). Для уменьшения перекрестной ионизации между стрипами и мегастрипами, а также между слоями использовалась пленка из белого полиэтиленового терефталата, а для увеличения светосбора со стрипов дальние от ФД торцы покрывались зеркальной пленкой.

В прототипе использовались два способа съема сигналов со стрипов (рис. 56, *б*) — в первом способе (F-тип) сигналы на ФД передавались WLS-волоконками (Kuraray Y11 диаметром 1 мм), вложенными всухую в сквозные отверстия в стрипах, а во втором способе (D-тип) — непосредственно на ФД (в этом случае стрипы не имели отверстия и WLS-волокна не использовались). В обоих способах в качестве ФД применялись MPPC Kuraray  $1 \times 1$  мм. Всего в прототипе использовались 468 MPPC. Испытания прототипа, проведенные на пучках позитронов с энергиями 1–6 ГэВ/с, показали

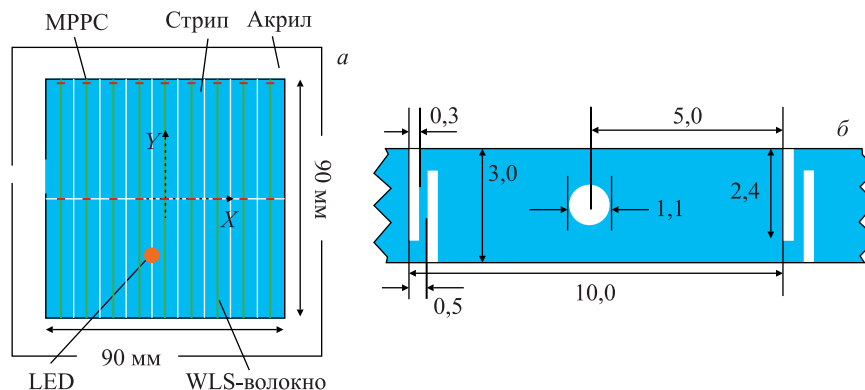


Рис. 56. Структура сцинтилляционного слоя прототипа электромагнитного калориметра CALICE (а) и поперечное сечение стрипа F-типа (размеры даны в мм, в D-типе все то же, но без отверстий) (б) [85]

хорошее энергетическое разрешение — стохастический член составил 13–14 %, а постоянный член — 3–4,5 %, что вполне удовлетворяло требованиям восстановления энергии ливней методом PFA.

Крупным детектором, где в большом количестве (60 000) применялись многопиксельные фотонные счетчики (MPPC Hamamatsu) [86], является детектор ND280 [87] нейтринного спектрометра T2K, предназначенного для исследования осцилляций мюонных нейтрино. В электромагнитном калориметре ND280 в качестве активного материала использовались сцинтилляционные стрипы. Они были изготовлены методом экструзии в FNAL из такого же материала и имели такое же поперечное сечение, как и стрипы детектора MINOS, и сквозное отверстие в стрипе для размещения волокна, а для считывания сигналов со стрипов использовались WLS-волокна Kuraray Y11(200) диаметром 1,0 мм.

В качестве ФД ND280 рассматривались вакуумные многоанодные ФЭУ и кремниевые MPPC Hamamatsu. Выбор был остановлен на последних, так как они по сравнению с вакуумными ФЭУ нечувствительны к магнитному полю, более компактны, стабильны, экономичны (при массовом производстве) и имеют большую или равную эффективность регистрации фотонов (PDE). Измеренные величины PDE после исключения вкладов от перекрестной ионизации, послеимпульсов и темновых токов оказались равными 31 % при длине волны 440 нм.

В табл. 10 приведены основные характеристики Si ФЭУ MPPC S10362-11-050C, ЦПТА/Photonique, МИФИ и MAPD-3N.

Таблица 10. Основные характеристики Si ФЭУ разных производителей

Характеристика	МРРС Hamamatsu PhotonicsKK [87]	ЦПТА/ Photonic [77]	Si ФЭУ МИФИ/ «Пульсар» [83]	Si ФЭУ МИФИ/ EXELITES [79]	МАРД-3N Zecotek [55]
Активная площадь, мм	1,3 × 1,3	1,28 (диаметр)	1,1 × 1,1	3 × 3, 1 × 1	3 × 3
Размер пикселя, мкм	50 × 50	43 × 43	32 × 32	100 × 100	
Количество пикселей	667	796	1156		$1,5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$
Рабочее напряжение, В	68–71	~ 36	50	~ 37,5	~ 89
PDE, %	26–30 ( $\lambda = 550 \text{ нм}$ )	~ 25 ( $\lambda = 525 \text{ нм}$ )	< 15 ( $\lambda = 550 \text{ нм}$ , $T = 20^\circ \text{C}$ )	23 ( $\lambda = 470 \text{ нм}$ , $T = -50^\circ \text{C}$ )	~ 25 (зеленая область, $T = 15^\circ \text{C}$ )
Темновой ток, МГц	< 1,35 (> 0,5 ф.э.) ( $T = 25^\circ \text{C}$ )	~ 2 ( $T_{\text{комп}}$ )	~ 1 ( $T_{\text{комп}}$ )	0,8, ( $T_{\text{комп}}$ )	$9 \cdot (0,1-1)$ ( $T = 25^\circ \text{C}$ )
Сбор	~ $10^6$	$10^6$	$10^6$	$(1-2) \cdot 10^6$	~ $4 \cdot 10^4$

Крупным экспериментом, в котором будут использоваться в большом количестве сцинтилляционные стрипы (3120 шт.), является планируемый в FNAL эксперимент Mu2e для исследования очень редких процессов конверсии  $\mu$ -мезонов в электроны в присутствии ядер [88]. Проведение этого эксперимента требует исключения фоновых событий с очень высокой степенью надежности. Одними из таких событий являются космические  $\mu$ -мезоны, которые могут порождать фоновые электроны. Для исключения этих событий планируется использовать сцинтилляционные VETO-счетчики, охватывающие большие площади (около  $500 \text{ м}^2$ ).

Из сцинтилляционных счетчиков, набранных из стрипов  $1 \times 10 \times 460 \text{ см}$ , предполагается набрать 3(4)-слойные стенки для формирования VETO-систем. Такие многослойные стенки необходимы для требуемой 99,99 %-й эффективности системы. Светосбор с каждого стрипа планируется проводить с помощью трех 1,4-мм WLS-волокон, помещаемых в отверстиях в стрипе. Считывание будет осуществляться 16-пиксельным ФД, на каждый пиксель которого подаются сигналы со всех трех WLS-волокон каждого стрипа. В настоящее время коллаборацией Mu2e, в состав которой входит и ОИЯИ, проводятся интенсивные исследования с целью повышения светосбора путем подбора WLS-волокон, формы и размеров стрипов, а также замены вакуумных ФЭУ на кремниевые.

Временное разрешение (ВР) Si ФЭУ, изготовленных Hamamatsu MPPC (S10262-11-25, S10262-11-50, S10262-11-100, 10-50S-BK-4S и 10-100-F-Fs), AdvanSiD FBK (ASD) и Sensl (SPM), в зависимости от величины перенапряжения  $\Delta U$ , температуры  $T$ , длины волны, а также от размеров активной площади  $S$  и пикселей было исследовано в работе [89]. Из пяти перечисленных Si ФЭУ Hamamatsu два последних были специально изготовлены с улучшенными временными характеристиками по сравнению со стандартными MPPC Hamamatsu. Пиксели имели квадратную форму с размерами  $25 \times 25$ ,  $50 \times 50$  и  $100 \times 100 \text{ мкм}$ , а активная площадь ФД составляла 1 и 9 мм.

На рис. 57, а приведена зависимость полной ширины на половине максимума  $\Gamma$  от величины перенапряжения  $\Delta U$ . Как видно, ВР всех Si ФЭУ с ростом  $\Delta U$  улучшается. Приведенные данные получены при  $T = 20^\circ\text{C}$  и  $\lambda = 467 \text{ нм}$  и относятся к Si ФЭУ с  $S = 1 \text{ мм}$ . Верхние значения  $\Delta U$  ограничиваются возникновением пробоев и существенным ростом темновых токов. Наилучшее значение  $\Gamma$  оказалось у Si ФЭУ ASD ( $\sim 120 \text{ пс}$ ), а у Hamamatsu MPPC (10-50S-BK-4S и 10-100-F-Fs) и Sensl (SPM) примерно одинаковыми ( $\sim 150 \text{ пс}$ ). Si ФЭУ Hamamatsu показывает зависимость ВР от размеров пикселей (верхние три кривые) — с их увеличением  $\Gamma$  уменьшается, тогда как у Si ФЭУ Sensl от размеров пикселей  $\Gamma$  практически не зависит.

Температурная зависимость  $\Gamma$  для Si ФЭУ Hamamatsu, измеренная в интервале  $0-20^\circ\text{C}$ , оказалась довольно слабой, но при этом ВР проявляет заметную зависимость от размеров активной площади ФД. Так,  $\Gamma$  у ФД с  $S = 9 \text{ мм}$

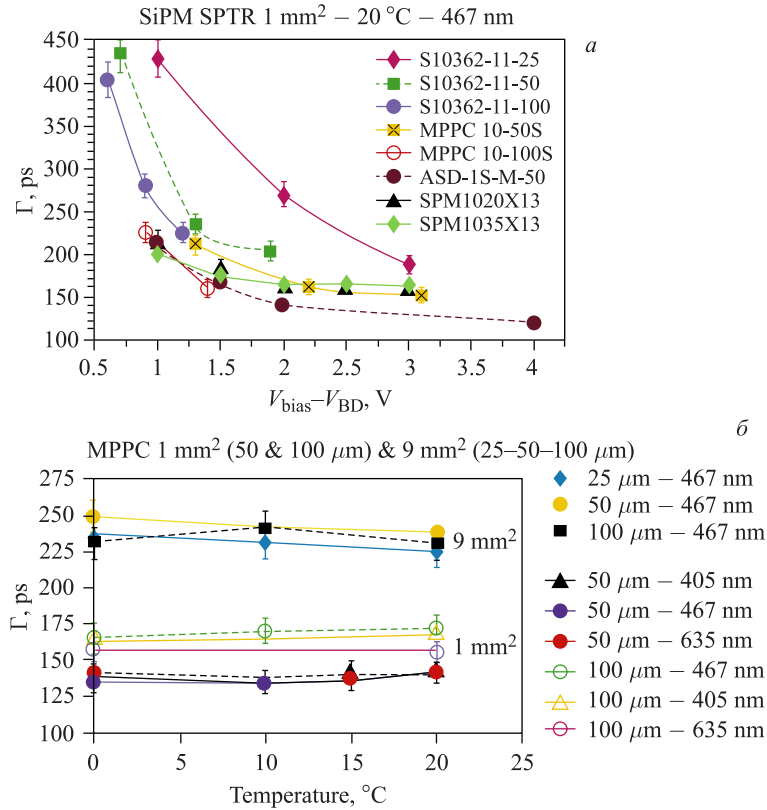


Рис. 57. *а*) Зависимость  $\Gamma$  от перенапряжения  $\Delta U = V_{\text{bias}} - V_{\text{BD}}$ , измеренная на Si ФЭУ трех производителей, имеющих разные размеры пикселей, линейные размеры которых указаны в микрометрах справа в строчках с названием Si ФЭУ (кроме SPM, которые имели размеры 20 и 35 мкм). *б*) Зависимость  $\Gamma$  Si ФЭУ Hamamatsu с  $S = 1$  и  $9 \text{ мм}^2$  от температуры  $T$  при длинах волн 405, 476 и 635 нм и размерах пикселей 25, 50 и 100 мкм

оказалось примерно на 50% хуже, чем у ФД с  $S = 1 \text{ мм}^2$  (рис. 56, б). Для других ФД температурную зависимость не снимали, так как их темновые токи оказались слишком большими.

Зависимость ВР от длины волны и размеров пикселей требует дальнейшего детального исследования.

Очень высокое ВР  $\sigma$  (стандартное отклонение) одиночных фотонов  $18 \text{ пс}/\sqrt{E} \text{ МэВ}^{0,5}$  было получено на небольших счетчиках ( $3 \times 3 \times 2 \text{ мм}$ ), изготовленных из ультрабыстрых сцинтилляторов BC-422 со съемом сигналов Si ФЭУ типа Hamamatsu MPPC S10362-33-050 [90], эффективно функцио-

нирующих в области ближнего ультрафиолета. В этой же работе отмечалась работоспособность Si ФЭУ в высоких магнитных полях вплоть до 9,5 Тл.

В экспериментах по ФВЭ часто востребованы счетчики, имеющие большие размеры. В работе [91] были исследованы счетчики, изготовленные из ультрабыстрых сцинтиляторов BC-418, BC-420, BC-422 и BC-422Q с размерами  $60 \times 30 \times 5$  мм и  $120 \times 40 \times 5$  мм. Основные характеристики этих сцинтиляторов приведены в приложении 1. Для съема сигналов использовались Si ФЭУ, произведенные Hamamatsu, KETEK, AdvanSiD и Sensl размерами  $3 \times 3$  мм, обладающие высокой эффективностью регистрации фотонов в области ближнего ультрафиолета. При этом к каждому торцу сцинтилятора состыковывали через оптическую смазку три Si ФЭУ, соединенные последовательно (рис. 58). Такое соединение позволяет увеличить активную площадь ФД и вместе с тем уменьшить их суммарную емкость, что приводит к значительному сужению временного спектра по сравнению с результатами, получаемыми при съеме сигналов с одним и тремя Si ФЭУ, соединенными параллельно.

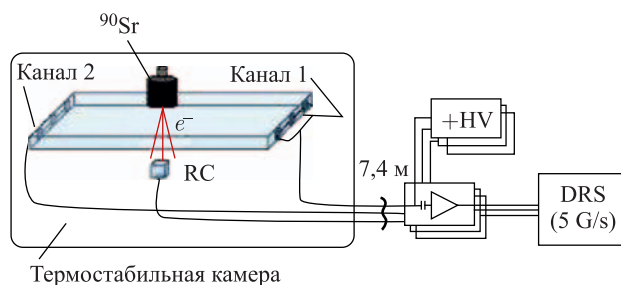


Рис. 58. Схема установки для измерения временного разрешения счетчика [94]

Для исследования ВР счетчиков использовались электроны от  $^{90}\text{Sr}$  и небольшой эталонный счетчик RC  $5 \times 5 \times 5$  мм, расположенный под исследуемым счетчиком и определявший область облучения. Счетчик RC был изготовлен из такого же материала, как и исследуемый, а считывание сигналов проводилось Si ФЭУ НПК S10362-33-050С.

Наилучшее ВР одиночных фотонов ( $\sigma = (42 \pm 2)$  пс на 1 МэВ потерянной энергии) было получено на сцинтиляционных счетчиках, изготовленных из сцинтиляторов BC-422, и со съемом сигналов с помощью Si ФЭУ Hamamatsu (рис. 59).

Таким образом, Si ФЭУ с такими временными разрешениями могут претендовать на использование их во времяпролетных детекторах взамен ФЭУ с микроканальными пластинами, у которых временное разрешение составляет  $\sim 14$  пс [92], что является наилучшим среди вакуумных ФЭУ. Однако эти ФЭУ обладают слабой радиационной стойкостью, ограниченным сроком

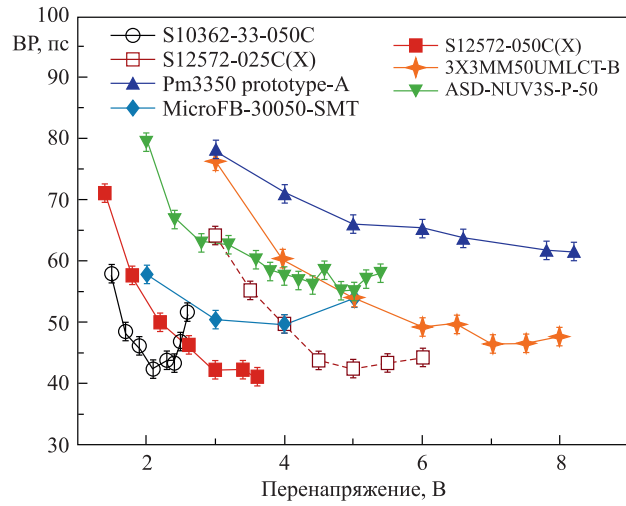


Рис. 59. BP счетчиков с разными Si ФЭУ в зависимости от перенапряжения. Обозначения моделей Hamamatsu начинаются с символов S и 3X, KETEK — PM, AdvanSiD — ASD, Sensl — Micro

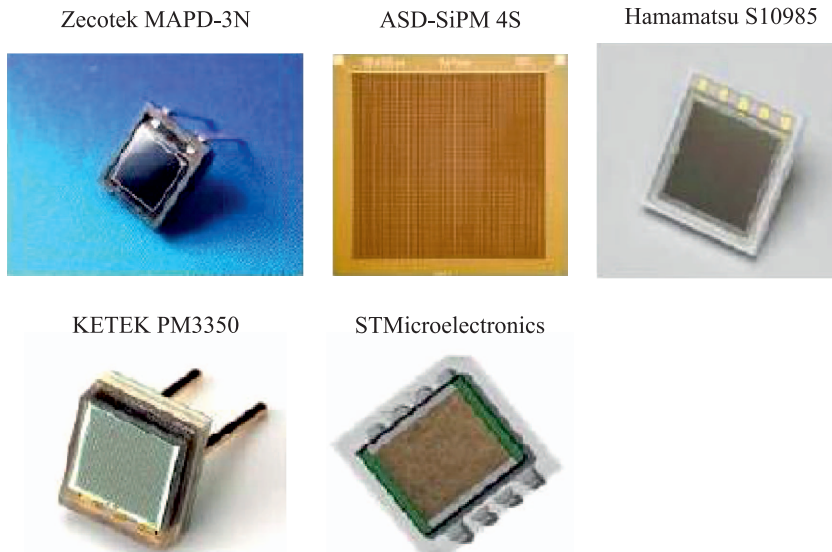


Рис. 60. Фотографии Si ФЭУ с большими размерами [93]

службы, требуют высокого рабочего напряжения ( $> 2$  кВ), кроме того, они более чувствительны к магнитному полю.

В последние годы во многих центрах проводятся интенсивные работы по изготовлению и исследованию кремниевых ФЭУ с большими активными площадями (рис. 60), а также собранные в виде линеек и матриц  $4 \times 4$  (Hamamatsu, FBK, Sensl) и  $8 \times 8$  (Zecotek) и др. В табл. 11 приведены характеристики Si ФЭУ с большими размерами, произведенных в разных фирмах [93].

Таблица 11. Si ФЭУ с большими размерами

Производитель	Название	Площадь, мм	PDE, % (при $(\lambda_{\text{макс}}, \text{нм}),$ $T = 25^\circ\text{C}$ )	Темновой ток, $10^6$ Гц, ( $T = 25^\circ\text{C}$ )	Сбор $\times 10^6$
Zecotek	MAPD-3N	$3 \times 3$	30 (480 нм)	$9 \cdot (0,1-1)$	0,5
FBK-AdvanSiD	ASD-SiPM4S	$4 \times 4$	30 (480 нм)	55–95	4,8
Hamamatsu	S10985-50C	$6 \times 6$	50* (440 нм)	6–10	0,75
КЕТЕК	PM3350	$3 \times 3$	40 (420 нм)	4	2
ST Microelectronics	SPM35AN	$3,5 \times 3,5$	16 (420 нм)	7,5	3,2

\* Включены вклады от перекрестной фотоионизации и послеимпульсов.

Использование сцинтилляционных счетчиков со съемом сигналов с помощью Si ФЭУ планируется во многих создаваемых ныне крупных детекторах, таких как многоцелевой детектор (MPD) на коллайдере тяжелых ионов (NICA) в ОИЯИ [56], Mu2e для исследования процессов конверсии  $\mu$ -мезонов в электроны в FNAL [88], PANDA на ускорителе для исследования взаимодействий антипротонов с ионами (FAIR) в GSI [94], а также в действующих детекторах (адронный калориметр CMS).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокоразвитая технология производства пластических сцинтилляторов (литье под давлением и экструзия) позволяет производить относительно дешево и в большом количестве сцинтилляторы практически любых форм в виде пластин (тайлов) и узких протяженных брусков (стрипов). Качество изготавливаемых сцинтилляторов — их оптические характеристики (световыход, стабильность, радиационная и долговременная стойкость) — удовлетворяет требованиям современных детекторов.

Трудно переоценить роль и значение сцинтилляционных счетчиков в современных экспериментах по ФВЭ. Они широко используются и будут использоваться в калориметрии, в триггерах, трекинге, времяпролетных и VETO-системах.



Перспективы использования сцинтилляторов в будущих экспериментах неразрывно связаны с возможностью их высокой сегментации и использования волоконного сбора и передачи сигналов со считыванием их с помощью ФД, имеющих многопиксельную структуру, таких как многоанодные вакуумные и кремниевые ФЭУ.

Кремниевые ФЭУ обладают таким же сбором и большей эффективностью регистрации фотонов по сравнению с вакуумными многоанодными ФЭУ. Они компактны и способны работать в сильных магнитных полях, кроме того, их стоимость при массовом производстве будет ниже.

Компактность кремниевых ФЭУ позволяет состыковывать их непосредственно с торцом сцинтиллятора для сбора света либо через WLS-волокна, либо без них, а также интегрировать их со стандартной многоканальной считывающей электроникой.

Сцинтилляционные счетчики со съемом сигналов в области ближнего ультрафиолета с помощью кремниевых ФЭУ  $n$ -типа обладают высоким временным разрешением ( $< 20$  пс) и могут конкурировать с вакуумными ФЭУ и ФЭУ на микроканальных пластинах, обладая при этом большей радиационной стойкостью и долговременной стабильностью.

В последние годы кремниевые ФЭУ продолжают свое бурное развитие, что позволяет надеяться на преодоление некоторых проблем, с которыми сталкиваются при использовании кремниевых фотодетекторов в настоящее время — большие темновые токи и малые размеры.

Автор благодарен профессору Ю. А. Будагову, докторам В. В. Глаголеву, А. М. Артикову и Ю. И. Давыдову за оказанное внимание и поддержку при выполнении настоящей работы.

В заключение в приложениях приведены основные свойства некоторых органических пластических сцинтилляторов (приложение 1) [95], оптические и временные характеристики волокон, производимых Kuraray и Saint Gobain Crystals (приложение 2), сравнительные характеристики фотодетекторов, широко применяемых в экспериментах по физике высоких энергий (приложение 3) [95], характеристики сцинтилляторов, использованных в сцинтилляционных счетчиках, рассмотренных в настоящем обзоре (приложение 4), и детекторы и ускорители, упоминаемые в обзоре (приложение 5).

## Приложение 1

СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ  
ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Сцинтиллятор	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$n$	$\lambda$ , нм	$\tau$ , нс	$A$	H/C
Монокристаллы						
Нафтален	1,15	1,58	348	11	11	0,8
Антрацен	1,25	1,59	448	30–32	100	0,714
Трансстильбен	1,16	1,58	384	3–8	46	0,857
p-терфенил	1,23	391	6–12		30	0,778
Пластики						
NE-102A	1,032	1,58	425	2,5	65	1,105
NE-104	1,032	1,58	405	1,8	68	1,100
NE-110	1,032	1,58	437	3,3	60	1,105
NE-111	1,032	1,58	370	1,7	55	1,096
BC-400	1,032	1,581	423	2,4	65	1,103
BC-404	1,032	1,58	408	1,8	68	1,107
BC-408	1,032	1,58	425	2,1	64	1,104
BC-412	1,032	1,58	434	3,3	60	1,104
BC-414	1,032	1,58	392	1,8	68	1,110
BC-416	1,032	1,58	434	4,0	80	1,110
BC-418	1,032	1,58	391	1,4	67	1,100
BC-420	1,032	1,58	391	1,5	64	1,100
BC 422	1,032	1,58	370	1,6	55	1,102
BC-422Q	1,032	1,58	370	0,7	11	1,102
BC-428	1,032	1,58	480	12,5	50	1,103
BC-434	1,049	1,58	425	2,2	60	0,995

*Примечание.*  $\rho$  — плотность;  $n$  — показатель преломления;  $\lambda$  — длина волны на максимуме спектра испускания;  $\tau$  — константа времени распада;  $A$  — амплитуда сцинтилляционного сигнала относительно сигнала от антрацена; H/C — отношение количества атомов водорода и углерода; NE — Nuclear Enterprises (Великобритания); BC — Bicron Corporation (США) [95].

## Приложение 2

**ОПТИЧЕСКИЕ, ВРЕМЕННЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛОКОН KURARAY  
И SANT GOBAIN CRYSTALS**

**Оптические характеристики сцинтилирующих волокон Kuraray\***

Тип волокна	Цвет	Пиковая длина излучения, нм	Время спада, нс	Длина затухания, м**	Описание
SCSF-81(81M)	Синий	437	2,4	> 3,5	Долгая длина затухания
SCSF-78(78M)	Синий	450	2,8	> 4,0	Долгая длина затухания и высокий световыход
SCSF-3HF(1500) 3HF(1500)M	Зеленый	530	7	> 4,5	Повышенная радиационная стойкость

\* Измерения проведены на ФЭУ с бищелочным фотокатодом и в ультрафиолетовом свете ( $\lambda = 254$  нм).  
\*\* Волокна типа pop-S диаметром 1 мм.

**Оптические и временные характеристики спектросмещающих волокон Kuraray**

Тип волокна	Цвет	Пиковая длина волны излучения, нм	Длина затухания, м	Описание
Y7(100) и Y7(100)M	Зеленый	490	> 3,0	Зеленое WLS-волокно
Y8(100) и Y8(100)M	Зеленый	511	> 2,8	Зеленое WLS-волокно
Y11(200) и Y11(200)M	Зеленый	476	> 3,5	Зеленое WLS-волокно
O2(100) и O2(100)M	Оранжевый	538	> 1,5	WLS-волокно из зеленого в оранжевый спектр
Прозрачное волокно (чистый PS)			> 10	Зависит от длины волны

\* Волокна типа pop-S диаметром 1 мм.  
\*\* Измерения проведены на ФЭУ с бищелочным фотокатодом и светодиодом (437 нм).

**Оптические и временные характеристики WLS-волокон Saint Gobain Crystals**

Волокно	Цвет	Пиковая длина волны излучения, нм	Время распада, нс	$L$ , м*	Количество фотонов на 1 МэВ**	Описание
BCF-10	Синий	432	2,7	2,2	~ 8000	Для широкого использования *
BCF-12	Синий	435	3,2	2,7	~ 8000	Для передачи на большие расстояния
BCF-20	Зеленый	492	2,7	> 3,5	~ 8000	Быстрый зеленый сцинтиллятор
BCF-60	Зеленый	530	7	3,5	~ 7100	WLS с 3HF для усиления радиационной стойкости
BCF-91A	Зеленый	494	12	> 3,5	—	Преобразует синий в зеленый
BCF-92	Зеленый	492	2,7	> 3,5	—	Быстрый синий в зеленый
BSF-98						Для чистых световодов

\*  $L$  — длина затухания, измеренная 1-мм волокном с помощью ФЭУ с бищелочным катодом.  
 \*\* Для минимально ионизирующих частиц.  
 \*\*\* Оптимизирован для волокон диаметром > 250 мкм.

**Минимальные диаметры изгиба волокон Kugaгау в зависимости от типа и диаметра волокна**

Тип волокна	Диаметр волокна, мм		
	2,0	1,0	0,5
	Минимальный диаметр изгиба волокна, мм		
S	200	100	50
Non-S	400	200	100

**Приложение 3**  
**СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДЕТЕКТОРОВ,**  
**ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ [95]**

ФД	$\lambda$ , нм	$\varepsilon_q, \varepsilon_C$	$N$	$T_r$ , нс	$S$ , мм <sup>2</sup>	Шум, Гц	NV, В	Цена, \$
РМТ*	115–1700	0,15–0,25	$10^3 - 10^7$	0,7–10	$10^2 - 10^5$	$10 - 10^4$	500–3000	100–5000
МСР*	100–650	0,01–0,10	$10^3 - 10^7$	0,15–0,3	$10^2 - 10^4$	0,1–200	500–3500	10–6000
НАРД*	115–850	0,1–0,3	$10^3 - 10^4$	7	$10^2 - 10^5$	$10 - 10^3$	$\sim 2 \cdot 10^4$	$\sim 600$
ГРМ*	115–500	0,15–0,30	$10^3 - 10^6$	O(0,1)	O(10)	$10 - 10^3$	300–2000	O(10)
АРД	300–1700	$\sim 0,7$	$10 - 10^8$	O(1)	$10 - 10^3$	$1 - 10^3$	400–1400	O(100)
SiPM	320–900	0,15–0,30	$10^5 - 10^6$	$\sim 1$	1–10	O( $10^6$ )	30–60	O(10)
VLPC	500–600	$\sim 0,9$	$\sim 5 \cdot 10^4$	$\sim 10$	1	O( $10^4$ )	$\sim 7$	$\sim 1$

\* Эти ФД часто используются в многоанодной конфигурации. В этом случае площадь, шум и стоимость должны рассматриваться применительно к каналу считывания.

*Примечание.* РМТ — вакуумный ФД; МСР — ФД с микроканальными отверстиями; НАРД — гибридный лавинный фотодиод; ГРМ — газовый ФД; АРД — ливневый фотодиод; SiPM — лавинный фотодиод в ограниченном гейттеровском режиме; VLPC — фотонные счетчики видимого света;  $\varepsilon_q$  — квантовая эффективность;  $\varepsilon_C$  — коэффициент светосбора;  $N$  — сбор;  $T_r$  — фронт нарастания;  $S$  — активная площадь ФД; шум — одноэлектронный шум; NV — высокое напряжение. Временное разрешение фотодетекторов меняется в интервале 10–2000 пс.

**Приложение 4**  
**ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ, РАССМОТРЕННЫХ В ОБЗОРЕ**

Детектор	Сцинтиллятор	Стрип (гайп), мм	Световод, $\varnothing$ — диаметр волокна, мм	ФД (пиксели, мм)	$N_{ph, \sigma}$ ( $\sigma_t$ , пс)
MINOS [14]	PS + 1 % PPO + 0,03 % POPOP	$10 \times 41 \times 8000$	Китайск non-S Y11(175),	R5900-16 $\varnothing 1,2^*$	5,5 (16,4 × 4)
MINERVA [15]	PS + 1 % PPO + 0,03 % POPOP	$17 \times 33 \times 3000$	Китайск Y11, S-35, $\varnothing 1,2$	H8801MOD-2 (64,2 × 2)	5,2

Детектор	Сцинтиллятор	Стрип (гайт), мм	Светоход, $\varnothing$ — диаметр волокна, мм	ФД (пиксели, мм)	$N_{ф.э}$ ( $\sigma_L$ , пс)
OPERA [61]	PS + 2 % PTP + 0,02 % POPOP	10 × 26 × 6700	Курарай non-S Y11(1175)*	H7546 (2,3 × 2,3)	6
KLM Prototype [27]	PS + 2 % PTP + 0,01 % POPOP	7 × 40 × 2800	Курарай Y11 $\varnothing 1,2^*$	G-APD	14
D0 (CPreSwD, FPreSwD) [34]	PS + 1 % PTP + DFS(150)	17 × 33 × 2412 CPD 17 × 33 × (1040–2930)FPD	Курарай Y11(250) $\varnothing 0,835$	VLPC (128)	12–14
CDF-II(ТОF) [39]	BICRON-408 (PVT)	40 × 40 × 2790	Плексилас	H7761	(100)
CDF-II ( $\mu$ -trigger.) [43]	PS + 2 % PTP + 0,03 % POPOP	20 × 300 × 3200	Курарай S-type Y11(200) $\varnothing 1,0^*$	H5783	25
CDF(PreSw) [44]	PS + 1,5 % PTP + 0,02 % POPOP	(20 × 125 × 125)	Курарай S-type Y11(200) $\varnothing 1,0$	R5900-16	30
ATLAS (TileCal) [49]	PS + 1,5 % PTP + 0,044 % POPOP	(200 – 400) × (97 × 187)	Курарай Y11(200)	R7877	1,2
AMS-02(ТОF) [62]	PVT	10 × 120 × (~ 1300)	Плексилас	R5946	(150)
LHCb (PreSw) [29]	PS + 2 % PTP + 0,02 % POPOP	(15 × (40 × 40, 60 × 60, 120 × 120))	Курарай Y11(250) S-type, $\varnothing 1,0^*$	R5900 (64,2 × 2)	20–30
LHCb (ECAL) [29]	PS + 2 % PTP + 0,02 % POPOP	(4 × (40 × 40, 60 × 60, 120 × 120))	Курарай Y11(250) $\varnothing 1,2$	R7899-20	3,1 3,5, 2,6
ALICE ECAL [54]	BASF143E + 1,5 % PTP + 0,04 % POPOP	1,76 × 60 × 60	Курарай Y11(200) $\varnothing 1,0$	APD(5 × 5 мм) S 8664-55	130/МэВ при $M = 30$
КОPIO [53]	BASF143E + 1,5 % PTP + 0,04 % POPOP	(1,5 × 109,7 × 109,7)	Курарай Y11(200) $\varnothing 1,0$	APD(200 мм) API 630-70-74-510	$N_{\gamma} \sim 60$ на входе APD
T2K [86]	PS + 1 % PPO + 0,03 % POPOP	10 × 41 × 3000	Курарай Y11(200) CS-35J, $\varnothing 1,0$	MPPC (1,3 × 1,3 мм)	
CALICE ECAL [85]	SCSN38	10 × 45 × 90	Курарай Y11 $\varnothing 1,0$	MPPC (1 × 1 мм)	
ECAL0 COMPASS-II [55]	PS + 2 % PTP + 0,05 % POPOP	(1,5 × 39,95 × 39,95)	BASF-91A $\varnothing 1,2$	MAPD-3N (3 × 3 мм)	

\* Волокна на оптическом контакте со стрипом. Волокна имеют двухболобочечную структуру.

## Приложение 5

### ДЕТЕКТОРЫ И УСКОРИТЕЛИ, УПОМЯНУТЫЕ В ОБЗОРЕ

**CERN (ЦЕРН)** — Европейская организация ядерных исследований:

LHC (Large Hadron Collider at CERN) — большой адронный коллайдер в ЦЕРН со встречными  $pp$ -пучками с энергией 14 ТэВ в с. ц. м, светимостью  $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и частотой встреч 40 МГц.

ATLAS (A Toroidal Large AparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) — многоцелевые спектрометры на ЛHC, предназначенные для поиска и исследования хиггс-бозонов, суперсимметричных и других частиц.

ALFA (Absolute Luminosity for ATLAS) — один из детекторов спектрометра ATLAS, предназначенный для измерения светимости ЛHC с высокой точностью с использованием протон-протонного рассеяния на малые углы.

LHCb (Large Hadron Collider beauty) — одноплечевой спектрометр на ЛHC, предназначенный для исследования CP-асимметрии и редких распадов  $B$ -мезонов.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — спектрометр на ЛHC, предназначенный для исследования новых состояний материи — кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях тяжелых ядер.

START — детектор спектрометра ALICE — предназначен для триггера космических мюонов во времяпролетной системе спектрометра.

ECAL — электромагнитный калориметр типа «шашлык» — предназначен для триггеров высокоэнергетичных лавин  $e/\gamma$ -квантов.

COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) — спектрометр на SPS для исследования структуры нуклонов и спектроскопии адронов во взаимодействиях поляризованных мюонных и адронных пучков с импульсами 160 ГэВ/с с поляризованной дейтронной мишенью.

ECAL0 — модуль высокосегментированного электромагнитного калориметра типа «шашлык» для спектрометра COMPASS-II.

OPERA — нейтринный детектор, предназначенный для исследования осцилляций нейтрино, образованных в ЦЕРН. Детектор расположен в горах Гран-Сассо (Италия) на расстоянии 730 км от ЦЕРН.

**FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory** — Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми, Батавия, США):

Протон-антипротонный коллайдер (тэватрон) с энергией в с. ц. м. 1,96 ТэВ и светимостью  $\sim 3 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

D0 и CDF — два главных спектрометра на тэватроне, предназначенные для исследования рождения тяжелых кварков, для поиска новых частиц и явлений. Тэватрон закончил свою работу в 2011 г. в связи с запуском ЛHC в ЦЕРН.

ППД — передний протонный детектор D0-II, предназначенный для измерения рассеяния протонов и антипротонов на малые (порядка 1 мрад) углы.

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Detector) — детектор, предназначенный для исследования осцилляций мюонных нейтрино, состоящий из двух подобных детекторов, расположенных под землей и удаленных друг от друга на расстояние 735 км.

MINERvA — детектор, предназначенный для исследований взаимодействий нейтрино с ядрами.

Mu2e — эксперимент в FNAL по поиску процессов конверсии  $\mu$ -мезонов в электроны.

**КОPIO** — детектор Брукхейвенской национальной лаборатории (США), предназначенный для исследований нарушений CP-инвариантности в очень редких распадах  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \nu$ .

**KLOE** (K-Long Experiment) — детектор национальной лаборатории в Фраскати (Италия), предназначенный для исследования нарушений CP-инвариантности в распадах  $K_L^0$ -мезонов, рождающихся при распадах  $\varphi \rightarrow K_L K_S$ .

**КЕКВ** (Исследовательский центр по физике частиц и ядерной физике, Япония) — электрон-позитронный коллайдер с энергиями пучков 8 и 3,5 ГэВ:

Belle-2 — спектрометр на КЕКВ для исследования CP-асимметрии в распадах  $B$ -мезонов.

KLM — детектор спектрометра Belle-2, предназначенный для регистрации мюонов и  $K$ -мезонов.

T2K (Tokai to Kamioka, Япония) — подземный детектор для исследования  $\nu$ -осцилляций, состоящий из двух детекторов, удаленных друг от друга на расстояние 295 км.

**AMS-02** (Alpha Magnetic Spectrometer) — альфа-магнитный спектрометр для исследования состава и энергетического спектра космических частиц и поиска антиматерии и темного вещества в космосе.

**ILC** (International Linear Collider) — планируемый международный линейный электрон-позитронный коллайдер с энергией сталкивающихся частиц до 2 ТэВ и светимостью до  $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

CALICE — адронный и электромагнитный калориметры, планируемые на ILC.

**NICA** (Nuclotron-based Heavy Ion Collider fAcility) — строящийся в ОИЯИ коллайдер тяжелых ионов.

MPD — многоцелевой детектор на NICA.

**FAIR** (Facility for Antiproton and Ion Research, GSI, Дармштадт, Германия) — 30-ГэВ строящийся ускорительный комплекс для исследований с антипротонами и ионами.

PANDA (antiProton Annihilation at Darmstadt) — спектрометр на FAIR для прецизионного исследования очарованных кварков с помощью пучков антипротонов с импульсами 1–15 ГэВ/с со светимостью  $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Birks J. B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. London: Pergamon Press, 1964;  
*Ruchti R. C.* The Use of Scintillating Fibers for Charged-Particle Tracking // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1996. V. 46. P. 281–319;  
*Knoll G. F.* Radiation Detection and Measurement. New York, 1989.
2. *Акимов Ю. К.* Фотонные методы регистрации излучений. Дубна: ОИЯИ, 2014.
3. *Харжеев Ю. Н.* Современные тенденции в методах идентификации заряженных частиц // *ЭЧАЯ.* 2013. Т. 44, вып. 1. С. 226–304.
4. *White T. O.* Scintillating Fibers // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1988. V. 273. P. 820.
5. *Senchishin V. G. et al.* Manufacture and Study of New Polyesterene Scintillators // *Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics.* 2000. V. 3, No. 2. P. 223–226;  
*Сенчишин В. Г.* Современные технологии получения пластмассовых сцинтилляторов // *Резание и инструмент в технологических системах: Междунар. научно-техн. сб.* Харьков: ХГПУ, 2000. Т. 57. С. 205–816.
6. *Гринев Б. В., Сенчишин В. Г.* Пластмассовые сцинтилляторы. Харьков: Акта, 2003.
7. *Кадыков М. Г., Семенов В. К., Суздальцов В. И.* Литевой полистирольный пластический сцинтиллятор адронного калориметра комплекса «меченые нейтрино» // *ПТЭ.* 1992. Т. 6. С. 95; Препринт ОИЯИ 13-90-16. Дубна, 1990.
8. *Денисов С. П.* Пучки меченых нейтрино — новый шаг в методике нейтринных исследований. М.: Изд-во МИФИ, 1987.
9. *Semenov V.* // *Proc. of the IX Conf. on Scintillators.* Kharkov, 1986. P. 86.
10. <http://WWW.ihep.ru/scint/bulk/product.htm>;  
<http://WWW.ihep.ru/scint/mold/product.htm>
11. *Adamson P. (MINOS Collab.).* The MINOS Detectors. Technical Design Report NuMI-L-337. 1998.
12. *Pla-Dalmau A., Bross A. D., Kerry L. M.* Low Cost Extruded Plastic Scintillator // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 405. P. 422–431;  
*Pla-Dalmau A., Bross A. D., Rykalin V. V.* Extruding Plastic Scintillator at Fermilab. Fermilab-conf-03-318-E.
13. *Michael D. G. et al. (MINOS Collab.).* The Magnetized Steel and Scintillator Calorimeters of the MINOS Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2008. V. 596. P. 190–228.
14. *Aliaga L. et al. (MINERvA Collab.).* Design, Calibration and Performance of the MINERvA Detector. arXiv:13055199v1 [physics ins-det].
15. *Chang S. H. et al.* Production of Extruded Fine Scintillator Strips // *J. Kor. Phys. Soc.* 2008. V. 53, No. 6. P. 3178–3181.

16. *Гринев В. Б. и др.* Экструзионные сцинтилляционные стрипы для эксперимента OPERA // Вопросы атом. науки и техники. 2006. №4. С. 231–234.
17. *Acquafredda R. et al. (OPERA Collab.)* OPERA Proposal // CERN/SPSC. 2000. V.038. P. 318; LHGS. 2000. P. 25.
18. *Khlapova N. et al.* Light Scattering in the Plastic Scintillator // *Funct. Materials*. 2007. V. 14, No. 2.
19. *Renschler L. C., Harrah L. A.* Reduction of Reabsorption Effects in Scintillators by Employing Solutes with Large Stokes Shifts // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1985. V. 235. P. 41–45.
20. *Rebourgeard Ph. et al.* Fabrication and Measurements of Plastic Scintillating Fibers // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1999. V. 427. P. 543–567.
21. *Kettenring G.* Measurement of the Reflectivities and Absorbtion Lengths at Different Wavelengths of Plastic Scintillator and Acrylglass // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1975. V. 131. P. 451–456.
22. *Bellamy E. N. et al.* Test of Long Scintillation Counters for Large Supercollider Detectors // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1994. V. 343. P. 484–488;  
*Bellamy E. N. et al.* Calibration and Monitoring of a Spectrometric Channel using a Photomultiplier // *Ibid.* V. 339. P. 468–476.
23. *Artikov A. et al.* Properties of the Ukraine Polyesterene-Based Plastic Scintillator UPS 923A // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2005. V. 555. P. 125–131.
24. *Сенчишин В. Г. и др.* Новый радиационно стойкий пластмассовый сцинтиллятор UPS-98Н для адронных калориметров // Вопросы атом. науки и техники. 2005. №3. С. 160–163.
25. *Aota S. et al.* A Scintillating Tile/Fiber System for the CDF Plug Upgrade EM Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1995. V. 352. P. 557–568.
26. *Melnichuk S. V.* Dependence of Light Yield of Scintillation Strips on the Reflective Coating Material Kind // *Funct. Materials*. 2004. V. 11, No. 4.
27. *Tarkovsky E.* Performance of a Scintillating Strip Detector with G-APD Readout // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2011. V. 628. P. 372–375;  
*Мусиенко Ю. В. и др.* Высокочувствительные микропиксельные лавинные фотодиоды для сцинтилляционных счетчиков ближнего детектора эксперимента T2K. [www.iter.ru](http://www.iter.ru).
28. *Артиков А. и др.* Preshower — новый многоканальный детектор CDF. Сцинтилляционные пластины нового детектора: разработка, производство, контроль качества. Препринт ОИЯИ P13-2005-27. Дубна, 2005.
29. *Schopper A.* Overview of the LHCb Calorimeter System // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2010. V. 623. P. 219–221.
30. *Artikov A. et al.* New — Generation Large-Area Muon Scintillation Counters with Wavelength Shifter Counters with Readout for CDF II // *Part. Nucl., Lett.* 2006. V. 3, No. 132. P. 81–102.

31. *Budagov Ju. et al.* Test of Long Scintillating Counter Prototypes for CDF-II. JINR Commun. E13-2000-127. Dubna, 2000.
32. *Коломоец В.И. и др.* Исследование временных свойств тонкого сцинтилляционного счетчика больших размеров. Препринт ОИЯИ P13-88-216. Дубна, 1988.
33. *Abazov B. M. et al. (D0 Collab.)*. Upgraded D0 Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 565. P. 463–532.
34. *Abazov B. M. et al. (D0 Collab.)*. The Muon System of the Run II D0 Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 552. P. 372–398.
35. *Petroff M. D., Atic M.* IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36. 1986. P. 158–163.
36. *Abramov V. (D0 Collab.)*. Technical Design Report for the D0 Forward Trigger Scintillation Counters. D0 Note 3237. 1997.
37. *Bezzubov V. et al.* FERMILAB-Con98/020.
38. *Belikov S. et al.* // Instr. Exp. Tech. 1993. V. 36. P. 390.
39. *Cabrera S. J. et al. (CDF-II Collab.)*. CDF-II Time-of-Flight Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 416–423.
40. *Афанасьев С. В. и др.* Сцинтилляционные детекторы для прецизионных временных измерений // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1981. № 1. С. 97.
41. *NA-49 Collab.* CERN SPSLC91-31 SPSLC/P264. 1991.
42. *Анисимов Ю. С. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1991. № 5. С. 23.
43. *Artikov A. et al. (CDF-II Collab.)* Design and Construction of New Central and Forward Muon Counters for CDF II // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 538. P. 358–371.
44. *Артиков А. и др.* Сцинтилляционные счетчики мюонной системы установки CDF-II // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39, вып. 3. С. 788–812.
45. *Callinara M., Artikov A.* A New Scintillator Tile/Fiber Preshower Detector for the CDF Central Calorimeter // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2005. V. 52. P. 879–883.
46. *Amsler S. et al. (Particle Data Group)* // Phys. Lett. B. 2008. V. 667. P. 1.
47. *Wigmans R.* Calorimetry // Scientifica Acta. 2008. V. 2, No. 1. P. 18–55.
48. *Akchurin N., Wigmans R.* Hadron Calorimeters // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 666. P. 80–97.
49. *ATLAS Collab.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // J. Instr. 2008. V. 3. P. S08003; Eur. Phys. J. C. 2010. V. 70. P. 1193–1236.
50. *Ask S. et al. (ATLAS Collab.)*. Luminosity Measurement at ATLAS — Development, Construction and Test of Scintillating Fibre Prototype Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 568. P. 588–600.
51. *CMS Collab.* The CMS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // J. Instr. 2008. V. 3. P. S08004.

52. *LHCb Collab.* The Large Hadron Collider Beauty Experiment at the the CERN Large Hadron Collider // *J. Instr.* 2008. V. 3. P. S08005;  
*Dzhelyadin R. I.* The LHCb Hadron Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 494. P. 332–339.
53. *Atoian G. S. et al.* An Improved Shashlyk Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2008. V. 584. P. 291–303.
54. *Allen J. et al. (ALICE ECAL Collab.).* Performance of Prototype for ALICE Electromagnetic Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2010. V. 615. P. 6–13.
55. *Chirikov-Zorin I. E. et al.* The Design of a Module of a New Electromagnetic Calorimeter for COMPASS II. JINR Commun. E13-2013-82. Dubna, 2013;  
*Anfimov N. et al.* Beam Test of “Shashlyk” EM Calorimeter Prototypes Readout by Novel MAPD with Superhigh Linearity // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2010. V. 617. P. 78–80;  
*Anfimov N. et al.* Shashlyk EM Calorimeter Prototype Readout by MAPD with Superhigh Pixel Density for COMPASS II // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 718. P. 75–77.
56. *Abraamyan Kh. U. et al. (NICA Collab.).* MPD Detector at the NICA Heavy-Ion Collider at the JINR // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2011. V. 628. P. 99–102.
57. *Sonderegger P.* Fibre Calorimeters: Dense, Fast, Radiation // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1987. V. 257. P. 523–527;  
*Hertzog D. W. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1990. V. 294. P. 446;  
*Sedykh S. A. et al. (BNL (g-2) Collab.).* Electromagnetic Calorimeters for the BNL Muon (g-2) Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2000. V. 455. P. 346.
58. *Budagov J. et al.* Energy Resolution of a Lead Scintillating Fiber Electromagnetic Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1994. V. 343. P. 476–483.
59. *Adinolfi M. et al. (KLOE Collab.).* The KLOE Electromagnetic Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 482. P. 364.
60. *McNabb R. et al.* A Tungsten/Scintillating Fiber Electromagnetic Calorimeter Prototype for a High-Rate Muon (g-2) Experiment // *Nucl. Instr. Meth.* 2009. V. 602. P. 396–402.
61. *Lucotte A. et al.* A Front-End Read Out Chip for the OPERA Scintillator Tracker // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 521. P. 378–392.
62. *Casadei D. et al. (AMS-02 Collab.).* The AMS-02 Time of Flight System // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).* 2002. V. 113. P. 133–138;  
*Bindi V. et al.* The Time of Flight Detector of the AMS-02 Experiment on the International Space Station // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 718. P. 478–480.
63. *Aldloff C. et al. (AMS-02 Collab.).* The AMS-02 Lead-Scintillating Fibers Electromagnetic Calorimeter // *Ibid.* V. 714. P. 147–154.
64. *Montgomery R. A. et al.* Multianode Photomultiplier Tube Studies for Imaging Applications // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. V. 695. P. 326–329.
65. Hamamatsu Photonics K. K. <http://www.hamamatsu.com/index.html>.

66. *Bajanov N. A. et al.* Fine-Mesh Photodetectors for CMS Endcap Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 146–149.
67. *Adeva B. et al. (L3 Collab.)*. The Construction of the L3 Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 289. P. 35.
68. *Shiizuka et al.* Study of 144-Channel Hybrid Avalanche Photo Detector for Belle II RICH Counter // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 315–318.
69. *Cushman P., Heering A., Ronzhin A.* Custom HPD Readout for the CMS HCAL // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 289.
70. *Renker D.* Properties of Avalanche Photodiodes for Applications in High Energy Physics, Astrophysics and Medical Imaging // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 486. P. 164–169;  
*Deiters K. et al.* Properties of the Avalanche Photodiodes for the CMS Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 453. P. 223.
71. *Golovin V., Tarasov M., Bondarenko G.* Patent No. RU 2142175. 1998.
72. *Sadygov Z.* Avalanche Detector. Patent No. RU 2102820. 1998.
73. *Buzhan P. et al.* Silicon Photomultiplier and Its Possible Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 504. P. 48–52.
74. *Bross A. et al.* Characterization and Performance of Visible Light Photon Counters (VLPCs) for the Upgraded D0 Detector at the Fermilab Tevatron // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 172.
75. *Albrecht E. et al.* Performance of Hybrid Photon Detector Prototypes with 80% Active Area for the RICH Counters of LHCb // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 164.
76. *Dolgoshein B. et al. (Calice/SiPM Collab.)*. Status Report on Silicon Photomultiplier Development and Its Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 563. P. 368–378.
77. *Musienko Y.* Advances in Multipixel Geiger-Mode Avalanche Photodiodes (Silicon Photomultipliers) // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 213–216.
78. *Buzhan P. et al.* Large Area Silicon Photomultipliers: Performance and Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 78–82.
79. *Dolgoshein B. et al.* Large Area UV SiPM with Extremely Low Cross-Talk // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 695. P. 40–43.
80. *Akindinov A. et al.* Scintillator Counter with MRS APD Light Readout // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 539. P. 172–176.
81. *Sadygov Z. et al.* Three Advanced Designs of Micro-Pixel Avalanche Photodiodes: Their Present Status, Maximum Possibilities and Limitations // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 70–73;  
*Садыгов З. и др.* Микроканальный лавинный фотодиод с широким диапазоном линейности // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, вып. 1. С. 83–89.
82. *Renker D., Lorentz E.* Advances in Solid State Photon Detectors // J. Instr. 2009. V. 4. P. 04004.

83. *Danilov M. (CALICE Collab.).* Scintillator Tile Hadron Calorimeter with Novel SiPM Readout // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 581. P. 451.
84. *Garutti E.* Silicon Photomultipliers for High Energy Physics Detectors. arXiv:1108.3166v2 [physics.ins-det].
85. *Francis K.* Performance of the First Prototype of the CALICE Scintillator Strip Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 2014. V. 763. P. 278.
86. *Yokoyama M., Nakaya T., Gomi S. et al.* Application of Hamamatsu MPPCs to T2K Neutrino Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 610. P. 128–130.
87. *Allan D. et al. (T2K ND280 Collab.).* The Electromagnetic Calorimeter for the T2K Near Detector ND280. arXiv:1308.3445v2 [Physics.ins-det].
88. *Carey R. M. et al. (Mu2e Collab.).* Fermilab Proposal 0973. 2008; *Craig Group, Yuri Okguzian (Mu2e Collab.).* Design Consideration for the Cosmic-Ray-Veto System of the Mu2e Experiment at Fermilab. arXiv:1377v1 [physics.ins-det].
89. *Puill V. et al.* Single Photoelectron Timing Resolution of SiPM as a Function of the Bias Voltage, the Wavelength and the Temperature // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 685. P. 354–358.
90. *Stoykov A., Scheuermann R., Sedlak K.* A Time Resolution Study with a Plastic Scintillator Read Out by a Geiger-Mode Avalanche Photodiode // Ibid. V. 695. P. 202–205.
91. *Cattaneo P. W. et al.* Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout. arXiv:1402.1404v2 [physics.ins-det].
92. *Va'vra J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 606. P. 404.
93. *Puill V.* // IEEEEN55 Conf. Anaheim, 2012.
94. *Lewandowski B.* Fast and Compact ECAL for the PANDA Detector at GSI // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 537. P. 349.
95. *Chakradorty D., Sumiyoshi T.* Particle Detectors // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 010001.