

ПРОБЛЕМА УВЕЛИЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО РЕСУРСА
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ДЛЯ ПРОТОННЫХ И ИОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ

Л.Н.Зайцев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1292
РАДИАЦИОННЫЕ НАГРУЗКИ	1293
Источники излучения	1294
Плотные материалы	1298
Внутренняя полость	1299
Окружающее пространство	1302
РАДИОРЕЗИСТЕНТНОСТЬ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ И СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ВОЛОКОН	1302
Предельная доза	1302
Полуэмпирическая модель	1304
Роль ЛПЭ	1308
Спонтанное восстановление	1310
Циклическое облучение	1312
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕСУРСА ДЕТЕКТОРОВ	1317
Методика	1317
Ресурс адронного калориметра CMS (HCAL)	1318
Ресурс электромагнитного калориметра CMS (ECAL)	1321
Ресурс переднего калориметра CMS (HFCAL)	1323
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1323
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1324

ПРОБЛЕМА УВЕЛИЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО РЕСУРСА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПРОТОННЫХ И ИОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ

Л.Н.Зайцев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Показано, что при энергии $2 \div 14$ ТэВ и светимости $10^{32} \div 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ радиационные нагрузки на сцинтилляторы (PS) и спектросмещающие световоды (WLS) начинают превышать предельно допустимый уровень, и ресурс резко снижается. Поскольку увеличить радиационную стойкость PS+WLS невозможно традиционным химико-технологическим способом, возникла альтернатива: либо часто менять систему PS+WLS (что технически трудно и экономически нецелесообразно), либо использовать новую концепцию тщательного планирования сеансов облучения и перерывов, в которых система восстанавливает свои свойства. Если время для восстановления (перерыва) мало, то это не будет отражаться на результатах фундаментальных исследований физиков-экспериментаторов.

It is shown that radiation loads on scintillators (PS) and light guides (WLS) exceed a maximum permissible dose for an energy of $2 \div 14$ TeV and luminosity of $10^{32} \div 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, and the resource decreases sharply. Inasmuch as improvement of PS + WLS radiation stability cannot be achieved by means of traditional methods of chemical and technological nature, a dilemma arises: either to change periodically the PS + WLS system (it is technically complicated and economically inexpedient) or to use new concept for detailed planning irradiation runs and breaks when the system recovers its properties. A short recovery time (break) does not affect the results of fundamental investigations carried out by physicists-experimentalists.

ВВЕДЕНИЕ

В мире активно работают над проектами установок D0 и CDF на «Тэватроне», США [1,2], CMS, ATLAS и др. на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРН [3,4]. При энергиях $2 \div 14$ ТэВ и светимостях $10^{32} \div 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в элементах этих установок возникают радиационные нагрузки порядка $10 \div 100$ кГр в год. Априори ясно, что полимеры (сцинтилляторы, световоды, изоляция и др.) не могут выдержать такие радиационные нагрузки. В связи с этим начался активный поиск новых добавок, антирадов и технологий матрицы, повышающих радиационную стойкость. Поскольку увеличить ресурс сцинтилляторов в 10–30 раз невозможно традиционными химико-технологическими способами, стали использовать новые неорганиче-

ские тяжелые кристаллы BaF_2 , CeF_3 , $PbWO_4$ и др., предполагая, что они будут более стойкими.

Показательна ситуация, описанная в работе [5]. Акриловые сцинтилляторы, которые несколько лет использовались в урановом калориметре, потеряли световыход в два раза, а прозрачность в три раза после интегральной дозы 50 Гр, что на два порядка меньше, чем в тестовых испытаниях на малых образцах сцинтилляторов. Вначале полагали, что это эффект, наведенный радиоактивным распадом урана. Потом установили, что основную роль играло фоторадиационное окисление сцинтилляторов. Свет и радиация выступают в качестве мощных катализаторов радиационного окисления.

Другие калориметры, например, использующие полистирольные сцинтилляторы, работают по нескольку лет, практически не снижая разрешение. Это объясняется спонтанным восстановлением оптических свойств сцинтилляторов и спектросмещающих световодов в перерывах между сеансами. Например, калориметр ZDC в эксперименте WA-98 ЦЕРН на пучке ядер Pb с энергией 158 А·ГэВ имел ресурс непрерывного облучения $5 \cdot 10^6$ с. Выяснилось, что сцинтилляторы из гранулированного полистирола, изготовленные путем литья под давлением или методом экструзии, имеют наилучшую степень восстановления по сравнению со всеми известными сцинтилляторами. Поэтому при нагрузке $2 \text{ Гр} \cdot \text{ч}^{-1}$ калориметр смог проработать три сеанса вместо одного. Таким образом, учет времени спонтанного восстановления свойств полимеров в сочетании с взаимоувязкой сеансов облучения и перерывов является, по-видимому, наиболее эффективным путем продления ресурсов органических материалов [8].

1. РАДИАЦИОННЫЕ НАГРУЗКИ

Радиационные нагрузки обычно представляют величинами энерговыделения (дозы)* в единицу времени без учета флуктуаций в чувствительном объеме материала. Точность расчетов величин радиационной нагрузки зависит от знания физических процессов взаимодействия излучений с веществом, характеристик материала, геометрии установки, полноты учета источников излучения, а также от соответствия математической модели реальным процессам [7,8].

Рассмотрим радиационные нагрузки на примере установки CMS. На рис. 1 показана типичная геометрия детекторной установки на коллайдере. По оси цилиндра расположена вакуумная камера (1), где находится область столкновения пучков. Во внутренней полости (2) расположены вершинные и другие трековые детекторы. Необходимо иметь как можно меньше вещества в этой

* $W, \text{ мДж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} = D, \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ (1 Гр = 100 рад).

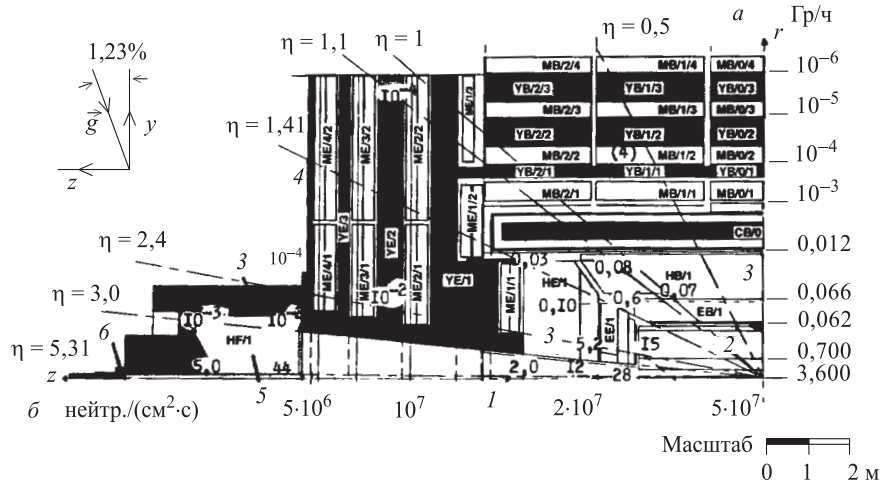


Рис. 1. Радиационная нагрузка в CMS при $E_p = 14$ ТэВ, $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: а) дозы в 1/4 цилиндрической геометрии; б) нейтроны — распределение по вакуумной камере (пояснения в тексте)

полости ($0,1 — 0,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Внутреннюю полость окружают элементы установок из плотных материалов: электромагнитные и адронные калориметры, соленоид, элементы фоновой защиты (3). В окружающем пространстве (4), как вблизи, так и вдали от калориметров, расположены мюонные и другие камеры. Кроме того, в ряде установок, например, CMS [3], ATLAS [4], имеются так называемые передние калориметры (5). Перед ними находятся коллиматоры (6) для пучков, принимающие на себя основное энерговыделение ($\sim 60\%$) и являющиеся мощными источниками излучения.

Источники излучения. Основными источниками излучения в подобных установках являются:

- прямое излучение от $pp(AA)$ -столкновений;
- излучение, образовавшееся при взаимодействии прямого излучения с вакуумной камерой и остаточным газом;
- излучение, вышедшее из плотных материалов во внутреннюю полость (альбедо);
- вторичное излучение от взаимодействий прямого излучения и альбедо с материалами внутри полости (с конструкциями камеры и детекторов).

При первоначальных оценках [9] радиационных нагрузок обычно учитывали одно столкновение $pp(AA)$, определяемое множественностью вторичных частиц на единицу псевдобыстроты η (см.рис.2), сечением неупругого взаимодействия σ_{in} и светимостью. В табл.1 приведен выход частиц в pp -столкновении при 14 ТэВ [12].

Таблица 1. Выход частиц в pp -столкновении при 14 ТэВ

Тип частицы	Выход частиц (в процентах на один протон)
p	0,98 – 1,98
n	1,14 – 1,88
K^+, K^0	7,42 – 8,01
π^\pm	34,8 – 39,8
Σ, Λ	0,80 – 2,13
p, n, Σ	2,91 – 5,82
e^\pm	0,50 – 0,55
γ	44,9 – 46,4

При расчете нагрузок вследствие процессов взаимодействия частиц с вакуумной камерой нужно учитывать реальную геометрию, размеры области столкновения, магнитные и электростатические поля, характеристики материалов и пространственно-угловое и энергетическое распределение каждого сорта частиц в $pp(AA)$ -столкновении [10]. Необходимо детально моделировать многократное кулоновское рассеяние, когерентное и некогерентное упругое ядерное рассеяние, неупругое ядерное взаимодействие, флуктуации при прямом рождении пар e^+ , e^- и др. Основы такого моделирования были впервые заложены в [11], а затем развиты в [12—16].

В работе [15] рассмотрено влияние конфигурации вакуумной камеры на выход нейтронов. Учитывалось магнитное поле (4 Тл) для CMS. Вдоль оси в пределах первых 1,5–2 м конфигурация камеры (рис.1) не сильно влияет на выход нейтронов. Однако на длине $\pm 2 \leq Z \leq \pm 15$ м уменьшение выхода нейтронов по сравнению с камерой постоянного сечения очень существенно (до 5 раз). В этой работе не рассматривалось формирование линейного источника всех частиц и фрагментов, что особенно важно при AA -столкновениях тяжелых ядер (вакуумную камеру можно представить в виде линейного протяженного источника излучения [8]).

По аналогичной методике с учетом последних работ по множественному образованию α -частиц и фрагментов [17,18] были определены места столкновения частиц со стенкой камеры и углы входа α_E . В табл.2 приведены некоторые характеристики равномерно распределенного линейного источника в пределах $Z = \pm 3$ м (рис.1), причем при формировании линейного источника учитывались частицы, падающие на стенку камеры не только изнутри камеры, но и снаружи (альбедо). Частицы из лидирующей группы практически не дают неупругих взаимодействий — в стенке камеры толщиной $d = 0,15 - 0,25$ см как из-за большой величины пробега до неупругого взаимодействия λ_{in} , так и вследствие малых углов выхода $\alpha_E < 100$ мкрад.

Таблица 2. Линейный источник $2\pi r_a$, част. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$

Частицы, дающие (ν_*)	$\langle E_0 \rangle$, ГэВ	Светимость L , см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$		
		10^{34} (pp)	10^{29} (CaCa)	10^{27} (PbPb)
Σ_i $i \rightarrow p, \pi, e, \gamma \dots$	6	$8 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$
Нейтроны	$\sim 10^{-3}$	$3 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
Число эквивал. протонов	—	$1,3 \cdot 10^{14}$	$6,7 \cdot 10^{13}$	10^{13}

Примечание: r_a — радиус вакуумной камеры, равный 6 см (Al); $\langle E_0 \rangle = 6$ ГэВ соответствует заряженным частицам с $10^{-1} < \alpha_E < 10$ мрад.

Вероятность неупругого взаимодействия частиц в стенке камеры:

$$P = 1 - \exp(d/\alpha_E \cdot \lambda_{in}), \quad (1.1)$$

а доля неупругих взаимодействий:

$$\nu_* = 1/\lambda_{in} \exp(-x/\lambda_{in}), \quad (1.2)$$

Из выражений (1.1) и (1.2) ясно, что при $r_a = 6$ см, $d = 0,12$ см около 90% всех взаимодействий будет локализовано в стенке. Заметим, что при скользящей высадке частиц на полубесконечную среду из алюминия с границей вакуум — вещество число неупругих взаимодействий на одну первичную частицу с E_0 (в ГэВ) определяется формулой:

$$\nu_* = 2AE_0^i + 2,34 \cdot 10^{-3} \ln(5E_0^j), \quad (1.3)$$

где индекс $i \rightarrow p, d, n, \pi \dots$, индекс $j \rightarrow e^+, e^-, \gamma$, дающие реакции $\gamma, n_\pi; \gamma, n_{\pi\pi}; \gamma, nn$ и др. В действительности из-за отражения величина ν_* существенно меньше [8].

В случае взаимодействий CaCa и PbPb (табл.2) моделирование траекторий частиц не производили, а полагали справедливым (см. ниже) феноменологический метод "эквивалентных протонов", впервые предложенный в работе [23], то есть линейный источник при AA-взаимодействии определяется из соотношения:

$$S_{AA}(Z) = A(N_p(L_p)/(N_A(L_A)) S_P(Z), \quad (1.4)$$

где N_p и N_A — количество протонов и ионов в сталкивающихся пучках. В табл.3 приведены величины "эквивалентных протонов" для установок CMS, ATLAS, ALICE на коллайдере LHC. Показана условная граница $\sim 10^{13}$ экв. протонов, ниже которой радиационные нагрузки не представляют большой

Таблица 3. Интегральная светимость и число ионов в пучке (LHC — 14 ТэВ)*

p	$1,2 \cdot 10^{34}$ $1,3 \cdot 10^{14}$	$3,3 \cdot 10^{33}$ $6,8 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{33}$ $4,6 \cdot 10^{13}$	$5,5 \cdot 10^{32}$ $1,7 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{32}$ $3,3 \cdot 10^{12}$
${}^4\text{He}_2$	$9,9 \cdot 10^{32}$ $3,7 \cdot 10^{13}$ $1,5 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{32}$ $2,0 \cdot 10^{13}$ $8,0 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{32}$ $1,4 \cdot 10^{13}$ $5,6 \cdot 10^{13}$	$5,1 \cdot 10^{31}$ $3,5 \cdot 10^{12}$ $1,4 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{30}$ $6,8 \cdot 10^{11}$ $2,7 \cdot 10^{12}$
${}^{16}\text{O}_8$	$2,9 \cdot 10^{31}$ $6,3 \cdot 10^{12}$ $1,0 \cdot 10^{14}$	$9,9 \cdot 10^{30}$ $3,7 \cdot 10^{12}$ $5,9 \cdot 10^{13}$	$5,0 \cdot 10^{30}$ $2,6 \cdot 10^{12}$ $4,2 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{30}$ $9,3 \cdot 10^{11}$ $1,5 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{29}$ $1,9 \cdot 10^{11}$ $3,0 \cdot 10^{12}$
${}^{40}\text{Ca}_{20}$	$1,8 \cdot 10^{30}$ $1,6 \cdot 10^{12}$ $6,4 \cdot 10^{13}$	$6,9 \cdot 10^{29}$ $1,0 \cdot 10^{12}$ $4,0 \cdot 10^{13}$	$3,9 \cdot 10^{29}$ $7,4 \cdot 10^{11}$ $3,0 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{29}$ $2,8 \cdot 10^{11}$ $1,1 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{28}$ $5,5 \cdot 10^{10}$ $2,2 \cdot 10^{12}$
${}^{97}\text{Nb}_{41}$	$6,4 \cdot 10^{28}$ $3,3 \cdot 10^{11}$ $3,2 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^{28}$ $1,8 \cdot 10^{11}$ $1,7 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{28}$ $1,3 \cdot 10^{11}$ $1,3 \cdot 10^{13}$	$4,8 \cdot 10^{27}$ $5,0 \cdot 10^{10}$ $4,8 \cdot 10^{12}$	$9,6 \cdot 10^{26}$ $9,6 \cdot 10^9$ $9,3 \cdot 10^{11}$
${}^{208}\text{Pb}_{82}$	$8,9 \cdot 10^{26}$ $4,8 \cdot 10^{10}$ $1,0 \cdot 10^{13}$	$2,7 \cdot 10^{26}$ $2,0 \cdot 10^{10}$ $4,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{26}$ $1,4 \cdot 10^{10}$ $2,9 \cdot 10^{12}$	$5,1 \cdot 10^{25}$ $5,3 \cdot 10^8$ $1,1 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{25}$ $1,0 \cdot 10^8$ $2,1 \cdot 10^{10}$

*См. Brandt D., Eggert K., Morsch A. — LHC Note 264. Выделены величины эквивалентных протонов (наша оценка).

опасности для большинства материалов детекторных установок. Существует мнение, что уменьшение светимости на ~ 8 порядков, например, с $1,2 \cdot 10^{34}$ (pp) до $8,9 \cdot 10^{26}$ (PbPb), априори снимает проблему радиационной опасности. Это неверно, поскольку число "эквивалентных протонов" изменится только на один порядок, а именно эта величина определяет внутреннее радиационное поле, т.е. радиационные нагрузки на элементы детекторов.

Поверхностный источник определяется альбедо $i - j$, где i — входящая частица; j — выходящая из среды частица. Величина альбедо часто выражается в процентах и обозначается ξ_{ij} . Первые оценки [19,20] подтвердили предположение о больших альбедо и стимулировали детальное изучение этой проблемы [21,22]. Для внутренней полости детекторных установок, как оказалось, альбедо играет исключительно важную роль [24,25].

В табл.4 для иллюстрации приведены значения альбедо. Видно, что основным компонентом излучения являются нейтроны, однако выход заряженных частиц, особенно низкой энергии также значителен. При энергии падающих на железо частиц менее 1 ГэВ наблюдается сильная зависимость альбедо от вида подающей частицы. С увеличением энергии различие в зависимости ξ_{ij} от вида падающей частицы уменьшается. Это позволяет пользоваться соответствующими значениями ξ_{pn} независимо от вида входящих заряжен-

Таблица 4. Значение альbedo ξ_{ij} в процентах на один протон, падающий на железо [22]

Тип $i - j$	Энергия $E_{\min} - E_{\max}$, МэВ	Энергия E_p , ГэВ			
		1	10	70	200
pn	$10^{-3} \div 10^{-1}$	9,0	85	230	540
pn	$10^{-1} \div 10^3$	6,0	69	193	430
pp	$10^{-3} \div 10^{-1}$	4,0	43	100	147
pp	$10^{-1} \div 10^3$	1,0	27	3,5	11
$p\pi$	$10^{-1} \div 10^3$	—	16	6,3	13
$p\gamma$	$10^{-1} \div 10^{-3}$	3,0	20	15,5	32

ных частиц. Для решения задачи о вкладе альbedo в суммарную радиационную нагрузку необходима информация о дифференциально-угловых и дифференциально-энергетических распределениях альbedo нейтронов и заряженных частиц. Расчет альbedo вследствие событий, имеющих очень малую вероятность, не дает уверенности в точности расчетов по программам для глубокого проникновения (например, FLUKA [16]). Сравнение расчетов с экспериментами [27] для альbedo не производили.

Плотные материалы. Для CMS вначале рассматривались следующие материалы для электромагнитного калориметра (ECAL), обозначенного на рис.1 EE и EB [25]:

- сцинтиллирующие кристаллы CeF_3 плотностью $6,16 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$;
- жидкий сцинтиллятор аргон — 2 мм и свинец — 1,5 мм (Pb + LAr) со средней плотностью $5,6 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$;
- твердый сцинтиллятор полистирол — 4 мм и свинец — 2 мм (PS + Pb) со средней плотностью $4,45 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Позже были рассмотрены возможности использования кристаллов PbWO_4 вместо CeF_3 , но "радиационную картину" эта замена сильно не меняет [28]. Адронный калориметр (HCAL) (на рис.1 обозначен HE и HB) состоит из слоев Cu — 4 мм и сцинтиллятора PS — 10 мм и имеет плотность $7,37 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. Дальше по радиусу (рис.1) — мюонные камеры и "триггеры" (ME и MB). С целью уменьшения альbedo низкоэнергетических частиц на лицевой поверхности EB и EE, а также между EB и HB размещаются конверторы спектра нейтронов из CH_2 толщиной 5 см. Между EE и HE конвертор имеет толщину 9 см.

Расчеты радиационных нагрузок проведены по программе работы [16] с использованием коэффициентов перехода от флюенса (потока частиц) к дозе заряженных частиц и нейтронов [29]. Упрощенная геометрия, а также представление реальных элементов установки в виде однородной смеси тяжелых и легких материалов не позволили определить дозу конкретно в чувствительном объеме (например, в фибрах диаметром 60 мкм).

Таблица 5. Сравнение радиационных нагрузок для CMS, Гр·ч⁻¹ (при $E = 14$ ТэВ и $L = 10^{34}$ см⁻²·с⁻¹)

η	Координаты, см (см.рис.2)		ECAL		HCAL		ECAL	HCAL
	r	Z	[3]	[31]	[3]	[30]	Наша оценка	
3–2,8	40	320	13	15			28	
		340	3, 7	3	4, 6	0, 86	12	10
		376			2,8	0,07		2
		560						
2,6–2,4	55	320	8	6,5			15	
		340	2, 8	1, 4	4, 5	0, 13	5, 2	5
		376			0,9	0,01		0,4
		560						
1,5–1,4	130	320	0,46	0,28			0,6	
	↓	340	0, 09	0, 03	0, 04	0, 02	0, 08	0, 07
		376				10^{-3}		0,03
	286	560						
1,1–1	130	145		0,2			0,22	
	↓	206		0, 02		0, 01	0, 04	0, 03
		370				10^{-4}		0,014
	286							
0,1–0	130			0,18			0,62	
	↓ 286	~ 0		0, 02		$6 \cdot 10^{-5}$ 10^{-6}	0, 06	0, 065 0,012

На рис.1 показано распределение радиационной нагрузки в CMS с учетом всех вышеобозначенных источников излучения в соответствии с данными, приведенными в двух последних колонках табл.5. Заметим, что как первоначальные оценки [3], так и расчеты в технических проектах [30,31] значительно занижены. Кроме того, расчеты радиационных нагрузок в [3,30,31] не внушают доверия, поскольку содержат внутренние противоречия. Например, цифры, выделенные жирным шрифтом в табл.5 (первые четыре колонки), ни при каких условиях не могут отличаться в строке больше чем на 20%, поскольку относятся к одинаковым координатам r и z физической установки (см. рис.1).

Внутренняя полость. В ней расположены вершинные и другие трековые детекторы. Последние могли бы быть выполнены из сцинтилляционных волокон (фибр), если бы они имели приемлемые радиационные ресурсы. Радиационная нагрузка во многом определяется минимально ионизирующими частицами.

Радиационная нагрузка от минимально ионизирующих частиц может быть выражена как [32]:

$$\dot{D}(r) = 1,6 \cdot 10^{-4} L \sigma_{\text{in}} n(dE/dx \sin \theta) (\sin \theta / 2\pi r^2), \quad (1.5)$$

где $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — светимость; $\sigma_{\text{in}} = 85 \text{ мб}$ — сечение неупругого взаимодействия; $n = 7$ — множественность на единицу быстроты η . Тормозная способность $dE/dx \sin \theta$ равна $2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$ для всех частиц, испущенных в полярный угол θ . Число частиц, рожденных в одном столкновении и прошедших через единичную поверхность фибр, равно $n(\sin \theta/2\pi r^2)$. Множитель $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Гр} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ показывает переход от флюенса к дозе.

Для соленоидального магнитного поля ($B = 4 \text{ Тл}$) соотношение (1.5) изменится:

$$\dot{D}(r, B) = \dot{D}(r) \left(2\langle n_c \rangle \int_{x_1}^{x_b} f(x) dx + \int_{x_b}^{\infty} f(x) dx \right), \quad (1.6)$$

где $\langle n_c \rangle = \sinh \eta_{\text{max}} / \sinh \pi \eta$ — среднее число витков (спиралей) заряженных частиц в области быстрот $0 < \eta < \eta_{\text{max}}$ для трекового детектора [33]; $f(x) = x \exp(-x)$ — распределение поперечных импульсов частиц с $x = = 2p_t / \langle p_t \rangle = 0,3B / \langle p_t \rangle$. Средний поперечный импульс частиц $\langle p_t \rangle \sim \sim 0,55 \text{ ГэВ}$, причем он практически не изменяется при АА-столкновениях. Первый интеграл устанавливает связь между диаметрами витков, попадающих на фибры (x_i) и достигающих внутренней поверхности ЕСАЛ, то есть $d = p_t / 0,15B$. При $\theta = 90^\circ$ ($\eta = 0$) число витков должно быть очень большим. Учитывая распад частиц внутри области трекового детектора (η_{max}), $\coth \theta_d = (m_0/c_\tau)(\sin h \eta_{\text{max}} / 0,15B)$, где θ_d — предельный угол ($m_0 \sim \sim 0,14 \text{ ГэВ}/c^2$ и $c_\tau = 7,8 \text{ м}$ для π^\pm). В [32] получили угол θ_d в интервале $76^\circ \div 27^\circ$ для B в интервале $1 \div 6 \text{ Тл}$ в области быстрот $n_{\text{max}} = 1,5$. Второй интеграл в (1.6) учитывает частицы с коротким пробегом, которые поглощаются калориметром.

Таким способом был рассчитан [32] флюенс минимально ионизирующих частиц с учетом магнитного поля (кривая 2 на рис.2). Видно, что по сравнению с оценками [34] без магнитного поля (группа кривых 1) флюенсы $F(B)$ возрастают при малых r и резко уменьшаются при $r > 80 \text{ см}$. В группе кривых 1 приведены данные о флюенсах нейтронов без альбеда. С учетом альбеда по нашим оценкам и данным работы [35] распределение нейтронов скорее соответствует кривой 3, увеличиваясь при $r \rightarrow 0$ и $Z \rightarrow 140 \text{ см}$. В первом случае из-за дополнительного вклада от линейного источника (вакуумной камеры), а во втором — из-за большого альбеда, несмотря на наличие конвертора СН_2 . Низкоэнергетические заряженные b -частицы, также возникающие от линейного источника и альбеда, вносят существенный вклад в суммарную дозовую нагрузку.

На рис.3 показано радиальное распределение энерговыделения в стенке вакуумной камеры и внутреннем детекторе со средней плотностью $0,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Если принимаются во внимание два источника излучений — линейный $S(Z)$

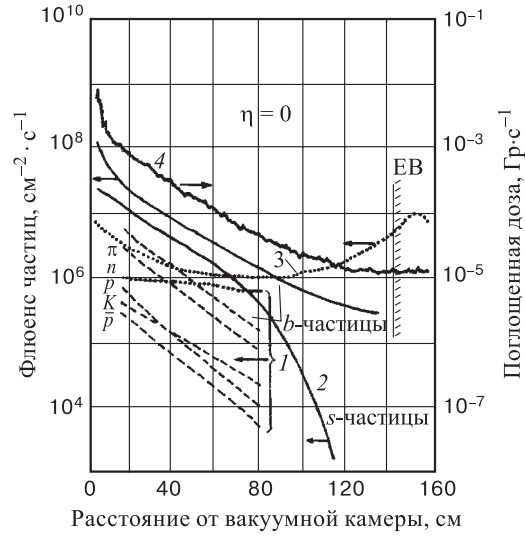


Рис. 2. Радиальное распределение флюенсов частиц и поглощенной дозы (нагрузки) в трековой области CMS при $E_p = 14$ ТэВ, $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $B = 4$ Тл (пояснения в тексте)

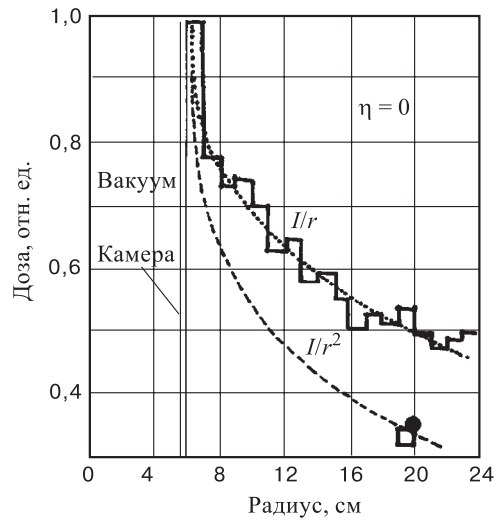


Рис. 3. Радиальное распределение радиационной нагрузки вблизи вакуумной камеры CMS: \square — наша оценка [8]; \square , \bullet — оценка [26]

и точечный (pp), то распределение дозовой нагрузки ближе к $1/r$, а не к $1/r^2$, как получено в [25].

Окружающее пространство. В нем должна быть защита мюонных камер (рис.1) и триггерных устройств от радиационного фона, компонентами которого являются нейтроны с широким спектром энергии от 0,025 эВ до нескольких десятков МэВ, а также γ -кванты вследствие захвата нейтронов. Средняя энергия захватных γ -квантов в железе ~ 4 МэВ [8].

Первые оценки состава и размеров защиты для разных установок на коллайдерах были сделаны в [3,4]. Особенно детально рассмотрена радиационная обстановка и выбраны материалы защиты на CMS. Во всех установках для коллайдеров предполагается использовать свинец и полиэтилен в чистом виде, что нежелательно, так как полиэтилен — горючий и недолговечный, а свинец — токсичен. Если свинец и полиэтилен заключить в оболочку из специального связующего материала, например полимербетона, то не только значительно упрощается изготовление компактной защиты, уменьшается аэрозольная опасность, но снижается стоимость защиты [36,37].

2. РАДИОРЕЗИСТЕНТНОСТЬ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ И СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ВОЛОКОН

В данном разделе при обзоре литературы делается акцент на эффекты, возникающие при облучении сцинтилляторов и световодов при малых нагрузках, умеренных дозах, обратимых процессах, спонтанном восстановлении и т.п. Именно эти эффекты, важные для практики, оказались малоизученными.

Предельная доза. Радиационная чувствительность (радиорезистентность) характеризуется, прежде всего, предельной дозой D_{lim} , при которой происходит предельно допустимое изменение определенного оптического свойства $\xi(D)$ материала. Величина D_{lim} не является универсальной. Особенно важное значение имеет взаимосвязь между поглощенной дозой D , мощностью дозы \dot{D} , временем радиационного воздействия t_i , а также временем τ и степенью δ спонтанного восстановления [8].

Выяснение характера этих зависимостей имеет большое практическое значение, в том числе для обоснования прогнозирования D_{lim} на основе ускоренных радиационных тестов, поскольку при таких испытаниях мощность дозы, как правило, не соответствует мощности дозы (радиационным нагрузкам) в условиях эксплуатации (см. рис.4).

В результате радиационного воздействия в области малых доз от 10 до 10^4 Гр оптические эмиссионные спектры $d(\lambda)$, где λ — длина волны света, изменяются. Изменения в спектрах в реальных калориметрах не должны превышать 10–20%, следовательно, преобладают обратимые процессы. При изменениях световых выходов на 40–60% преобладают необратимые эффекты. Ниже

мы будем рассматривать в основном обратимые изменения, обусловленные образованием возбужденных состояний молекул заряженных частиц, свободных радикалов, комплексов с переносом заряда и др. [38,39].

Для количественного описания радиационных эффектов используют понятие «радиационно-химический выход»:

$$G = f(D). \quad (2.1)$$

Принято различать начальный выход G_0 при $D \rightarrow 0$ и наблюдаемый выход продуктов радиолитического материала G , который косвенно характеризует изменение количества или свойства вещества при заданном значении поглощенной дозы [40].

Как было установлено [41—44], на характер радиационно-химических процессов при малых дозах существенно влияют примеси в полимерах, в том числе кислород и остаточный мономер, которые сохраняются в структуре матрицы. Распределение радиолитического материала, особенно при малых дозах, по объему образца неравномерно, что зависит от специфики поглощения ионизирующих излучений с наиболее опасными низкими значениями линейной передачи энергии (ЛПЭ). Надо отметить, что радиационные эффекты в области малых доз экспериментально изучены в меньшей степени, вероятно, потому, что исследователи искали прежде всего легко измеримые величины свойств полимеров.

При малых мощностях доз концентрация радикалов растет линейно с дозой:

$$[R] = [R]_{\text{lim}}(1 - \exp(-kD)), \quad (2.2)$$

где $[R]_{\text{lim}}$ — предельная концентрация радикалов; k — эффективная константа скорости "гибели" радикалов. При комнатной температуре константа k составляет примерно 10^3 Гр^{-1} , а с повышением температуры радиолитического полимера выход радикалов растет. С другой стороны, получены результаты, свидетельствующие о том, что выход и предельная концентрация радикалов с ростом мощности дозы падают [45]. С ростом ЛПЭ выходы радикалов также снижаются из-за увеличения локальной концентрации радикалов вдоль трека и, следовательно, большей вероятности их рекомбинации [46].

В тех случаях, когда скорости рекомбинации свободных радикалов сравнимы со скоростями реакций первого порядка (присоединения к двойной связи или отрыва), зависимость радиационных эффектов от мощности дозы очень существенна, особенно в цепных процессах. В цепном процессе происходит радиационное и фоторадиационное окисление, газовыделение и т.п.

На рис.4 показана зависимость предельной дозы сцинтилляторов от радиационных нагрузок в широком диапазоне (мощности дозы). Экспериментальные данные (точки) приведены для лучших известных сцинтилляторов. Заметим, что самые большие предельные дозы получены для жидких сцин-

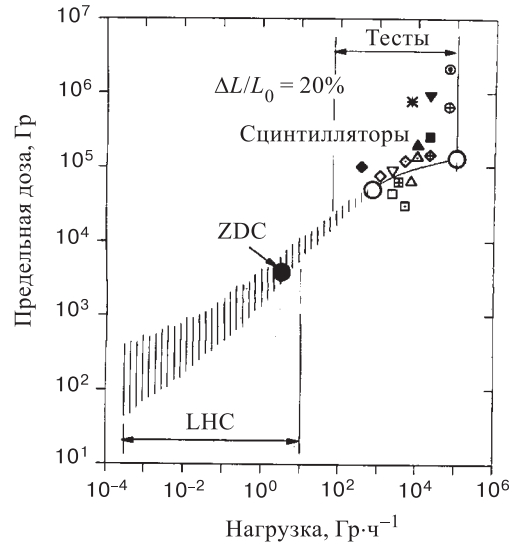


Рис. 4. Зависимость предельной дозы при потере световыхода $\Delta L'/L'_0 = 20\%$ от радиационной нагрузки: малые точки — "радиационно-стойкие" сцинтилляторы [46]; большие точки: \circ — образцы стандартного сцинтиллятора ПС1; \bullet — ZDC — реальный калориметр [69]; заштрихованная область — оценка на основе "метода суперпозиции" [66,67]

тилляторов в условиях вакуума (точки вверх, рис.4). Контакт жидкого сцинтиллятора с воздухом во всех случаях приводит к заметному ухудшению люминесцентных и оптических характеристик даже при столь высокой мощности дозы: $5 \cdot 10^3 \div 10^4$ Гр·ч⁻¹ [46]. Предельная доза определялась только при ускоренных облучениях малых образцов, в основном, низкоэнергетическими α -, β - и γ -источниками [46—59], редко нейтронами [60, 62] и пучками частиц высоких энергий [61,63,64]. Из рис.4 видно, что подавляющее большинство ранее полученных результатов не могут дать правильный прогноз для детекторов ЛНС [30,31]. Чтобы получить результаты при $\dot{D} \leq 10^{-2} \div 10^{-3}$ Гр·ч⁻¹, потребовалось бы 5–8 лет облучения, что практически невыполнимо.

Полуэмпирическая модель. В работе [64] впервые предложено использовать известный "принцип температурно-временной суперпозиции" [65], где температура облучения и мощность дозы связаны. Он с успехом применен на АЭС в США [66, 67] для прогнозирования старения полимерной электроизоляции кабелей. В 1985 г. (см. приложение в [64]) пользовались этим принципом и удовлетворительно описали экспериментальные результаты. Полуэмпирическая модель применима к любым полимерам, в том числе к сцинтилляторам, особенно при малых дозах, где нет фазовых переходов: стеклования,

аморфизации и т.п. На рис.4 впервые воспроизведена зависимость $D_{\text{lim}}(\dot{D})$ в диапазоне $10^{-4} \leq \dot{D} \leq 10$ для сцинтилляторов [61].

Рассмотрим суть модели. Анализ большого массива данных позволил авторам работы [68] обоснованно утверждать, что отношение $G(300K)/G(T)$ свободных радикалов линейно уменьшается с ростом температуры для любых полимеров. При более высоких температурах происходит ускоренное радиационно-окислительное старение без изменения механизма основных химических реакций, подчиняющихся закону Аррениуса:

$$v_k \sim \exp(-E/RT), \quad (2.3)$$

где E — суммарная, эмпирически определенная энергия активации, рассматриваемая в качестве эффективной энергии всего термически активированного процесса; v_k — скорость реакции; R — газовая постоянная. Для перенесения результатов измерений, полученных при повышенных температурах, на условия при рабочей температуре T_3 вычисляется коэффициент смещения:

$$\dot{a} = \exp(E/R(T_3^{-1} - T^{-1})). \quad (2.4)$$

Выходы продуктов радиационно-химического окисления в изотермическом режиме (250 ÷ 400 К) описываются уравнением:

$$G = K + A \exp(-E/RT)(G(R\bullet)/\dot{D})^{1/2}[RH], \quad (2.5)$$

где k — эмпирический коэффициент, учитывающий образование продуктов радиолиза при рекомбинации радикалов; A — предэкспоненциальный множитель; E_1 — энергия активации процесса, которая обычно близка к энергии активации реакции продолжения цепи (30 ÷ 50 кДж/моль); $G(R\bullet)$ — радиационно-химический выход свободных радикалов; $[RH]$ — концентрация окисляемого соединения.

Цепные фоторадикальные реакции протекают при условии $\Phi I \tau_r > 1$, где Φ — квантовый выход радикалов; I — интенсивность видимого света; τ_r — время жизни радикалов. От низких до комнатных температур цепные фоторадикальные реакции реализуются практически при всех значениях Φ и τ_r , если интенсивность видимого света больше $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [39]. Энергия, вносимая активными частицами в фоторадиационные процессы за счет поглощения излучения оптических частот, равна

$$E_2 = \varepsilon (G \dot{D} \tau_r) x I \mathcal{E}, \quad (2.6)$$

где ε — коэффициент экстинкции, x — толщина образца; \mathcal{E} — средняя энергия фотонов. Энергия, поступающая по этому каналу, в ряде случаев может быть сравнима или существенно превосходить энергию, поступающую за счет ионизирующего излучения. Эта дополнительная энергия также расходуется

на инициирование химических реакций. Энергия активации в (2.4) складывается из двух величин, $E = E_1 + E_2$, согласно соотношениям (2.5) и (2.6). Тогда выражение для коэффициента смещения приобретает вид

$$\dot{a} + A \exp(E/R(T_3^{-1} - T^{-1}))(G(R\bullet)/\dot{D})^{1/2}[RH]. \quad (2.7)$$

Область в диапазоне \dot{D} от 10^{-4} до 10^0 (рис.4) оценена с учетом дополнительной энергии активации процесса E_2 при интенсивности света радиoluminesценции $\sim 10^{15}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Именно при такой интенсивности света был проведен эксперимент в ЦЕРН на реальном калориметре ZDC [61]. При $\dot{D} = 10^5$ Гр·ч $^{-1}$ первая экспериментальная точка получена в 1986 г. на ЛУЭ (Харьков) при $E_3 = 1,2$ ГэВ и флюенсе 10^{11} эл·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Время облучения 10 ч. Вторая точка при $\dot{D} = 10^5$ Гр·ч $^{-1}$ измерена в 1992 г. в ОИЯИ на гамма-установке ^{60}Co . Образцы имели размеры 4x150x150 мм и изготавливались по одинаковой с ПС1 (см. ниже) технологии (добавки 1,5% рТР + 0,03% РОРОР + 1% антирады). Экспериментально были получены величины D_{lim} , соответственно, $7 \cdot 10^4$ Гр и $1,2 \cdot 10^5$ Гр (рис.4). Такие сцинтилляторы поспешили назвать радиационно стойкими [59]. Однако при облучении тех же сцинтилляторов в реальном свинцовом калориметре ZDC [61,69] (10^{11} ускоренных ядер Pb с энергией 158 А·ГэВ) была получена $D_{\text{lim}} = 4 \cdot 10^3$ Гр. Облучение длилось $1,4 \cdot 10^3$ ч в присутствии кислорода воздуха, а дозовая нагрузка была ~ 2 Гр·ч $^{-1}$. Такое большое различие D_{lim} для малых образцов и калориметра можно объяснить: а) фоторадиационным окислением (из-за различия в \dot{D}); б) отличием в размерах сцинтилляторов и наличием световодов из полиметилметакрилата (ПММА); в) влиянием ЛПЭ: $\sim 0,2$ кэВ·мкм $^{-1}$ для ^{60}Co и 20 кэВ·мкм $^{-1}$ для смешанного поля излучения.

При $\dot{D} > 10^2$ Гр·ч $^{-1}$ (см. рис.4), когда величина нагрузки «эквивалентна» условиям вакуума, радиационные изменения меньше зависят (а иногда и не зависят) от мощности дозы. Таким образом, при больших \dot{D} , а также для достаточно толстых образцов реализуются такие условия, когда окисляется только поверхностный слой, а основная масса полимера не окисляется.

Вследствие неравномерности процесса радиолитиза даже в однофазной системе всегда существует поток энергии радиолитиза к поверхности. Поэтому полимеры можно рассматривать как гетерогенные [70]. В таком понимании к гетерогенным системам относятся монокристаллы с дефектами, например, PbWO_4 [71].

В облученном в вакууме ПММА наблюдается (рис.5) равномерное распределение оптической плотности по объему (кривая 1). Если облученный полимер хранится на воздухе, то, наряду с диффузией газов из образца, существует диффузия кислорода воздуха внутрь образца. Кислород ускоряет «гибель» радикалов и таким образом влияет на формирование пространственного распределения оптической плотности, которая принимает вид, по-

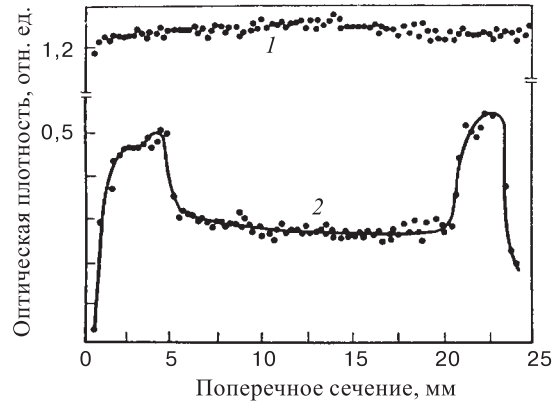


Рис. 5. Оптическая плотность в поперечном сечении образца ПММА, облученного в вакууме до дозы 30 кГр (1), и то же — после хранения на воздухе в течение 30 дней (2) [72]

казанный кривой 2 [72]. Такая же картина наблюдается, когда облучаются на воздухе сцинтилляторы.

Слабо зависит от \dot{D} радиационная деградация свойств полимеров при значении ниже $10^2 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$. При этом всегда наблюдаются значительно меньшие предельные дозы D_{lim} (рис.4), чем при высоких дозовых нагрузках. Это означает, что радиационно-окислительному превращению подвергается почти весь объем полимера. У полистирола первоначально возникает двухслойная структура за счет сильного окисления наружного слоя и слабого окисления его внутреннего объема, лишенного доступа кислорода в силу диффузионных ограничений. Время структурной релаксации может достигать десятков и сотен суток при комнатной температуре, т.е. существенно отстает от химических превращений.

В результате в таком неоднородном по своему составу материале происходит рост механических напряжений, приводящих к образованию микротрещин. Эти микротрещины играют роль каналов, по которым кислород (или озон) из окружающего воздуха поступает во внутренние области образца, способствуя быстрому радиационному старению полимера.

В промежуточной области мощности доз $10^{-2} < \dot{D} < 10^2 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$ (рис.4) предельная доза имеет следующую зависимость от \dot{D} [64]:

$$D_{\text{lim}} \approx D_0(\dot{D})^n, \quad (2.8)$$

где n характеризует приближенную линейную зависимость $\lg D(\xi) = f(\lg \dot{D})$, которая может быть определена только из экспериментов.

Роль ЛПЭ. Основную роль в радиационных изменениях свойств полимеров играют процессы ионизации и возбуждения молекул. При малых скоростях тяжелых заряженных частиц, когда $v_u/v_0 \approx 0,6$, где v_0 — боровская скорость электрона, могут преобладать упругие ядерные столкновения.

Из табл.6 видно, что равенство ЛПЭ в треке для ионов с разными зарядами имеет место при различных скоростях ионов [73]. Поскольку эффективный радиус трека увеличивается с ростом скорости иона, то в случае α -частиц поглощенная энергия распределена в треке большего объема. В результате локальные и средние выходы активных частиц будут ниже у иона с большим зарядом и массой. Таким образом, нет прямой зависимости G от ЛПЭ. В связи с этим в [73] предложена модель описания радиационно-индуцированных превращений, использующая заряд и скорость заряженной частицы. Наблюдаемое увеличение деградации ПС при облучении в поле адронов по сравнению с γ -квантами лежит в пределах погрешности [64].

Соотношения выхода продуктов при деструкции и сшивании G_d/G_c в ПС и ПММА при облучении γ -квантами и быстрыми нейтронами ($\dot{D} \sim 10^2$ Гр·с⁻¹) очень мало отличаются в присутствии кислорода воздуха, однако в вакууме различие в $5 \div 10$ раз [74,75]. Проведено сопоставление воздействия электронов (2 МэВ), протонов (8 МэВ), α -частиц (30 МэВ) и ионов C⁴⁺ и N⁴⁺ (80 МэВ) на механические свойства алифатических полимеров [76,77].

Таблица 6. Характеристика треков протонов и α -частиц при различных значениях ЛПЭ в полистироле

Характеристика	98 кэВ/мкм		50 кэВ/мкм	
	Протоны	α -частицы	Протоны	α -частицы
Энергия, МэВ	0,082	4,5	0,4	10
Скорость v , см/с	4	15	8,7	22
Эффективный заряд	0,69	2	0,93	1
Среднее число электронов, выбиваемых ионом на 1 нм длины трека	1,56	1,7	0,86	1
E_{\max} δ -электронов, кэВ	0,181	2,5	0,86	5,45
Радиус сердцевины, нм	1,2	4,5	2,65	6,7
Эффективный радиус трека, нм	2,5	21	6,0	35
Энергия, выносимая δ -электронами за пределы сердцевины трека, кэВ/мкм	4,3	16,3	7	12,4
Средняя плотность актов ионизации в сердцевине трека, 10^{20} см ⁻³	5,3	0,45	0,69	0,1

Таблица 7. Источники облучения образцов полихлорстирола

Место облучения	Виды частиц (i — первичные, j — вторичные)	Мощность дозы \dot{D} , Гр·с ⁻¹	ЛПЭ, кэВ мкм ⁻¹
Каналы реактора ИБР-2, ОИЯИ — (●)	$\gamma_i, n_i \rightarrow \gamma_j, E_n > 1$ МэВ, $4,2 \cdot 10^{12}$ н·см ⁻² ·с ⁻¹	$5,8 \cdot 10^3$	60
Медная мишень; синхротрон на 70 ГэВ, ИФВЭ — (△)	Разные спектры $p_i \rightarrow (p, n, e^\pm, \pi^\pm, \mu \dots)_j$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	15
Выпускное окно фазотрона на 650 МэВ, ОИЯИ — (▲)	$E_p = 650$ МэВ, 10^{12} р·см ⁻² ·с ⁻¹	$2,9 \cdot 10^2$	8
Медная мишень; синхротрон на 7 ГэВ, ИТЭФ — (○)	Разные спектры $p_i \rightarrow (p, n, e^\pm, \pi^\pm, \dots)_j$	$7 \cdot 10^{-2}$	9
Гамма-установка — (◆)	$E_\gamma = 1,25$ МэВ	30	0,2

В [61,78] использовались дозиметры ЦДП из полихлорстирола (аналог, распространенный за рубежом, FWT-70 [79]), которые были тщательно отградуированы в разных полях излучения (табл.7).

На рис.6 показаны дозы D_{lim} , создающие увеличение оптической плотности полихлорстирола, а также удлинения полиэтилена под нагрузкой. Несмотря на принципиально разные параметры ξ_{lim} в обоих материалах радиационные повреждения имеют тенденцию к снижению с ростом ЛПЭ. Это говорит об общности радиационно-индуцированных превращений в существенно разных полимерах.

Образованию стабильных продуктов радиолиты в зависимости от вида излучений посвящен обзор [80]. Сопоставление G_d/G_c , с одной стороны, и выхода стабилизированных радикалов — с другой, при облучении α -частицами и γ -квантами показало, что для большинства полимеров отсутствует корреляция выходов и ЛПЭ. В области радиолиты могут существенно увеличиваться

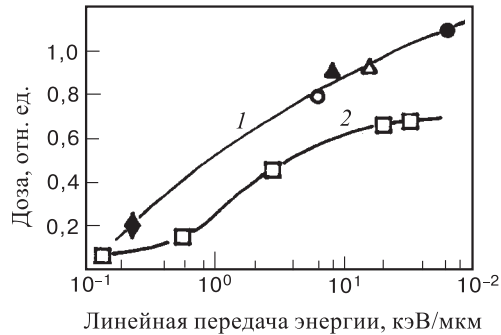


Рис. 6. Зависимость от ЛПЭ дозы эквивалентного изменения ξ (см. текст): 1 — полихлорстирол, точки соответствуют обозначениям в табл.7; 2 — полиэтилен [77]

скорости других малоизученных реакций. Для объяснения необходимо привлечь представления микродозиметрии [81], а также учитывать вклад рассеяния энергии в упругих соударениях. Остаются неизученными процессы образования и распада ненасыщенных связей, радиационного окисления, а также поведения полимеров при изменении температуры в зависимости от вида частиц (ЛПЭ).

Спонтанное восстановление. Наиболее распространенный сцинтиллятор представляет собой полистирольную ПС-матрицу, в которой растворены первая — сцинтилляционная (рТР) и вторая — спектросмещающая (РОРОР) добавки. На первом этапе взаимодействия ионизирующего излучения происходит возбуждение матрицы, которое нерадиационным путем передается первой добавке, а затем радиационным — от первой добавки ко второй. Вторая добавка смещает спектр в область высокой прозрачности матрицы или оптимальной чувствительности фотоприемника.

Как видно из рис.4, исследователи ставили себе цель — создать сцинтилляторы, выдерживающие предельную дозу $D_{lim} > 10^5 - 10^6$ Гр, при световых выходе $\xi_{lim} \sim 80 \div 90\%$ после облучения. В обзоре [60] сформулированы основные этапы этого направления исследований в последние годы: 1) выбор первичной добавки; 2) выбор вторичной добавки; 3) использование антирадиационных добавок; 4) улучшение структуры матрицы; 5) ускорение процессов восстановления (каким способом — не указывается).

Первые четыре этапа оказались малоперспективными [63,82]. Не удалось повысить D_{lim} больше, чем до 10^5 Гр, даже при $\dot{D} > 10^2$ Гр·ч⁻¹. Антирадиационные добавки оказались неэффективными при малых \dot{D} , т.е. в условиях сильного фоторадиационного окисления. Повысить D_{lim} органических материалов или полимеров с 10^3 до $10^5 \div 10^6$ Гр в области радиационных нагрузок ЛНС (см. рис.4) абсолютно нереально! Хорошо известно, что уменьшение количества химических изменений путем захвата радикалов для нецепных процессов невозможно, т.к. при захвате радикалов акцепторами (антирадами) образуется примерно такое же количество продуктов, что и в отсутствие акцептора, хотя качественный состав их несколько изменяется [83]. Значительная часть радикалов образуется вдоль трека частицы очень близко друг от друга, они быстро реагируют между собой, и воспрепятствовать этому процессу можно, только создавая очень высокие концентрации антирадов. Это ведет к неудовлетворительным начальным свойствам сцинтилляторов. Кроме того, из-за слабой селективности радиолиза и большого числа различных реакций, протекающих при фоторадиационном окислении, составить единый ряд активности антирадов также не представляется возможным.

В реальных условиях эксплуатации сцинтилляторов и световодов набор предельной дозы D_{lim} будет сопровождаться периодическими перерывами, во время которых свойства материалов восстанавливаются [84]. К сожалению, исследователи не сразу уловили перспективность этого направления

Таблица 8. Параметры облучения* и восстановления некоторых сцинтилляторов

Номер цикла	Материал	Параметр	t_{ir} , час	D , кГр	τ , час	ξ , %	δ , %	$D_{lim}(\xi)$, кГр ($\xi = 80\%$)
1	ПС+2%рТР+ +0,02%РОРОР+0,01СТ24+ +20%УД7 [82]		56	28	480	92	97	20
2			56	28	480	88	91	21
3			56	28	480	75	85	7
1	ПСМ-115+1,5%рТР+ +0,05%РОРОР+ +20%1МN [63]		2	0,1	40	98	100	—
2			20	10	72	90	110	25
1	NE-110** [84]		120	26	500	90	92	30
1	SCSN 81+1%РНВ+ +0,02%ТВВТ+ +0,01%СТ*** [82,84]		56	28	316	85	22	24
1			68	34	500	60	65	24
1			200	100	600	45	48	24
1	ПММА+0,5%+ +0,01%РОРОР [84]		157	34	552	80	82	20
1			463	400	552	48	48	20

* $\dot{D}(216 \div 510)$ Гр·ч⁻¹; γ -источники ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co.

**Фирма «Nucl. Enterprise», Эдинбург, Великобритания.

***Фирма «Kuragay», Токио, Япония.

(см. следующий раздел) и затратили много усилий на бесполезный поиск радиационно стойких сцинтилляторов в условиях непрерывного облучения большими дозами.

Приведенные в работах [58,63,82,84—90] данные о величинах τ значительно различаются: от 103 дней до 20—25 дней. Следует отметить, что разная степень восстановления δ оптических свойств, главным образом, зависит от величины дозы: $\delta = 40 - 70\%$ при $D \sim 100$ кГр; $\delta = 80 - 95\%$ при $D \sim 10$ кГр; $\delta \sim 100\%$ при $D \sim 5$ кГр. В первых двух случаях величины ξ намного превышают допустимые ξ_{lim} , поэтому трудно сравнивать результаты.

В табл.8 приведены составы и условия облучения и восстановления некоторых сцинтилляторов. Видно, что по всем показателям преимущество имеет сцинтиллятор из гранулированного полистирола ПСМ-115 [91], полученный методом литья под давлением или экструзией [92]. Об уменьшении выхода G-радикалов при высоких давлениях свидетельствуют данные [93]. Удовлетворительное объяснение можно получить в рамках термодинамического свободного объема [94]. Свободный объем уменьшается вследствие лучшей "упаковки" макромолекул, большей кристаллизации и др., и тем самым вероятность возникновения радикалов снижается, а вероятность рекомбинации (гибели) увеличивается.

Восстановительные процессы в спектросмещающих волокнах исследованы значительно меньше, а результаты весьма противоречивые. В докладе [95] исследованы волокна ВCF91А, Y11 и др. при облучении ⁶⁰Co и нейт-

ронами и γ -квантами ядерного реактора. При дозе (^{60}Co) 1,4 кГр ($D = 5,5 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$) светопотери на длине волокна 1,5 м ($\varnothing 1 \text{ мм}$) составили 10 и 15% для Y11 и ВСF91А соответственно, причем после 90 дней восстановления $\delta = 98\%$. При дозе 10 кГр ($D = 1,5 \cdot 10^3 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$) светопотери достигли 70—80%, а восстановление после 20 дней вообще не заметно.

В [63] изучалась конверсионная эффективность этих (и других) волокон после облучения ^{137}Cs ($\dot{D} = 216 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$). Один из результатов для ВСF91А приведен на рис.12. Наименьшие светопотери на длине 1,8 м ($\varnothing 1 \text{ мм}$) показали Y7, Y8 и ВСF91А. Авторы детально не изучали восстановление, но утверждают, что после дозы $20 \div 36 \text{ кГр}$ оно мало (до 20%) при $\tau = 70 - 150 \text{ ч}$. Однако при облучении модуля калориметра из волокон Y7 на электронном пучке $= 1,2 \text{ ГэВ}$ ($\dot{D} = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$) световыход снизился после дозы 12,5 кГр до величины 0,4, а после 9 дней восстановился на 60% (до 0,65). При этом энергетическое разрешение снизилось с 5,4 до 18,2% [99].

Наши предварительные измерения оптической плотности волокна ВСF91А [98] показали 100%-ное восстановление после дозы 4,8 кГр ($\dot{D} = 1,4 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$), причем функция восстановления имеет вид

$$d = d_0(1 - a \exp(-t/b)), \quad (2.9)$$

где d_0 , d — оптическая плотность до и после восстановления; константы $a = 0,16$; $b = 82 \text{ часа}$. При измерении $d(\lambda)$, где $\lambda = 425 \text{ нм}$, малые изменения прозрачности волокна после облучения не проявляются в области смещенного спектра [96]. Переизлучающая добавка в ВСF91А — радиационно стойкое соединение. Длина пробега падающего света до поглощения составляет несколько мкм. В процессе же светосбора путь, проходимый фотонами вдоль световода, может быть больше 2 м, и даже малые изменения прозрачности могут уменьшить длину пробега ℓ во много раз. Поэтому надо либо измерять $d(\lambda)$ при разных λ , либо влияние облучения характеризовать величиной ℓ и измерять ее по методике [97].

Однако наиболее достоверная методика — это радиационные испытания калориметрических модулей при одновременном циклическом облучении сцинтилляционных пластин и спектросмещающих волокон. При этом важное значение имеет идентичность мощности дозы в тестах и радиационной нагрузки при эксплуатации, а также ограничения по дозе (в цикле), чтобы не возникали в сцинтилляторах необратимые процессы.

Циклическое облучение. В реальных условиях эксплуатации калориметров сцинтилляционные пластины и волокна будут многократно подвергаться радиации с некоторыми перерывами между сеансами облучения. Однако в [63] проведено только двухкратное, а в [82] трехкратное циклическое облучение ПС-сцинтилляторов (см. табл.8). Циклических облучений спектросме-

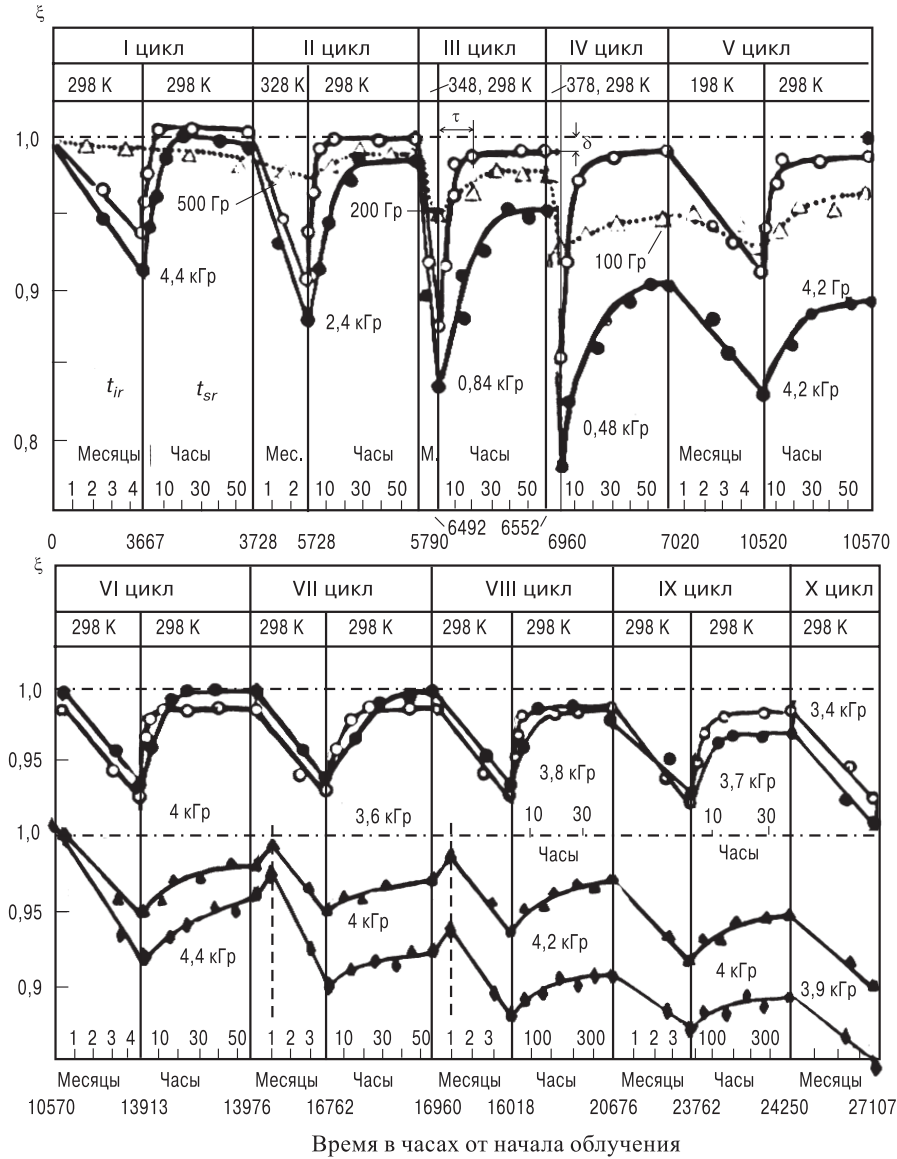


Рис. 7. Циклическое облучение и восстановление образцов сцинтиляторов: (●) — PC1; (○) — PC2; (▲) — SCSN 81; (◆) — BC 404A и спектросмещающих волокон: (△) — BCF 91A [78,98]

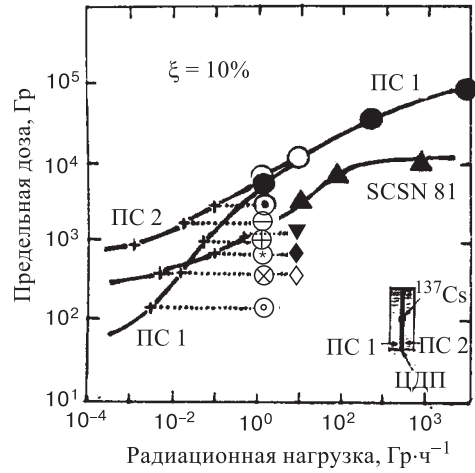


Рис. 8. Зависимость предельной дозы при потерях света $\xi = 10\%$ от мощности дозы облучения:

PC-1 – (●)	} 298 К	(⊕)	} 328 К	(⊗)	} 348 К	(⊙)	} 378 К
PC-2 – (○)		(⊖)		(⊖)		(⊖)	
SCSN81 – (▲)	300 К	(▼)	315 К	(◆)	335 К	(◇)	350 К

шающих волокон до настоящего времени не проводилось*. Только многократные циклические облучения могли бы дать ответ на вопрос о фоторадиационном старении сцинтилляторов и волокон.

В работах [78, 98] в соответствии с методологией [63] впервые проведены наблюдения за фоторадиационным старением ПС в течение трех лет (рис.7). Повышенное содержание добавок: $\sim 3\%$ рТР + 0,04% РОРОР необходимо для минимального временного разрешения [99], оно способствует защите от деградации матрицы [100]. В ПС2 вводились фотостабилизирующая (0,05%) и антиокислительная (0,05%) добавки типа ССВ [40]. Они практически не изменяли первоначальные характеристики ПС2. Образцы ПС вырезались из пластин, изготовленных путем литья под давлением из гранулированного полистирола марки ПСМ-115. Позже [98] после пяти циклов облучения ПС1 и ПС2 начали наблюдать за старением SCSN 81 (Kuraray) Япония и BC 404A (Bicron) США.

Для этой цели источники ^{137}Cs низкой активности помещались в центре между образцами, как показано на рис.8. Между образцами находился цвето-

*При подготовке рукописи к печати стало известно, что циклические облучения волокон (фибр) проведены. Результаты будут опубликованы в «Кратких сообщениях ОИЯИ» в 2000 г.

вой пленочный дозиметр (ЦДП). О градуировке этих дозиметров мы говорили в разд. 2. Расчет распределения дозы в образцах по спектрам всех частиц, испущенных ^{137}Cs , дает результат: $\dot{D}_{\max} = (1, 2 \pm 0, 14) \text{ Гр} \cdot \text{ч}^{-1}$ (ПС1 и ПС2) и $\dot{D}_{\max} = (1, 4 \pm 0, 12) \text{ Гр} \cdot \text{ч}^{-1}$ (SCSN 81 и BC 404A).

В соответствии с рекомендациями работы [96] измерялась только одна величина $d(\lambda)$ — оптическая плотность — с помощью двух спектрофотометров. Удобство использования величины $d(\lambda)$ очевидно. Она количественно характеризует свет, поглощенный образцом вне зависимости от того, по каким каналам идет диссипация возбуждения. Эффект, наблюдаемый в изменении $d(\lambda)$ после облучения, должен ярче проявиться в характере эмиссионных спектров $E(\lambda)$. Погрешность измерения оптической плотности была менее 0,2%.

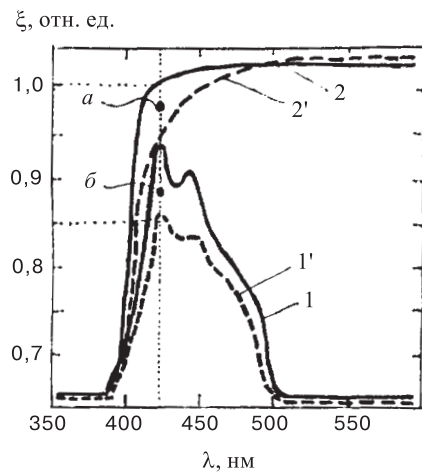


Рис. 9. Спектры флуоресценции (I , I') и пропускания (2 , $2'$), соответственно, до и после облучения дозой 2,4 кГр при $T = 328 \text{ К}$ образца ПС2 (после восстановления спектры совпадают с I и 2)

тельные сравнения. При малых дозах (до 5 кГр) сдвига λ_{\max} и деформации спектра, как правило, не происходит, а изменяется только величина $d(\lambda_{\max})$, причем $a \gg b$ при $T = 298 \text{ К}$. Это означает, что радиационное окрашивание полистирола проявляется значительно сильнее, чем понижение световыхода [82].

На основе полуэмпирической модели впервые был сделан прогноз [98] величины D_{lim} при очень низких \dot{D} , характерных для ЛНС (см. рис.4 и 8).

Во всех образцах эмиссионные спектры измерялись «эпизодически» только для контроля динамики процесса. На рис.9 для примера показан спектр $E(\lambda)$, измеренный по методике [100] в специальном (5 мкм) образце ПС2. Для возбуждения флуоресценции использовалась ртутная лампа. Вероятность поглощения излучения первой добавкой (рТР) второй добавкой (РОРОР) мала в том случае, если толщина образца составляет несколько мкм [101,102].

Для полного понимания радиационных процессов недостаточно измерить спектры поглощения [103, 104], а необходимо иметь спектры испускания. При экспрессных измерениях $d(\lambda_{\max}) \rightarrow (a + b)$, где $\lambda_{\max} = 425 \text{ нм}$, не разделяются эффекты испускания и пропускания света, но при этом можно проводить относительные

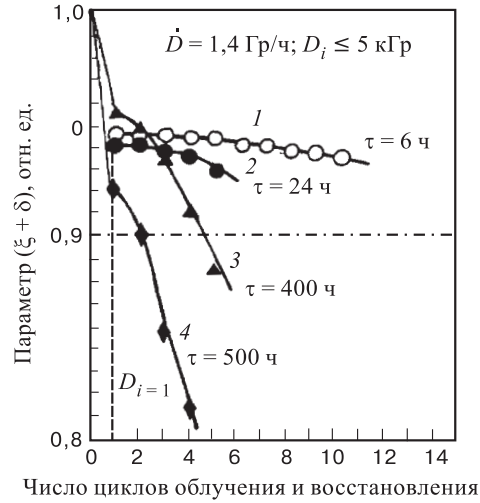
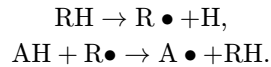


Рис. 10. Изменение относительного световыхода с учетом восстановления (параметра $\xi + \delta$, см. рис.7) в зависимости от числа циклов (цикл $t_{ir} + t_{sr} \sim 4$ мес.): ● — ПС1; ○ — ПС2; ▲ — SCSN81; ◆ — ВС-404А

На рис.7 видно, что стандартный образец ПС1 хорошо восстанавливается при 298 К (1-й цикл), но сильно деградирует с увеличением температуры, несмотря на существенное уменьшение дозы (2 и 4-й циклы). Образец ПС2 с антиоксидантом, как и ожидалось, значительно полнее и быстрее восстанавливает оптические свойства. Причем при дальнейших циклах (с 5 по 9) стабильность сохраняется после трехразового повышения температуры облучения. Этот эффект объясняется преобладанием в ПС2 обратимых процессов [40]:



Антиоксидант АН (типа ССВ) отдает атом Н свободному радикалу $R\bullet$, превращаясь в менее активный радикал и регенерируя исходную молекулу. Легкость переноса атома Н сочетается с высокой стабильностью образующихся радикалов, ввиду стерического экранирования атомов кислорода.

В 6-м цикле образец ПС1 был заменен новым, чтобы продолжить наблюдение за фоторадиационным старением при $T = 298$ К. Для этой же цели при малых дозах были облучены SCSN 81 и ВС 404А. На рис.7 видно, что эти образцы имеют очень большие величины δ и τ , т.е. не полностью и медленно восстанавливаются. Это не противоречит ранее полученным данным (см., например, табл.8), однако объяснения этим эффектам в литературе нет. Рис.10 построен по экспериментальным данным [78, 98]. На нем показано из-

менение световыхода со временем (число сеансов), что позволяет определить радиационные ресурсы сцинтилляционных детекторов.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕСУРСА ДЕТЕКТОРОВ

Органические сцинтилляторы и спектросмещающие волокна при жестких требованиях светопотерь $10 \div 20\%$ не выдерживают радиационных нагрузок $50 \div 100$ кГр за время эксплуатации 10 лет (суммарное время облучения $\sim 10^8$ с). Задачи, поставленные в обзоре [60], оказались не реализованными, поэтому в последнее время сформировались три альтернативных направления:

- разработка новых кремнийорганических сцинтилляторов радиационно стойких при непрерывном облучении [105,106];
- радиационные исследования жидких сцинтилляторов, в кварцевых капиллярах с периодическим обновлением сцинтиллятора [46,95];
- изучение фоторадиационного старения и спонтанного восстановления обычных пластмассовых сцинтилляторов с новыми добавками [6,78].

Все эти направления, в принципе, могут существенно увеличить радиационный ресурс сцинтилляторов, но требуются поисковые работы не менее трудные, чем в [60]. В целях применения кремнийорганических сцинтилляторов для трековых детекторов необходимо найти добавки, которые обеспечат более высокий световыход. Большое время высвечивания (11–13 нс) ограничивает их применение в области высоких нагрузок. Кроме того, в некоторых кремнийорганических сцинтилляторах наблюдается миграция люминофоров на поверхность, где они впоследствии выкристаллизовываются — «выпотевают». Неудивительно, что до настоящего времени кремнийорганические сцинтилляторы не нашли широкого практического применения. Что касается жидких сцинтилляторов в капиллярах, то они выдерживают большие радиационные нагрузки только в вакууме (рис.4) или нейтральной среде, что существенно усложняет конструкцию детекторов. Третье направление, как мы увидим ниже, открывает более эффективный путь увеличения ресурса детекторов, поскольку не требуется большой радиационной стойкости материалов.

Методика. Ресурс непрерывного облучения, определяющий длительность сеанса:

$$t_r = k_3(D_{\text{lim}}(\xi)/\dot{D}), \quad (3.10)$$

где D_{lim} — предельно допустимая доза облучения при $\dot{D} \geq 10^2$ Гр·ч⁻¹; ξ — определяющий параметр (световыходы L' , длина ослабления света ℓ ; оптическая плотность d ; число фотоэлектронов и т.п.); k_3 — коэффициент неопределенности (запаса). В табл.9 приведены коэффициенты k_3 для некоторых сцинтилляторов, вычисленные в соответствии с рис.7 и 8.

Таблица 9. Коэффициент k_3 для формулы ресурса (3.1)

\dot{D} , Гр·ч ⁻¹	10 ²	10 ¹	10 ⁰	10 ⁻¹	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻⁴
ПС1	1	0,20	0,04	0,01	0,004	0,002	0,001
ПС2	1	0,50	0,25	0,10	0,063	0,018	0,015
SCSN 81	1	0,40	0,15	0,09	0,050	0,040	0,035
BC 404A	1	0,20	0,0	0,03	0,005	0,002	0,002

Ресурс облучения с перерывами, определяющий срок службы:

$$t_R = f(D_{lim}, \dot{D}, T, \tau, \delta, \xi...), \quad (3.11)$$

где τ и δ — время и степень восстановления соответственно; T — температура. Могут влиять на t_R и другие факторы: агрессивность среды, магнитное поле и т.п.

Ресурс адронного калориметра CMS (HCAL). На точность определения ресурса в равной степени влияет достоверность величин предельно допустимой дозы и радиационной нагрузки. На рис.11 приведены радиационные нагрузки в HCAL CMS, полученные разными авторами (см. также табл.5). Видно, что о достоверности пока говорить не приходится. При вычислении ресурса совершенно необходимо учитывать коэффициенты запаса. Понятна тенденция коллаборации HCAL [30] принизить радиационную опасность, но при этом надо согласовать нагрузки HCAL с нагрузками ECAL [31] в тех элементах, где они, безусловно, должны совпадать.

На рис.12 представлены исходные экспериментальные данные [30]. В оценках ресурса HCAL использовалась верхняя граница заштрихованной области (3), хотя разумно (в запас) было бы принять нижнюю границу. Кривая

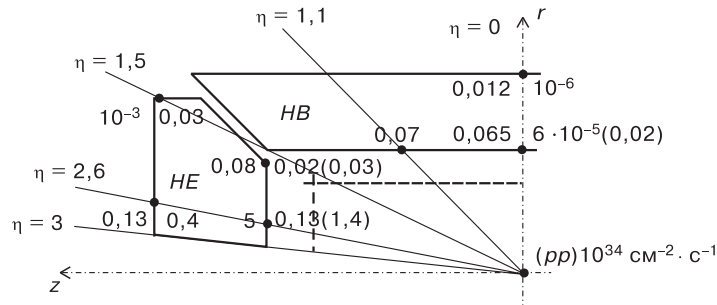


Рис. 11. Сравнение радиационных нагрузок в адронном калориметре CMS: цифры внутри — наша оценка (см. разд.1); цифры вне калориметра — расчеты [30]; цифры в скобках — расчеты [31]

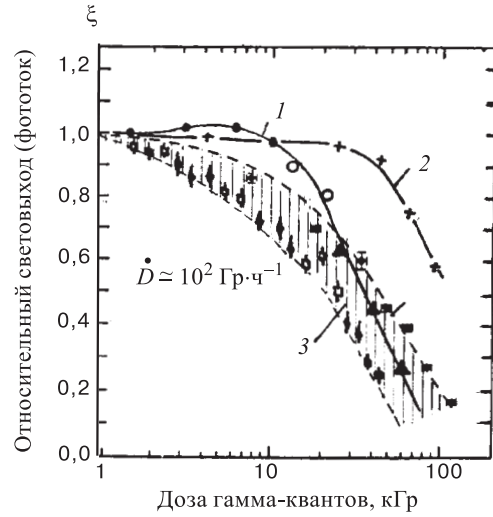


Рис. 12. Зависимость световыхода от дозы облучения: 1 — образцы стандартного сцинтиллятора [78,63]; 2 — образцы BCF 91A [78]; 3 — модули калориметра SCSN 81 + BCF 91A по данным [30]

2 на рис.13 занижена в 2,3 раза, но это поправимо. Принципиально то, что результаты ускоренных тестов (рис.12) неправоммерно перенесены на условия эксплуатации, где $\dot{D} \sim 2 \text{ Гр}\cdot\text{ч}^{-1}$. Коэффициенты k_3 (табл.9) не были учтены, поэтому распределение относительного световыхода (кривая 1 на рис.13) не соответствует действительности.

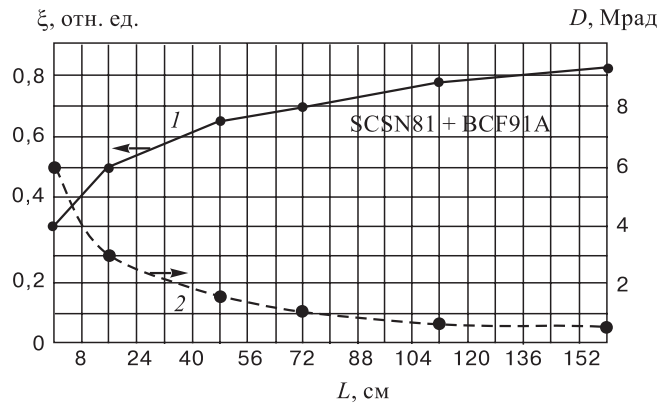


Рис. 13. Продольное (по Z, рис.11) распределение световыхода (1) и дозы (2) внутри калориметра HE CMS по данным [30]

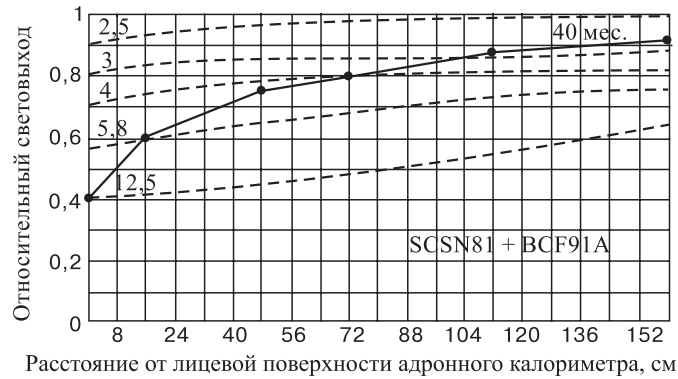


Рис. 14. Продольное распределение относительного световыхода калориметра HE CMS: сплошная кривая — данные [30]; пунктирные линии — наша оценка по рис.12 и табл.9

Утверждение в [30], что выход света больше там, где больше «повреждение сцинтиллятора» ξ является ошибочным. На величину ξ существенное влияние оказывает радиационное окисление (через \dot{D}), а также вклад в дозу других частиц, например нейтронов и фрагментов. В [30] почему-то нагрузку связывают только с минимально ионизирующими частицами.

На явно ошибочных исходных предпосылках строится концепция, что сильное изменение энергетического разрешения в первых слоях переднего калориметра (HE) можно корректировать, создавая псевдоячейки по η , Z с автономной электроникой. В действительности (рис.14) распределение по Z и η относительного световыхода более или менее равномерное (из-за k_3), поэтому корректировка может не потребоваться, однако потери света не могут быть больше 10—20%.

Даже при завышенной в два раза D_{lim} и заниженной в 2,3 раза D ресурс составляет всего $2,5 \div 3$ мес. (рис.14). Перерывы в работе детектора при $\tau \leq 500$ ч не спасают систему SCSN 81 + BCF 91A, поскольку ресурс при $\xi = 0,8$ составляет только 16 мес. (рис.15). В проекте HCAL, по-видимому, следует отказаться от применения изделий фирмы «Kugaга». Они могут использоваться в детекторах с невысокими нагрузками, т.е. за пределами радиационно опасной зоны, показанной в табл.3.

Хорошо восстанавливаются литые и экструдированные сцинтилляторы ПС1 (ПС2) [98]. На рис.15 показано циклическое изменение системы ПС1 (ПС2)+BCF 91A. При суммарной дозе 150 кГр после 40 рабочих месяцев (эквивалентных календарным 10 годам) потери световыхода не превышают 10%, причем нагрузки в начальной точке не 2, а 5 кГр·ч⁻¹. Расчеты сделаны на основании измерений (рис.10) для сцинтилляторов ПС1 (ПС2). Старение BCF 91A не изучено. Мы исходили из следующих предположений: а) ради-

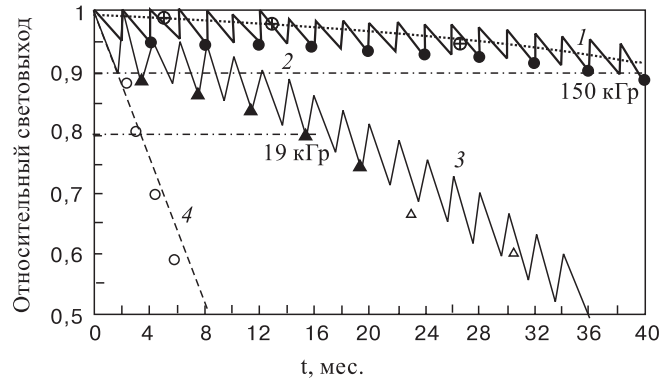


Рис. 15. Уменьшение относительного световыхода в калориметре HE CMS (точка $L' = 0$, рис.13) при циклическом облучении с восстановлением: 1 — BCF 91A (\oplus — оценка по температурным измерениям, рис.7); 2 — ПС2 (\bullet — экспериментальные точки, см. рис.10); 3 — SCSN 81 + BCF 91A (\blacktriangle — экспериментальные точки, см. рис.10, \triangle — оценка по температурным измерениям); 4 — SCSN 81 + BCF 91A без восстановления (см. рис.12)

ационная стойкость волокна выше, чем ПС (рис.12), поэтому после первых 3–4 циклов изменения световыхода за счет прозрачности волокна не будет; б) в последующих циклах деградация может возникнуть только из-за радиационного окисления.

Из температурных измерений BCF 91A (рис.7) и «принципа суперпозиции»: $D_{\text{обл}}(T_{\text{обл}}) = D(298)$ при $D = Dt = \text{const}$ можно оценить время эксплуатации t , при котором происходит тот же эффект ($\xi = 0,95$), который наблюдается за значительно меньшее время при повышенной температуре. Так были получены три контрольные точки для BCF 91A (рис.15) и две точки для системы SCSN81 + BCF 91A. Конечно, это грубая оценка, поэтому радиационные исследования спектросмещающих волокон в калориметрических модулях совершенно необходимы.

Таким образом, в адронном калориметре CMS нужно использовать литой или экструдированный сцинтилятор из дешевого технического полистирола [92] при условии, что LHC будет останавливаться (т.е. выключаться пучок) каждые 2 мес. не менее чем на 24 часа.

Ресурс электромагнитного калориметра CMS (ECAL). Принято решение в электромагнитном калориметре ECAL CMS использовать сцинтиляционные кристаллы PbWO_4 [31]. Радиационная физика и химия таких систем значительно отличаются от физико-химических процессов, протекающих в органических сцинтиляторах, поэтому они не могут быть рассмотрены в пределах объема данного обзора.

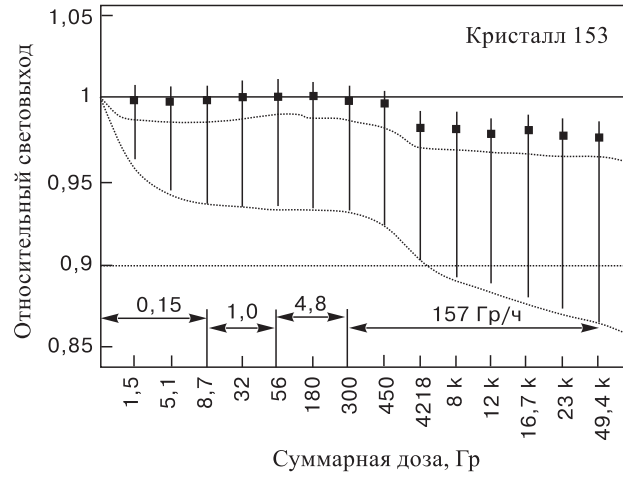


Рис. 16. Изменение световыхода образцов PbWO_4 сразу после облучения: ■ — экспериментальные точки для лучшего образца №153, отожженного в кислороде [34] (заштрихованная область — разброс экспериментальных данных для аналогичных образцов)

Периодическое выключение пучка, необходимое для HCAL, естественно, будет оказывать влияние на все детекторы CMS. Поэтому исследование спонтанного восстановления — PbWO_4 вольфрамата свинца — является одним из важнейших. Систематизация всех последних результатов радиационных исследований PbWO_4 сделана в работе [107]. Практический вывод приведен в [45], который мы здесь воспроизводим на рис.16 с нашим комментарием (заштрихованная область).

Даже беглый обзор работ, цитируемых в [107], показывает, что разные образцы PbWO_4 имеют большой разброс относительного световыхода после облучения, который не всегда укладывается в допустимые пределы 10% светопотерь. Из анализа рис.16, где представлены данные для уникального образца №153 (с отжигом в кислороде), можно подумать, что доза облучения неограничена.

Однако другие работы, например [71], показывают, что в районе $4 \div 8$ кГр имеется «скачок вниз», который пересекает допустимый предел $\xi = 0,9$. Это наблюдается в образцах с совершенной стехиометрией, причем из всей серии образцов (а их необходимо для ECAL 110 000 штук) нижняя граница может реализоваться с вероятностью $\sim 90\%$, а верхняя граница — с вероятностью только $\sim 10\%$. Разумно принять величину ~ 5 кГр за предельно допустимую дозу. Тогда ресурс системы PbWO_4 может быть определен по выражению (3.1) с постоянным коэффициентом запаса $k_3 \sim 2$. По-видимому, D_{lim} не зависит от \dot{D} в случае неорганических кристаллов.

Ресурс непрерывного облучения передней части электромагнитного калориметра (ЕЕ) недостаточен при максимальных нагрузках ($15 \div 28$) Гр·ч⁻¹ (рис.1). Известно, что PbWO₄ быстро и полно восстанавливает прозрачность при малых дозах ($2 \div 3$ Гр). При дозах $4 \div 8$ кГр данных по спонтанному восстановлению PbWO₄ недостаточно. Многоциклические облучения кристаллов при рабочих, в том числе и малых, нагрузках в $ЕВ \sim 10^{-1}$ Гр·ч⁻¹ важны так же, как и облучения органических сцинтилляторов. Перенос данных при $\dot{D} = 157$ Гр·ч⁻¹ на реальную нагрузку $15 \div 0,1$ Гр·ч⁻¹ в случае PbWO₄ тоже не совсем корректен.

В [108] обсуждаются возможности создания на основе тяжелых (с добавкой тетрафенилсвинца) полистирольных сцинтилляторов гетерогенных электромагнитных калориметров с энергетическим разрешением не хуже, чем в PbWO₄ ($\sigma/E \sim 15\%/\sqrt{E}$). Хотя радиационная стойкость 20 кГр получена при очень большой нагрузке 187,2 Гр·ч⁻¹ и после всех процессов восстановления, тем не менее после дозы менее 3 кГр в тонких (толщиной 1,1 мм) сцинтилляторов происходит полное спонтанное восстановление всех оптических характеристик. Введение высоких концентраций металлоорганических добавок (> 30%) в ПС-сцинтилляторы находится на пределе возможностей технологии литья под давлением.

Дальнейшее продвижение в направлении улучшения энергетического разрешения ЕСАL может быть связано с применением в них тяжелых сцинтилляторов, изготовленных другими методами, отмеченными в [108]. Однако, как признают авторы этой работы, придется реализовывать предложенный в [6,113] периодический режим облучения и восстановления, чтобы получить заданный радиационный ресурс.

Ресурс переднего калориметра CMS (HFCAI). Самые большие радиационные нагрузки в CMS приходятся на передний калориметр типа «спагетти» — HF (рис.1). Коллаборация была вынуждена использовать кварцевые световоды, которые имеют радиационную стойкость $D_{lim} \sim 1$ Гр [112]. Но при этом калориметр имеет весьма низкое энергетическое разрешение ($\sigma/E \sim 150\%/\sqrt{E}$), т.к. регистрируется черенковское излучение. Если будет показано, что сцинтилляционные фибры имеют хорошее спонтанное восстановление, то их использование вместо кварцевых позволило бы увеличить разрешение в 3 раза и существенно снизить стоимость калориметра. Заметим, что перерывы в облучении калориметра HF можно создавать не только остановкой LHC, но и путем дистанционной раздвижки двух полуцилиндров калориметра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидно стремление физиков увеличивать энергию и светимость пучков (особенно при АА-взаимодействиях) как на создаваемых коллайдерах,

так и в других проектах более отдаленного будущего [109]. Значит, детекторы будут работать в еще более жестких радиационных условиях. Увеличатся требования к расчетам дозовых нагрузок. Методология экспериментов по радиационной физике будет приближена к условиям эксплуатации. Будет создан всесторонний дозиметрический контроль. Статистический анализ надежности объектов по ограниченной информации [110] позволит обоснованно прогнозировать ресурсы детекторов. Подобный анализ следовало бы провести для всех установок ЛНС, как мы предлагали еще в [64]. Теперь нет гарантии, что заданные ресурсы будут выдержаны при проектной светимости ЛНС.

Настоящий обзор радиационных исследований сцинтилляторов убедительно показал, что увеличение ресурса сцинтилляторов возможно только путем взаимоувязки сеансов облучения и планируемых перерывов. При этом должны использоваться такие материалы, которые быстро и полно восстанавливают свои первоначальные свойства за время перерыва. На срок службы влияет режим работы коллайдера: длительность физических сеансов и частота перерывов; функциональная зависимость светимости от времени; время закачки и циркуляции пучков. Конструктивные особенности коллайдера могут также влиять на величины радиационных нагрузок: расположение скреперов и коллиматоров вблизи детектора; размеры и конфигурация вакуумной камеры на участках внутри установки и др. Эти вопросы определяют стратегию будущей работы коллайдеров и детекторных установок [111].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Newman-Holmes C.** — FERMILAB Conf.-96/218E, 1994.
2. **Mciel K.A.** — FERMILAB Conf.-97/214E CDF and DO, 1997. (Published Proc. 2nd Intern. Conf. on Phys. and CP Violation, Honolulu, Hawaii, March 24-27, 1997).
3. CMS-Techn.Prop. CERN/LHCC-94-32, LHCC/P-1, 1994.
4. ATLAS-Techn.Prop.Gen.-Purp.pp-Exp.LHC CERN-94-43, 1994.
5. **Sirois Y. Wigmans R.** — Nucl.Instr.Meth., 1985, v.A240, p.262.
6. **Зайцев Л.Н.** — Новости ОИЯИ, 1996, №4, с.25.
7. **Мохов Н.В.** — ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.960.
8. **Зайцев Л.Н.** — Радиационные эффекты в структурах ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1987.
9. **Ажгирей И.Л., Мохов Н.В.** — Препринт ИФВЭ 90-132, ОРИ, Протвино, 1990.
10. **Hahn K., Ranft J.** — Phys.Rev., 1990, v.D41, p.1463.
11. **Василишин Б.В., Зайцев Л.Н., Петоян И.М.** — Препринт ОИЯИ P16-7036, Дубна, 1974.
12. **Зайцев Л.Н. и др.** — Сообщение ОИЯИ 16-85-710, Дубна, 1985.
13. **Зайцев Л.Н., Сырейщиков А.Е., Цовбун В.И.** — Сообщение ОИЯИ 16-87-921, Дубна, 1987.

14. Сырейщиков А.Е. — Моделирование межядерного каскада в веществе с магнитным полем при ядро-ядерных взаимодействиях. МИФИ, дисс., 1988.
15. Huttinen M., Rubbia A., Aarnio P.A. — Nucl.Instr.Meth., 1994, v.A351 p.236.
16. Fasso A. et al. — CERN TIS 93-08CF, 1993; CERN TIS RP 168, 1986.
17. Бондаренко А.И. и др. — Препринт ОИЯИ P1-96-447, Дубна, 1996.
18. Бондаренко А.И. и др. — Препринт ОИЯИ P1-97-99, Дубна, 1997.
19. Кимель Л.Р. и др. — Препринт ОИЯИ P16-3514, Дубна, 1967.
20. Gabriel T.A., Santoro R.T. — Nucl.Instr.Meth., 1972, v.99, p.5.
21. Григорьев В.А., Зайцев Л.Н., Иссинский И.Б. и др. — Препринт ОИЯИ P16-6720, Дубна, 1972.
22. Григорьев В.А. — Квазиальbedo адронов высоких энергий. МИФИ. Диссертация 1973.
23. Бескровная Л.Г., Комочков М.М. — Сообщение ОИЯИ P16-287-304, Дубна, 1987.
24. Stevenson G. — CERN 90-10, 1990, v.3, p.566.
25. Aarnio P.A., Huttinen M. — Nucl.Instr.Meth., 1993, v.A3336, p.98.
26. Ferrari A., Sala P. — Nucl.Instr.Meth., 1992, v.B71, p.412.
27. Fasso A. et al. — Nucl.Instr.Meth., 1994, v.A332, p.534.
28. Huttinen M., Aarnio P.A. — Nucl.Instr.Meth., 1995, v.A336, p.545.
29. Зайцев Л.Н. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.525.
30. HCAL-project, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 3, 1997.
31. ECAL-project, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 1997.
32. D'Ambrosio C., Gis T. et al. — CERN - PPE/96-65, 1996.
33. D'Ambrosio et al. — Nucl.Instr.Meth., 1992, v.A332, p.20.
34. Goesling C. — BEAUTY'95, Oxford, July 1995, p.187.
35. Huttinen M. — CERN CMS TN/96-057, 1996.
36. Zaitsev L.N. et al. — Polymerconcrete for Radiation Background Shielding of Detectors at Hadron Colliders — 6th Europ. Part. Accel. Conf., Stockholm, June 1998, p.42.
37. Бродер Д.Л., Зайцев Л.Н. и др. — Бетон в защите ядерных установок. М.: Атомиздат, 2-е изд., 1973.
38. Сперанская Т.А., Тарутина Л.И. — Оптические свойства полимеров. Л.: Химия, 1976.
39. Милинчук В.К. и др. — Макрорадикалы. М.: Химия, 1980.
40. Радиационная стойкость органических материалов. — Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986.
41. Хамидова Л.Г. и др. — Химия высоких энергий, 1983, т.17, №2, с.124.
42. Хамидова Л.Г. и др. — Химия высоких энергий, 1987, т.21, №5, с.404.
43. Астахов Е.Ю. и др. — Высокомолекулярные соединения, серия А., 1988, т.30, №4, с.702.
44. Астахов Е.Ю. и др. — Высокомолекулярные соединения, серия А., 1988, т.30, №12, с.2580.
45. Баркалов И.М., Занин А.М. и др. — Препринт Отделения Института химической физики АН СССР 67-90, Черногловка, 1990.
46. Васильченко В.Г. и др. — ПТЭ, 1996, №3, с.58.
47. Kennedy C. et al. — IEEE Trans.Nucl.Sci., 1990, v.NS-37, p.144.

48. **Bross A.D. et al.** — FERMILAB-Pub-91/54, 1991.
49. **Zorn C. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1989, v.A276, p.58.
50. **Zorn C. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1988, v.A273, p.108.
51. **Zorn C. et al.** — IEEE Trans.Nucl.Sci. 1990, v.NS-37, p.487.
52. **D'Ambrosio et al.** — CERN-PPE/90-96, 1990.
53. **Clough R.L., Cahill P.A., Renschler C.L.** — Workshop on Radiation Hardness of Plastic Scintillator, 1990, March 19–21, Tallahassee, Florida, p.15.
54. **Majewski S. et al.** — CERN 89-10, 1989.
55. **Johnson K.F. et al.** — IEEE Trans.Nucl.Sci. 1990, v.NS-37, p.500.
56. **Feygelman V.M. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1990, v.A295, p.94.
57. **Kauffman J.M., Aziz M.A.** — see.[55], p.29.
58. **Majewski S. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1989, v.A281, p.505
59. **Senchishin V. et al.** — Preprint JINR E13-94-159, Dubna, 1994.
60. **Бритвич Г.И., Васильченко В.Г., Лапшин В.Г.** — ПТЭ, 1994, №1, с.75.
61. **Astarov A.A. et al.** — JINR Rapid Comm., 1996, №3[77], p.47.
62. **Asmone A. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1994, v.A388, p.398.
63. **Васильченко В.Г. и др.** — ПТЭ, 1996, №4, с.42;
Anzivino G. et al. — CERN/PC/LP Note 92-14, 1992.
64. **Зайцев Л.Н.** — Сообщение ОИЯИ Р14-95-104, Дубна, 1995.
65. **Карпучин О.Н.** — Успехи химии, 1980, т.49, №8, с.1523.
66. **Gillen R.L., Glough K.T.** — In: Intern. Symp. Rad. Degr. Polym. Rad. Resist. Mater. Takasaki, Japan, July 1989.
67. **Glough K.T., Gillen R.L.** — In: Polym.Degr.Stab., 1989, v.24, №2, p.137.
68. **Kempner E.S. et al.** — In: Polym.Sci.: Part B, Polym.Phys., 1986, v.24, p.2337.
69. **Eremeev R. et al.** — JINR Rapid Comm. №2[70]-95, p.45.
70. **Котов А.Г., Громов В.В.** — Радиационная физика и химия гетерогенных систем. М.: Энергоатомиздат, 1988.
71. **Zhu R.Y. et al.** — Nucl.Instr.Meth., 1996, v.A376, p.319;
Kaiser M. — Diplomarbeit, Universitat, Dortmund, 1998.
72. **Смолянский А.С. и др.** — Докл. АН СССР, 1988, т.303, №2, с.416;
Смолянский А.С., Marini G. — CERN 85-082, 1985.
73. **Каплан И.Г., Митерев А.М.** — Химия высоких энергий, 1985, т.19, №3, с.208.
74. **Egusa S. et al.** — Macromolecules, 1979, v.12, №5, p.939.
75. **Egusa S. et al.** — Ibid., 1980, v.13, №1, p.171.
76. **Sasuga T. et al.** — Polymer J., 1989, v.30, №11, p.2054.
77. **Sasuga T. et al.** — In: Proc. Intern. Symp. of Rad. Degr. Polym. and Rad. Resist. Mater. Takasaki, Japan, July 1989, p.65.
78. **Зайцев Л.Н.** — Препринт ОИЯИ Р16-98-59, Дубна, 1998.
79. **Бишоп В.П., Хамферис К.С., Рандке П.Т.** — Приборы для научных исследований, 1973, №4, с.83.

80. Брикман Б.А., Милинчук В.К. — Химия высоких энергий, 1989, т.23, №3, с.195.
81. Големинин Н.Г., Крамер-Агеев Е.А. — Атомная энергия, 1980, т.49, с.373.
82. Залобовский И.И. и др. — ПТЭ, 1995, №3, с.76.
83. Доул М. — Радиационная химия макромолекул: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
84. Васильченко В.Г. и др. — ПТЭ, 1995, №5, с.85.
85. Bezuglii V.D. Nagornaya L.L. — J.Nucl. Energy, 1965, v.19, p.490.
86. Holm U., Wick K. — IEEE Trans. Nucl.Sci, 1989, v.36, №1, p.579.
87. Гундер О.А. — Препринт ИМК-91-15, Харьков, 1991.
88. Britvich G.I. et al. — Preprint ИНЕР-91-187, Protvino, 1991.
89. Bonamy P. et.al. — Preprint DphPE 91-03, Saclay, 1991.
90. Ernwein J. — Preprint DphPE 91-14, Saclay, 1991.
91. Бреховских В.В. и др. — ПТЭ, 1992, №6, с.95.
92. Ананьев В.К. и др. — ПТЭ, 1998, №1, с.52.
93. Клишпонт Э.Р., Кирихин В.П., Милинчук В.К. — Высокомолекулярные соединения, серия А, 1980, т.22, №8, с.1754.
94. Сандитов Д.С., Баргенов Г.М. — Физические основы неупорядоченных структур. Новосибирск: Наука, 1982.
95. Васильченко В.Г. и др. — ПТЭ, 1996, №5, с.67; LROB Status report/RD34, CERN/LHCC 95-44, 1995.
96. Дацко В.С. — ПТЭ, 1996, №3, с.43.
97. ГОСТ 170380-79, ГОСТ 170387-79. Методы измерения сцинтилляционных параметров. М.: Из-во стандартов, 1979.
98. Zaitsev L.N., Astarov A.A., Krasnov V.A. et al. — In: VI Conf. on Advanced Technology, Como, Italy, 5–9 October 1998.
99. Афанасьев С.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1997, №7 [81]-97.
100. Шафранов М.Д. — Препринт ОИЯИ Д13-97, Дубна, 1997.
101. Жильцова Л.Я. и др. — Оптика и спектроскопия, 1970, т. XXVIII, №5, с.942.
102. Жильцова Л.Я. и др. — Журнал прикладной спектроскопии. 1971, т. XV, №2, с.255.
103. Bross A.D., Pla-Dalmau A. — IEEE Trans Nucl. Sci., 1992, v.NS-39, p.1199.
104. Pla-Dalmau A. et al. — FERMILAB-Pub-95/278, 1995.
105. Андрущенко Л.А., Гринев Б.В. — ПТЭ, 1998, №1, с.52.
106. Бритвич Г.И. и др. — ПТЭ, 1998, №4, с.50.
107. Auffray E. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1998, v.A402, p.75.
108. Бритвич Г.И. и др. — ПТЭ, 1998, №5, с.50.
109. Baldin A.M., Kovalenko A.D. — JINR Rapid Comm., №3[77]-96, p.5.
110. Бургаев Ю.Ф., Острейковский В.А. — Статистический анализ надежности объектов по ограниченной информации. М.: Энергоатомиздат, 1995.
111. Zaitsev L.N. — In: XVII Intern.Conf. High Energy Accelerators, Dubna, Sept. 7–12 1998.
112. Гаврилов В.Б. и др. — ПТЭ, 1997, №4, с.23.
113. Astarov A.A., Zaitsev L.N. — JINR Rapid Comm., 1996, №5[79]-96.