

Учреждение Российской академии наук
Институт ядерных исследований РАН

На правах рукописи

Бояркин Вадим Владимирович

**«Поиск нейтринного излучения от
коллапсирующих звезд с помощью детектора
LVD»**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный
руководитель: доктор
физико-математических
наук, чл.-корр. РАН О.Г.
Ряжская

Москва, 2009 г.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 НЕЙТРИНО ОТ ГРАВИТАЦИОННОГО КОЛЛАПСА ЗВЕЗДЫ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ	7
1.1 Стандартная модель гравитационного коллапса.....	7
1.2 Регистрация нейтрино в модели стандартного коллапса	11
1.3 Первые эксперименты по поиску нейтрино от коллапсирующих звезд.....	14
1.4 Сверхновая SN1987A	17
1.5 Модель вращающегося коллапсара	19
1.6 Регистрация нейтрино в модели вращающегося коллапсара.....	21
1.7 Интерпретация экспериментальных результатов от вспышки SN1987A	23
ГЛАВА 2 ДЕТЕКТОР LVD	28
2.1 Национальная Лаборатория Гран Сассо (LNGS)	28
2.2 Общее описание установки LVD	31
2.3 Сцинтилляционный счетчик.....	35
2.4 Электроника	37
2.5 Энергетическая калибровка и разрешение.....	42
ГЛАВА 3 РАСЧЕТ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА.....	45
3.1 Взаимодействие нейтрино с веществом детектора LVD.....	45
3.2 Моделирование счетчика LVD.....	52
3.3 Отклик детектора LVD на нейтринный всплеск от гравитационного коллапса звезды в модели вращающегося коллапсара	57
3.4 Обсуждение результатов	71
ГЛАВА 4 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ	75

4.1	Идентификация нейтринной вспышки.....	75
4.2	Фоны	77
4.3	Поиск нейтринных всплесков в режиме реального времени	79
4.4	Поиск разных типов нейтрино от гравитационных коллапсов.....	86

ГЛАВА 5 ПРЕДЛАГАЕМАЯ МОДИФИКАЦИЯ УСТАНОВКИ LVD .. 99

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 108

БИБЛИОГРАФИЯ..... 110

ПРИЛОЖЕНИЕ..... 120

Введение

Впервые идея о том, что во время гравитационного коллапса звезды могут излучаться нейтрино, была высказана в 1941 г. в работе Гамова и Шёнберга [1], в которой говорилось что «процессы поглощения и переизлучения свободных электронов в атомных ядрах, которые распространены в звездном веществе, могут вести к таким огромным потерям энергии путем излучения нейтрино, что становится возможным коллапс всего тела звезды со скоростью свободного падения».

В 1965 г. Я.Б. Зельдович и О.Х. Гусейнов показывают, что звездный гравитационный коллапс сопровождается мощным коротким (~ 10 мс) импульсом нейтринного излучения [2]. Г.В. Домогацкий и Г.Т. Зацепин предлагают идею поиска коллапсирующих звезд, используя сеть подземных детекторов большого объёма для детектирования астрофизических нейтрино [3]. Этот год считается годом рождения экспериментальной нейтринной астрофизики.

Роль нейтрино в астрофизических исследованиях является весьма важной. Рождаясь в ядерных реакциях в глубине звезд, эти частицы легко выходят на поверхность, давая ценную информацию о процессах, скрытых от наблюдателя огромными толщами звездного вещества. Получение этой информации и ее правильная интерпретация – задача экспериментаторов, занимающихся нейтринной астрофизикой [4].

На сегодняшний день нейтринные эксперименты по поиску коллапсирующих звезд чувствительны только к нейтрино, рождающимся в нашей Галактике и её спутниках – Большом и Малом Магеллановых Облаках.

В последние годы научный интерес к поиску нейтринных всплесков от коллапсов звездных ядер сильно возрос. Это обусловлено тем, что событие, зарегистрированное детектором LSD 23 февраля 1987 года от

вспышки Сверхновой SN1987A, не нашло объяснения в рамках стандартной модели гравитационного коллапса звезды. Ответы на многие вопросы, связанные с этим событием, были даны после разработки модели вращающегося коллапсара [5], [6]. Однако эта модель окончательно не завершена, и астрофизические параметры взрыва Сверхновой еще не установлены достаточно точно. Поэтому очень важно иметь детекторы, чувствительные к разным типам нейтрино, что поможет лучше понять физику гравитационного коллапса звезд.

Более того, в течение 30 лет на различных детекторах ведутся поиски нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд. При ожидаемой частоте коллапсов в нашей Галактике порядка одного события раз в 30–50 лет (см. §1.1), событий-кандидатов на нейтринные всплески от гравитационных коллапсов не обнаружено. Означает ли это, что следующая Сверхновая может вспыхнуть со дня на день?

Детектор большого объема (LVD) [7], работающий в лаборатории Гран Сассо в Италии с 1992 г., – это многоцелевой детектор, содержащий ~ 1 кт жидкого сцинтиллятора. Главной его задачей является поиск нейтрино от гравитационных коллапсов звезд в нашей Галактике. LVD, как и предыдущие детекторы, способен регистрировать взаимодействие электронных антинейтрино с протонами сцинтиллятора. Но главное, в этом эксперименте можно регистрировать нейтрино всех других типов по реакциям на ядрах железа и углерода, входящих в детектор.

Данная работа посвящена обсуждению, каким будет отклик детектора LVD на коллапс звезды, происходящий по сценарию вращающегося коллапсара. Особое внимание уделяется регистрации электронных нейтрино по их взаимодействию с железом в структуре установки LVD. Приведены результаты обработки данных детектора по поиску нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд, не сопровождающихся излучением электронных антинейтрино.

Работа состоит из настоящего Введения, пяти глав, Заключения и Приложения.

Глава 1 содержит обзор современной литературы по вопросам детектирования нейтринного излучения от гравитационных коллапсов звезд. Основу этого обзора составили работы [4, 8, 9], в которых подробно анализируются уроки регистрации нейтрино от Сверхновой SN 1987A.

Глава 2 содержит описание установки LVD. В Главе 3 содержатся описание и результаты расчета отклика детектора на коллапс звезды в центре нашей Галактики. В Главе 4 приведен анализ экспериментальных данных, полученных на LVD за 8 лет, по поиску нейтринных всплесков от гравитационных звездных коллапсов, не сопровождающихся излучением электронных антинейтрино. В Главе 5 приведены расчеты улучшения детектирования и сепарации разных типов нейтрино при регистрации звёздных коллапсов путем введения в структуру детектора LVD поваренной соли (NaCl). В Заключении сформулированы основные результаты работы. В Приложении приведено описание установки LVD на языке программирования C++, используемое при расчетах по методу Монте-Карло с применением программного пакета GEANT4.

Глава 1 Нейтрино от гравитационного коллапса звезды. Теория и эксперимент

1.1 Стандартная модель гравитационного коллапса

Эволюция массивной звезды. В ходе эволюции в массивной звезде, первоначально состоящей преимущественно из водорода, под действием гравитационных сил и внутренних движений вещества формируется центральная часть, ядро звезды, где плотность и температура существенно выше их средних значений. В какой-то момент здесь возникают условия для реакций термоядерного синтеза. Вначале синтезируются дейтерий и гелий, а затем более тяжелые элементы: углерод, кислород и другие – вплоть до железа. Реакции идут с выделением энергии, на каждом этапе ядро звезды под действием гравитации все сильнее сжимается, растет температура. Равновесие системы обеспечивается балансом сил гравитационного сжатия и давления горячего звездного газа и излучения. Однако, с образованием ядер железа синтез более тяжелых элементов прекращается, т.к. требует затрат энергии. Давление звездного газа в центре уже не может противостоять силам гравитации, которые сжимают звезду, разрушая ядра железа. Образуется смесь протонов, нейтронов и электронов с плотностью $\sim 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Электроны вдавливаются в протоны, создавая нейтроны. Происходит нейтронизация звезды:



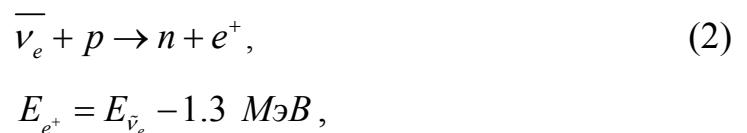
возникает короткий и мощный всплеск нейтринного излучения [2]. Сила тяготения стремительно сжимает ядро звезды, наступает гравитационный коллапс, который может сопровождаться сбросом внешней оболочки. При этом яркость звезды в оптическом диапазоне за короткое время увеличивается в тысячи раз: на небе вспыхивает сверхновая, порою видимая даже невооруженным глазом. Если оболочка не сбрасывается или звезда

экранирована плотными облаками пыли, наблюдатель ничего не видит, и регистрация нейтринного и гравитационного излучения – единственный способ обнаружить коллапс. Таким, или примерно таким, представляется сценарий, по которому происходит эволюция звезды с массой, превышающей массу Солнца более чем в 8 раз.

Стандартная модель гравитационного коллапса. Что следует ожидать в финальной части этого сценария, каковы предсказания теории на этот счет, зависит от выбора модели. До недавнего времени считалось, что вполне можно ограничиться рассмотрением сферически симметричной, не вращающейся звезды. Результатом этого стала так называемая модель стандартного коллапса. В этом случае температура звездного газа в центре звезды при нейтронизации составляет примерно $5 \cdot 10^{12} \text{ K}$, что обеспечивает энергию нейтрино в реакции (1) (100 – 200) МэВ [4]. Такие нейтрино интенсивно взаимодействуют с веществом, рассеиваются и теряют энергию, образуя на выходе с поверхности звезды поток нейтринного излучения всех типов $\nu_e, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$ с энергиями (10 – 20) МэВ. Полная энергия, идущая в нейтринное излучение, составляет примерно 10% от массы центральной части сколлапсировавшей звезды и делится между шестью типами нейтрино приблизительно поровну. Ожидаемая длительность нейтринной вспышки в этом процессе 5 – 20 сек. Параметры нейтринных потоков, полученных в работах [10–12 (модель I); 13–15 (модель II)], приведены в Табл. 1.

Энергетический спектр излучаемых нейтрино – Ферми-Дираковский, со средними энергиями, представленными в Табл. 1.

Наиболее подходящей реакцией для поисковых экспериментов в рамках стандартной модели является реакция взаимодействия электронных антинейтрино с водородом



поскольку она обладает максимальным сечением [16].

Табл. 1

Параметры нейтринных потоков в модели стандартного коллапса [9]

Модель	$\mathcal{E}_1, \text{эрг}$	$\mathcal{E}_2, \text{эрг}$	$\mathcal{E}_3, \text{эрг}$	$\bar{E}_{\tilde{\nu}_e}, \text{МэВ}^*$	$\bar{E}_{\nu_e}, \text{МэВ}^*$	$E_{\nu_{\mu,\tau}}, \text{МэВ}^*$	$T, \text{с}$
I	$(3-14) \cdot 10^{53}$	$(0,5-2,3) \cdot 10^{53}$	10^{52}	12,6	10,5	-	20
II				10	8	25	5

\mathcal{E}_1 – полная энергия вспышки, перешедшая в нейтрино всех сортов; \mathcal{E}_2 – полная энергия, уносимая нейтрино одного типа ν_i , где $\nu_i = \nu_e, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$; \mathcal{E}_3 – энергия, уносимая ν_e на стадии нейтронизации звезды за время $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{с}$; $\bar{E}_{\tilde{\nu}_e}, \bar{E}_{\nu_e}, \bar{E}_{\nu_{\mu,\tau}}$ – усредненные по спектрам энергии $\tilde{\nu}_e, \nu_e$ и $\nu_{\mu,\tau}$ соответственно; T – длительность нейтринной вспышки

Именно на регистрацию позитронов от этой реакции и были рассчитаны первые эксперименты – сцинтилляционные и черенковские детекторы – по поиску нейтрино от коллапсирующих звёзд.

Частота и пространственное распределение галактических Сверхновых. Существует множество методов оценки частоты Сверхновых, но ни один из них не является достаточно точным.

Наиболее старая методика состоит в подсчете всех Сверхновых, зафиксированных человечеством за прошедшее тысячелетие [17]: 6 событий, видимых невооруженным глазом, расположенных в пределах 4 кпс от Солнца в секторе $\sim 50^\circ$ относительно галактического центра. Используя распределение звезд в нашей Галактике, мы получим частоту Сверхновых $R=1/(13 \text{ лет})$. Этот метод не позволяет провести различие между Сверхновыми от звездных коллапсов и другими типами Сверхновых.

Более современной методикой является подсчет гравитационных коллапсов в других галактиках такого же типа, как и наша [18]. Эта оценка имеет фактор неопределенности 2 из-за неопределенности типа Млечного Пути. Исходя из этой оценки, можно предположить, что частота Сверхновых от звездных коллапсов составляет $R=1/(30 - 70 \text{ лет})$.

Последняя Сверхновая в нашей Галактике наблюдалась во времена И. Кеплера (1604 г.), и лишь недавно [19] пришло сообщение об остатке Сверхновой G1.9+0.3 в созвездии Стрельца на расстоянии $\sim 8,5$ кпс. Его возраст около 100 лет. Остаток находится в центральной части Галактики. Поглощение там велико, так что вспышку Сверхновой не наблюдали.

В любом случае, основываясь на данных экспериментов АСД (Артёмовск), БПСТ (Баксан), LSD (Монблан), LVD (Гран Сассо), не наблюдавших гравитационных коллапсов в нашей Галактике с 1978 г., можно поставить экспериментальное ограничение на частоту звездных коллапсов $R < 1/(13 \text{ лет})$ на уровне достоверности 90% [20].

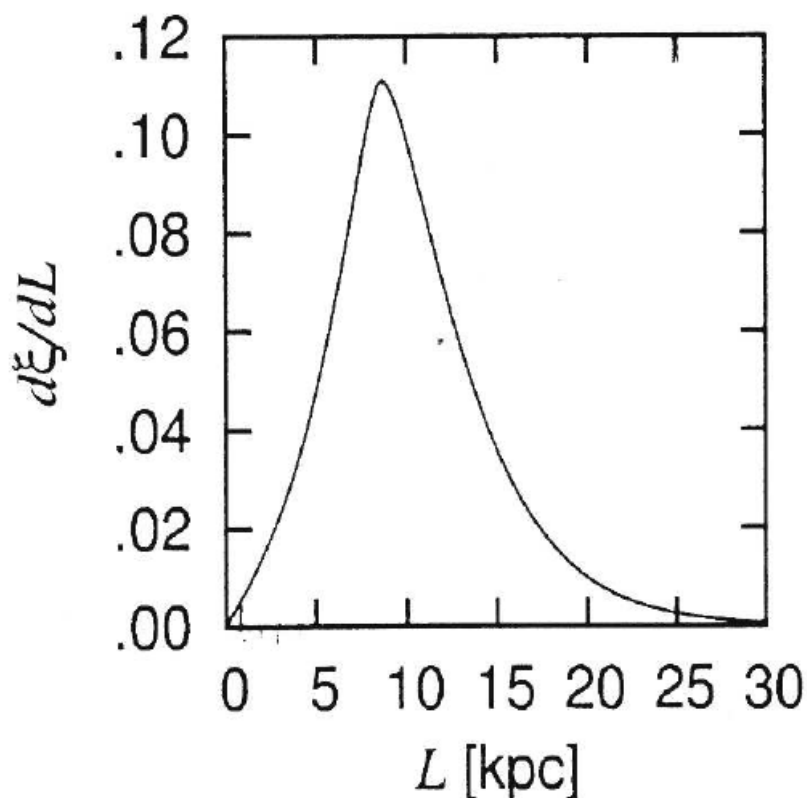


Рис. 1 Распределение расстояний до звездных коллапсов [21]

Все эти величины заставляют предполагать, что нейтринная вспышка от Сверхновой является событием очень редким и достаточно быстротекущим. Следовательно, для её регистрации нужно несколько долгосрочных экспериментов с высоким процентом живого времени.

Сегодняшние нейтринные эксперименты чувствительны только к всплескам от коллапсов звездных ядер в нашей Галактике и её спутниках – Большом и Малом Магеллановых Облаках, – потому что нейтринный поток пропорционален $1/D^2$, где D – расстояние до источника. Рис. 1 показывает ожидаемое распределение расстояний до звездных коллапсов, полученное исходя из грубого экспоненциального описания пред-Сверхновых звезд в нашей Галактике [21].

1.2 Регистрация нейтрино в модели стандартного коллапса

Первые детекторы по поиску нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звёзд, реализующихся по стандартному сценарию, были способны регистрировать преимущественно электронные антинейтрино, $\bar{\nu}_e$. Основной эффект ожидался от реакции обратного бета-распада (2), энергетический порог которой составляет 1,8 МэВ. Видимая энергия позитрона составляет $E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}_e} - 1,8 \text{ МэВ} + m_e c^2$. Нейтрон может быть зарегистрирован благодаря реакции

$$n + p \rightarrow d^* \rightarrow d + \gamma, \quad (3)$$

в результате которой рождается гамма-квант с энергией 2,2 МэВ (среднее время захвата нейтрона $\tau_{\text{зах}} \sim 170 - 200$ мкс). Гамма-квант из (3) может быть измерен сцинтилляционными детекторами больших объемов, что помогает идентификации $\bar{\nu}_e$. Это предложение было сделано впервые в работе [16]. Реакция (3) хорошо регистрируется при условии небольшого фона и

достаточно высокой эффективности регистрации нейтрона $\eta_n / \bar{N}_b > 1$, где η_n - эффективность регистрации нейтрона, а \bar{N}_b - среднее число фоновых импульсов во временном окне $(3-5) \tau_{зах}$. Сечение взаимодействия было получено в работах [22] в виде

$$\sigma_{tot} = 0,0952 \left(\frac{E_e p_e}{1 \text{ МэВ}^2} \right) \times 10^{-42} \text{ см}^2,$$

где E_e – энергия позитрона и $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$ – его импульс. Последние расчеты обсуждаются в работе [23], результат показан на Рис. 2 черной линией.

Другая реакция, типичная для большинства существующих экспериментов, – это упругое рассеяние нейтрино на электроны:

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (4)$$

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-, \quad (5)$$

$$\nu_{\mu,\tau}(\bar{\nu}_{\mu,\tau}) + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau}(\bar{\nu}_{\mu,\tau}) + e^-, \quad (6)$$

которая не имеет энергетического порога, и благодаря которой может быть измерена энергия электрона. Несмотря на значительно меньшее сечение по сравнению с обратным бета-распадом

$$\sigma_{(\nu_e,e)} = 0,948 \times 10^{-44} \frac{E_{\nu_e}}{\text{МэВ}} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{(\bar{\nu}_e,e)} = 0,397 \times 10^{-44} \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{\text{МэВ}} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{(\nu_i,e)} = 0,156 \times 10^{-44} \frac{E_{\nu_i}}{\text{МэВ}} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{(\bar{\nu}_i,e)} = 0,133 \times 10^{-44} \frac{E_{\bar{\nu}_i}}{\text{МэВ}} \text{ см}^2,$$

где $i = \mu, \tau$, в черенковских детекторах эта реакция позволяет измерить направление прихода нейтрино. Зависимость сечения от энергии нейтрино представлена на Рис. 2 синей линией.

Для жидкостных сцинтилляционных детекторов следует рассматривать и реакции нейтрино с углеродом ^{12}C по нейтральным и заряженным токам:

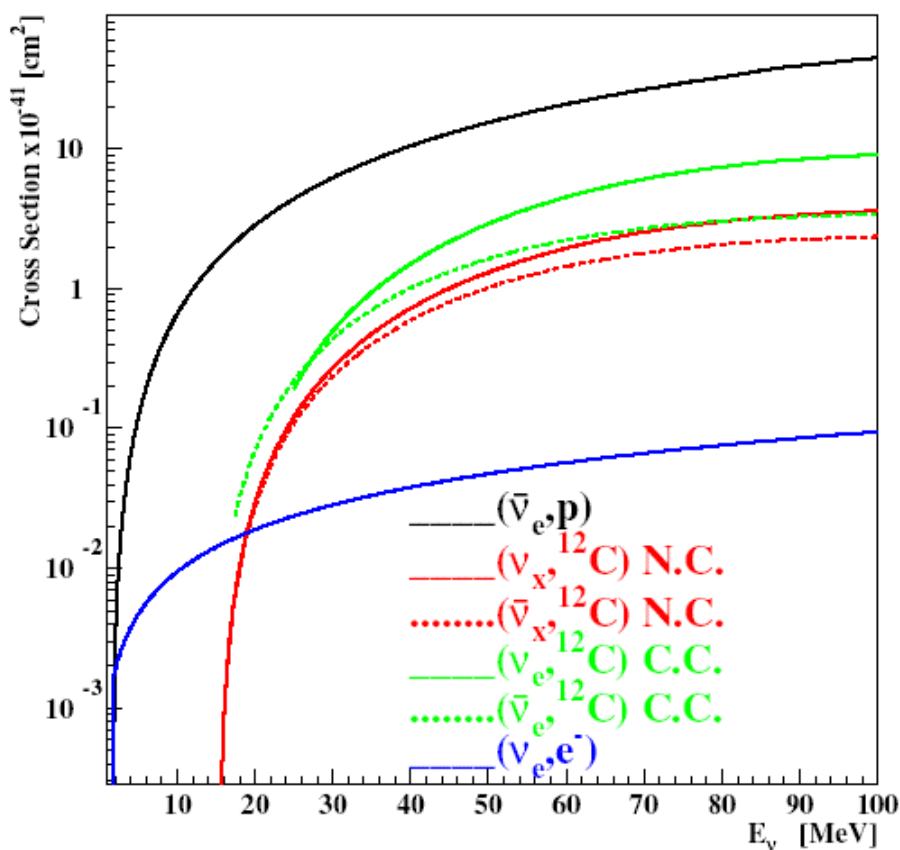
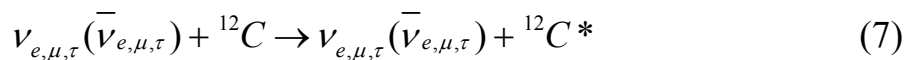


Рис. 2 Сечение взаимодействия электронного нейтрино и антинейтрино для реакций (2), (4), (7), (8), (9).

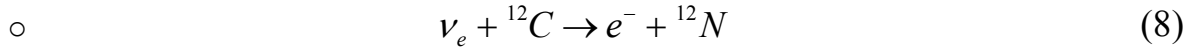
- Реакция по нейтральному току:



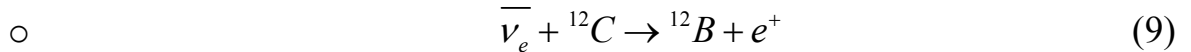
с последующим возвратом углерода в основное состояние с испусканием либо одного гамма-кванта с энергией 15,1 МэВ (96%) либо двух гамма-квантов с энергиями 4,4 и 10,7 МэВ (4%). Сечения взаимодействия для этих реакций были измерены коллаборацией

KARMEN [24] и представлены на Рис. 2 красной линией: непрерывной для нейтрино, точками – для антинейтрино.

- Реакции по заряженным токам:



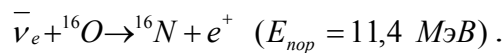
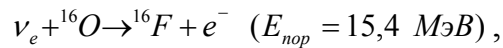
с последующим β^+ -распадом азота ${}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ (время жизни ${}^{12}\text{N}$ $\tau=15,9$ мс). Порог этой реакции составляет 17,3 МэВ.



с последующим β^- -распадом азота ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ (время жизни ${}^{12}\text{B}$ $\tau=29,4$ мс). Порог этой реакции составляет 14,4 МэВ.

Сечения взаимодействия для этих реакций были измерены коллаборацией KARMEN [25] и представлены на Рис. 2 зеленой линией: непрерывной для нейтрино, точками – для антинейтрино.

В водных черенковских детекторах несколько процентов событий обязаны реакции нейтрино с кислородом:



Полное сечение взаимодействия для естественного кислорода было рассчитано в работе [26], там же представлено приложение теории к черенковским детекторам солнечных нейтрино и нейтрино от Сверхновых. Однако, черенковские детекторы, работающие на воде H_2O , в которых нейтрино взаимодействует с кислородом ${}^{16}\text{O}$, практически на порядок уступают сцинтилляционным детекторам, имеющим в своем составе углерод ${}^{12}\text{C}$, если рассчитывать эффект на единицу массы [4, 6].

1.3 Первые эксперименты по поиску нейтрино от коллапсирующих звезд

Исходя из модели стандартного коллапса, идея опыта очень проста [4]. Сцинтилляционный или черенковский детектор реагирует на позитроны,

рожденные в реакции (2), и измеряет их энергию. Сцинтилляции или черенковский свет от позитрона регистрируются с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Появление пачки импульсов с энергиями (10 – 20) МэВ во временном интервале (5 – 20) сек может быть связано с нейтринной вспышкой от гравитационного коллапса звезды [12].

Основные трудности опыта состоят в том, что, во-первых, эффект может быть имитирован фоном от космических лучей. Поэтому детекторы следует располагать под большими толщами вещества, в штольнях или шахтах, снабжают системой антисовпадений.

Во-вторых, из-за крайне малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом и фактора $1/R^2$, где R – расстояние до сколлапсировавшей звезды, детекторы должны содержать сотни, а лучше – тысячи тонн водорода и, соответственно, сотни и тысячи штук ФЭУ.

И, в-третьих, следует иметь в виду, что частота гравитационных коллапсов, с учетом реально доступной для наблюдения области Вселенной, составляет одно событие в (10 – 50) лет. Это обстоятельство является основной проблемой поиска нейтринных вспышек от коллапсов, т.к. требует обеспечить непрерывную и стабильную работу огромных многоканальных детекторов в течение десятков лет.

Первые в мире детекторы для поиска нейтрино от коллапсирующих звезд были построены в Советском Союзе сотрудниками Института ядерных исследований: два на территории СССР и один – на территории Италии. Решающей предпосылкой этого стала разработка в 1965 году жидкого сцинтиллятора на основе уайт-спирита (молекулярный состав C_nH_{2n} , $\bar{n} \approx 9,6$) [27]. Этот сцинтиллятор по таким характеристикам, как сцинтилляционный выход, короткое время высвечивания, прозрачность для собственного излучения, долговременная стабильность, низкая токсичность, возможность простой технологии производства и, следовательно, очень

низкая стоимость конечного продукта до сих пор вне всякой конкуренции на мировом рынке сцинтилляторов.

В 1977 г. [28] был сооружен сцинтилляционный одномодульный детектор «Коллапс» в соляной шахте г. Артемовска массой 105 тонн.

В 1978 г. [29] создан многомодульный детектор БПСТ, содержащий 330 тонн сцинтиллятора в штольне Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ на Северном Кавказе. Энергетический порог регистрации ~ 10 МэВ. Рабочий объем телескопа, используемый для задачи поиска нейтрино от коллапсов звезд, состоит из счетчиков, расположенных в трех горизонтальных плоскостях: двух внутренних и одной нижней. Масса сцинтиллятора 132 т.

В 1984 г. [30], [31] введен в эксплуатацию совместный советско-итальянский 90-тонный сцинтилляционный многомодульный детектор LSD в туннеле под Монбланом (Италия).

В 1986 г. [32] на глубине 2700 м.в.э. был построен черенковский детектор Камиоканде (КП), в Японии, который был заполнен 2140 тоннами воды. Эффективность регистрации импульсов зависела от энергетического порога и составляла 50% для $E = 8,5$ МэВ и 90% для $E = 14$ МэВ. В том же 1986 г. [33] на глубине 1570 м.в.э. был сооружен черенковский детектор IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven), в США с рабочим объемом 5000 м^3 (что соответствовало 5000 т воды). Эффективность регистрации импульсов в детекторе составляла 14% для энергии $E = 20$ МэВ; 56% для $E = 30$ МэВ и 89% для $E = 50$ МэВ.

Два последних детектора были предназначены в первую очередь для поиска распада протона, а не поиска нейтринных всплесков от коллапсирующих звезд, чем и обусловлены довольно высокие пороги регистрации.

1.4 Сверхновая SN1987A

23 февраля 1987 года была зарегистрирована вспышка сверхновой в Большом Магеллановом Облаке на расстоянии 50 кпс от Земли. В это время работали четыре подземных детектора: два сцинтилляционных (БПСТ в СССР и LSD в Италии) и два черенковских (IMB в США и КИ в Японии), параметры которых приведены в Табл. 2 [9]. Эффекты от реакций (2), (4)–(6), ожидаемые в рамках «стандартной» модели коллапса, показаны в Табл. 2. Видно, что реакция (2) дает самый большой вклад в ожидаемое число событий.

Табл. 2

Ожидаемые отклики детекторов на "стандартный" коллапс в Большом Магеллановом Облаке [9].

Детектор	Рабочая масса (т), вещество	Порог регистрации, МэВ	Эффективность регистрации		Частота фоновых импульсов $m, c^{-1\ 2)}$	Ожидаемое число событий		
			Спектр e^+ реакции $\tilde{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ (2)	Спектр e^- реакции $\nu_i e^- \rightarrow \nu_i e^-$ (4)–(6) ¹⁾		K_{e^+} (2)	K_{e^-} (4) + (5)	K_{e^-} (6)
LSD	90 $C_n H_{2n}$ 200 Fe	5 - 7	0,9	0,4 (0,7)	0,01	1,5	0,043	0,024
БПСТ	130 ³⁾ $C_n H_{2n}$ 160 Fe	10	0,6	0,15 (0,54)	0,013 (0,033) ³⁾	2	0,052	0,036
КП	2140 H_2O	7 - 14	0,7	0,17 (0,54)	0,022	17	0,53	0,36
IMB	5000 H_2O	20 - 50	0,1	0,02 (0,18)	$3,5 \cdot 10^{-6}$	6	0,4	0,35
¹⁾ В скобках приведены эффективности регистрации спектра электронов, получаемых в реакциях $\nu_{\mu, \tau} (\tilde{\nu}_{\mu, \tau}) + e^- \rightarrow \nu_{\mu, \tau} (\tilde{\nu}_{\mu, \tau}) + e^-$ (8в) ²⁾ Фон приведен в интервале энергий $E_n - 50$ МэВ; для черенковских детекторов фон дан для регистрации внутренних событий ³⁾ При анализе результатов, полученных 23 февраля 1987 г., авторы использовали информацию также от некоторых наружных детекторов. Таким образом, рабочая масса была увеличена до 200 тонн.								

23 февраля 1987 г. 4 детектора зарегистрировали события, которые оказались сгруппированы около двух моментов времени: около 2:52:36 UT, когда основной сигнал был в детекторе LSD (5 событий в диапазоне энергий 6–11 МэВ, точность измерения энергии ~20%), и 7:35:35 UT, когда были получены значимые сигналы в БПСТ, КП и IMB (6, 12 и 8 импульсов,

соответственно) [9]. LSD зарегистрировал 2 импульса с энергиями около 8 МэВ [9]. Подобная картина была удивительна и совершенно неожиданна.

Из проведенного авторами работ [8], [9] подробного анализа ситуации, связанной со вспышкой SN1987A, следует, что вся совокупность экспериментальных данных, полученных во время этой вспышки, не соответствует модели стандартного коллапса.

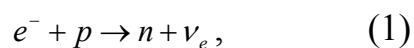
Кроме того, с самого начала в этой модели никому не удавалось получить сброс оболочки, т.е. вспышку сверхновой [34], [35]. Надежды на то, что со временем эту задачу удастся решить, не оправдались [36]–[39].

1.5 Модель вращающегося коллапсара

Для решения проблемы о сбросе оболочки и непосредственной вспышки Сверхновой в ходе эволюции массивной звезды в 1995 году была сформулирована так называемая модель вращающегося коллапсара [5], которая дает возможность по-другому взглянуть на финальную часть эволюции звезды. При вращении центральная часть звезды сильно деформируется, напоминая по форме блин. В этом случае температура в центре на два порядка ниже, чем в сферически симметричной модели, а энергия электронных нейтрино, рожденных в процессе нейтронизации звезды, составляет уже не (100 – 200) МэВ, а лишь (25 – 55) МэВ [6]. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом для этих энергий в несколько раз меньше, да и количество вещества на луче зрения в широком конусе вблизи полярных направлений значительно меньше, чем в случае сферически симметричной модели. Поэтому нейтрино выходят из центра на поверхность звезды почти без взаимодействия с сохранением энергии около (25 – 55) МэВ. Кроме того, вращение приводит к неустойчивости центральной части звезды на стадии нейтронизации: она рвется на несколько кусков, в простейшем случае – на два, которые образуют двойную систему нейтронных звезд, вращающихся друг относительно

друга. В этой системе происходит передача вещества от более легкой и менее плотной звезды к более тяжелой и более плотной. Этот процесс может продолжаться несколько часов. Когда масса легкой звезды уменьшается до $\sim 0,1$ массы Солнца, её устойчивость не может быть обеспечена за счет гравитации, и она взрывается. Наблюдатель видит вспышку сверхновой. Двойная система перестает существовать, после чего вторая, более массивная звезда коллапсирует, предположительно, по модели стандартного коллапса. Т.о. модель гравитационного коллапса вращающейся звезды предсказывает, как минимум, две нейтринные вспышки, разделенные интервалом в несколько часов. Первая связана с нейтронизацией первичной звезды и состоит, в основном, из потока электронных нейтрино ν_e с энергиями (25 – 55) МэВ. Вторая содержит все шесть типов нейтрино $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ с энергиями (10 - 20) МэВ. Количество энергии в этих нейтринных вспышках относится примерно как 1:3, а возможно, даже как 1:5.

Энергетический спектр нейтрино, испущенных в момент первого этапа коллапса, будет формироваться, в основном, за счет реакции нейтронизации:



в которой генерируются электронные нейтрино с полной энергией $\varepsilon_{\nu_e} = \varepsilon_\nu = 8,9 \cdot 10^{52} \text{ эрг}$ [6]. Энергетический спектр этих нейтрино $\Phi(E_{\nu_e}, \varphi)$ - жёсткий и асимметричный со средними энергиями в диапазоне (25 – 55) МэВ:

$$\Phi(E_{\nu_e}, \varphi) \sim \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^5 \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_\nu}{kT} - \varphi\right)}, \quad (10)$$

где $\varphi = \mu_e / kT$, μ_e – химический потенциал электронов.

1.6 Регистрация нейтрино в модели вращающегося коллапсара

Общие соображения. Для регистрации нейтринного излучения, вообще говоря, можно использовать любую реакцию типа

$$\begin{cases} \nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1), \\ \nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1)^*, \end{cases} \quad (11)$$

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow \nu_e' + (A, Z), \quad (12)$$

остаётся вопросом выяснить пороги и сечения взаимодействий подобных реакций.

Сечение реакций (11), (12) зависит от ядра и от энергии ν_e . Для регистрации электронных нейтрино с энергиями (20 – 50) МэВ наиболее подходящими являются ядра ^2D , ^{71}Ga (реакция взаимодействия с галлием обладает очень низким порогом – 233 кэВ), ^{35}Br , ^{37}Cl , ^{56}Fe , ^{82}Pb , другие тяжелые нейтроноизбыточные ядра. Однако не все они могут быть использованы в детекторах с массой мишени более 1 кт: одни по причине очень высокой стоимости, другие из-за сложности изготовления экспериментальных установок [4].

В экспериментах с тяжёлой водой важными являются реакции нейтрино с дейтерием:

- по заряженным токам:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (E_{\text{пор}} = 1,44 \text{ МэВ})$$

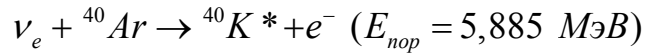
$$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+ \quad (E_{\text{пор}} = 4,03 \text{ МэВ})$$

- по нейтральным токам:

$$\nu_{e,\mu,\tau}(\bar{\nu}_{e,\mu,\tau}) + d \rightarrow n + p + \nu_{e,\mu,\tau}(\bar{\nu}_{e,\mu,\tau}) \quad (E_{\text{пор}} = 2,2 \text{ МэВ})$$

Сечения этих реакций и их приложение к поиску солнечных нейтрино и нейтрино от Сверхновых были опубликованы в работах [40, 41].

Некоторые эксперименты, например ICARUS [42], используют в качестве нейтринной мишени жидкий аргон. Он имеет хорошую чувствительность к электронным нейтрино благодаря реакции

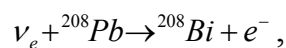


с последующим возвратом калия в основное состояние ${}^{40}\text{K}^* \rightarrow {}^{40}\text{K} + \gamma$ ($E_\gamma = 4,38 \text{ МэВ}$). Сечение этой реакции при энергиях нейтрино выше 20 МэВ сопоставимо с сечением реакции обратного бета-распада [43].

Для регистрации мюонных и тау-нейтрино пригодны реакции, аналогичные (12). Относительно большим сечением обладает углерод ${}^{12}\text{C}$ [44]. Предложение об использовании ${}^{12}\text{C}$ для поиска нейтринных осцилляций во время коллапсов звезд было опубликовано в [45].

Поскольку в качестве несущих конструкций всех современных нейтринных экспериментов используется железо, а также были предложения использовать свинец, реакции нейтрино с этими элементами также представляют особый интерес.

Наиболее важной реакцией взаимодействия нейтрино со свинцом является



сечение которой было рассчитано в работах [46], [47].

Основная реакция взаимодействия электронного нейтрино с железом



подробно будет рассмотрена ниже (§3.1).

Подобная реакция примерно с тем же порогом существует и для антинейтрино: $\bar{\nu}_e + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Mn}^* + e^+$, однако её сечение в 3 – 9 раз меньше

сечения реакции нейтрино с железом при одинаковых энергиях нейтрино¹ [46], [48], [49].

Следует упомянуть и о взаимодействии нейтрино с железом по нейтральным токам:

$$\nu_e + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow \nu_e' + {}^{56}\text{Fe}^*, \quad (14)$$

сечение которой составляет примерно 20% от сечения реакции (13) при тех же энергиях [50].

Снятие возбуждения железного ядра происходит путем испускания гамма-кванта с энергией $\sim 7,6$ МэВ [51].

1.7 Интерпретация экспериментальных результатов от вспышки SN1987A

Детектор LSD состоял из 72 сцинтилляционных счетчиков, находившихся в девяти модулях, размещенных на трех уровнях (по три модуля в каждом) с площадью $6,4 \times 7,4 \text{ м}^2$. Высота LSD – 4,5 м. Каждый модуль представлял собой железный контейнер площадью $6,4 \times 2,14 \text{ м}^2$, высотой 1.5 м и толщиной стенок 2 см. Внутренняя часть модуля была разделена железными листами толщиной 2 см на восемь ячеек, в которых располагались сцинтилляционные счетчики размером $1 \times 1 \times 1,5 \text{ м}^3$. Полная масса сцинтиллятора, сделанного на основе уайт-спирита [27] – 90 тонн, полная масса железа – 200 тонн. Каждый счетчик просматривался тремя фотоумножителями с диаметром фотокатода 15 см. Высокая чувствительность и низкий фон детектора позволяли измерять обе частицы в реакции (2), как позитрон, так и нейтрон по захвату на водороде (3). Время захвата в сцинтилляторе $\tau \sim 170$ мкс. Гамма – кванты ($E_\gamma = 2.2 \text{ МэВ}$)

¹ Кроме того, существующие в настоящее время модели коллапса Сверхновой не предсказывают сколько-нибудь существенного потока электронных антинейтрино с энергиями порядка 10 МэВ и выше.

регистрировались во временном окне (с энергетическим порогом 0,8 МэВ), которое открывалось в течение 500 мкс после каждого импульса, имевшего энергию более 5 МэВ. Эффективность регистрации нейтрона в том же счетчике, где измеряется позитрон, составляла $\sim 50\%$; при учете возможности регистрации гамма-квантов соседними счетчиками эффективность детектирования нейтронов увеличивается до 80%.

Подробный анализ событий в подземном детекторе LSD во время вспышки Сверхновой SN 1987A дан в работах [4, 8, 9]. Во время 2:52 UT детектор зарегистрировал 5 импульсов с энергиями 5,8 – 11 МэВ в течение 7 секунд. Во время 7:35 UT было зарегистрировано 2 импульса в течение 18 секунд с энергиями 8 – 9 МэВ. Точность измерения энергии $\sim (20-25)\%$. LSD зарегистрировал пачку из 5 импульсов в реальном времени, до получения сведений о вспышке SN 1987A. Вероятность случайного совпадения регистрации такого события со вспышкой сверхновой менее 10^{-3} в год [52]. Подобной пачки импульсов не было зафиксировано в течение всего времени работы LSD: как с 1984 г. по 1987, так и с 1987 по 1999 г.

Во время 2:52:35,4 были зарегистрированы также импульсы на двух гравитационных антеннах (в Риме и Мэриленде) [53]. Сильные корреляции между импульсами гравитационных антенн и подземных детекторов наблюдались 23 февраля от 2:00 UT до 8:00 UT [54], [55].

События, полученные на детекторах IMB, KII и БПСТ в 7:35 UT, были проанализированы после получения сообщения о вспышке сверхновой. Эти события большинством физиков интерпретированы как регистрация антинейтринного излучения от SN 1987A.

Попытки объяснить таким же образом событие LSD встречали определённые трудности:

- Во-первых, в момент времени 2:52 UT в КИ были измерены 2 или 4 импульса¹ [56], т.е., в LSD было зарегистрировано больше импульсов, чем в КИ. При условии регистрации антинейтринного излучения обоими детекторами такое соотношение могло бы быть возможным только в случае излучения коллапсаром антинейтрино низких энергий (напомним, что энергетический порог регистрации LSD – 5 МэВ, а КИ – более 7 МэВ). Но такое предположение требует полной энергии, уносимой нейтрино при коллапсе звезды, более чем на порядок превышающей энергию связи нейтронной звезды с массой $\sim 2M_{\odot}$.
- Во-вторых, из пяти зарегистрированных LSD импульсов только один сопровождался малым импульсом. В среднем, при условии регистрации антинейтрино два-три импульса должны были бы сопровождаться регистрацией гамма-кванта 2,2 МэВ от захвата нейтрона (3). Вероятность того, что в этих условиях будет зарегистрирован только один нейтрон, составляет менее 5%.

Таким образом, объяснение эффекта LSD детектированием антинейтрино маловероятно. Все попытки объяснить противоречивые результаты, полученные 23 февраля 1987 г., в рамках модели стандартного коллапса были безуспешны. Возможность по-иному взглянуть на результаты, полученные 20 лет назад, появилась только после появления модели, учитывающей вращение звезды. Объяснение эффекта LSD в рамках модели вращающегося коллапсара получается достаточно естественным. Первый нейтринный всплеск в этой модели состоит, в основном, из электронных нейтрино. С учётом нейтринных осцилляций на Землю могут прийти нейтрино всех типов $E_{\nu} \leq 60 \text{ МэВ}$ [6], но не антинейтрино.

¹ Количество импульсов зависит от точности временной привязки шкалы к всемирному времени.

Электронные нейтрино таких энергий будут взаимодействовать с железом детектора LSD, причем (см. Рис. 3, и ниже Табл. 3), число $(\nu_e, {}^{56}\text{Fe})$ взаимодействий в 200 тоннах железа LSD будет больше, чем количество $(\nu_e, {}^{16}\text{O})$ взаимодействий в 1900 тоннах кислорода (2140 т H_2O) в КП. В случае взаимодействия нейтрино с железом по нейтральным токам соотношение сечений будет ещё больше в пользу железа [26], [57], [58].

Выводы. Далее (§3.3) будет показано, что эффективность регистрации акта взаимодействия по реакции (13) в LSD достаточно высока (~50%), а наиболее вероятные энергии, регистрируемые от этой реакции, совпадают с энергиями событий, зарегистрированных в LSD. Оценки эффекта регистрации нейтринного излучения в первой фазе коллапса вращающейся звезды, приведенные в [4], позволяют сделать вывод о совпадении сигнала, зарегистрированного всеми нейтринными детекторами вследствие вспышки Сверхновой 1987А с расчетами, сделанными по модели вращающегося коллапсара. Для полноты картины следует отметить, что эта модель пока не в состоянии объяснить все особенности экспериментально зарегистрированного сигнала от SN1987А [59].

Таким образом, эксперименты следующего поколения по поиску нейтринных вспышек от коллапсирующих звезд, планируемые с учетом различных моделей коллапса, должны быть чувствительны не к одному типу нейтрино, а к нескольким. Для обоснованного выбора между существующими и будущими моделями гравитационных звездных коллапсов желательна также возможность идентификации канала нейтринного взаимодействия и измерения энергии приходящих нейтрино. Единственным на данный день экспериментом, чувствительным, как показывают расчеты, как минимум к двум типам нейтрино, является детектор LVD. Он был задуман как расширение установки LSD с целью

обеспечить лучшую статистическую точность отклика на нейтринный всплеск от гравитационного звездного коллапса.

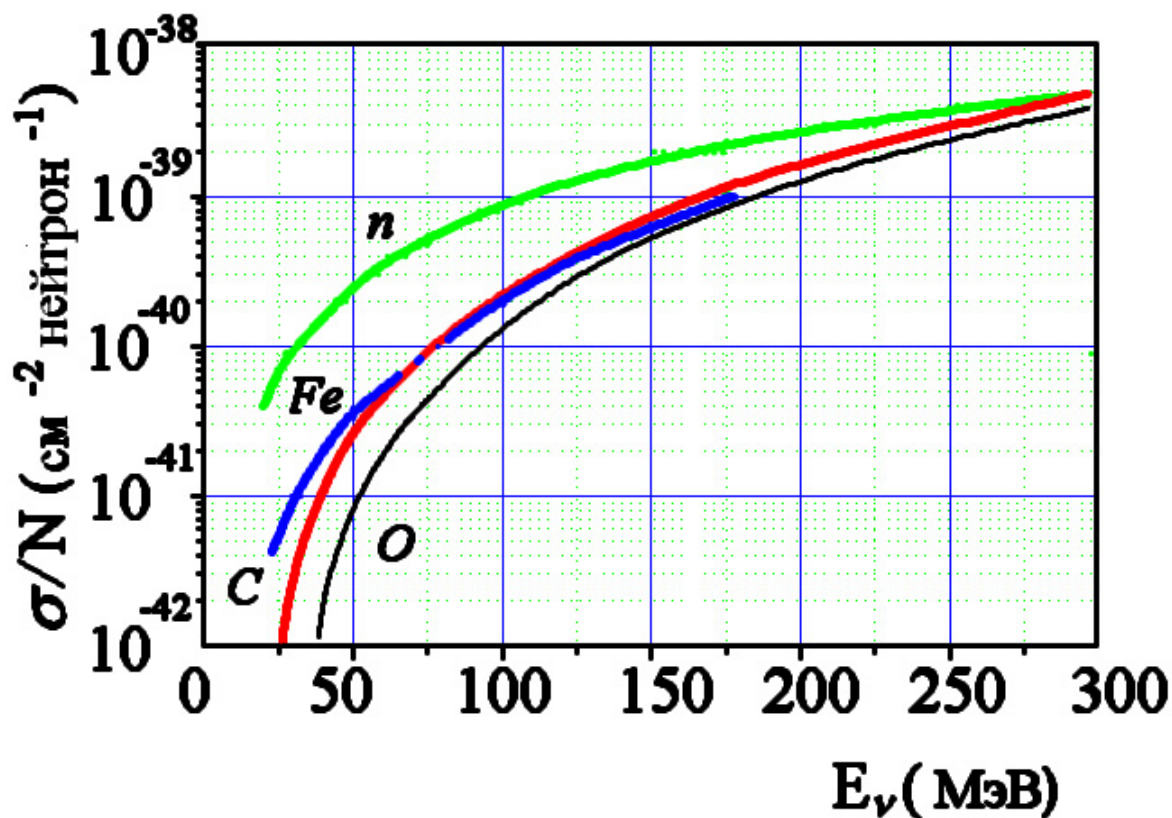


Рис. 3 Сечение взаимодействия электронных нейтрино с разными ядрами (в расчете на один нейтрон) и со свободными нейтронами в зависимости от энергии нейтрино [57].

Глава 2 Детектор LVD

2.1 Национальная Лаборатория Гран Сассо (LNGS)

Проект Национальной Лаборатории Гран Сассо (LNGS) Национального Итальянского Института Ядерной Физики (INFN) был предложен в 1979 году, а строительство началось в 1982 г. Лаборатория Гран Сассо делится на подземную и наземную части. Подземная лаборатория Гран Сассо является самой большой подземной лабораторией в мире. Она предназначена для проведения экспериментов в области физики частиц и ядерной астрофизики.

Подземная часть Лаборатории расположена в 120 км от Рима в десятикилометровом туннеле, проходящем под массивом Гран Сассо (Рис. 4), на высоте 963 м над уровнем моря и под толщей горных пород около 1400 м с плотностью $\approx 2,6 \text{ г/см}^3$, что соответствует примерно 3600 м. в. э. Горный массив, расположенный над подземной лабораторией, ослабляет поток мюонов космических лучей – основной фон для проводимых исследований – до величины $\sim 1 \text{ событие}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$, или в миллион раз (средняя энергия мюонов, рассчитанная с учетом рельефа местности, составляет здесь около 320 ГэВ), по сравнению с наземной частью Лаборатории. Общий объем подземной части составляет 180000 м^3 , а площадь 13500 м^2 , что позволяет проводить сразу несколько экспериментов.

Экспериментальные установки размещены в трех больших залах, соединенных несколькими небольшими туннелями, высотой около 20 м, шириной 20 м и длиной 100 м. Долгое время единственным действующим в полном объеме большим экспериментом являлся LVD в зале А, в зале В сейчас строится эксперимент ICARUS [42], а в зале С – введены в эксплуатацию установки Borexino [60] и OPERA [61]. Несколько маленьких установок расположено в соединительных туннелях.

Ещё один источник фона – нейтроны низких энергий от естественной радиоактивности – также очень мал благодаря низкому содержанию урана-238 и тория-232 в скальных породах, что очень важно для экспериментов,

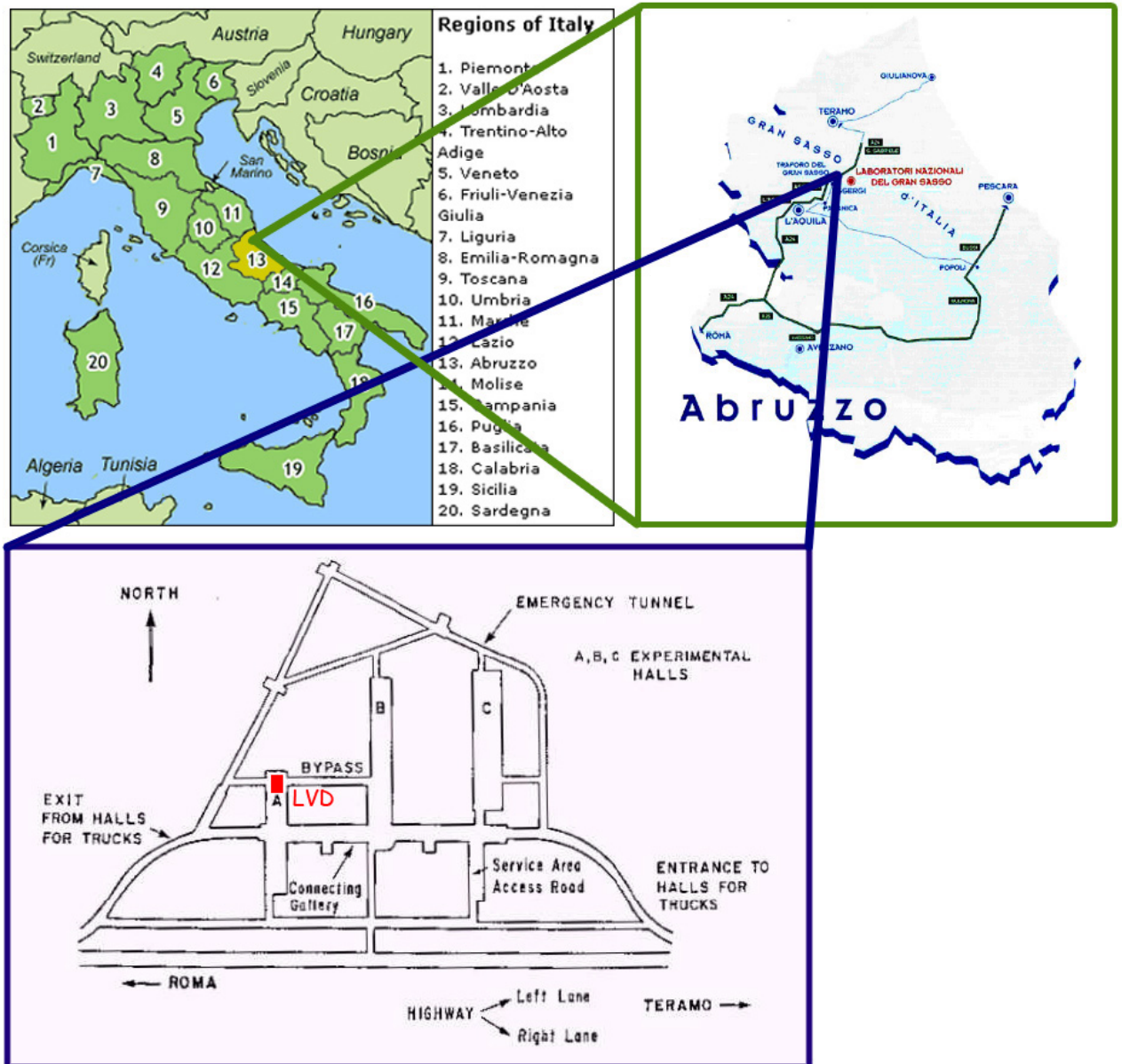


Рис. 4 LNGS: географическое положение и схема подземных залов

подобных LVD, которые нуждаются в низком энергетическом пороге. Для определения концентраций различных радиоактивных изотопов очень важно исследование радона, поскольку он производится в результате цепочки распадов от урана-238.

На Рис. 5 представлен энергетический спектр радиоактивности, измеренный в Гран Сассо с помощью натрий-йодного детектора [62]: экспонента с быстрым падением при 2,7 МэВ и несколькими пиками. Пик при 1,46 МэВ обусловлен распадом ^{40}K , пик при 2,61 МэВ – распадом ^{208}Tl , а остальные пики возникают от гамма-квантов, излучаемых ^{204}Bi .

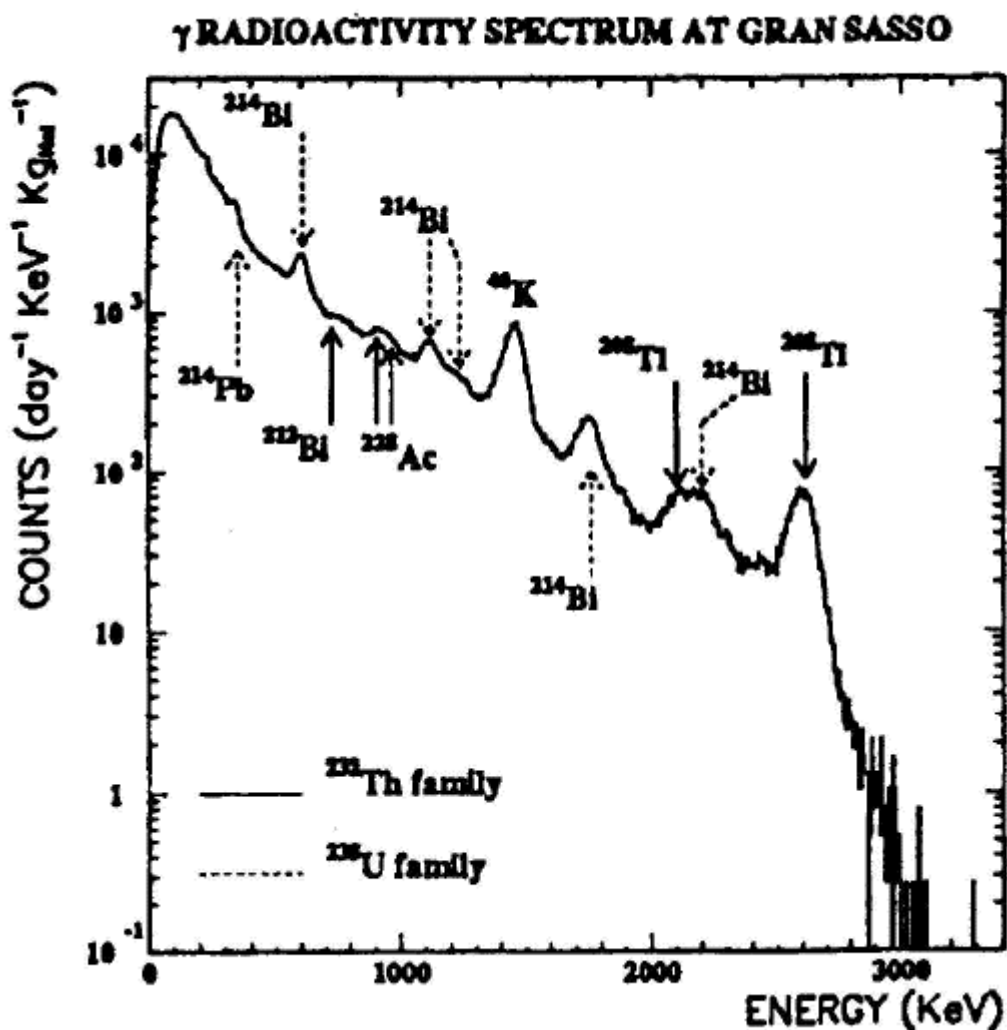


Рис. 5 Энергетический спектр радиоактивности в лаборатории Гран Сассо [62].

Темп счета установки LVD также зависит от активности вентиляции: когда вентиляция включена, темп счета ниже. Это объясняется тем, что

вентиляция выдувает радон из экспериментальных залов. В отсутствие вентиляции концентрация радона в воздухе лаборатории выше [63].

В наземной части LNGS, расположенной вблизи Ассерджи (примерно 15 км от города Л'Акуила) находятся дирекция, вычислительный центр, библиотека, химическая, механическая и электронная лаборатории, лаборатории, где проводится обработка экспериментальных данных, залы заседаний и монтажный зал, в котором тестируются и собираются перед отправкой под землю части установок. Подземные детекторы соединены с наземными офисами несколькими оптоволоконными линиями, по которым передаются данные.

2.2 Общее описание установки LVD

Детектор Большого Объема (Large Volume Detector, LVD), спроектированный как расширение установки LSD, представляет собой массив из 840 сцинтилляционных счетчиков, объёмом 1,5 м³ каждый, упорядоченных в компактную модульную структуру (Рис. 6). Модульная структура установки позволяет проводить регламентные работы по поддержанию установки в рабочем состоянии без остановки системы сбора информации, что обеспечивает непрерывный набор статистического материала по программам в области физики космических лучей, физики нейтрино, нейтринной физики и астрофизики. В настоящее время детектор способен также мониторировать характеристики нейтринного пучка в рамках проекта CNGS [20], [64]. Начиная с 2002 года эффективное время работы установки превышает 99%. Общая масса сцинтиллятора составляет ~1000 тонн. Эксперимент начал сбор данных в 1992 г. и достиг своей окончательной конфигурации в 2001 г. Как было сказано выше, для регистрации нейтринной вспышки от коллапса Сверхновой нужна большая масса установки и высокий процент живого времени – LVD удовлетворяет обоим требованиям.

Сцинтилляционные счетчики представляют собой контейнеры из нержавеющей стали размерами $100 \times 150 \times 100 \text{ см}^3$, заполненные жидким сцинтиллятором (см. §2.3). Они размещены по 8 штук в несущих модулях (называемых «портатанками»). Модули (их размеры $6,6 \times 2,7 \times 1,1 \text{ м}^3$), сгруппированные в 7 горизонтальных слоёв, образуют колонны. 5 колонн, которые разделены коридорами шириной 70 см, составляют башню (Рис. 7). Восьмой горизонтальный слой, надстроенный над тремя внутренними колоннами в башне, состоит из модулей, в настоящее время не подсоединённых к системе сбора информации, и служит в качестве защиты от радиоактивности скалистых пород. Для защиты первого горизонтального слоя служит прослойка из борированного парафина, помещенная внизу установки. Детектор LVD состоит из 3 таких башен, разделенных коридорами шириной 2 м. Каждый счетчик имеет свой номер (TCLP), состоящий из 4 цифр: первые три обозначают башню, колонну и слой соответственно, тогда как четвертая служит для идентификации счетчика внутри модуля в соответствии с Рис. 8. Счетчики подразделяются на внутренние и внешние: ни одна грань внутренних счетчиков не обращена непосредственно к скальной породе (57% от общего числа счетчиков), тогда как остальные 43% являются внешними [20]. Общая масса железа, распределенного практически равномерно по объему LVD в портатанках, структуре и контейнерах счетчика, составляет примерно 1000 тонн.



Рис. 6 Общий вид установки LVD

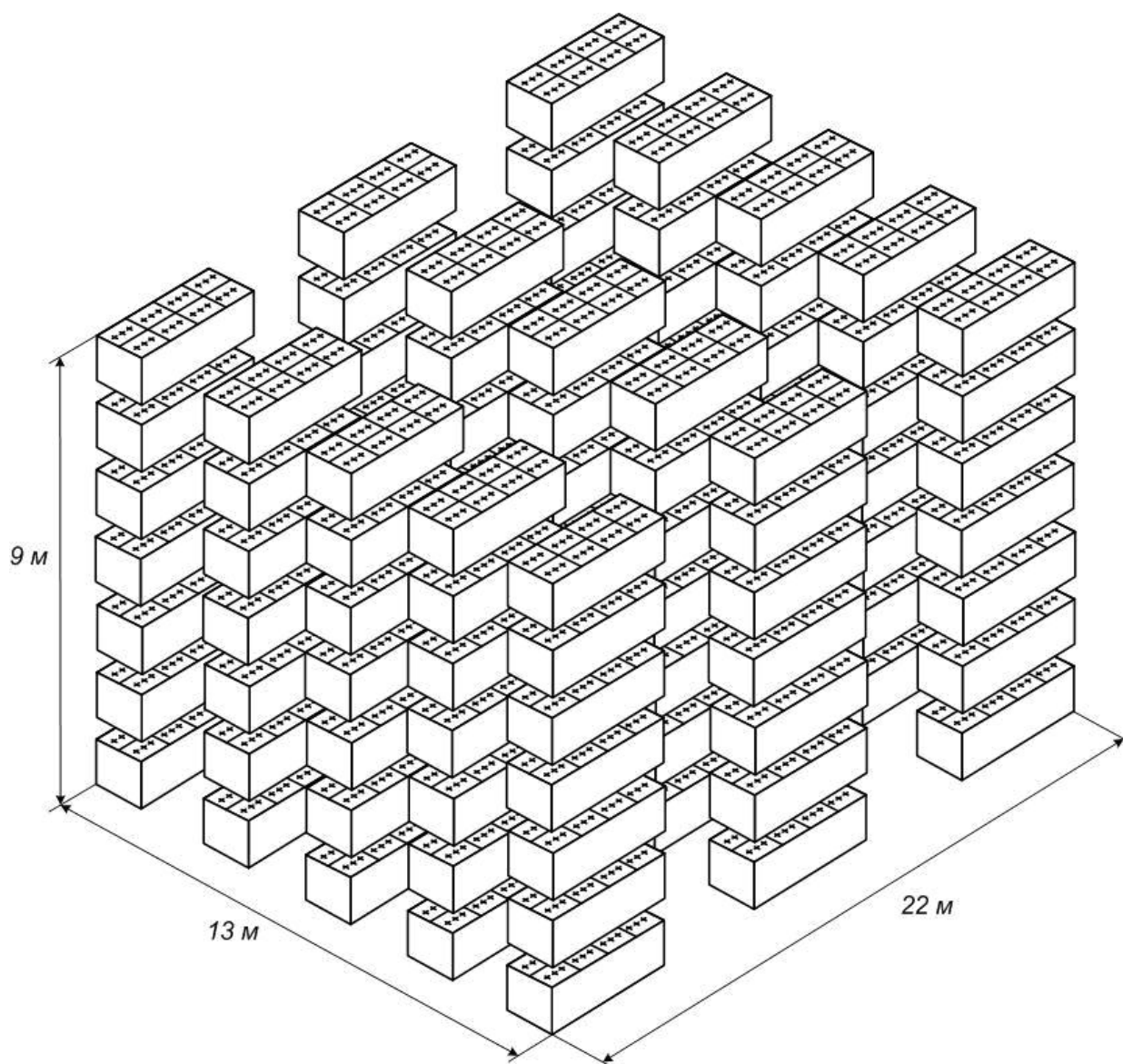


Рис. 7 Схема установки LVD. Показаны только 7 слоев, данные с которых анализируются системой сбора информации DAQ (Data Acquisition System).

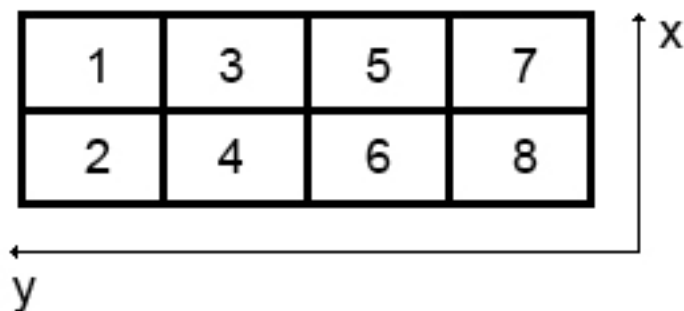


Рис. 8 Нумерация счетчиков в портатанке

Таким образом, установка LVD является сцинтилляционным детектором с железно-углеводородной мишенью общей массой 2 кг.

2.3 СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК

Сцинтилляционный счетчик детектора LVD объемом $1,5 \text{ м}^3$ заполнен жидким сцинтиллятором, основу которого составляет уайт-спирит (C_nH_{2n} , $\bar{n} \approx 9,6$) [27]. По массе УС содержит 65% парафинов C_nH_{2n+2} , 15% – нафтенных C_nH_{2n} и 20% – ароматических углеводородов [65]. Общая формула УС – C_nH_{2n} , $\bar{n} = 9.6$.

Для получения высокой прозрачности сцинтиллятора основа очищалась прогонкой под давлением через сорбенты Al_2O_3 и цеолит. Средняя прозрачность УС после очистки около 20 м на длине волны 4200 Å , на этой длине интенсивность света падает в e раз. Выбранная длина волны соответствует области максимальной светочувствительности фотоумножителей, используемых в эксперименте.

В качестве сцинтилляционной добавки используется РРО (1 г/л), а в качестве добавки, сдвигающей спектр излучения сцинтиллятора в область максимальной светочувствительности фотоумножителя – РОРОР (0,03 г/л). Плотность сцинтиллятора равна $0,78 \text{ г/см}^3$, таким образом, счетчик содержит приблизительно 1,2 т сцинтиллятора. Используемый сцинтиллятор обладает достаточной для эксперимента временной

стабильностью, что подтверждается экспериментом «Коллапс» Артемовской научной станции (Украина), где он эксплуатируется с 1979 г. без видимых изменений его характеристик [66].

Энергия, затрачиваемая заряженной частицей на образование одного фотона в данном жидком сцинтилляторе, составляет [67] примерно 160 эВ, следовательно, среднее количество фотонов, образующихся в сцинтилляторе на 1 МэВ энерговыделения, равно:

$$\bar{n}_{\phi} = 10^6 / 160 = 6250.$$

Для улучшения светосбора внутри счетчика на всех его сторонах установлена майларовая пленка, коэффициент отражения которой составляет $\alpha \approx 0,9$.

Объем счетчика просматривается тремя спектрометрическими фотоумножителями ФЭУ-49Б или ФЭУ-125, являющимися модификацией ФЭУ-49Б. Диаметр мультищелочного (SbKNaCs) фотокатода $d_{\text{фк}} - 150$ мм. Квантовая эффективность фотокатода $\sim 10\%$, а коэффициент усиления ФЭУ – $3-4 \times 10^5$. Среднее количество фотоэлектронов с фотокатода одного ФЭУ, приходящееся на 1 МэВ энерговыделения, составляет примерно 5-6. ФЭУ калибруются с помощью гамма-источника (^{60}Co): напряжение на каждом ФЭУ устанавливается таким образом, чтобы получить заранее определенное значение силы тока, когда калибровочный источник помещается в определенную точку.

Фотокатоды расположены в плоскости внутренней поверхности крышки и сопрягаются со сцинтиллятором посредством иллюминаторов, изготовленных из не сцинтиллирующего оргстекла (плексигласа) диаметром 192 мм и толщиной 80 мм. Иллюминатор своей толщиной ограничивает дистанцию близких засветок фотокатода, способных вызвать большой сигнал на ФЭУ, и, таким образом, уменьшает неоднородность светосбора.

Наиболее важной характеристикой сцинтилляционного счетчика является его энергетическое разрешение, которое определяется для больших детекторов главным образом величиной коэффициента светосбора, его неоднородностью и флуктуациями сигнала с ФЭУ, которые зависят от числа фотоэлектронов, образующихся на фотокатоде ФЭУ. Флуктуации числа фотоэлектронов, в свою очередь, определяются их средней величиной, соответствующей некоторому фиксированному энергосвечению внутри счетчика, например, 1 МэВ.

Информация с каждого счетчика считывается независимо. Импульсы с каждого ФЭУ усиливаются и дискриминируются по двум порогам: верхнему, соответствующему энергосвечению в счетчике 5 МэВ (ВЭП), и нижнему $\sim 0,6$ МэВ (НЭП). Триггером для регистрации суммарной по трем ФЭУ амплитуды импульса является совпадение импульсов выше верхнего порога с трех ФЭУ в интервале 250 нс. Триггер открывает в счетчиках временные ворота длительностью 1 мс: в этот период возможна регистрация импульсов выше нижнего порога, что позволяет осуществить детектирование нейтронов посредством реакции (3) $n + p \rightarrow d^* + \gamma$ ($E_\gamma = 2,223$ МэВ) при среднем времени жизни нейтрона до захвата протоном равном 185 мкс. Темп счета каждого счетчика выше порога регистрации нейтроноподобных импульсов ($\sim 0,6$ МэВ) составляет ~ 80 Гц во внутренних счетчиках и ~ 300 Гц – в наружных. Для триггерного порога 5 МэВ темп счета наружных и внутренних счетчиков примерно одинаков и составляет $\sim 0,02$ Гц.

2.4 Электроника

Каждый модуль установки обслуживается дискриминатором С175 и преобразователем ADC/TDC (амплитудно-цифровой – от Amplitude-Digital Converter – и время-цифровой – от Time-Digital Converter – преобразователи) С176. Логическая схема одного канала дискриминатора представлена на

Рис. 9. Он имеет 8 каналов для каждого счетчика в модуле, каждый канал имеет 3 входа, для каждого ФЭУ. Сигнал с каждого ФЭУ после усиления дискриминируется на двух порогах: на «высоком», который принимает значения от 31 до 219 мВ с шагом в 3 мВ, и «низком» в диапазоне от 12 до 78 мВ с шагом в 1 мВ. Такая двойная пороговая система была разработана с целью детектирования обеих частиц в реакции обратного бета-распада (2), (3): позитрона и гамма-кванта с энергией 2,2 МэВ от последующего захвата нейтрона. Если какой-либо из счетчиков зарегистрировал сигнал с амплитудой, превышающий «высокий» порог, то во всех счетчиках модуля открываются временные окна длительностью 1 мс, в течение которых становится возможным регистрация сигналов с амплитудой выше «низкого» порога.

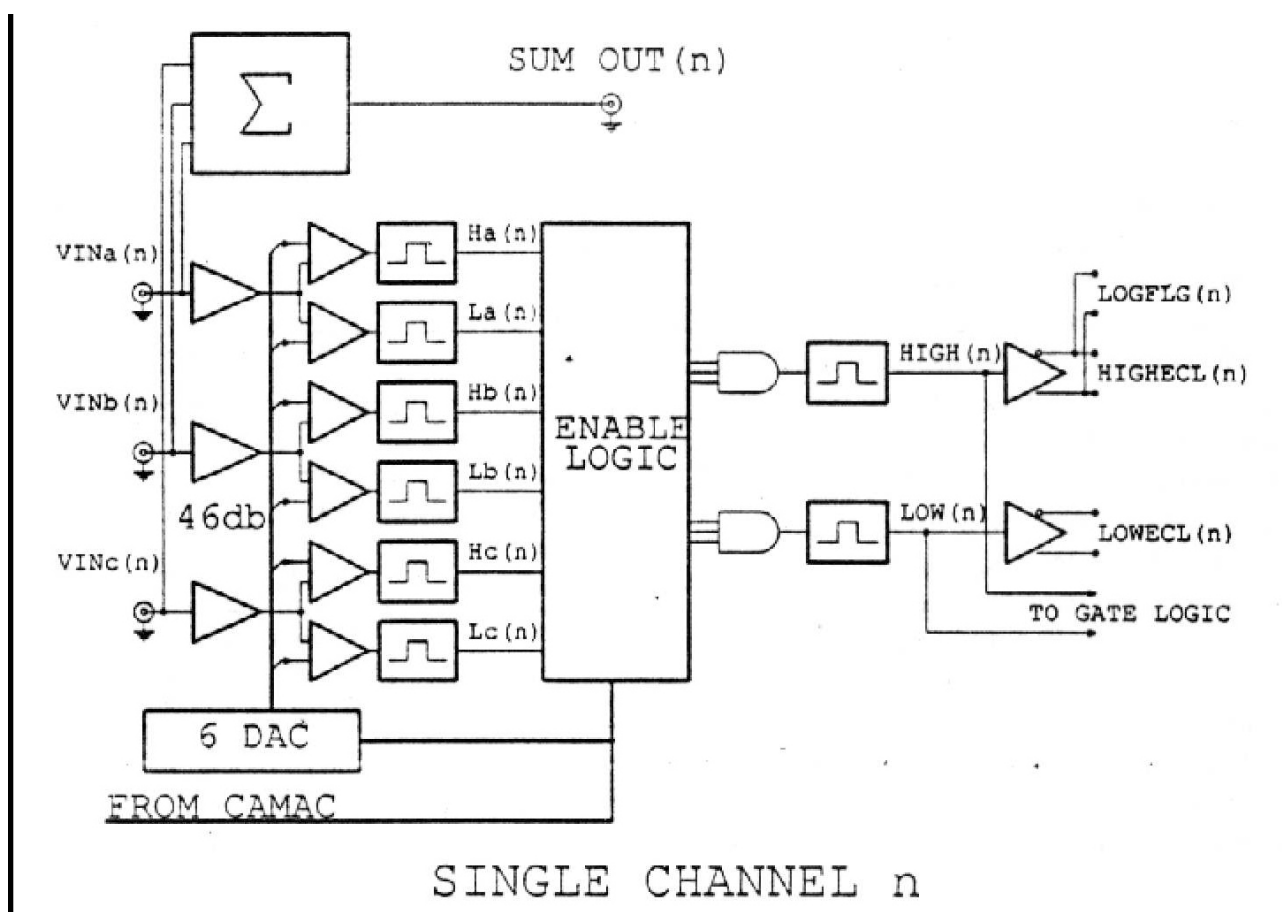


Рис. 9 Схема дискриминатора C175

Сигналы с 3 ФЭУ каждого счетчика суммируются, усиливаются и посылаются на вход ADC/TDC (C176) вместе с информацией о пороге (логический флаг 0 для «низкого» порога либо 1 для «высокого» порога) и флагом GATE. Последний флаг даёт старт работе зарядовой интегрирующей цепочке ADC.

Блок C176 (Рис. 10) содержит электронику для преобразования заряда и времени и память FIFO. Этот блок включает в себя 8 входных каналов для обслуживания всех выходных каналов блоков C175 в модуле.

Заряд преобразуется двумя 8-битными параллельными ADC, каждая из которых имеет 4 линейные зоны для преобразования заряд – канал ADC (ch). ADC устроена таким образом, что две последние прямые линии первого ADC накладываются на две первые линии второго ADC. Общая характеристика ADC описывается комбинацией 6 линейных прямых линий. Их наклон даёт коэффициент пересчета от канала к заряду (пКл), как показано на Рис. 11. Зарядовое разрешение (т.е. пКл/канал) в i -ой зоне линейности пропорционально 2^{i-1} . Такое устройство электроники позволяет иметь высокое разрешение при низких энергиях (т.е., при энергиях, характерных для нейтрино от Сверхновых) и одновременно обладать широким динамическим диапазоном. Прямая пропорциональность между зарядом и линейным каналом ADC (ch adc lin) получается с помощью деления номера канала на угловой коэффициент его линии и умножением на угловой коэффициент первой линии.

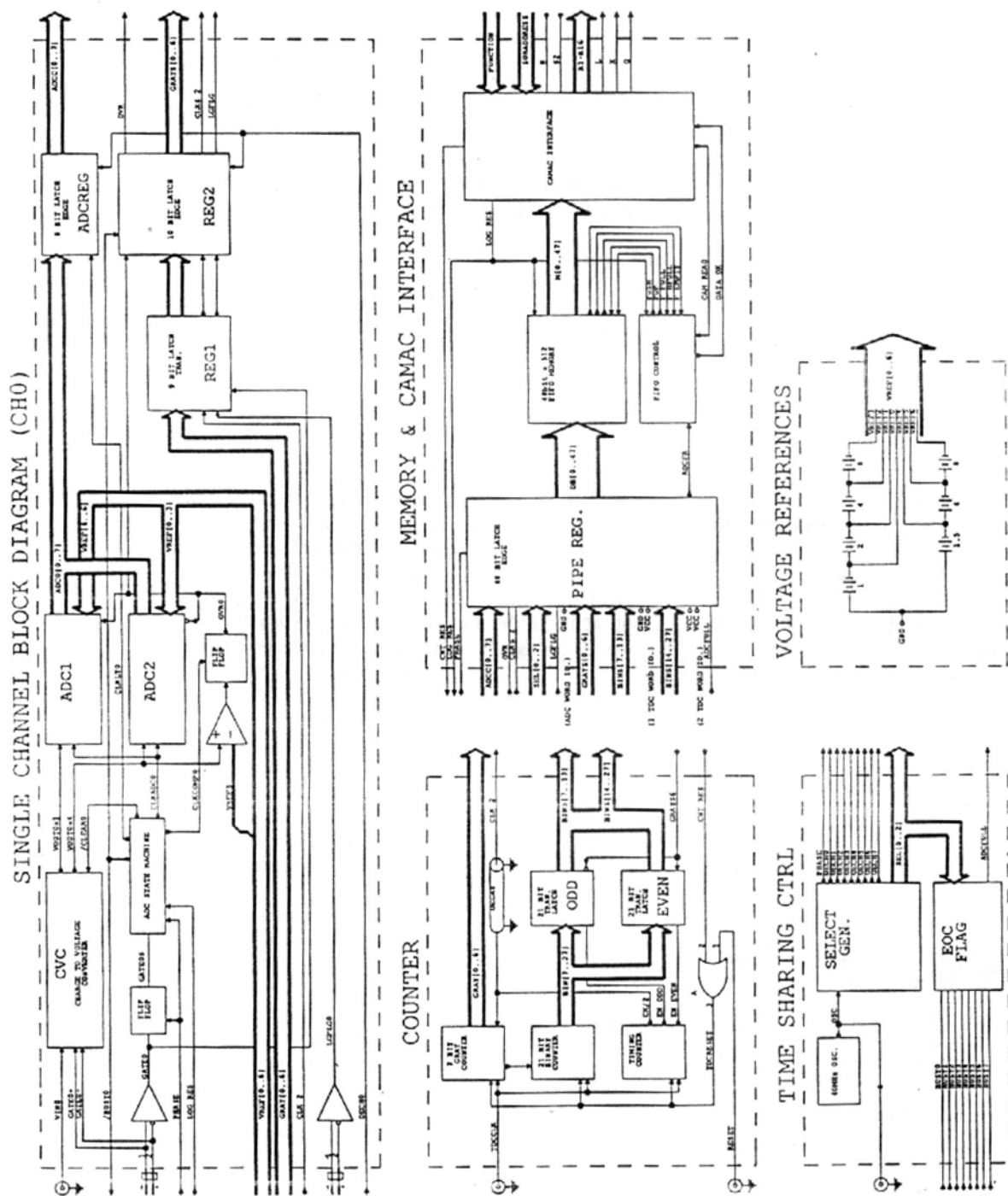


Рис. 10 Схема ADC/TDC преобразователя C176

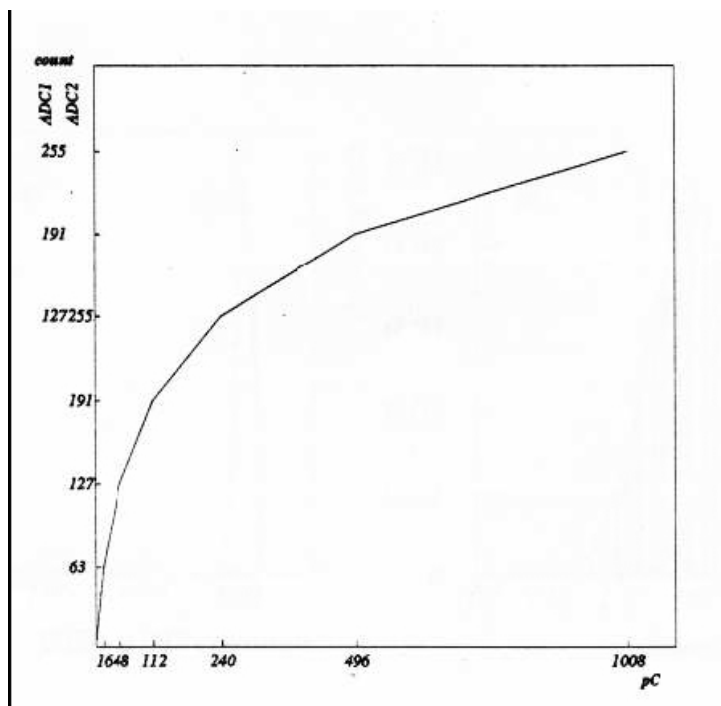


Рис. 11 Зависимость канала ADC от заряда

Мертвое время ADC составляет ~ 1 мкс вследствие ~ 800 нс времени, требуемого для полного преобразования заряда, и ~ 200 нс работы интегрирующей цепочки.

TDC блока C176 имеет динамический диапазон 29 бит, что означает 6,71 сек с временным разрешением 12,5 нс. Для абсолютной временной привязки используются атомные часы с точностью 1 мкс.

Временная, зарядовая и пороговая информация о каждом событии записывается как 48-битное слово в памяти FIFO блока C176. FIFO может содержать 512 слов [68].

Электроника каждой башни подсоединена к компьютеру посредством шины CAMAC. Когда электроника начинает запись события с высоким порогом, триггерная подсистема башни готова выработать сигнал прерывания для компьютера башни, инициирующий процесс считывания данных. Как только событие полностью записано в FIFO ($t \sim 1$ мс), оно считывается компьютером башни. Три независимых компьютера системы сбора данных каждой башни подсоединены к контролирующему

системному компьютеру, который периодически собирает данные с установки, производит временную корреляцию данных с трех башен (с помощью специальной программы - «билдера») и записывает на диск так называемые «сырые» данные.

2.5 Энергетическая калибровка и разрешение

Энергетическая калибровка линейных каналов ADC производится с помощью мюонов космических лучей, детектируемых LVD. Мюонным считается событие, когда сработали несколько (больше одного) счетчиков в течение 250 нс. Моделирование, учитывающее характеристики мюонного потока и геометрический аксептанс установки, даёт среднее значение детектируемого мюонного пика 185 ± 5 МэВ [69]. Посредством автоматической процедуры каждый месяц осуществляется новая калибровка. Эта процедура состоит в получении среднего мюонного спектра, используя линейные каналы ADC всех счетчиков LVD, и фитировании для получения среднего значения мюонного пика. Присваивая пику значение 185 ± 5 МэВ, мы калибруем по энергии средний спектр. После этого мы можем его использовать в качестве функции калибровки каждого линейного канала ADC в счетчике. Этот калибровочный фит показан на Рис. 12 для одного счетчика [70].

Энергетическое разрешение эксперимента обусловлено в основном геометрическими и статистическими факторами. Эти факторы представлены первым и вторым членом в следующей формуле [71] (см. Рис. 13, красная линия):

$$\frac{\sigma}{E} = 0,07 + \frac{0,23}{\sqrt{E(\text{МэВ})}}. \quad (15)$$

Работа [72] содержит новые результаты измерений (Рис. 13, синяя линия):

$$\frac{\sigma}{E} = 0,05 + \frac{0,33}{\sqrt{E / \text{МэВ}}} . \quad (16)$$

Функция порога, которая зависит от энергетического порога $E_{\text{пор}}$ и соответствующего энергетического разрешения $\sigma(E_{\text{пор}})$, может быть аппроксимирована следующим образом:

$$f(E_{\text{пор}}) = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{E-E_{\text{пор}}}{\sigma(E_{\text{пор}})}} dE = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{E-E_{\text{пор}}}{(0,05+0,33/\sqrt{E_{\text{пор}}/\text{МэВ}})E_{\text{пор}}}} dE . \quad (17)$$

Высоким порогом LVD является значение 5 МэВ. Функция порога представляет собой эффективность счетчика LVD при регистрации энергий вблизи порога: при 5 МэВ мы имеем эффективность регистрации 50% вследствие порогового эффекта.

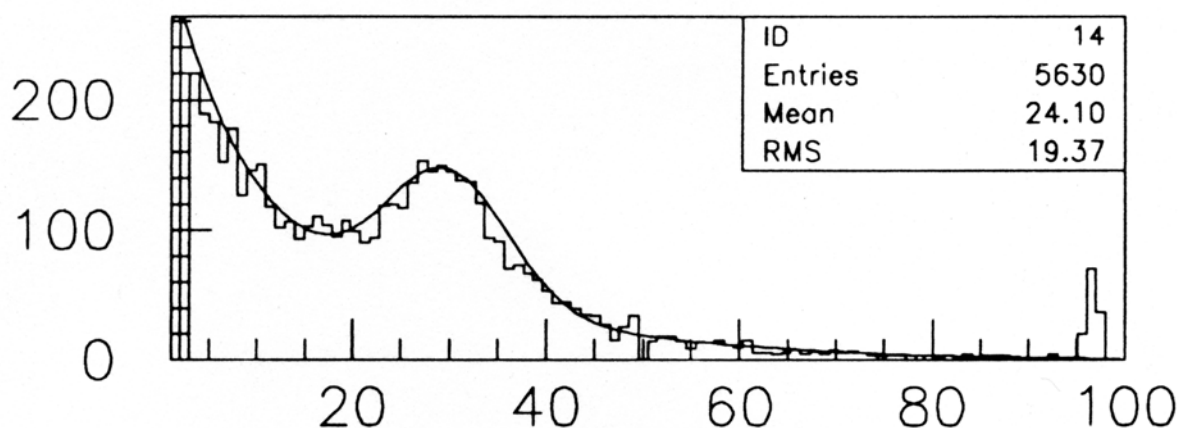


Рис. 12 Калибровка счетчика LVD по мюонному пику. По оси X – каналы ADC, по оси Y – количество отсчетов. 30-му каналу будет присвоено значение 185 МэВ. Пик в районе 100-го канала обусловлен насыщением электроники.

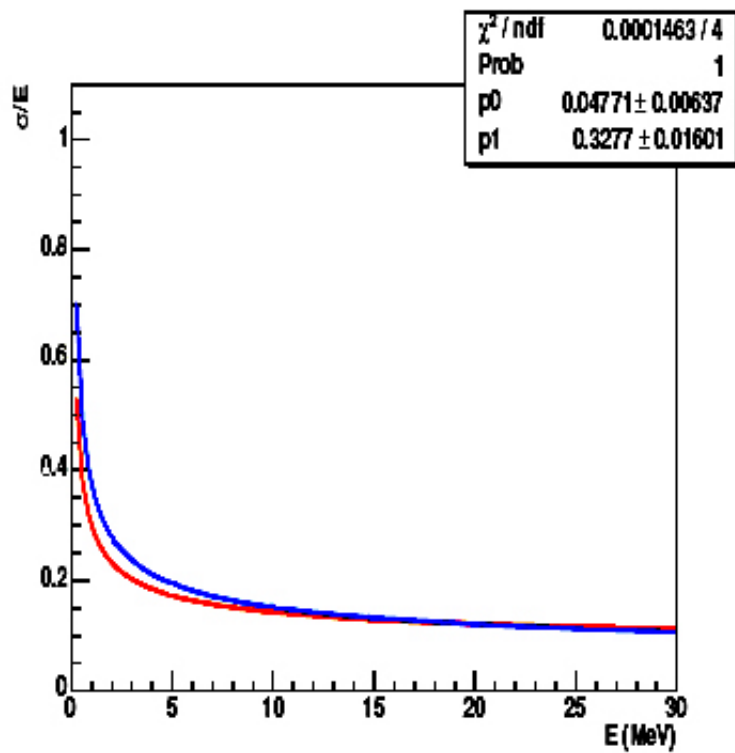


Рис. 13 Энергетическое разрешение одного счетчика LVD. Красная линия – формула (15), синяя линия - формула (16).

Глава 3 Расчет отклика детектора

3.1 Взаимодействие нейтрино с веществом детектора LVD

Постановка задачи. Детектор LVD, состоящий из углеводородного сцинтиллятора и железа, проектировался и строился во времена "безоговорочного превосходства" модели стандартного коллапса, когда изучалась, в основном, реакция обратного бета-распада (2). Несколько процентов событий ожидалось от регистрации взаимодействий (7) – (9). На взаимодействия нейтрино с железом (13), (14) внимания не обращалось: при предсказываемых моделью энергиях электронных нейтрино они не давали в отклик никакого вклада.

Однако, результаты, полученные во время вспышки Сверхновой SN1987A на детекторе LSD, являющимся в известной степени предшественником LVD, указывают на необходимость учета влияния реакции (13) в ожидаемый отклик установки на гравитационный коллапс звезды. Более того, с развитием модели вращающегося коллапсара возникла необходимость дополнительного расчета вклада в отклик детектора реакций (4), (7), (8) от электронных нейтрино с энергиями порядка нескольких десятков МэВ. Именно такие энергии предсказываются в модели вращающегося коллапсара [6] (Рис. 14).

Расчеты эффективности регистрации взаимодействия нейтрино с веществом установки LVD интересны с точки зрения не только модели вращающегося коллапсара, но и любой другой потенциальной модели, предсказывающей какой-либо существенный поток нейтрино различных типов с подобными энергиями.

Отдельной задачей является рассмотрение возможности детектора LVD по идентификации канала нейтринного взаимодействия¹ и измерения энергии приходящих нейтрино. Важным является ответ на вопрос: способен ли существующий эксперимент дать достаточные аргументы в пользу той или иной модели гравитационного коллапса звезды?

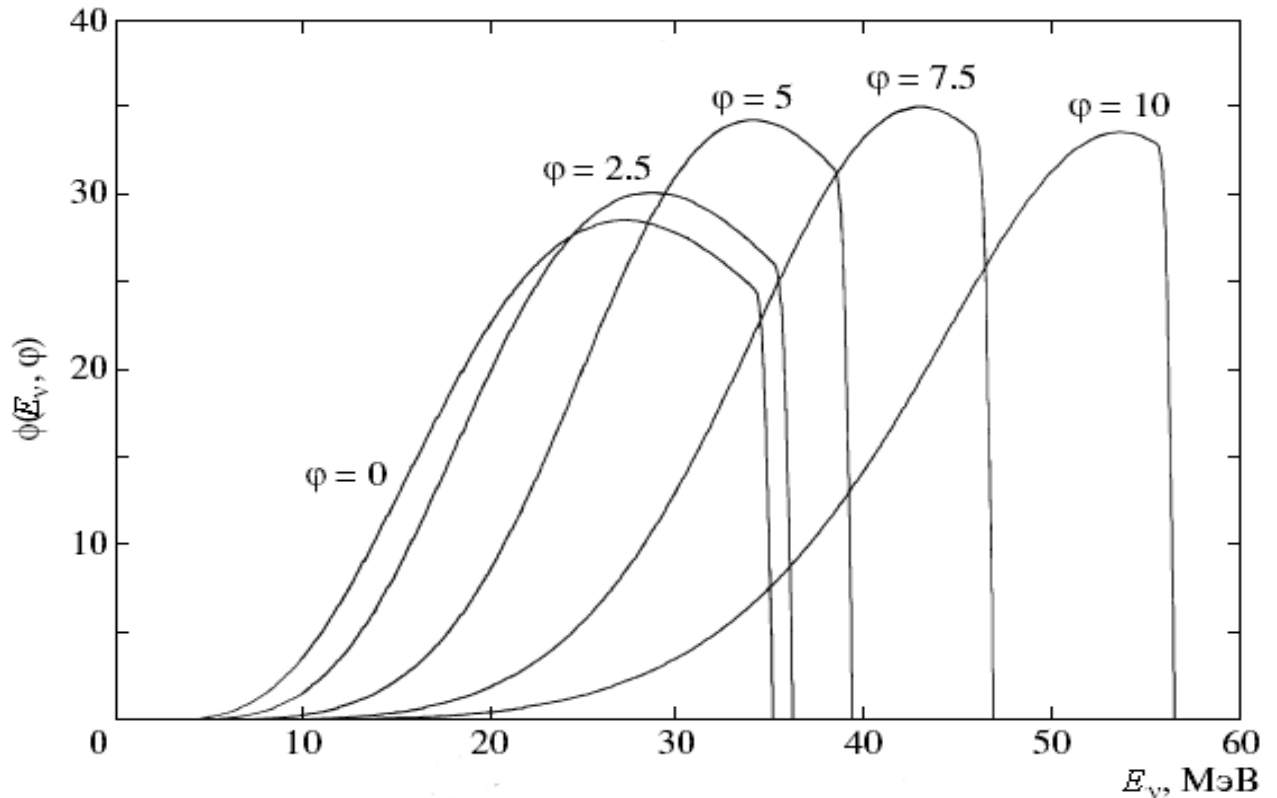


Рис. 14 Энергетический спектр нейтрино $\Phi(E_\nu, \varphi)$ (в относительных единицах) от энергии нейтрино E_ν (МэВ) для разных значений φ .

Расчет для $\rho_c = 2,6 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$, $T_c = 6,2 \times 10^{10} \text{ К}$, $kT_c = 5,34 \text{ МэВ}$.

$\varphi = \mu_e / kT_c$ - безразмерный химический потенциал электронного газа, ρ_c, T_c - плотность и температура в центре звезды [6]. См. формулу (10).

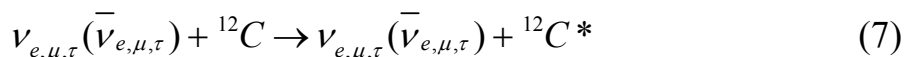
¹ Т.е., решение обратной задачи к нахождению эффективности регистрации взаимодействия по какой-либо реакции: определение характерных только для неё признаков в отклике детектора.

Рассмотрим реакции взаимодействия нейтрино с веществом установки LVD.

Реакция (2). Реакция обратного бета-распада (2) $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ с последующим захватом нейтрона (3) $n + p \rightarrow d^* \rightarrow d + \gamma$ обладает в детекторе LVD характерной росписью (сигнатурой). Гамма-кванты с энергией $E_\gamma = 2.2 \text{ МэВ}$, рождающиеся в реакции (3), регистрируются во временном окне (с энергетическим порогом $\sim 0,7 \text{ МэВ}$), которое открывается в течение 1000 мкс после каждого импульса, имеющего энергию более 5 МэВ. Эффективность регистрации нейтрона в том же счетчике, где измеряется позитрон, образующийся в реакции (2), составляет $\sim 70\%$.

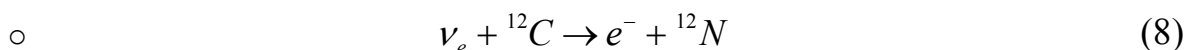
Взаимодействие нейтрино с углеродом. В рамках стандартной модели коллапса предполагалось, что другие типы нейтрино, кроме электронных антинейтрино, могут быть зарегистрированы в детекторе LVD по реакциям на углероде.

- Реакция по нейтральному току:



с последующим возвратом углерода в основное состояние с испусканием либо одного гамма-кванта с энергией 15,1 МэВ (96%) либо двух гамма-квантов с энергиями 4,4 и 10,7 МэВ (4%). В случае стандартной модели коллапса звезды среднее сечение взаимодействия нейтрино составляет $\bar{\sigma}_{\nu_e} = 0.066 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ для энергетического спектра нейтрино Ферми-Дирака со средней энергией $\bar{E}_\nu = 10 \text{ МэВ}$ (спектр электронных нейтрино в стандартной модели), $\bar{\sigma}_{\nu_\mu} = 1.23 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ для спектра нейтрино Ферми-Дирака со средней энергией $\bar{E}_\nu = 25 \text{ МэВ}$ (спектр мюонных и тау – нейтрино в стандартной модели) [85].

- Реакции по заряженным токам:



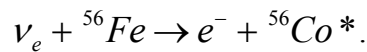
с последующим β^+ -распадом азота $^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ (время жизни ^{12}N $\tau=15,9$ мс). Порог этой реакции составляет 17,3 МэВ.



(9)

с последующим β^- -распадом азота $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ (время жизни ^{12}B $\tau=29,4$ мс). Порог этой реакции составляет 14,4 МэВ.

Реакция (13). В продолжение логики работ [4], [6], говорящих о важности вклада реакции (13) в сигнал, зарегистрированный детектором LSD от Сверхновой SN1987A, рассмотрим эту реакцию более подробно:



Её порог обусловлен разницей энергий связи соответствующих ядер, которая составляет $\Delta m_n = m_n^{Co} - m_n^{Fe} = 4,056$ МэВ, и равен 8.16 МэВ. Поскольку основное состояние ядра ^{56}Fe имеет спин-четность 0^+ , а спин-четность основного состояния ядра ^{56}Co - 4^+ , то ядро кобальта всегда рождается в возбужденном состоянии. Могут быть возбуждены либо аналоговый резонанс (АР) 0^+ , связанный с Ферми-переходом, либо гигантские резонансы Гамова-Теллера (РГТ) 1^+ . Упрощенная структура уровней ядра кобальта показана на Рис. 15, где первым разрешенным состоянием над основным является АР с энергией 3,59 МэВ, а РГТ расположены ещё выше. Для регистрации нейтринного излучения от Сверхновых важны следующие варианты:

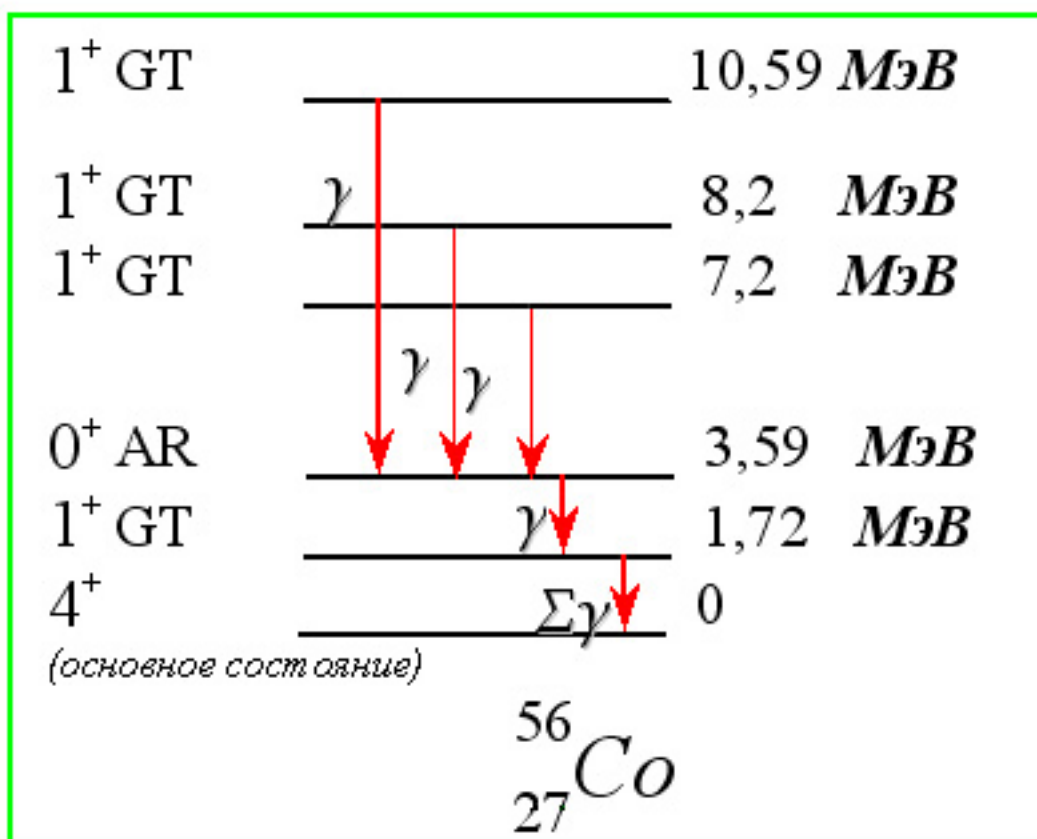


Рис. 15 Схема уровней ядра кобальта. AR – аналоговый резонанс, GT – резонанс Гамова-Теллера

- AP) Кобальт возбуждается до состояния 0^+ AP на уровне 3,59 МэВ. Продуктами взаимодействия являются:
 - Электрон с кинетической энергией

$$E_{e^-} = E_{\nu_e} - (\Delta m_n + E_{\gamma p} + m_e) = E_{\nu_e} - 8,157 \text{ МэВ}, \text{ где } E_{\gamma p} = 3,59 \text{ МэВ};$$
 - Один гамма-квант с энергией 1,87 МэВ;
 - Каскад из 3 или 4 гамма-квантов с общей энергией 1,72 МэВ.
- GT1) Кобальт возбужден до энергии 1,72 МэВ, соответствующей первому резонансу Гамова-Теллера. Продуктами взаимодействия являются:

- Электрон с кинетической энергией $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 6,286 \text{ МэВ}$;
- Каскад из 3 или 4 гамма-квантов с общей энергией 1,72 МэВ.
- ГТ2) Кобальт возбужден до энергии 7,2 МэВ, соответствующей второму резонансу Гамова-Теллера. Продуктами взаимодействия являются:
 - Электрон с кинетической энергией $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 11,766 \text{ МэВ}$;
 - Один гамма-квант с энергией 3,61 МэВ;
 - Один гамма-квант с энергией 1,87 МэВ;
 - Каскад из 3 или 4 гамма-квантов с общей энергией 1,72 МэВ.
- ГТ3) Кобальт возбужден до энергии 8,2 МэВ, соответствующей третьему резонансу Гамова-Теллера. Продуктами взаимодействия являются:
 - Электрон с кинетической энергией $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 12,766 \text{ МэВ}$;
 - Один гамма-квант с энергией 4,61 МэВ;
 - Один гамма-квант с энергией 1,87 МэВ;
 - Каскад из 3 или 4 гамма-квантов с общей энергией 1,72 МэВ.
- ГТ4) Кобальт возбужден до энергии 10,59 МэВ, соответствующей четвертому резонансу Гамова-Теллера. Продуктами взаимодействия являются:
 - Электрон с кинетической энергией $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 15,157 \text{ МэВ}$;
 - Один гамма-квант с энергией 7 МэВ;
 - Один гамма-квант с энергией 1,87 МэВ;
 - Каскад из 3 или 4 гамма-квантов с общей энергией 1,72 МэВ.

Парциальные сечения реакции взаимодействия нейтрино с железом для каждого канала возбуждения приведены в Табл. 3, общий ход сечения – на Рис. 16 [48].

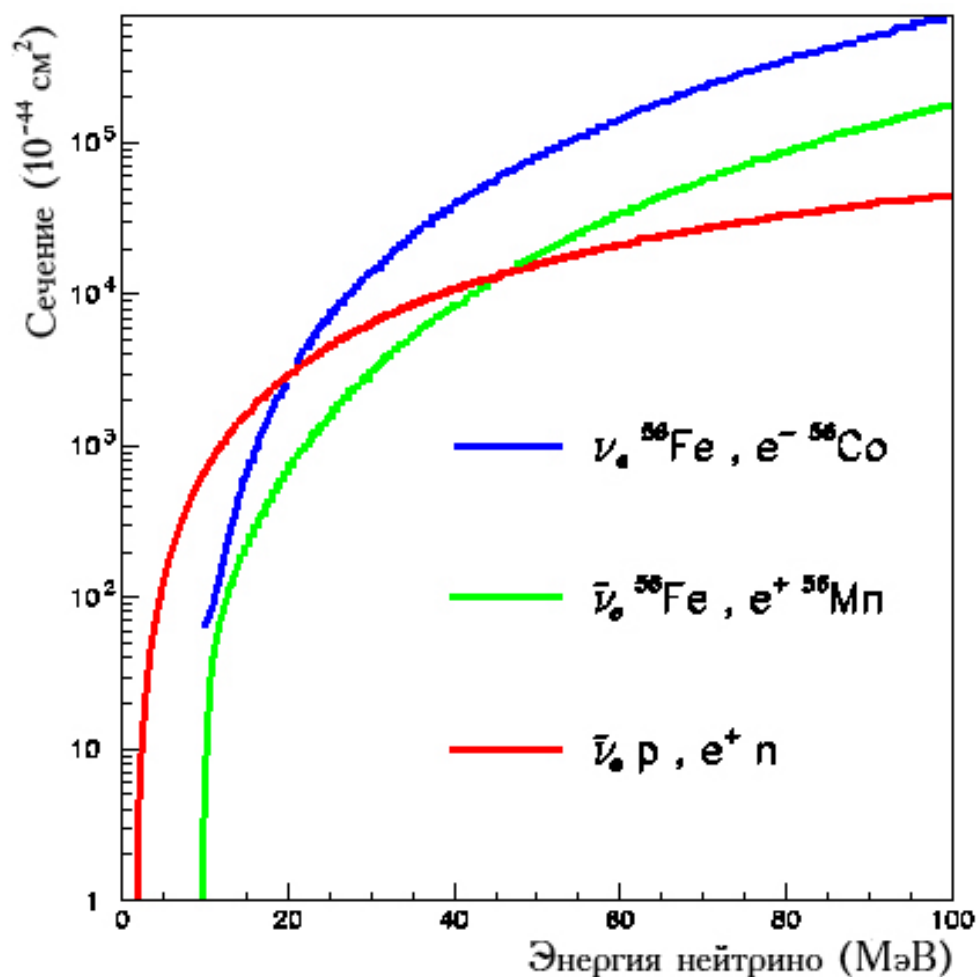


Рис. 16 Сечение взаимодействия нейтрино с железом [48].

Парциальные сечения реакции (13) [48].

Энергия нейтрино, МэВ	Сечение взаимодействия, см ²				
	ГТ1	АР	ГТ2	ГТ3	ГТ4
10	8.83×10^{-43}	7.29×10^{-43}	—	—	—
20	9.58×10^{-42}	1.96×10^{-41}	1.23×10^{-42}	5.81×10^{-43}	6.76×10^{-42}
30	2.72×10^{-41}	6.26×10^{-41}	5.49×10^{-42}	2.96×10^{-41}	5.49×10^{-41}
40	5.36×10^{-41}	1.29×10^{-40}	1.27×10^{-41}	7.10×10^{-41}	1.48×10^{-40}
50	8.86×10^{-41}	2.19×10^{-40}	2.28×10^{-41}	1.30×10^{-40}	2.84×10^{-40}
60	1.32×10^{-40}	3.32×10^{-40}	3.57×10^{-41}	2.06×10^{-40}	4.63×10^{-40}
70	1.84×10^{-40}	4.68×10^{-40}	5.15×10^{-41}	2.99×10^{-40}	6.85×10^{-40}
80	2.45×10^{-40}	6.26×10^{-40}	7.01×10^{-41}	4.09×10^{-40}	9.50×10^{-40}
90	3.14×10^{-40}	8.07×10^{-40}	9.15×10^{-41}	5.36×10^{-40}	1.26×10^{-39}
100	3.90×10^{-40}	1.01×10^{-39}	1.16×10^{-40}	6.79×10^{-40}	1.60×10^{-39}

3.2 Моделирование счетчика LVD

Моделирование изолированного счетчика LVD проводилось с использованием GEANT4 – программного пакета, разработанного в CERN’е для моделирования прохождения различных частиц через вещество. Он состоит из специальных библиотек, предоставляющих физикам полный набор инструментов для всех областей моделирования детектора: геометрии, слежения за частицей, функции отклика, циклов измерений, контроля событий и отдельных траекторий (за каждым событием в детекторе можно следить и в графическом режиме). Для моделирования физических процессов в веществе в широком энергетическом диапазоне могут быть использованы несколько различных физических моделей, в зависимости от вкуса и требований конкретного пользователя. Вдобавок к этому, в GEANT4 включены несколько генераторов случайных чисел

(включая Ranlux и Ranecu), физические константы и единицы измерения, данные по характеристикам элементарных частиц, предоставляемые Particle Data Group. Объектно-ориентированный дизайн пакета программ GEANT4 (четкая иерархическая структура отдельных частей, связанных односторонними зависимостями «от простого к сложному») позволяет пользователю понимать, подгонять под свои требования и дополнять стандартные функции во всех областях. В то же время, модульная структура пакета позволяет загружать и использовать только необходимые компоненты [73].

Моделирование включало в себя три этапа:

- Первый этап состоит из стандартных процедур пакета GEANT4 с добавлением, при необходимости, физики нейтронов и электромагнитных каскадов низких энергий. Входными данными являются геометрия и тип вещества детектора вкупе с начальными характеристиками разыгрываемых частиц (тип, энергия, направление скорости). Счетчик моделируется как прямоугольный параллелепипед размерами $0,992 \times 1,492 \times 0,992 \text{ м}^3$ (напомним, что внешние размеры счетчика установки LVD – $1 \times 1,5 \times 1 \text{ м}^3$, что с учетом толщины железных стенок, равной 4 мм, как раз дает указанные выше размеры области, занимаемой сцинтиллятором), заполненным условным "сцинтиллятором" с химической формулой C_nH_{2n} и плотностью $0,78 \text{ г/см}^3$. Из этого объема вырезаны три цилиндрические отверстия радиусом 9,8 см и высотой 8 см, соответствующие иллюминаторам, над которыми находятся ФЭУ¹.

¹ В дальнейшем этот объем (заполненный условным сцинтиллятором с химической формулой C_nH_{2n} и плотностью $0,78 \text{ г/см}^3$ параллелепипед с тремя вырезанными из него цилиндрическими иллюминаторами) будем называть «сцинтиляционным объемом счетчика».

Эти отверстия заполнены «пластиком» с химической формулой $C_5H_8O_2$ и плотностью 1 г/см^3 . Счетчик окружен "железными" пластинами толщиной 25 мм, так что средняя масса железа, приходящаяся на счетчик, примерно соответствует реальному значению для установки. В зависимости от поставленной задачи, розыгрыш первоначальных положений частиц проводился равномерно либо по объему счетчика, либо по железу, окружающему счетчик. Моделируя прохождение частиц, эта часть даёт на выходе энерговыделение внутри счетчика, его точное положение и тип прореагировавшей частицы.

- Второй этап представляет собой численный расчет (не Монте-Карло моделирование!) процесса светосбора внутри счетчика¹. Коэффициент светосбора k для одного ФЭУ (отношение числа фотонов, собирающихся на фотокатод, к количеству фотонов, излученных сцинтиллятором) можно выразить суммой двух компонент: прямого света и отраженного от стенок счетчика. Прямой, т.е., приходящий на ФЭУ без отражений свет пропорциональна телесному углу $\omega(r)$, под которым виден фотокатод из места вспышки: $k^{dir} = \frac{\omega}{4\pi} \cdot \exp(-\frac{r}{\lambda})$, λ – длина пропускания ЖС. Величину отраженного света также можно определить геометрическим расчетом в предположении идеально плоских зеркально отражающих поверхностей. В реальном счетчике майларовая пленка прикреплена к стенкам механически и без натяжения, поэтому он имеет волнообразные морщины и пузыри с

¹ Несмотря на то, что GEANT4 формально позволяет моделировать и эти процессы, от этого было решено отказаться по двум причинам: 1) данная методика представляется более надежной, нежели метод Монте-Карло и 2) она требует значительно меньшего компьютерного времени.

размерами, сравнимыми с диаметром ФЭУ. За счет этого первые отражения света от быстрой вспышки приобретают квазизеркальный характер – на поверхности майлара возникают блики, сходные с "лунной дорожкой" на водной поверхности. Затем свет становится квазидиффузным, а его величина – не зависящей от координат вспышки. В квазидиффузной фазе светосбора каждый элемент поверхности ds зеркально отражает свет, одновременно падающий на него со всех направлений [74]. Энерговыделение (в МэВ) преобразуется в число фотонов сцинтиллятора, рождающихся в заданной точке. Используемый в моделировании алгоритм расчета светосбора базируется на расчете телесных углов, под которыми фотокатоды видны из точки вспышки как по прямому свету, так и посредством зеркальных отражений. Предполагается, что после второго отражения свет становится квазидиффузным, поэтому рассчитывается геометрическая компонента, содержащая прямой, одно- и двукратно отраженный свет. После этого к полученной величине добавляется константа, соответствующая светосбору квазидиффузного света. Эта методика даёт распределение коэффициента светосбора по счетчику, хорошо согласующееся с измерениями [75]. В результате мы можем сравнить спектр энерговыделений в сцинтиляторе и спектр числа фотонов, приходящих на фотокатоды ФЭУ, считая, что в среднем на 1 МэВ энерговыделения в сцинтиляторе мы имеем 200 фотонов на фотокатодах всех 3 ФЭУ [76].

- Для низкоэнергичных процессов можно учесть также флуктуации выхода фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ. Число фотоэлектронов, приходящееся на заданное число фотонов, попавших на фотокатод, считается случайной величиной, подчиняющейся распределению Пуассона со средним значением, равным 6 фотоэлектронов на 1 МэВ

энерговыведения в счетчике. В реальном эксперименте характеристики отдельных счетчиков несколько отличаются друг от друга и среднее эффективное число фотоэлектронов в расчете на 1 ФЭУ на 1 МэВ равно 5-7 в зависимости от счетчика [67].

Если определить эффективность как отношение числа событий, в которых энерговыведение внутри счетчика (либо количество фотонов, приходящих на фотокатоды ФЭУ) превышает определенный порог, к общему числу розыгрышей, то эти расчеты показывают, что при условии розыгрыша взаимодействий в железных стенках (энергия порога $E=5$ МэВ) при переходе от спектра энерговыведений в сцинтилляторе к спектру фотонов, попадающих на фотокатоды ФЭУ, эффективность снижается незначительно.

Эта методика расчета была протестирована на нескольких задачах:

1. расчет отклика изолированного счетчика на рождение в нем гамма-кванта с энергией 2,2 МэВ, характерной при захвате нейтрона ядром водорода (3) (Рис. 17);
2. расчет отклика изолированного счетчика на появление двух гамма-квантов с энергиями 1,33 и 1,17 МэВ от ^{60}Co , применяемого для калибровки;
3. расчет отклика изолированного счетчика на появление электрона (позитрона) от распада мюона [77].

Во всех случаях наблюдалось согласие с экспериментом, что даёт основания считать методику Монте-Карло моделирования электромагнитных процессов с помощью программного пакета GEANT4 надежной.

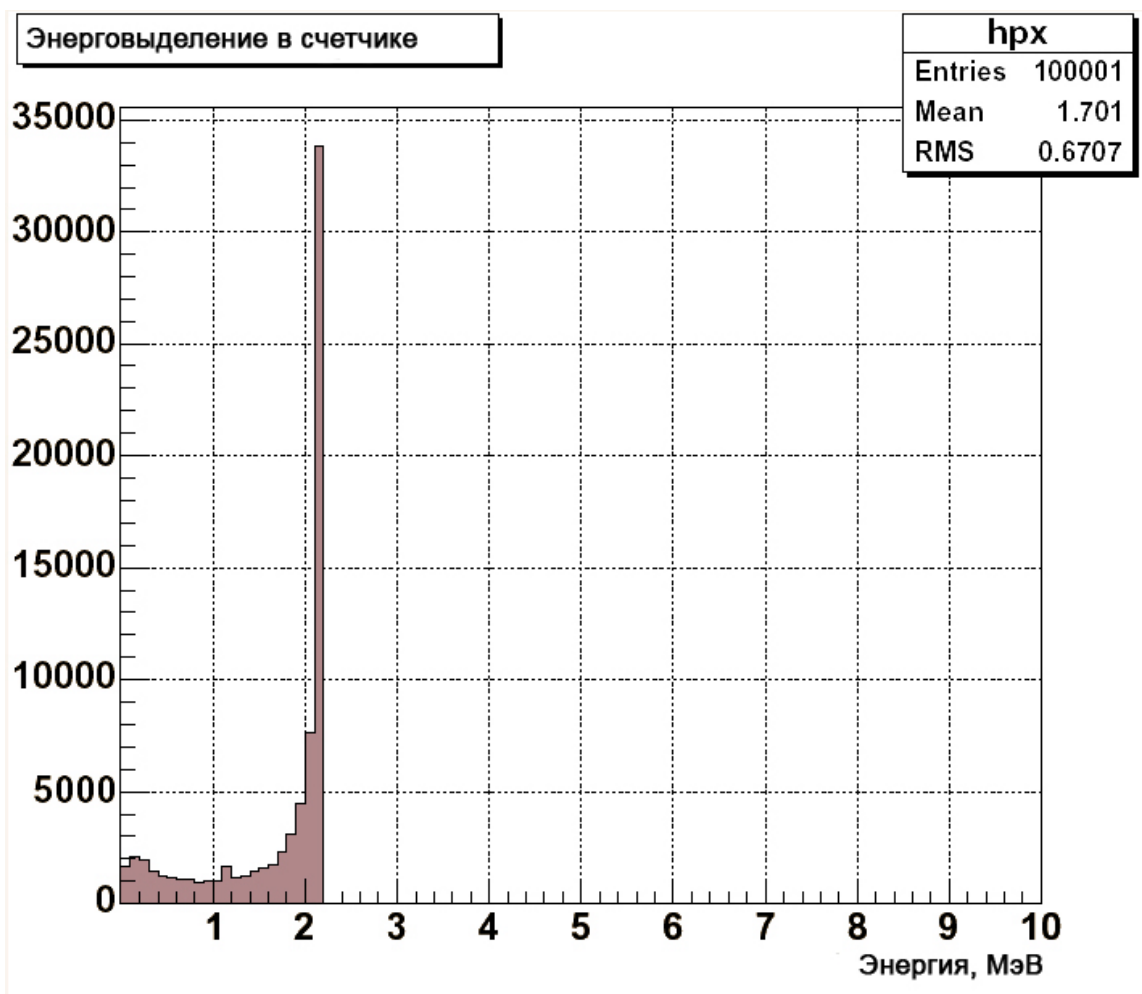


Рис. 17 Рассчитанный с помощью GEANT4 спектр энерговыведений в изолированном счетчике установки LVD от гамма-кванта с энергией 2,2 МэВ, рождающегося в сцинтилляционном объеме счетчика. Доля событий с энерговыведением выше 0,7 МэВ (НЭП) составляет 64,5%. Неоднородность светосбора и флуктуации числа фотоэлектронов, выходящих с фотокатода, в данном расчете не учитывались.

3.3 Отклик детектора LVD на нейтринный всплеск от гравитационного коллапса звезды в модели вращающегося коллапсара

Моделирование реакции (13). Рассмотрим более подробно, как (ν_e, Fe) взаимодействия могут быть зарегистрированы детектором LVD. Табл. 3 представляет парциальные сечения реакции



при различных энергиях нейтрино [48].

Основной уровень железа ${}^{56}_{26}\text{Fe} - 0^+$, основной уровень ${}^{56}_{27}\text{Co} - 4^+$. Разница в энергиях связи между этими ядрами $E[{}^{56}_{27}\text{Co}] - E[{}^{56}_{26}\text{Fe}] = 4,056 \text{ МэВ}$.

Энергетический порог для реакции (13) равен 8,16 МэВ. В случае энергии нейтрино $E_{\nu_e} = 40 \text{ МэВ}$ электрон рождается с энергией от 33,7 МэВ до 24,7 МэВ, и его появление всегда сопровождается каскадными γ -квантами с полной энергией от 1,72 до 10,7 МэВ [48] (более полное обсуждение энергии электрона и гамма-квантов содержится в § 3.1). Напомним, что критическая энергия (ε) в железе (энергия, при которой потери на ионизацию равны потерям на радиационное излучение) равна 21 МэВ. Таким образом, электрон с энергией $E \geq \varepsilon$ в железе толщиной $d > 1 \text{ t}$ -единицы (t – радиационная единица длины, 1 t-единица = $13,9 \text{ г/см}^2$ или 1,78 см для железа) производит небольшой электромагнитный каскад [6]. Вычисления показывают, что при взаимодействии нейтрино с энергией $E_{\nu_e} = 40 \text{ МэВ}$ с ядрами железа в слое железа толщиной 2 - 3 см, расположенного между двумя слоями сцинтиллятора, в последний попадает больше γ -квантов, чем электронов [6], [78]. Средняя энергия этих частиц – 7-9 МэВ. Энергетический спектр частиц, выходящих из железной пластины, показан на Рис. 18, взятом из [78]. Четко виден пик от гамма-линии кобальта 7,2 МэВ. Эффективность регистрации ν_e, Fe взаимодействий (η_{ν_e}) зависит от конструкции детектора и от энергетического порога.

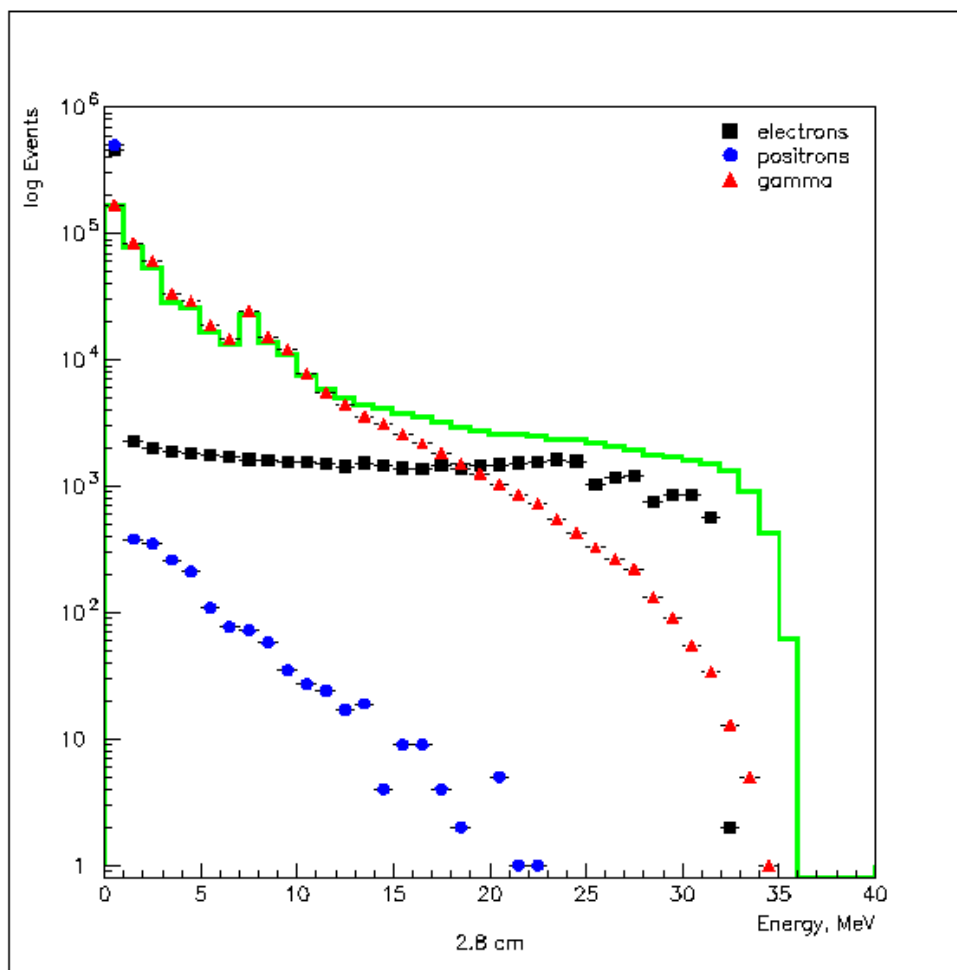


Рис. 18 Энергетический спектр продуктов реакции (13) при энергии нейтрино $E_{\nu_e} = 40 \text{ МэВ}$, выходящих из железной пластины толщиной 2,8 см [78]. Квадраты – электроны, кружки – позитроны, треугольники – гамма-кванты. Гистограммой показана общая энергия.

В программу моделирования, использующую пакет GEANT4, было заложено полное описание реальной геометрии установки LVD (см. Приложение). Для этого был создан сцинтилляционный объем счетчика, как показано выше (§§2.3, 3.2), задана толщина прилегающих к нему стенок равной 4 мм, описана железная несущая конструкция – портатанк, затем 840 таких счетчиков и 105 портатанков были помещены на местах,

соответствующих их положениям в структуре установки LVD. Общая масса железа, заложенного в моделирование, в установке LVD составляет ~ 1 кт.

Для равномерного розыгрыша событий в железной структуре детектора, имеющей, как можно увидеть, сложную форму (§2.2), применялась следующая процедура. Вначале разыгрывался номер счетчика, в окрестности которого произошло взаимодействие, затем разыгрывался условный номер «сработавшей» стороны счетчика в соответствии с относительным весом её железосодержащего объема в структуре. Далее в этой «стенке» (представляющей собой собственно стенку счетчика и отстоящую от неё на известное расстояние перегородку портатанка) разыгрывается точка взаимодействия равномерно по объему. Электрон и гамма-кванты, возникающие в реакции (13), рождаются в одной и той же точке для каждого акта взаимодействия, а их скорости распределены изотропно (для электрона это отражает неизвестное направление прихода нейтрино, гамма-квант рождается ядром и поэтому может иметь любое направление вылета) по углам и никак не коррелируют друг с другом.

Для каждой энергии нейтрино разыгрывается канал возбуждения ядра кобальта в соответствии с его относительным весом в полном сечении взаимодействия (см. Табл. 3).

Частицы электромагнитных ливней прослеживаются до энергий вплоть до 100 кэВ, минимального возможного значения, позволяемого программным пакетом GEANT4. В каждом событии записывается энерговыделение в каждом из счетчиков детектора.

Определим эффективность как отношение числа событий, в которых существует счетчик с энерговыделением выше некоторого порога (в наших расчетах это 5 МэВ), к общему числу разыгрываемых событий. Флуктуации выхода фотоэлектронов с фотокатодов ФЭУ и неоднородность светосбора в счетчике при этом во внимание принимать не будем: они существенно не повлияют на результат.

В общем случае число событий, зарегистрированных во время вспышки Сверхновой, дается следующей формулой:

$$N_{ev} = M \times N_t \times \int_0^\infty \Phi(E_\nu) \times \sigma(E_\nu) \times \eta(E_\nu) dE_\nu,$$

где M – масса детектора в тоннах, N_t – число атомов мишени в 1 тонне, Φ – нейтринный поток как функция энергии нейтрино E_ν , σ – сечение взаимодействия и η – эффективность регистрации. Если предположить, что спектр нейтрино от вращающегося коллапсара состоит из моноэнергетических нейтрино с энергиями от 20 до 60 МэВ, мы получим следующий результат: число событий от реакции (13), регистрируемых детектором LVD, составляет

$$N = \eta \times nV\sigma\Phi = \eta \times \frac{M[g] \times N_A}{\mu[g/моль]} \times \sigma[см^2] \times \frac{\varepsilon_\nu^*[эВ]}{\bar{E}[эВ]} \times \frac{1}{4\pi(R[см])^2}, \quad (18)$$

где $M = 994,3 \times 10^6 g$ – полная масса железа в структуре LVD (n – концентрация атомов железа в одном $см^3$, V – полный объем железа), $\mu = 56$ г/моль – молярная масса железа, $N_A = 6 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро, σ – сечение взаимодействия реакции (Табл. 3), R – расстояние до Сверхновой, ε_ν^* – полная энергия электронных нейтрино, испущенных во время коллапса, \bar{E} – энергия одного нейтрино¹. Если взять $R \sim 10 \text{ кпс} = 3,125 \times 10^{22} \text{ см}$, что

¹ Можно подумать, что в формуле (18) должен появиться аксептанс детектора. Приведем вывод этой формулы. Число частиц в сферической волне, приходящей от источника на расстоянии R до детектора с проинтегрированным по телесному углу (?) аксептансом S

есть $N = N_0 \frac{S}{4\pi R^2}$, где N_0 – число частиц, идущих от источника. После прохождения

длины L в детекторе только $N \times \exp(-L/\lambda)$ частиц останется в пучке, где λ – средняя длина свободного пробега в веществе детектора (для нейтрино $\lambda \gg L$). Таким образом, получаем, что число взаимодействий в детекторе равно $N \times (1 - \exp(-L/\lambda)) \approx N \times L/\lambda$. Если

соответствует расстоянию от Солнечной системы до центра Галактики, и $\varepsilon_{\nu}^* \sim 8.9 \times 10^{52} \text{ эрг} = 5.56 \times 10^{64} \text{ эВ}$, что кажется вполне разумным ([5], [6]), мы получим значения, приведенные в последнем столбце Табл. 4. В этой таблице не учтены нейтринные осцилляции (влияние осцилляций на регистрируемый поток нейтрино, испущенных вследствие стандартного коллапса, рассмотрено в работе [79]).

Расчеты [80] показывают, что эффективность регистрации акта взаимодействия нейтрино (отношение числа событий, в которых энерговыделение в каком-либо из счетчиков превышает порог 5 МэВ, к полному числу разыгранных событий) в сильной степени зависит от энергии нейтрино и превышает 50% для нейтрино с энергиями выше 40 МэВ (Подобный расчет проводился и с использованием предыдущей версии программного пакета GEANT3 и дал похожие результаты [79]). Спектры энерговыделений в одном счетчике (суммирование по всем счетчикам установки) для различных энергий нейтрино приведены на Рис. 19, Рис. 20. Обратим внимание на характерный пик при 7 МэВ, соответствующий линии возбуждения кобальта (несмотря на то, что при учете неоднородности светосбора в счетчике, он несколько размоется, он может служить признаком регистрации именно реакции (ν_e, Fe) взаимодействия при любых энергиях ν_e , превышающих ~ 10 МэВ), а также на то, что по обрезанию и форме спектра можно судить об энергии (и типе!) исходного нейтрино.

вспомнить, что, по определению сечения взаимодействия, $\lambda \sigma n \sim 1$, где n - концентрация атомов, и для всего детектора $L = V/S$ (V - объем детектора), мы получим (18).

Табл. 4

Ожидаемое число событий в установке LVD от реакции (13).

Энергия нейтрино, МэВ	Сечение реакции (13), см ²	Результаты для реакции нейтрино с железом		
		Число взаимодействий	Эффективность регистрации η , %	Число событий, согласно (18).
10	$1,61 \times 10^{-42}$	8	0	0
20	$3,75 \times 10^{-41}$	90	15	14
30	$1,80 \times 10^{-40}$	290	32	93
40	$4,14 \times 10^{-40}$	500	46	230
50	$7,43 \times 10^{-40}$	720	58	416
60	$1,17 \times 10^{-39}$	940	67	630

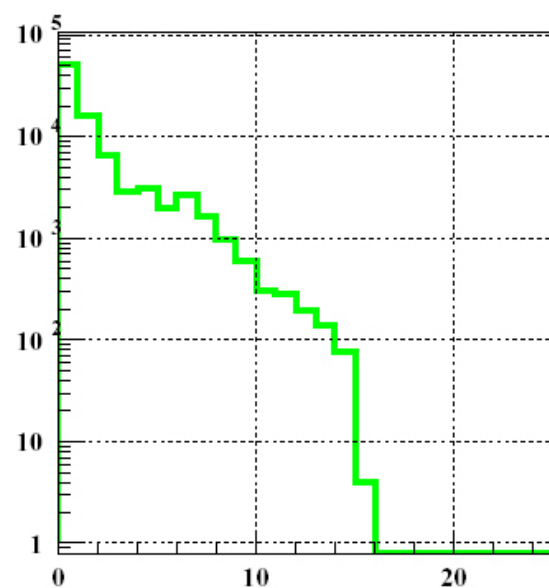
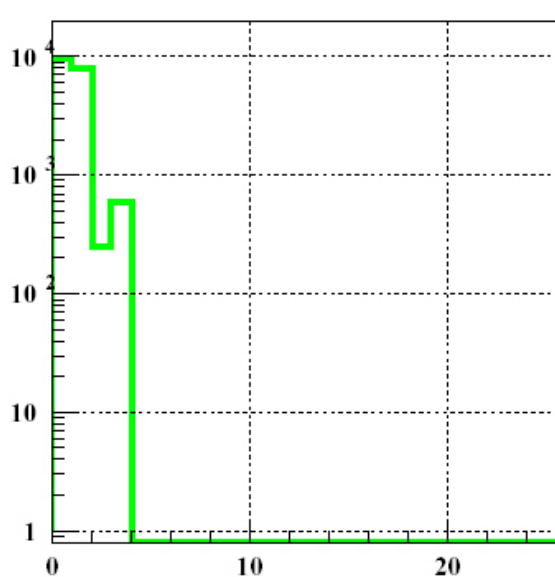


Рис. 19 Расчетный спектр энерговыведений, регистрируемых одним счетчиком LVD от реакции (13). Энергия нейтрино а) 10 МэВ, б) 20 МэВ. Ось X – энергия, регистрируемая счетчиком (МэВ), ось Y – число событий.

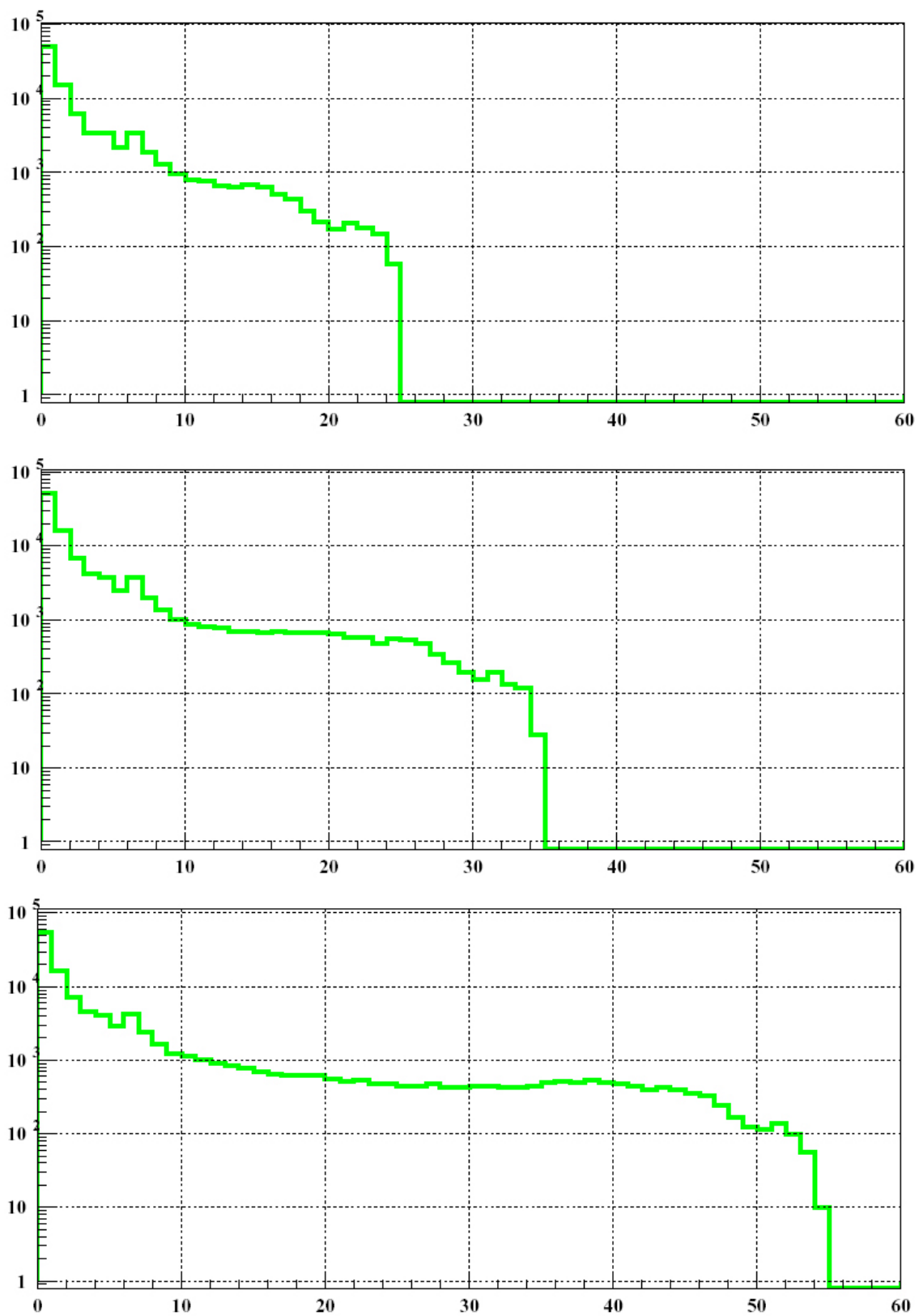


Рис. 20 То же, что на Рис. 19, но для энергии нейтрино а) 30 МэВ, б) 40 МэВ, в) 60 МэВ.

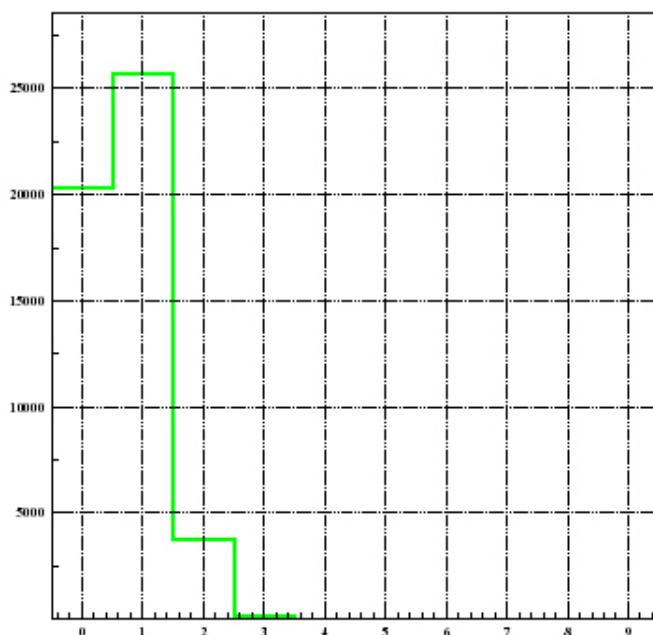


Рис. 21 Спектр числа сработавших (с энерговыделением больше нуля) счетчиков от продуктов реакции (13) при энергии нейтрино 60 МэВ. Ось X – число счетчиков, ось Y – число событий.

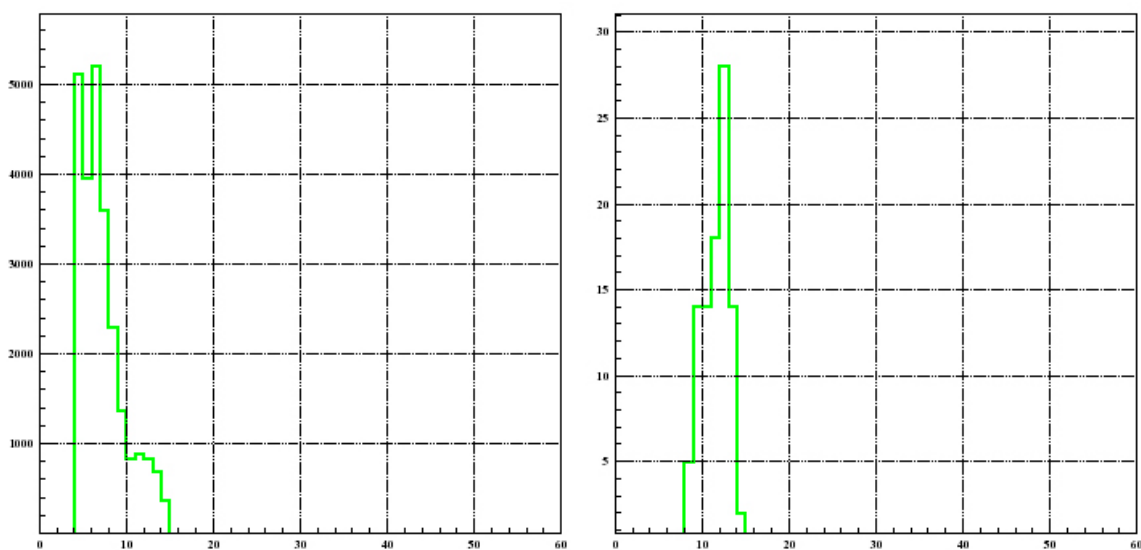


Рис. 22 Энергетический спектр событий от реакции (13) в случае срабатывания двух счетчиков: а) в одном счетчике есть порог 4 МэВ, во втором – нет порога; б) порог 4 МэВ есть в обоих счетчиках. Расчет выполнен для энергии нейтрино 20 МэВ. Ось X – энергия (МэВ), ось Y – число событий.

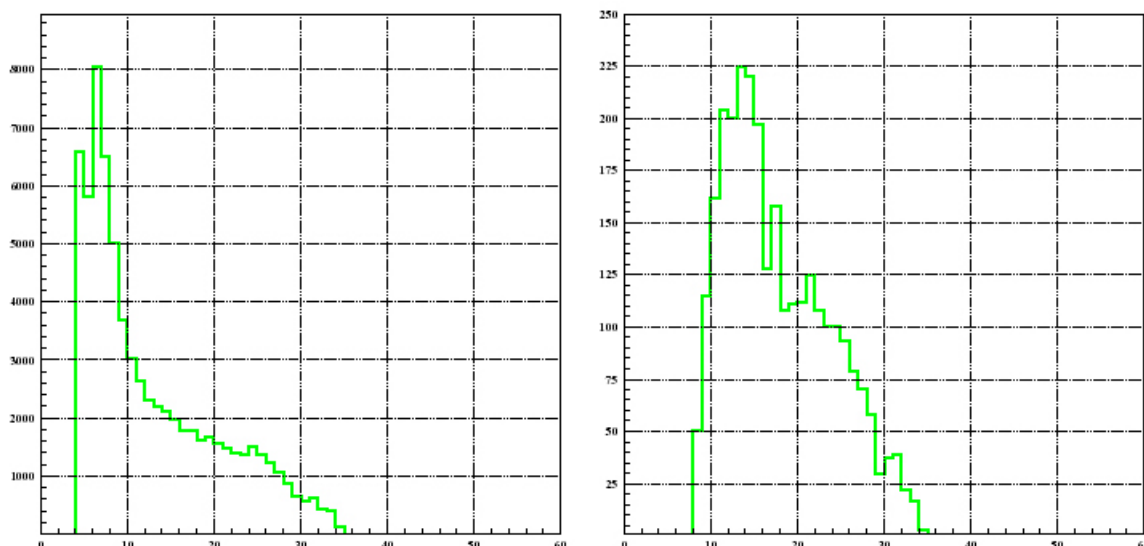


Рис. 23 То же, что на Рис. 22, но для энергии нейтрино 40 МэВ.

При рассмотрении данной реакции следует отметить, что в некотором числе событий (несколько процентов) возможно одновременное срабатывание двух и более счетчиков. Спектр количества счетчиков, энерговыделение в которых превышало 0 (т.е. гамма-квант либо электрон попали в счетчик и оставили в нём некоторую энергию), представлен на Рис. 21 для энергии нейтрино 60 МэВ. Спектры суммарного энерговыделения в двух счетчиках с максимальным энерговыделением для двух случаев (когда только в одном счетчике есть порог 4 МэВ и когда этот порог есть в обоих счетчиках) приведены на Рис. 22 – Рис. 24 для энергий нейтрино 20, 40 и 60 МэВ, соответственно. Отметим, что в этом случае значительно сдвигается пик энерговыделений в сторону бóльших значений энергии, нежели в случае одного счетчика. Характерный пик гамма-линии кобальта ~ 7 МэВ становится четче.

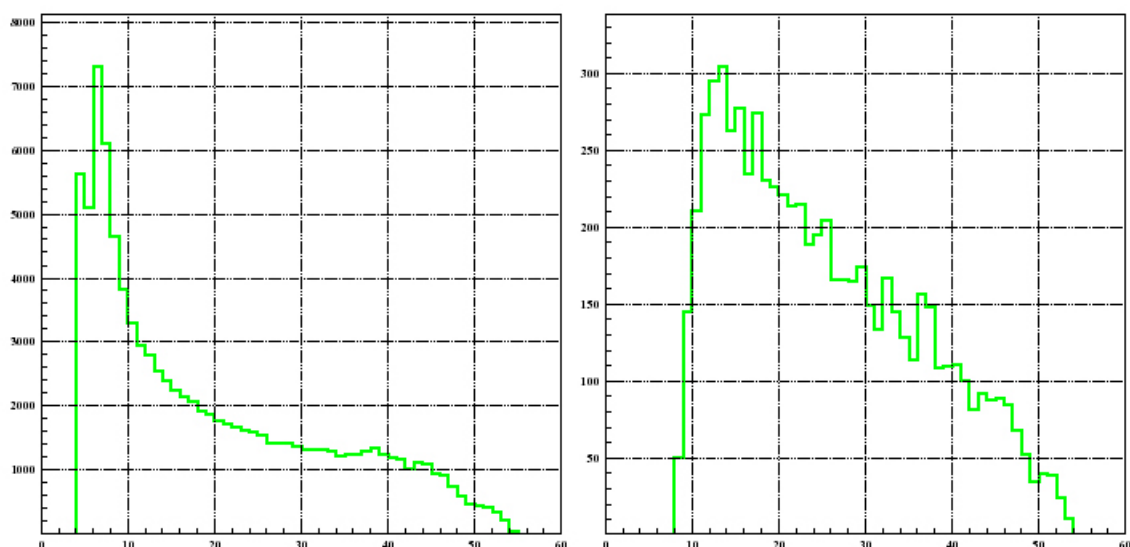


Рис. 24 То же, что на Рис. 22, но для энергии нейтрино 60 МэВ.

Поскольку LVD имеет модульную структуру, совпадающую со структурой детектора LSD, с одинаковыми сцинтилляционными счетчиками и портатанками, значения эффективности регистрации акта взаимодействия нейтрино по реакции (13), приведенные в Табл. 4 для детектора LVD, являются в первом приближении, обусловленном влиянием краевых эффектов, справедливыми и для LSD, что даёт основания сделать вывод, сформулированный в § 1.7.

Реакция (14). Моделирование реакции (14) $\nu_e + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow \nu_e' + {}^{56}\text{Fe}^*$ происходило аналогичным образом. В железе, окружающем счетчик, разыгрывалась точка рождения гамма-кванта с энергией 7,6 МэВ, распределение его скорости было изотропным. Эффективность регистрации этого гамма-кванта составляет 30%. Энергетический спектр событий представлен на Рис. 25.

Согласно сечениям взаимодействия, приведенным в [49], при указанных выше параметрах вспышки Сверхновой LVD сможет дополнительно зарегистрировать от 15 (при энергии нейтрино около 30 МэВ) до 60 ($E_{\nu_e} \geq 60$ МэВ) событий от этой реакции.

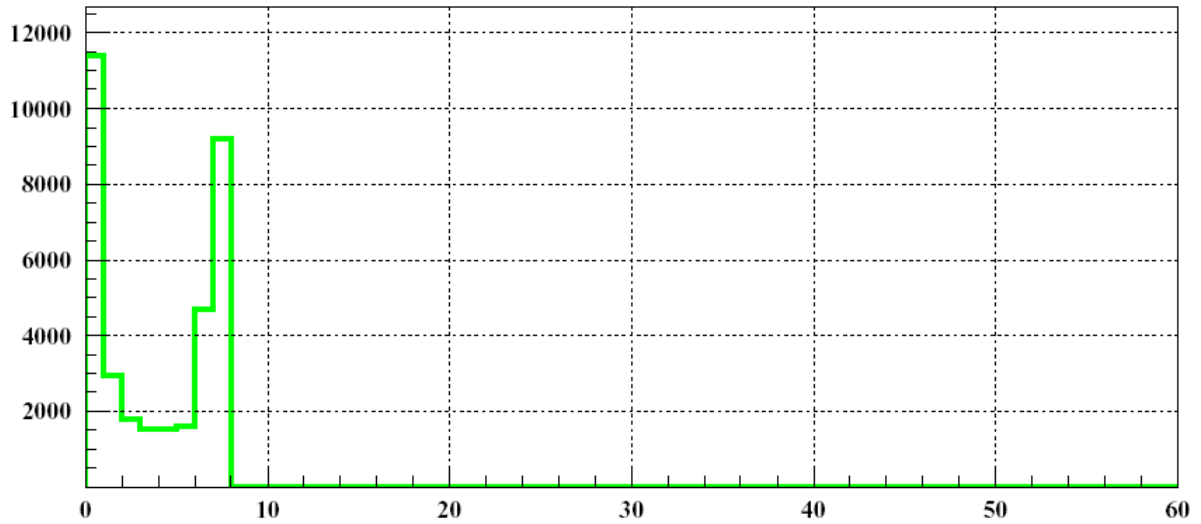


Рис. 25 Энергетический спектр событий от реакции (14). Ось X – энергия, регистрируемая счетчиком (МэВ), ось Y – число событий.

Реакция на углероде. Другой способ регистрации электронных нейтрино и антинейтрино от коллапсов в LVD – это реакции взаимодействия с ядрами углерода (7) – (9):

$$\nu_i + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu_i, \quad (E_{thr} = 15,1 \text{ МэВ}), \quad i = e, \mu, \tau, \quad {}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma, \quad (E_\gamma = 15,1 \text{ МэВ}),$$

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^-, \quad (E_{thr} = 17,34 \text{ МэВ}), \quad {}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e, \quad (\tau = 15,9 \text{ мс}),$$

$$\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + e^+, \quad (E_{thr} = 14,4 \text{ МэВ}), \quad {}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (\tau = 29,3 \text{ мс}),$$

где E_{thr} - пороговая энергия реакции, τ - среднее время жизни изотопов ${}^{12}\text{N}$, ${}^{12}\text{B}$. Сечения реакций (7) – (9) были рассчитаны в работах [44], [57] (см. Табл. 5).

Реакция (7) позволяет измерить полный нейтринный поток с энергией выше 15,1 МэВ в любой модели коллапса [45]. Эффективность регистрации гамма-кванта, согласно расчетам с использованием программного пакета GEANT4 (процедура моделирования была аналогична той, что использовалась при моделировании продуктов реакции (13), но точки рождения выбирались равномерно по сцинтилляционному объему счетчика) составляет $\approx 60\%$. Реакции (8) и (9) в стандартной модели коллапса дают

существенно меньший вклад в отклик детектора, если не учитывать нейтринные осцилляции. Но если рассмотреть модель вращающегося коллапсара, в которой могут появиться электронные нейтрино с энергиями порядка нескольких десятков МэВ (см. Рис. 14), значения, приведенные в Табл. 5, будут представлять интерес. Спектр энергосвыделений в одном счетчике показан на Рис. 26.

Табл. 5

Ожидаемое число событий в установке LVD от реакций (7), (8)

E_ν , МэВ	Реакция (7)				Реакция (8)			
	Сечение, 10^{-42} см^2	Число взаимо- действий	Эффектив- ность регистра- ции η , %	Число событий	Сечение, 10^{-42} см^2	Число взаимо- действий	Эффектив- ность регистра- ции η , %	Число событий
20	0,302	3	60	2	0,287	3	0	0
30	2,74	20		11	5,03	38	95	36
40	7,26	41		22	15,1	85	95	81
50	13,1	68		40	29,2	132	96	127
60	19,5	74		43	45,2	171	97	166

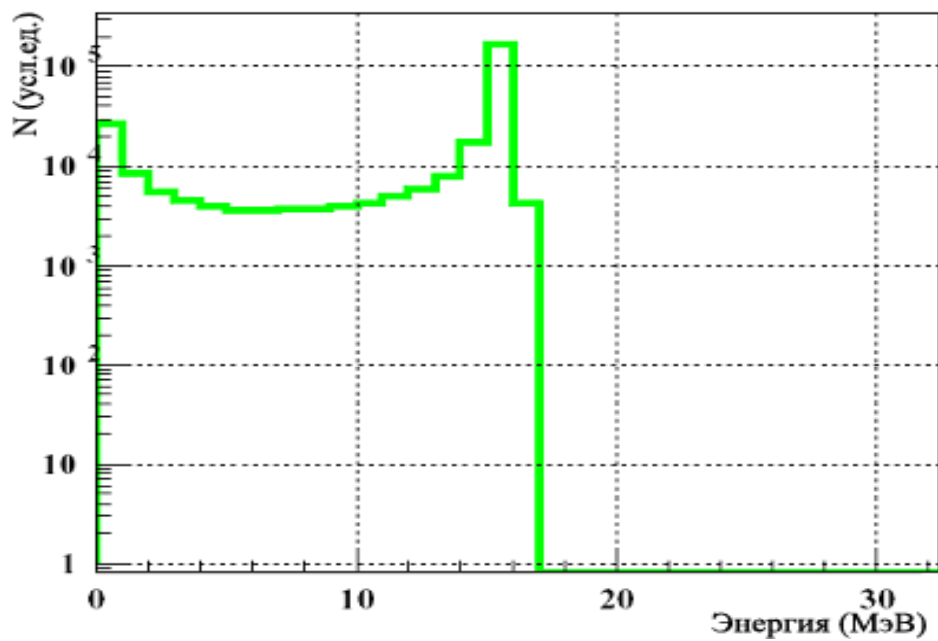
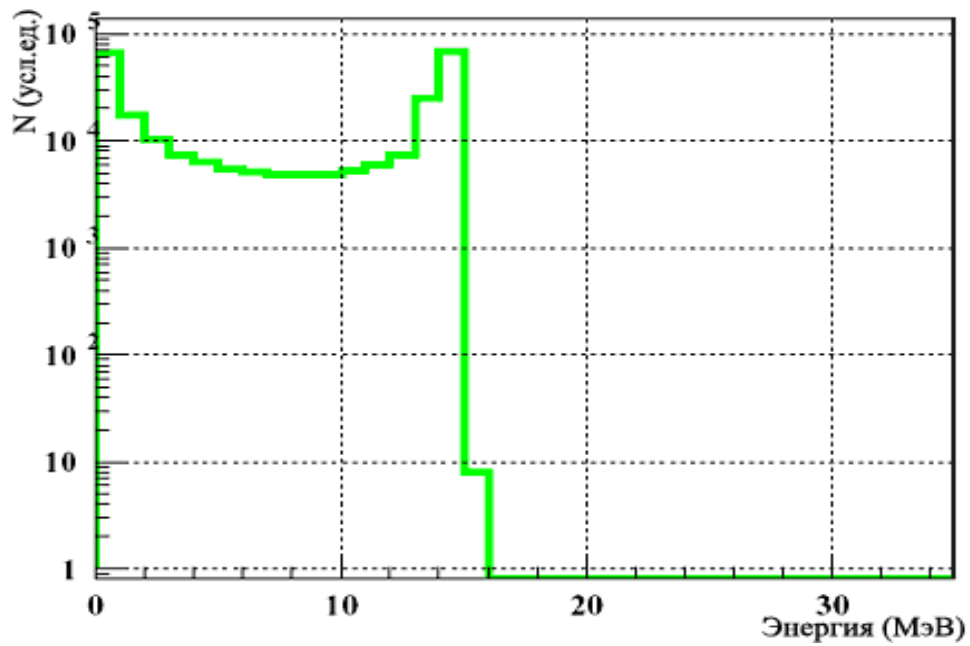


Рис. 26 Расчетный спектр энерговывделений, регистрируемых одним счетчиком LVD от реакции (7) (вверху) и (9) (внизу). ($E_\nu=30$ МэВ).

Рассеяние нейтрино на электроне. Здесь следует упомянуть также и о рассеянии нейтрино на электроне (4) $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$. Сечение этой реакции невелико $\sigma = 9,4 E_{\nu_e} [MэВ] \times 10^{-45} \text{ см}^2$. При условиях коллапса,

сформулированных выше, она даст примерно 18 взаимодействий в железе и 17 взаимодействий в сцинтилляторе независимо от энергии нейтрино. Эффективность регистрации такой реакции будет не ниже, чем для реакции (13) в случае железа и (8) в случае сцинтиллятора. Вклад рассеяния нейтрино на электроны в отклик детектора будет составлять примерно 25 – 30 событий [80]. Рассеяние других типов нейтрино на электроны даст дополнительно еще 5-6 событий.

3.4 Обсуждение результатов

Благодаря колоссальному росту сечения взаимодействия нейтрино с железом (на 2 порядка по величине при увеличении энергии нейтрино в 6 раз), вклад взаимодействий электронных нейтрино в отклик установки LVD на вспышку Сверхновой может превышать 30% от общего числа событий, преимущественно, в высокоэнергичной части спектра. Хочется еще раз подчеркнуть важность кобальтового (^{56}Co) и железного (^{56}Fe) пика при энергии ~ 7 МэВ: это является признаком регистрации взаимодействия именно электронного нейтрино (13), (14). Более того, имея статистику в несколько сотен событий от реакции (13), по их энергетическому спектру можно делать выводы и об энергии приходящих нейтрино: максимальная зарегистрированная экспериментально энергия соответствует максимальной энергии электронных нейтрино с поправкой на пороговую энергию реакции (см. Рис. 19, Рис. 20). Если эта энергия достаточно велика (> 50 МэВ), можно искать события в нескольких счетчиках установки LVD: триггер по высокому энергетическому порогу в одном из них может быть вызван электроном, а в соседнем может оказаться гамма-квант от снятия возбуждения кобальта. Напомним, что вероятность срабатывания двух счетчиков от позитрона, рождающегося в реакции (2), при энергиях, характерных для модели стандартного коллапса звезды, достаточно низка [81].

Реакция взаимодействия электронного нейтрино с углеродом (8) из-за высокого (17,3 МэВ), по сравнению с реакцией взаимодействия нейтрино с железом (13), порога менее пригодна для измерения энергии приходящих нейтрино при $E_\nu \leq 40 \div 50$ МэВ.

Реакции по нейтральным токам на железе (14) и углероде (7) лишь увеличивают число событий в отклике детектора на гравитационный коллапс. Конечным продуктом в этих реакциях являются гамма-кванты от снятия возбуждения ядер, имеющие строго определенную энергию, и поэтому они не позволяют измерить энергию приходящих нейтрино. Однако, при условии осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ пик 7,6 (и 15,1) МэВ и энергетическое распределение событий могут дать ответ на вопрос: какой тип нейтрино был зарегистрирован установкой? Для электронного нейтрино будет характерно распределение, близкое по форме к тому, что изображено на Рис. 19, Рис. 20, а для мюонного энергетическое распределение событий будет похоже на то, что представлено на Рис. 25.

Таким образом, отклик детектора LVD на нейтринную вспышку в центре Галактики весьма чувствителен к энергии и типу приходящих нейтрино (и, следовательно, к модели коллапса звезды) и может достигать ~500-800 событий. К этой величине надо добавить ~300 событий благодаря реакции обратного бета-распада (2), если реализуется стандартный сценарий звездного коллапса [79], [81]. Даже в случае, когда электронные нейтрино и антинейтрино рождаются при гравитационном коллапсе звезды одновременно, детектор LVD способен, используя энергетический спектр событий, зарегистрировать нейтринный пик в отклике, разделив таким образом типы приходящих нейтрино.

В работе [78] приведены доли ε событий, когда энергия, уносимая продуктами реакции (13) из железной пластины толщиной d , превышает 5 МэВ. Произведение $\varepsilon \cdot d$ служит мерой эффективной массы: число

регистрируемых событий будет максимальным, когда это произведение достигнет своего максимума. Дополнительные расчеты показали, что максимум произведения $\varepsilon \cdot d$ реализуется при $d = 10 \div 12$ см, а железные пластины толщиной 5–25 см обеспечивают значение этого произведения на уровне 90% от максимального значения и также могут применяться для успешной регистрации продуктов взаимодействия нейтрино с железом по реакции (13). Однако, при таких толщинах железа увеличивается темп счета фоновых событий за счет генерации нейтронов мюонами космических лучей в железе [87].

В работе [4] приведены оценки числа событий в откликах различных детекторов на гравитационный коллапс звезды, реализующийся по модели вращающегося коллапсара. Сцинтилляционные детекторы АСД, БПСТ и KamLAND [88] также смогут зарегистрировать пик при энергии 15,1 МэВ от реакции (7). Вследствие более низкого порога, число событий от всех реакций на углероде в эксперименте KamLAND превысит соответствующее число событий в установке LVD. Тем не менее, за счет взаимодействий нейтрино с железом количество событий в отклике детектора LVD на звездный гравитационный коллапс примерно в 2 раза превысит таковое в установке KamLAND. Детекторы в Артемовске (масса 0,1 кт) и на Баксане (масса 0,2 кт), несмотря на относительно небольшие объемы, также способны зарегистрировать нейтринное излучение от коллапсов звезд в Галактике.

Черенковские детекторы, работающие на воде H_2O , в которых нейтрино взаимодействует с кислородом ^{16}O , практически на порядок уступают сцинтилляционным детекторам, имеющим в своем составе углерод ^{12}C , если рассчитывать эффект на единицу массы. Эти детекторы мало пригодны для детектирования электронных нейтрино с $E_{\nu_e} \leq 40 \text{ МэВ}$ и мюонных и тау-нейтрино с $E_{\nu_{\mu,\tau}} \leq 60 \text{ МэВ}$.

Если энергии электронных нейтрино, излучаемых во время вспышки и приходящих на Землю, не превышают 30 МэВ, эффект от их взаимодействия в веществе детектора LVD, согласно [Табл. 7 в 4], сравним с эффектом в черенковском детекторе Super-Kamiokande [89], активный объем которого содержит 22,5 кт воды.

Данный результат следует трактовать как идею создания больших железно-сцинтилляционных калориметров, способных эффективно регистрировать не только антинейтрино от коллапса Сверхновых, но и электронные нейтрино, особенно в области низких энергий ($E_{\nu_e} \leq 20$ МэВ), когда существующие детекторы, использующие в основном углеводородные либо водные мишени (за исключением LVD, который, имея железо и сцинтиллятор в регулярной ячеистой структуре, по сути и является подобным калориметром), будут работать вблизи своего порога чувствительности. Подобные детекторы следующего поколения должны иметь пороги не выше 5 МэВ, чтобы быть способными зарегистрировать энерговыделения около 7 МэВ с максимально возможной триггерной эффективностью. Однако при этом необходимо учесть, что порог не должен быть слишком низким: при 3 МэВ велико количество фоновых событий от распада ^{232}Th (Рис. 5).

Для обоснованного выбора между существующими и будущими моделями гравитационных звездных коллапсов и лучшего понимания физики гравитационного коллапса звезд помимо возможности регистрировать различные типы нейтрино, желательно также иметь возможность идентификации канала нейтринного взаимодействия и измерения энергии приходящих нейтрино.

Глава 4 Анализ экспериментальных данных

4.1 Идентификация нейтринной вспышки

Особенности регистрации нейтринной вспышки. В сценарии стандартного коллапса, когда излучаются преимущественно электронные антинейтрино, регистрация нейтринной вспышки имеет следующие особенности:

- короткая (<1 мин) пачка (сгусток) импульсов в энергетическом интервале (5 - 50) МэВ, обязанных реакциям (2), (4)–(9);
- часть импульсов в сгустке должна сопровождаться регистрацией γ - кванта 2,2 МэВ из реакций (3) во временном интервале ~ 1 мсек и в энергетическом диапазоне (1-5) МэВ;
- события в пачке должны быть распределены равномерно по объему детектора.

Эти условия в целом справедливы и в случае реализации других моделей, при дополнительном учете особенностей регистрируемых реакций.

Нейтринный сигнал в рамках модели вращающегося коллапсара. С точки зрения наблюдателя регистрация нейтринного сигнала в рамках модели вращающегося коллапсара должна выглядеть следующим образом [4]:

1. Существует несколько нейтринных вспышек (минимум две). Первая основная вспышка связана с начальным этапом коллапса вращающегося железного ядра массивной звезды до момента попадания коллапсара в область динамической неустойчивости. Неустойчивость при вращении приводит к развалу коллапсара, он распадается, в простейшем случае – на двойную систему нейтронных звезд. При этом бóльшая часть момента вращения коллапсара переходит в орбитальный момент вращения системы. Благодаря гравитационному излучению компоненты двойной системы

приближаются друг к другу. Время сближения компонентов зависит от орбитального момента, от массы коллапсара и от отношения M_1/M_{tot} , где M_1 и M_{tot} – массы меньшей нейтронной звезды и коллапсара, соответственно [5].

Если коллапсар делится на равные части ($M_{tot} = 1,8 M_{\odot}$, где M_{\odot} – солнечная масса), время сближения компонентов минимально и равно $t_{grav} = 400$ сек. В общем случае маломассивная звезда, двигаясь около более массивной, теряет свою массу вплоть до критической величины ($M_{cr} = 0,095 M_{\odot}$), после чего взрывается [82]–[84]. В момент взрыва при взаимодействии железного газа с железной оболочкой, окружающей нейтронную звезду, также возможна промежуточная нейтринная вспышка сравнительно малой мощности. Более массивная нейтронная звезда коллапсирует по модели стандартного коллапса, что обеспечивает вторую основную нейтринную вспышку. Вторая основная и промежуточная нейтринные вспышки могут произойти одновременно или могут быть разнесены во времени. Время между первой и второй вспышкой $400 \text{ сек} \leq t_{grav} \leq 8 \text{ час}$.

2. Вращающийся коллапсар сильно сплюснут [6]. Его размеры на полюсе и на экваторе отличаются в несколько раз. Неустойчивость относительно азимутальной координаты быстро превращает ядро звезды в конфигурацию типа гантели с тонкой центральной частью. Поэтому в работе [6] было предположено, что центральная часть вращающегося коллапсара прозрачна для собственного нейтринного излучения. Энергетический спектр нейтрино, испущенных в момент первого этапа коллапса, рассчитанный по формуле (10), представлен на Рис. 14. Длительность излучения $t \sim (2.4 - 6) \text{ сек}$.

3. Вторая нейтринная вспышка может соответствовать теории «стандартного коллапса», т. е. коллапса немагнитных, невращающихся, сферически симметричных звёзд [85]. Из этой теории следует, что

суммарная энергия, уносимая нейтрино всех типов: $\nu_e, \tilde{\nu}_e, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$, – составляет около 0,1 массы ядра звезды и делится примерно поровну между этими шестью компонентами.

Число импульсов в отклике. Регистрация нейтринных сгустков сетью детекторов должна совпадать по времени в пределах ошибок экспериментов и длительности всплеска излучения. Число импульсов в пачке без учета функции отклика детектора равно:

$$N = \frac{1}{4\pi R^2} \sum_{i, r_i} \int_{E_{thr}}^{\infty} I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) \cdot \sigma(E_{\nu_i}) \cdot n_{i, r_i} dE_{\nu_i} \quad (19)$$

где r_i – реакция взаимодействия нейтрино типа i с веществом;

$I_{\nu_i}(E_{\nu_i})$ – энергетический спектр нейтрино ν_i ;

n_{i, r_i} и $\sigma_{r_i}(E_{\nu_i})$ – число ядер в мишени и сечение взаимодействия нейтрино типа i для реакции r_i , соответственно;

E_{thr} – энергетический порог регистрации;

R – расстояние до сколлапсировавшей звезды.

4.2 Фоны

Для наблюдения нейтринной вспышки очень важной характеристикой является фон детектора. Если он описывается распределением Пуассона, то темп счета имитации реального события фоном равен

$$N_k(N_b, T) = N_b \sum_{i=k}^{\infty} \frac{(N_b T)^{i-1}}{(i-1)!} e^{-N_b T}, \quad (20)$$

где N_b – скорость счета фоновых импульсов, T – временной интервал между первым и k -тым импульсом в сгустке, и k – число импульсов в сгустке.

Источниками фона являются [4]:

- мюоны космических лучей и вторичные частицы (e , γ , n), генерируемые мюонами как непосредственно, так и в ядерных и электромагнитных каскадах, развивающихся в грунте и в детекторе;
- генерация мюонами и вторичными частицами изотопов с их последующим распадом;
- естественная радиоактивность окружающих пород и конструкционных материалов (e , γ , n , α);
- естественная радиоактивность детекторов (e , γ , n , α).

Основными источниками нейтронов в последних двух группах являются ^{238}U и ^{232}Th . Регистрация нейтронов высокой энергии, а также одновременного попадания γ - кванта (электрона) и нейтрона в счетчик имитируют детектирование антинейтрино. Для уменьшения фона необходимо помещать детекторы глубоко под землей, использовать низкорadioактивные материалы, активную защиту, выбирать материалы мишени, дающие возможность хорошо идентифицировать событие.

Особое внимание при строительстве установки LVD (см. §2.2) было уделено уменьшению фона от естественной радиоактивности. Для этого детектор был спроектирован таким образом, чтобы площадь поверхности, обращенной к грунту, оказалась минимально возможной, а при строительстве выбирались специальные материалы с низким содержанием радиоактивных изотопов, была установлена защита из железа и борированного парафина. Фон от естественной радиоактивности также достаточно эффективно подавляется с помощью антисовпадений между внутренними и внешними счетчиками установки.

Международная сеть нейтринных детекторов SNEWS (SuperNova Early Warning System) для поиска нейтринных всплесков от Сверхновых, работающая в режиме поиска совпадений, помогает значительно уменьшить требования к фону [86]. Проект SNEWS, который работает уже в течение 6

лет, пока объединяет нейтринные детекторы (LVD, Superkamiokande, AMANDA и SNO), которые посылают информацию о кандидатах на нейтринное событие на сервер SNEWS в Брукхэйвенскую Национальную лабораторию (США), но в будущем к нему присоединятся и гравитационные антенны. Цель SNEWS – предоставить астрономическому сообществу раннее предупреждение о вспышке Сверхновой в нашей Галактике с тем, чтобы эксперименты, которые не могут самостоятельно зарегистрировать сигнал от Сверхновой, могли бы наблюдать явление сверхновой. Более того, SNEWS увеличивает достоверность событий, регистрируемых одновременно несколькими детекторами на пороге их чувствительности.

4.3 Поиск нейтринных всплесков в режиме реального времени

Детектор LVD предназначен для регистрации нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд. Быстрая идентификация подобных нейтринных сигналов имеет огромное значение, в особенности если принимать во внимание участие LVD в проекте SNEWS [86], который должен немедленно сообщать всемирной сети обсерваторий о возникновении редких событий.

В настоящее время разработан следующий алгоритм определения нейтринных всплесков, работающий в режиме реального времени и ориентированный на регистрацию антинейтрино в рамках модели стандартного коллапса. Основой поиска нейтринных всплесков является идентификация кластеров событий в фиксированных временных интервалах. Первый шаг состоит в отборе "хороших" сигналов, зарегистрированных "хорошими" счетчиками. Таким образом, для отбора кандидатов накладываются два различных множества условий, а именно:

А) отбор сигналов:

1. Энергия сигналов должна лежать в диапазоне $E_{cut} \leq E_{сигнала} \leq 100$ МэВ. Рассматриваются два энергетических порога: $E_{cut} = 7$ МэВ, соответствующий средней триггерной эффективности 90%, и $E_{cut} = 10$ МэВ, соответствующий триггерной эффективности 95% (см. формулу (17)).

2. События с сигналами в двух или более счетчиках в течение 200 нс считаются мюонными и отвергаются (принимая во внимание общий темп счета мюонов в LVD, равный $0.1 \text{ мюон} \cdot \text{с}^{-1}$, это соответствует мертвому времени $< 2 \cdot 10^{-6} \%$). Вероятность того, что электрон либо позитрон с энергией вплоть до 60 МэВ способен вызвать триггер в двух счетчиках LVD, меньше 10%.

Б) отбор счетчиков:

1. Для идентификации и исключения из анализа неправильно работающих счетчиков используется отклик детектора на атмосферные мюоны. Измерение мюонов в пучке от проекта CNGS [64] предоставляет дополнительный набор тестов для проверки регистрирующей способности установки. Неверный темп счета мюонов либо их спектр энерговыделений может быть связан с проблемами в сцинтилляционных счетчиках или в электронике. Счетчики, исключаемые из анализа по этой причине, составляют не более 5% от общего количества и могут быть отремонтированы без прерывания работы всего детектора.

2. Не рассматриваются счетчики с темпом счета (при $E \geq 7$ МэВ) $R \geq 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (средний темп счета составляет $R = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1} \text{ счетчик}^{-1}$). Эта проблема возникает либо при неполадках с электроникой либо при неправильной калибровке.

3. Не анализируются данные со счетчиков, которые «слишком часто» участвуют в регистрации кластеров событий, т.е. если пуассоновская вероятность получить $\geq m_i$ импульсов от одного счетчика в кластере,

состоящем из m событий $\sum_{k=m_i}^{\infty} P(k; m/N_c) \leq 1 \times 10^{-7}$, где N_c – число активных счетчиков¹. Такой эффект возникает при нерегулярных (порядка раз в месяц) и локальных электрических помехах.

После процедуры отбора временное распределение сигналов хорошо описывается распределением Пуассона.

Алгоритм отбора кандидатов на нейтринные всплески в режиме реального времени основан на поиске кластеров, состоящих из m сигналов в течение временного окна фиксированной ширины, Δt . Каждый период наблюдения длительностью T сканируется «скользящим окном» с $\Delta t=20$ сек, таким образом, он делится на $N = 2T/\Delta t - 1$ интервалов, причем каждый последующий начинается в середине предыдущего. Частота имитации события фоном, т.е. появления кластеров длительностью 20 с и множественностью $\geq m$, равна:

$$F_{im}(m, f_{bk}, 20 \text{ с}) = N \cdot \sum_{k=m}^{\infty} P(k; 20 \cdot f_{bk} / c^{-1}) \text{ событий} \cdot \text{день}^{-1},$$

где f_{bk} – темп счета фоновых событий, $P(k; f_{bk}\Delta t)$ – пуассоновская вероятность получить кластер множественностью k за время Δt , если $f_{bk}\Delta t$ – среднее число фоновых импульсов, $N=8640$ – число интервалов за день. Например, если $f_{bk}=0.03 \text{ с}^{-1}$ (темп счета фоновых событий при пороге 10 МэВ), для получения события, вероятность имитации фоном которого равна один раз в 100 лет, требуется кластер из $m_{\min}=10$ импульсов, а если $f_{bk}=0.2 \text{ с}^{-1}$ (что соответствует порогу 7 МэВ) – из 22. (Рис. 27). Для известного темпа счета фоновых событий минимальная множественность кластера m_{\min} соответствует выбранной частоте имитации F_{im} , которая рассматривается

¹ К примеру, если за 20 секунд будет зарегистрирован кластер из $m=100$ импульсов при наличии 800 активных счетчиков, счетчик будет отвергнут, если он регистрирует 5 или более импульсов в этом кластере.

как порог. Кластер будет рассматриваться как кандидат на нейтринный всплеск от Сверхновой, если его множественность $m > m_{\min}$. Выбранное значение F_{im} составляет 1 событие раз в 100 лет в режиме, когда LVD работает без связи с другими детекторами, и 1 событие в месяц для работы в проекте SNEWS.

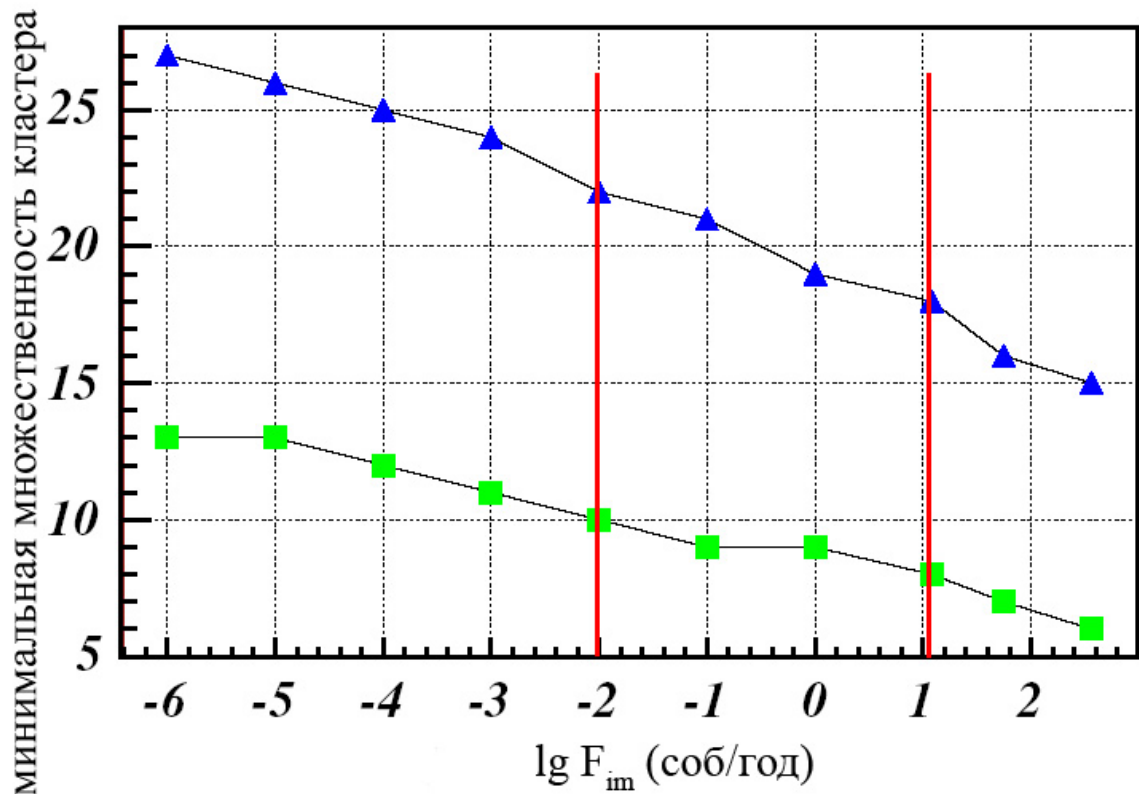


Рис. 27 Минимальная множественность кластера как функция F_{im} . Треугольники соответствуют $E_{cut}=7$ МэВ и $f_{bk}=0,2$ Гц, квадраты – $E_{cut}=10$ МэВ и $f_{bk}=0,03$ Гц. Две вертикальные линии представляют собой пороги по F_{im} : 1 событие раз в 100 лет (одиночный детектор) и 1 событие раз в 1 месяц (SNEWS) [81].

Следовательно, фоновые условия могут быть предсказаны даже на длительные периоды сбора данных и при различной активной массе установки, что позволяет определить значимость события-кандидата на нейтринный всплеск в единицах частоты имитации F_{im} .

После статистического отбора событий-кандидатов исследуются другие их характеристики:

а) топологическое распределение импульсов (события от вспышки Сверхновой должны быть равномерно распределены в объеме детектора, тогда как фоновые чаще встречаются во внешних счетчиках);

б) энергетическое распределение (спектр фоновых импульсов быстро падает с увеличением энергии, в то время как взаимодействие нейтрино с железом имеет четкий пик около 7 МэВ, а взаимодействие антинейтрино с протоном – Ферми-Дираковский спектр);

в) наличие низкоэнергичного импульса как признака взаимодействия антинейтрино с протоном.

Минимальная множественность кластера, требуемая для выработки «предупреждающего сигнала» о вероятном нейтринном всплеске от Сверхновой, содержит два слагаемых: одно обязано фону, $f_{bk}\Delta t$, а другое – нейтринному сигналу. В частности, если для простоты предполагать энерговыделение в детекторе равным E_ν , можно записать:

$$m_{\min} = f_{bk}\Delta t + \sum_j \sum_i M_{act}^j N_{nucl}^j \int_0^{20c} dt \int_{E_{thr}}^{100MэВ} \varepsilon^j(E_{\nu_i}) \Phi(E_{\nu_i}, t) \sigma^j(E_{\nu_i}) dE_{\nu_i}, \quad (21)$$

где M_{act}^j – активная масса ядер типа j , N_{nucl}^j – число ядер мишени типа j в одной тонне установки, E_{thr} – порог регистрации, $\varepsilon^j(E_{\nu_i})$ – эффективность регистрации нейтрино типа i веществом j , $\sigma^j(E_{\nu_i})$ – сечение этой реакции, $\Phi(E_\nu, t)$ – дифференциальный поток нейтрино типа j . Суммирование ведется по всем возможным реакциям взаимодействия нейтрино с различными ядрами детектора (H, C, Fe) для всех типов нейтрино.

Интеграл в правой части уравнения (21) есть чувствительность детектора (S) к всплескам в единицах минимального нейтринного потока, умноженного на сечение взаимодействия и эффективность регистрации, проинтегрированного по энергии и времени, и, если рассматривать только

реакцию обратного бета-распада (2), может быть выражен как число нейтринных взаимодействий на одно ядро мишени:

$$S(E_{cut}) = \frac{m_{min} - f_{bk}\Delta t}{M_{act}N_p\varepsilon(E_{cut})}.$$

Значения S приведены в Табл. 6 для двух энергетических порогов и значений частоты имитации [81].

Табл. 6

E_{cut} , МэВ	M_{act} , т	$F_{im}=1$ месяц ⁻¹		$F_{im}=1*10^{-2}$ год ⁻¹	
		m_{min}	$S, 10^{-31}$	m_{min}	$S, 10^{-31}$
7	1000	18	1.6	22	2.1
	330	10	3.0	14	4.5
10	1000	8	0.83	10	1.1
	330	5	1.6	8	2.6

Если выбрать какую-либо модель излучения и распространения нейтрино, становится возможным выразить чувствительность в единицах физических параметров источника, таких как расстояние или нейтринный поток. Например, если мы зафиксируем расстояние до Сверхновой, скажем, 10 кпс, мы можем вывести чувствительность LVD как функцию минимальной интенсивности нейтрино в источнике, варьируя полную энергию излучения. Триггерная интенсивность в режиме реального времени как функция нейтринной светимости (в процентах от светимости Сверхновой SN1987A) показана на Рис. 28 (верхняя шкала). Например, LVD, работая в режиме «без связи с другими» детекторами и имея активную массу 1000 т и порог $E_{cut}=10$ МэВ, способен зарегистрировать (на 90% уровне достоверности) коллапс звезды, расположенной на расстоянии 10 кпс, нейтринная светимость которой составляет 6% от светимости SN1987A.

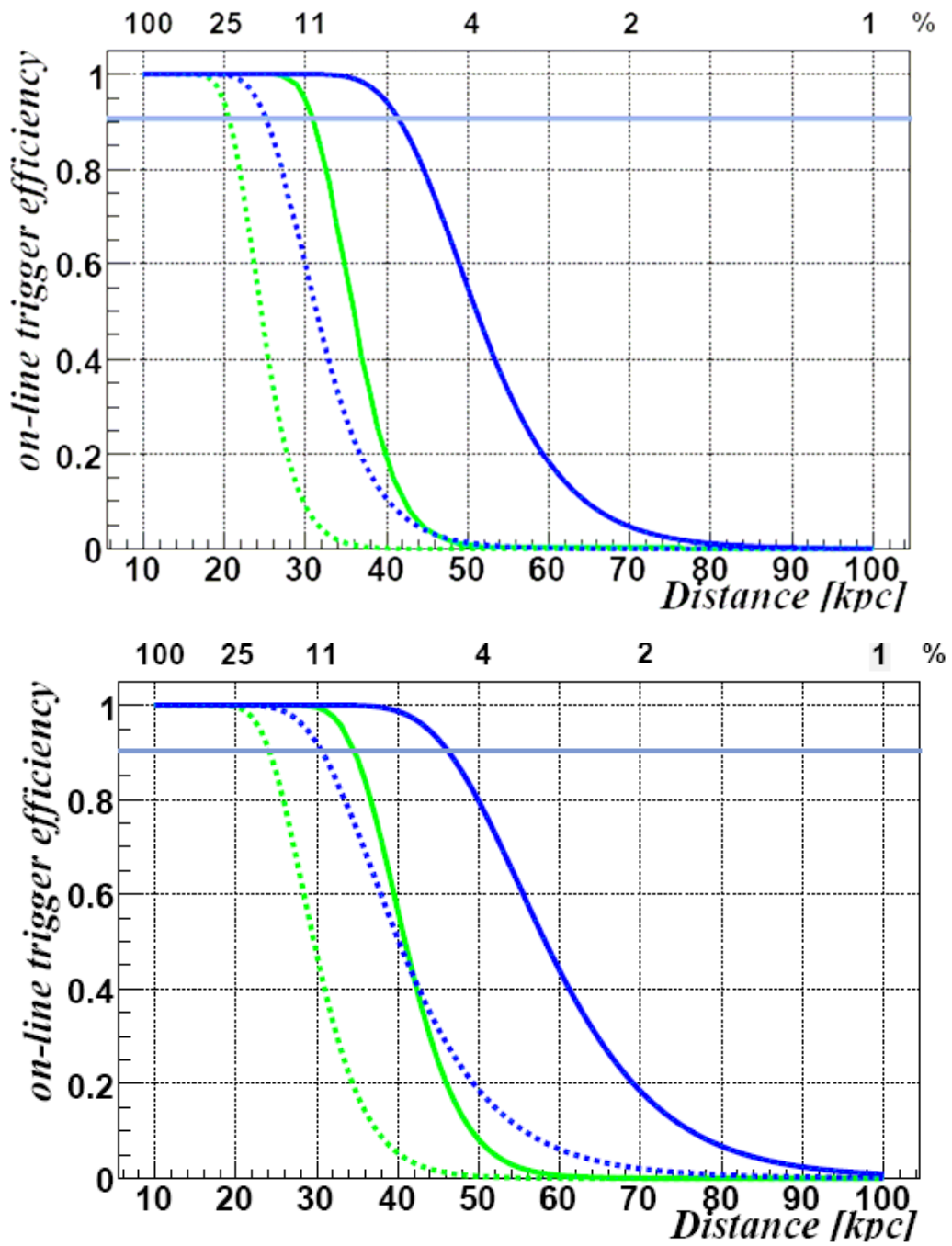


Рис. 28 Триггерная эффективность в режиме реального времени в зависимости от расстояния (нижняя шкала) и процентах от светимости SN1987A, расположенной на расстоянии 10 кпс (верхняя шкала) для величин $E_{\text{cut}} = 7, 10$ МэВ (зеленая и синяя линии, соответственно) для $M_{\text{act}} = 330$ т и 1000 т (пунктирная и сплошная линии, соответственно). Режимы работы LVD – «без связи с другими детекторами» (верхний рисунок) и в рамках проекта SNEWS (нижний рисунок) [81, 90].

Таким образом, без введения какой-либо дальнейшей проверки временной структуры, энергетического спектра и нейтринного аромата, зарегистрированного в кластере (которая откладывается до последующего анализа в режиме офф-лайн), LVD способен в режиме реального времени идентифицировать нейтринные всплески от гравитационных звездных коллапсов во всей Галактике ($D < 20$ кпс) с эффективностью, превышающей 90%. Такая эффективность сохраняется, даже если детектор работает без связи с другими, а его активная масса составляет только треть от полной, причем вероятность получения ложного импульса составляет менее 1 события раз в 100 лет.

Триггерная эффективность LVD в режиме реального времени может быть расширена до 50 кпс (Большое Магелланово облако) путем введения порога на видимую энергию, равного 10 МэВ [81, 90].

4.4 Поиск разных типов нейтрино от гравитационных коллапсов

Отбор событий. С целью поиска разных типов нейтрино от гравитационных коллапсов были дополнительно проанализирована непрерывная последовательность данных эксперимента более чем за 8 лет его работы, с 11 декабря 2000 г. (первые данные в формате, используемом и поныне; обработка данных за предыдущие периоды осложнена в связи с тем, что формат данных менялся несколько раз¹) по 2 мая 2009 г. (последние данные, которые на момент написания диссертации имеют автоматическую калибровку), и рассмотрены два порога по энерговыделению в счетчике:

1) порог по энерговыделению составлял 5 МэВ, что позволяет зарегистрировать не только нейтринный всплеск от гравитационного коллапса звезды, протекающего по стандартной модели (реакции (2), (3)), но

¹ Дополнительно были расшифрованы данные за период с 17 июня 1999 г. по 9 августа 2000 г., в которых события-кандидаты на гравитационные коллапсы также отсутствуют.

и гамма-кванты от снятия возбуждения ядер кобальта в реакции (13) и железа – в (14). Это послужит признаком регистрации электронного нейтрино;

2) порог по энергосодержанию составлял 10 МэВ, что позволит зарегистрировать гамма-кванты от снятия возбуждения ядра углерода в реакции (7). При отсутствии сигнала, удовлетворяющего условию 1), это служит признаком регистрации других типов нейтрино – мюонного и тау.

При расшифровке «сырых» данных установки записывались номер события, его дата и время (время каждого импульса в единицах времени TDC, имеющего период 6,71 сек, и время первого триггера в событии в секундах с начала суток), номер счетчика, энергетический канал (ADC), его энергетический эквивалент, полученный с помощью мюонной калибровки (см. §2.5), и флаг наличия триггера. Затем изучался темп счёта одиночных импульсов во внутренних счетчиках установки, при этом использовались только «хорошие» счетчики, т.е. удовлетворяющие критерию Б) предыдущего параграфа с условием, что для этого счетчика существует мюонная калибровка. Естественно, от рана к рану набор «хороших» счетчиков мог претерпевать изменения (см. Рис. 29).

В отличие от работы [81], в которой основное внимание уделялось поиску событий от реакции (2) и совпадение сигналов в 2 или более счетчиках рассматривалось как мюонный кандидат (мюоны так же могут быть исключены из рассмотрения, если их энергосодержание превышает 150 МэВ), в данном анализе подобные совпадения включались в рассмотрение как возможная регистрация взаимодействия (13). В результате, электрон и гамма-кванты, возникающие при снятии возбуждения кобальта, могут вызвать одновременное (<250 нс) срабатывание вплоть до 4х счетчиков [80].

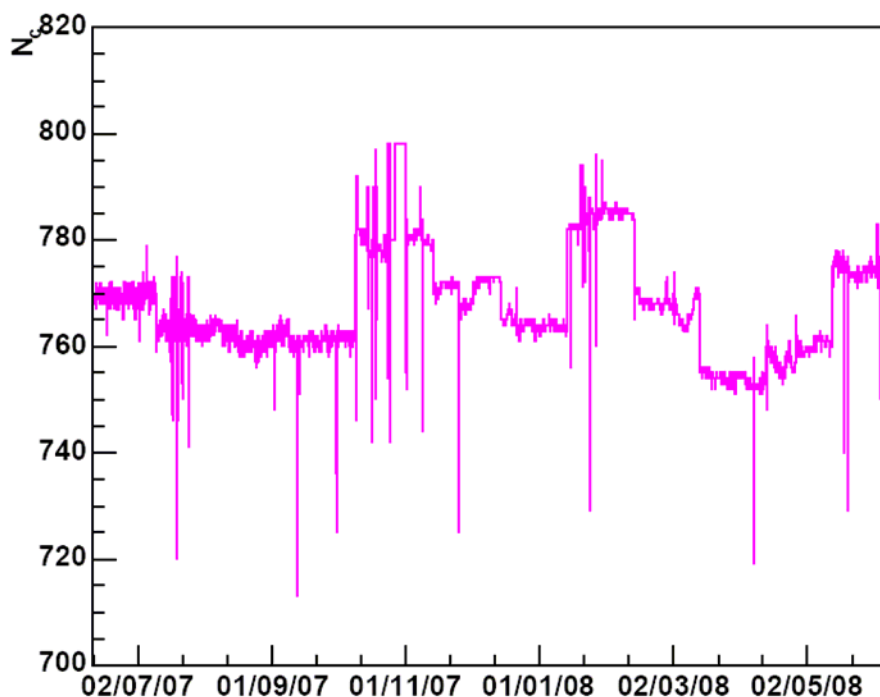


Рис. 29 Число счетчиков, включавшихся в анализ, как функция времени за период с 11.06.2007 г. по 02.06.2008 г.

В анализ не включались события, которые следовали в течение 250 мс после прохождения мюона или каскада, что позволило нам существенно снизить фон долго живущих в возбужденном состоянии ядер, возникающих после прохождения через установку мюонов или ядерных каскадов. Энергетические спектры отобранных событий представлены на Рис. 30. Как мы видим, все три башни эксперимента работают в одинаковом режиме, различается лишь их темп счета, что обусловлено различной толщиной стальных стенок счетчиков (см. §2.2).

Поиск кластеров событий. Были рассмотрены интервалы времени 3, 5, 10 и 20 сек и определена вероятность P_N получить N одиночных триггерных импульсов во временном интервале данной длины, если за его начало брать такой же одиночный триггерный импульс. Распределения количества одиночных триггерных импульсов для всего детектора LVD с энерговыделением, превышающим 5 МэВ, во временном окне 3, 5, 10 и 20

сек в сравнении с распределением Пуассона приведены на Рис. 31, Рис. 32. На Рис. 33 приведено аналогичное распределение для триггерных импульсов с энергосвечением свыше 10 МэВ во временном окне 20 с. Выбор продолжительности временных интервалов определяется теоретическими предсказаниями о длительности нейтринного всплеска: 2,4 – 6 сек в модели вращающегося коллапсара [6], 10-20 сек в модели стандартного коллапса [10–15].

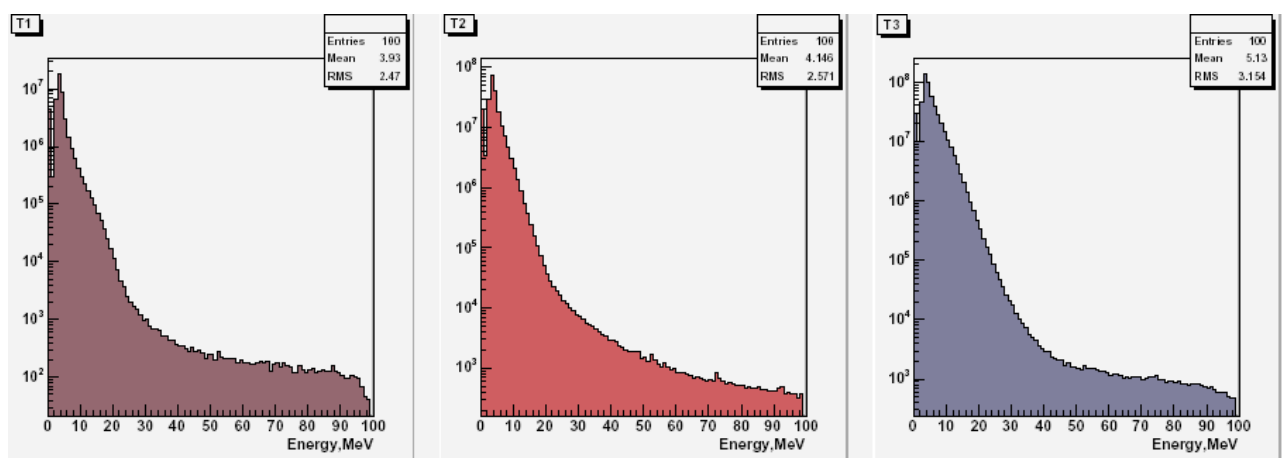


Рис. 30 Энергетическое распределение отобранных событий во внутренних счетчиках по башням детектора LVD за период с 15.05.2007 г. по 02.06.2008 г.

Статистического превышения количества кластеров над фоном не зафиксировано, что позволяет впервые поставить экспериментальное ограничение на частоту коллапсов, не сопровождающихся всплеском излучения электронных антинейтрино: менее 1 события в 3,5 года на 90% уровне достоверности¹.

¹ Использована непрерывная последовательность данных. Если включить в статистику данные за июнь 1999 – август 2000 г. (в общей сложности, данные за 9,5 лет), ограничение улучшится до 1/4,1 событий/год на 90% уровне достоверности.

Полученное ограничение может быть улучшено как количественно, так и качественно двумя методами:

- 1) увеличение статистики (обработка вновь поступающих данных и повторная обработка уже записанных данных установки LVD в соответствии с указанными выше критериями);
- 2) поиск совпадений сигналов различных установок во времени. Поскольку детектор LVD способен на 90%-ном уровне достоверности зарегистрировать нейтринный всплеск от Сверхновой в нашей Галактике, даже имея активную массу, составляющую всего треть от полной, можно обработать данные трех его башен как независимых детекторов. Практически полная независимость данных трех башен детектора следует из наличия независимых систем питания каждой башни.

В связи с отсутствием событий-кандидатов, дополнительно проверим способность эксперимента зарегистрировать нейтринный всплеск от гравитационного коллапса звезды в нашей Галактике. Для этого можно построить распределения, за какое время внутренние счетчики каждой башни регистрируют $N_{trig} = 5 \div 30$ триггерных импульсов с энерговыделением >5 МэВ (кластер множественности N_{trig}). Среднее по такому распределению, существенно превышающее 20 сек, позволяет с уверенностью сказать, что нейтринная вспышка от Сверхновой в нашей Галактике, когда ожидается от нескольких десятков до нескольких сотен импульсов в течение ~ 20 сек, может быть надежно отделена от фона (Табл. 7, Рис. 34). Снова отметим, что форма распределений всех трех башен одинакова, различия в средних значениях объясняются темпами счета.

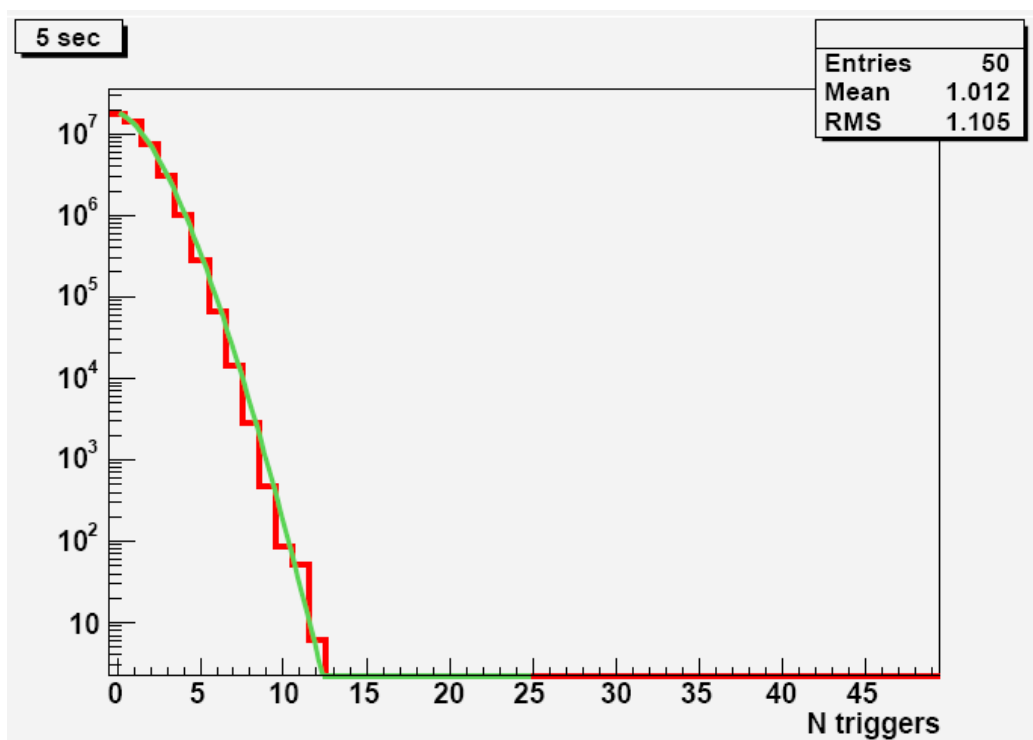
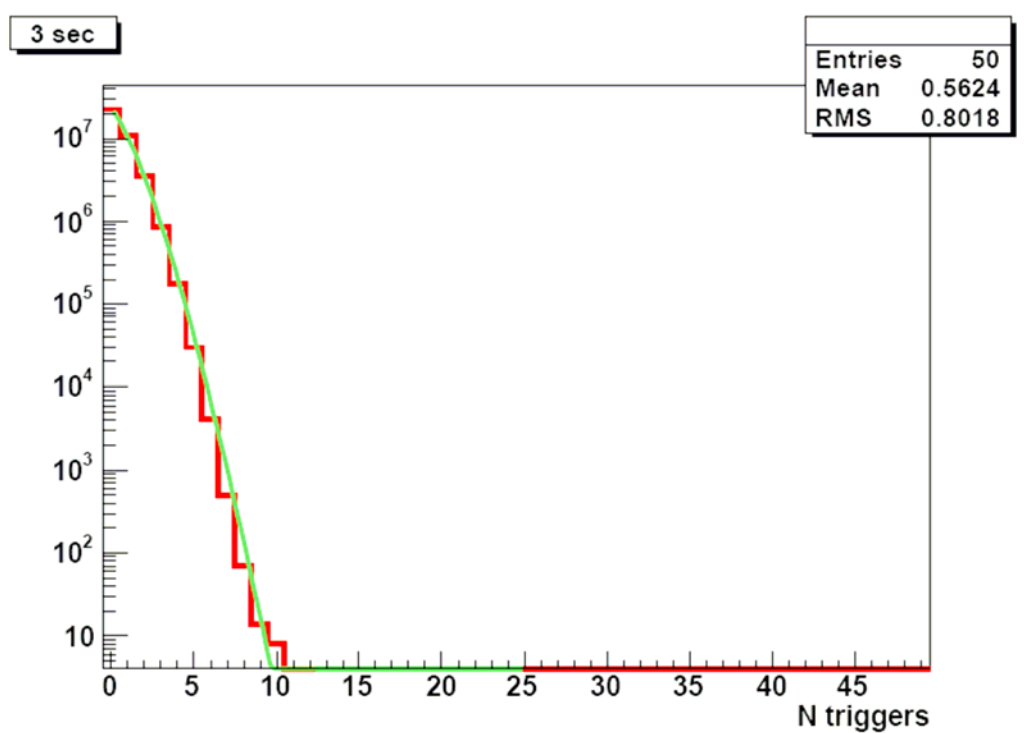


Рис. 31 Гистограмма – распределение количества триггерных импульсов с энерговыделением выше 5 МэВ установки LVD за период с 11.06.2007 г. по 02.06.2008 г. во временном окне 3 (вверху) и 5 (внизу) с, если за его начало брать такой же триггерный импульс; кривая – фит распределением Пуассона. Аналогичные графики построены и для других периодов.

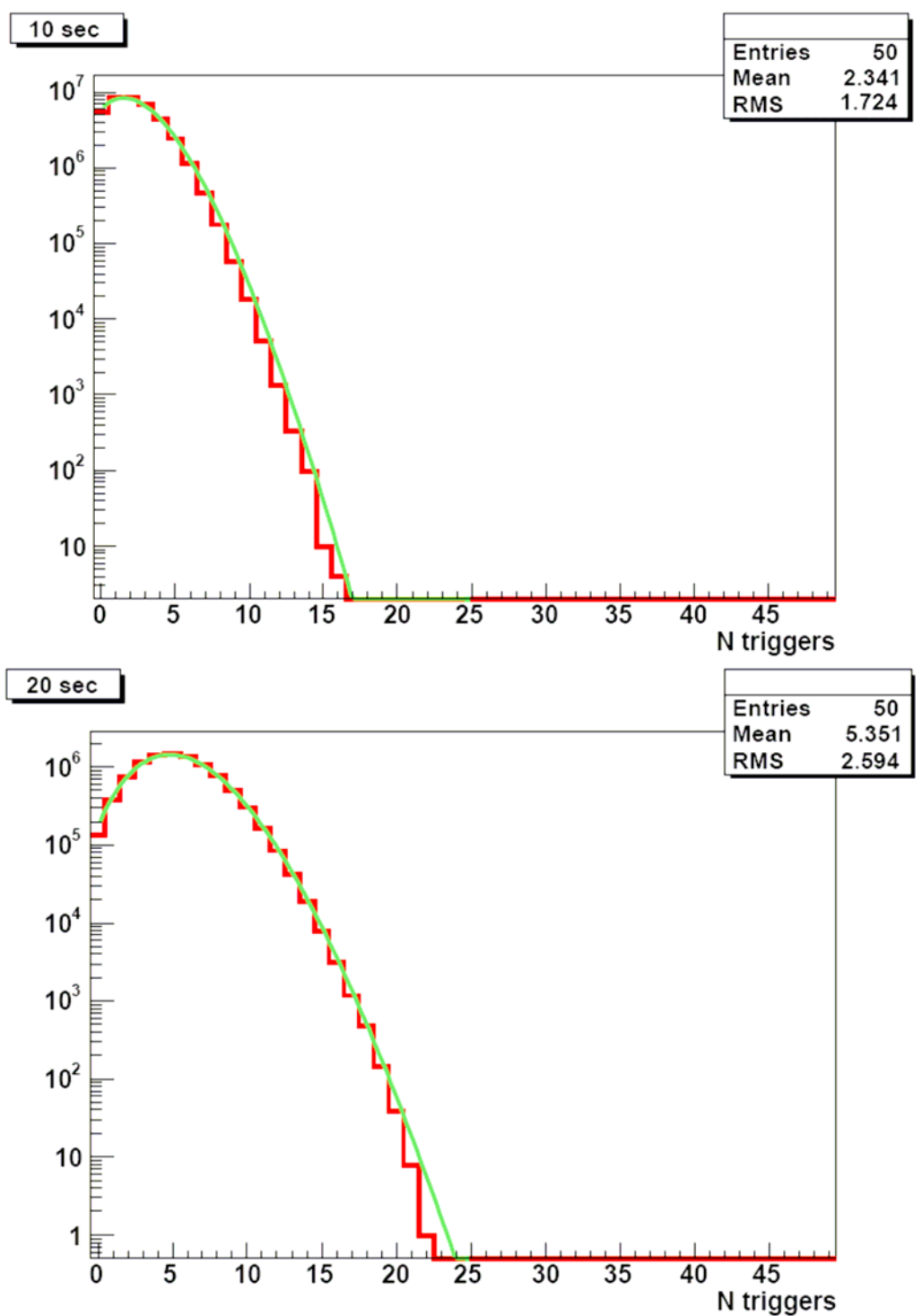


Рис. 32 Гистограмма – распределение количества триггерных импульсов с энерговыведением выше 5 МэВ установки LVD за период с 11.06.2007 г. по 02.06.2008 г. во временном окне 10 (вверху) и 20 (внизу) с, если за его начало брать такой же триггерный импульс; кривая – фит распределением Пуассона. Аналогичные графики построены и для других периодов.

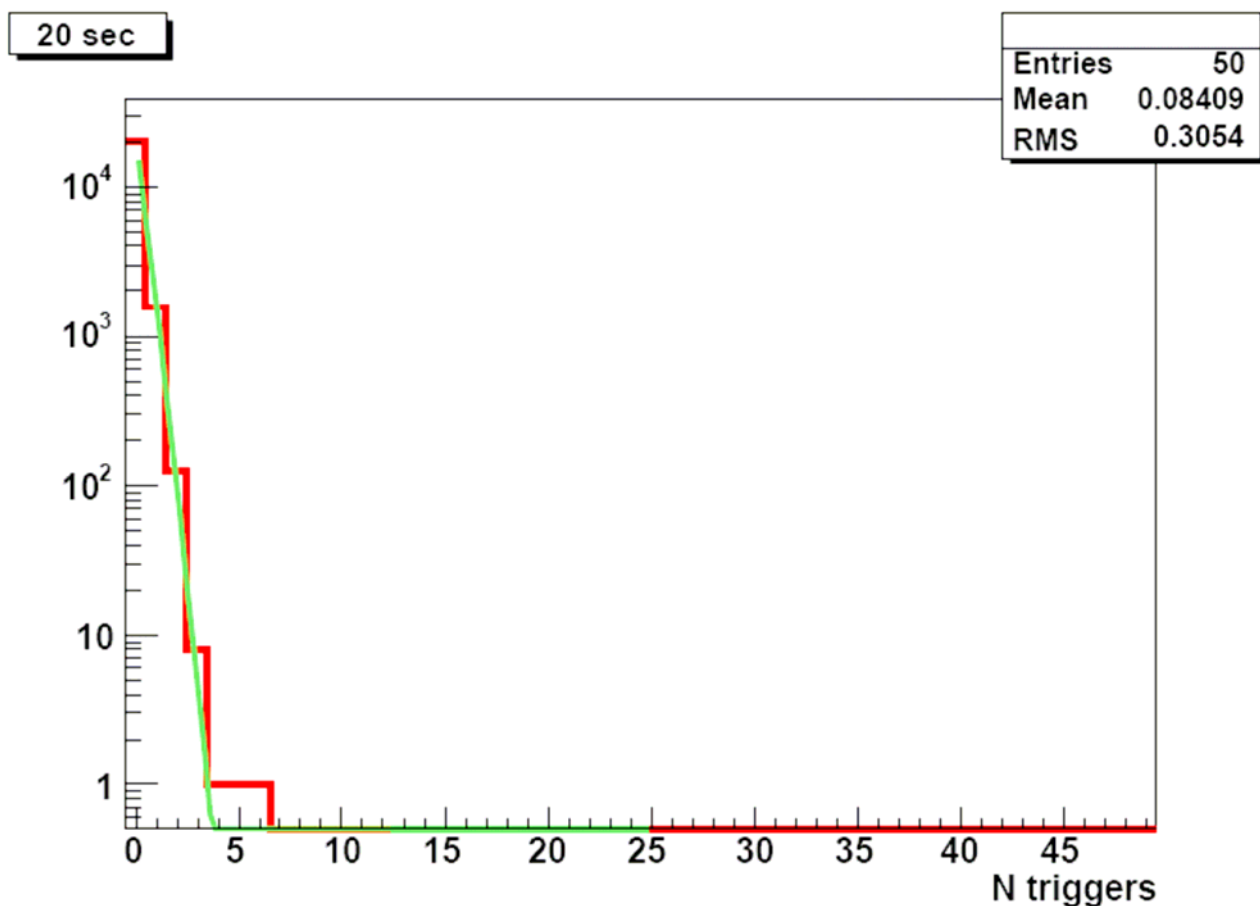


Рис. 33 Гистограмма – распределение количества триггерных импульсов с энергосвободением выше 10 МэВ установки LVD за период с 11.06.2007 г. по 02.06.2008 г. во временном окне 20 с, если за его начало брать такой же триггерный импульс; кривая – фит распределением Пуассона. Аналогичные графики построены и для других периодов.

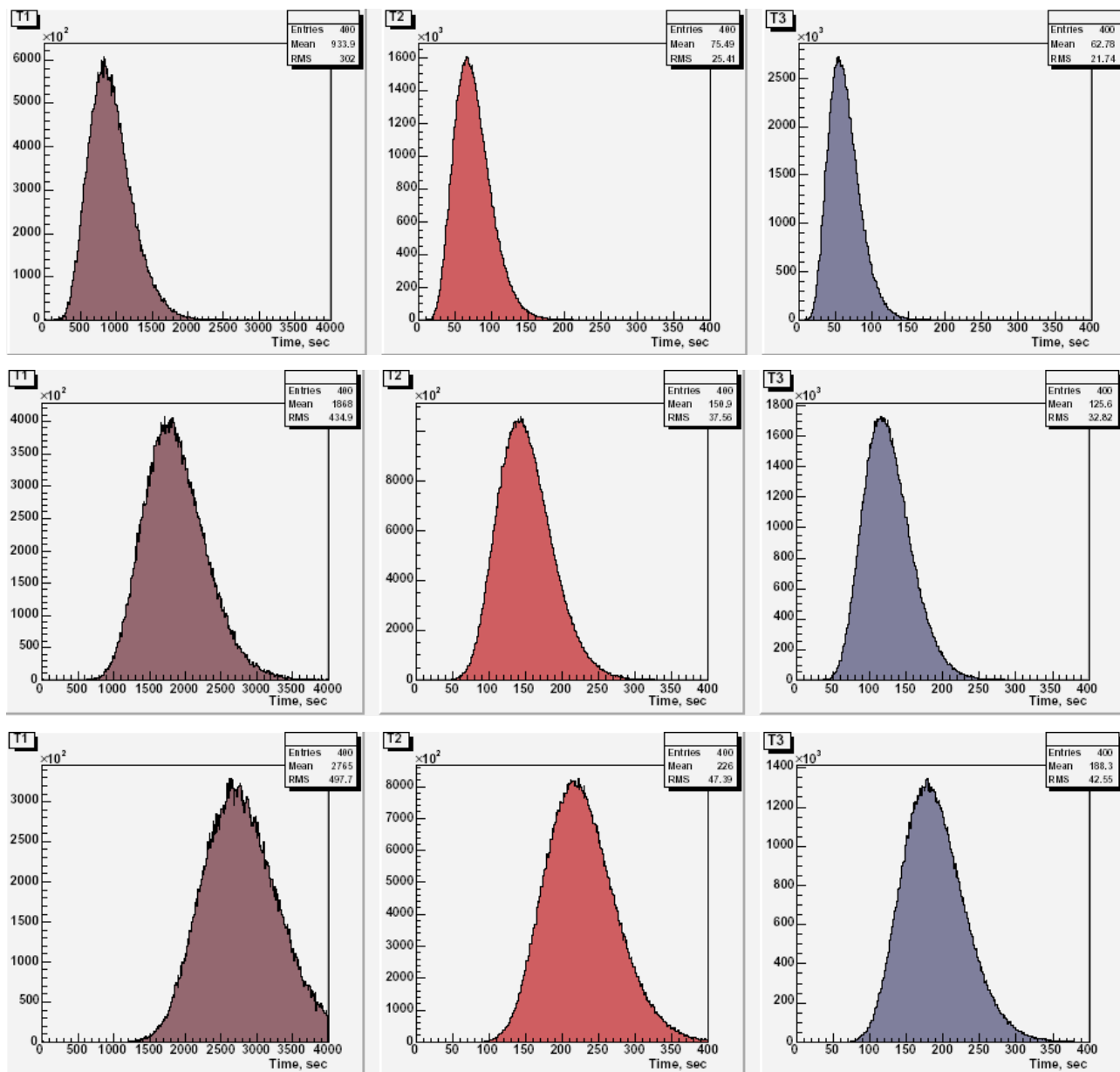


Рис. 34 Распределения по времени регистрации кластера множественностью а) $N_{\text{trig}}=10$, б) $N_{\text{trig}}=20$, в) $N_{\text{trig}}=30$ триггерных импульсов с $E>5$ МэВ внутренними счетчиками каждой башни установки LVD за период с 15.05.2007 по 08.06.2008 г.

Табл. 7

Среднее время, за которое башня регистрирует N_{trig} импульсов, сек. Указаны статистические ошибки.

N_{trig}	Среднее время, за которое башня регистрирует N_{trig} импульсов, сек		
	T1	T2	T3
5	467±211	38±17	31±15
10	934±300	75±25	63±22
15	1400±373	113±32	94±28
20	1868±435	150±38	125±33
25	2330±484	188±43	157±38
30	2765±497	226±47	188±43

Триггеры без сопровождения. Отдельно изучались события, когда триггерный импульс не сопровождался в открывающихся временных воротах никаким сигналом выше НЭП – т.н. "триггеры без сопровождения". Эти события являются фоном для регистрации реакций (7), (14), когда рождается только одна частица. При регистрации взаимодействия (13) так же весьма вероятно однократное срабатывание только одного счетчика, в отличие от пары реакций (2), (3), когда появляется запаздывающий импульс от захвата нейтрона. Триггеры без сопровождения подчиняются распределению Пуассона со средними темпами счета, приведенными в Табл. 8. Сравнение этих величин еще раз подчеркивает важность такого разделения детектора на внешние и внутренние счетчики, когда внешние являются активной защитой для внутренних. Энергетическое распределение подобных событий приведено на Рис. 35, Рис. 36. Максимум распределений находится в районе 5 МэВ и объясняется пороговым эффектом (см. §2.5).

Отметим здесь отсутствие особенностей в спектре при интересующих нас значениях 7 и 15 МэВ.

Табл. 8

Условие отбора	1/(темп счета триггеров без сопровождения), сек, по башням установки LVD		
	T1	T2	T3
все счетчики	12,4	5,3	2,8
только внутренние счетчики	24	19	9
внутренние счетчики; энергия триггера 6–8 МэВ	27,4	26	20

Отдельно в Табл. 8 приведены значения темпа счета одиночных триггеров с энергией в интервале 6–8 МэВ (именно эти энергосвечения наиболее вероятны при регистрации взаимодействий (13), (14)): и в этом случае фоновые условия позволяют установке LVD регистрировать нейтринный всплеск.

Как следует из энергетических спектров триггеров без сопровождения (Рис. 36), фоновый эффект для реакции (7), когда наиболее вероятное энергосвечение составляет 15 МэВ, будет на несколько порядков ниже, чем для реакций (13), (14).

Из проведенного исследования можно сделать следующий вывод. Детектор LVD способен эффективно регистрировать нейтринную вспышку от гравитационного звездного коллапса в нашей Галактике не только при

реализации Стандартной модели (см. § 1.1), когда излучаются преимущественно электронные антинейтрино, но и в случае, когда коллапс происходит по какой-либо другой модели (и модель вращающегося коллапсара – только одна из них) с испусканием нейтрино других типов. Для поиска событий на пороге чувствительности установки можно рассматривать данные трех башен детектора как данные трёх различных установок и искать корреляции между ними.

Астрофизические параметры вспышки Сверхновой ещё не установлены достаточно точно, так что ситуация, вероятно, улучшится только после того, как мы сможем наблюдать следующую вспышку. Поэтому необходимо ещё раз подчеркнуть важность существования экспериментов, чувствительных к разным типам нейтрино. Объединение подобных детекторов в единую сеть, реагирующую на совпадения сигналов различных экспериментов во времени, позволяет не только существенно снизить требования к фону каждой установки, но и увеличивает достоверность событий, регистрируемых одновременно несколькими детекторами на пороге их чувствительности.

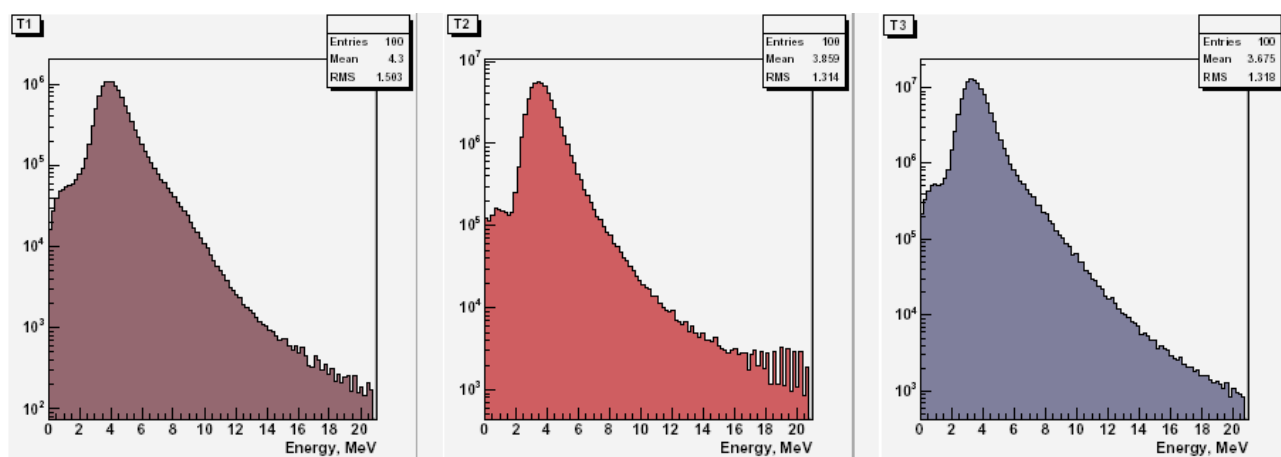


Рис. 35 Энергетическое распределение триггеров без сопровождения во всех счетчиках для трех башен установки LVD за период с 15.05.2007 по 08.06.2008 г.

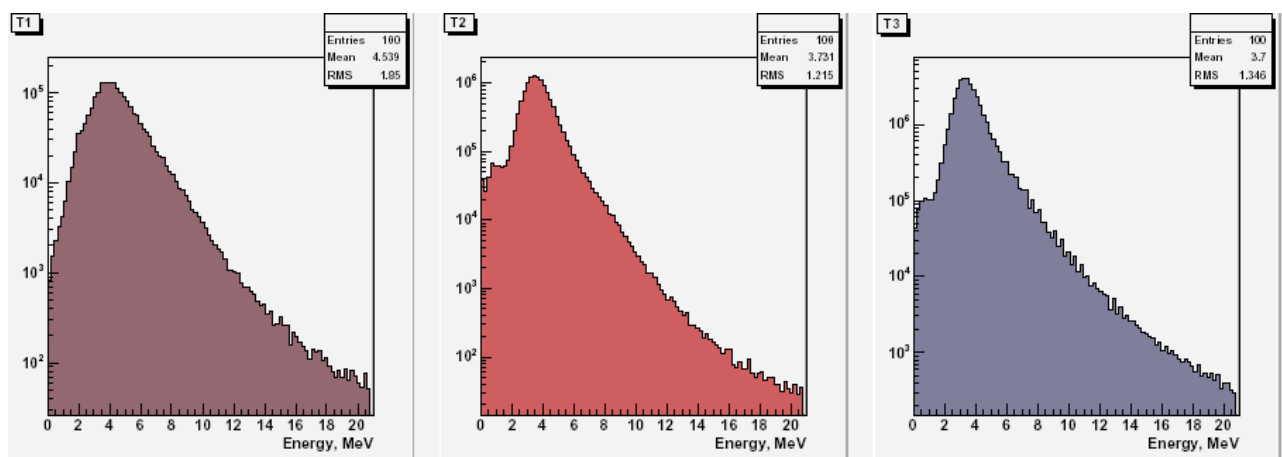


Рис. 36 Энергетическое распределение триггеров без сопровождения во внутренних счетчиках для трех башен установки LVD за период с 15.05.2007 по 08.06.2008 г.

Глава 5 Предлагаемая модификация установки LVD

Увеличение эффективности регистрации взаимодействия (3).

Некоторое время назад в коллаборации LVD всерьёз обсуждалось введение солей гадолиния в состав жидкого сцинтиллятора (см., например, [72]). Поскольку гадолиний обладает большим сечением захвата нейтронов, рождающихся в реакции обратного бета-распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (2)$$

это позволило бы увеличить эффективность регистрации последующего взаимодействия

$$n + p \rightarrow d^* \rightarrow d + \gamma \quad (3)$$

тем же счетчиком установки примерно в 1,5 раза. Главной экспериментальной задачей, не решенной на данный момент, является то, что соли гадолиния плохо растворяются в уайт-спирите, со временем выпадают в осадок, что отрицательно сказывается на стабильности и прозрачности сцинтиллятора. Другой уязвимостью этого предложения является его явная зависимость от стандартной модели коллапса, как мы смогли убедиться (см. §1.4), вряд ли осуществляющейся на практике.

Поваренная соль как мишень для нейтрино. Если предположить в соответствии с моделью вращающегося коллапсара (см. §1.5), что в момент коллапса Сверхновой излучаются электронные нейтрино высоких энергий (~50 МэВ), можно увеличить количество наблюдаемых событий на детекторе LVD, дополнительно к железу введя в его структуру некое вещество, состоящее из тяжелых (по сравнению с углеродом и водородом) элементов, обладающих большим сечением взаимодействия с нейтрино.

Этим веществом, весьма дешевым в получении, может являться обыкновенная поваренная соль, NaCl [91]. Реакция взаимодействия электронного нейтрино с поваренной солью подразделяется на две:

$$\nu_e + Na \rightarrow e^- + Mg, \quad (22)$$

$$\nu_e + Cl \rightarrow e^- + Ar, \quad (23)$$

причем необходимо учесть, что природный хлор состоит на 75,5% из изотопа с массовым числом 35 и на 24,5% - из изотопа с массовым числом 37, а природный натрий целиком состоит из изотопа с массовым числом 23.

Порог реакции для ^{23}Na составляет ~ 4 МэВ, для ^{37}Cl - ~ 800 кэВ, для ^{35}Cl - ~ 5 МэВ. В конечном состоянии велика вероятность рождения возбужденного магния, снятие возбуждения происходит путем испускания гамма-кванта с энергией $\sim 7,5$ МэВ [51], возбуждение аргона очень слабое.

Кроме того, по результатам исследования нейтронов на эксперименте "Коллапс", расположенном в соляной шахте г. Артемовск (Украина) [92], хлор также способен хорошо захватывать нейтроны, образующиеся в реакции (2), что приведет к увеличению эффективности их регистрации, так что предлагаемая ниже модификация эксперимента LVD, во-первых, не нанесет ущерба регистрации реакции обратного бета-распада, а во-вторых, сама собой отпадет проблема растворения гадолиниевых солей в уайт-спирите.

Поваренная соль в структуре детектора LVD. С помощью программного пакета GEANT4 было проведено моделирование эксперимента LVD, в проходы между колоннами которого были «добавлены» соляные пластины размером $0,3 \times 6,2 \times 1,03$ м (каждый соляной пласт весом 5,2 т), так что общая масса соли составляла 437 т^1 .

Взаимодействие нейтрино с веществом моделировалось двумя образами: во-первых, учитывалось прохождение через вещество только

¹ Увеличение толщины солевого пласта с 30 до 60 см приведет к увеличению ожидаемого эффекта примерно на 70% (за счет увеличения массы мишени), но помещение столь толстых солевых пластин в проходы между колоннами установки LVD невозможно, т.к. их ширина составляет 70 см (§ 2.2).

электрона, точка рождения которого выбиралась случайным образом равномерно по всему объему соли, а направление движения считалось изотропным (взаимодействие на ядрах хлора); во-вторых, разыгрывались продукты реакции: электрон и гамма-квант с энергией 7,5 МэВ, распределение скоростей которых не коррелировало друг с другом и было изотропным для обеих частиц (взаимодействие с натрием).

Поскольку энергии нейтрино, предсказываемые моделью вращающегося коллапсара и поэтому рассматриваемые в расчете, достаточно велики, энерговыделение может превышать установленный в 5 МэВ порог сразу в нескольких (чаще двух) счетчиках установки LVD. Поэтому целесообразно рассмотреть два значения эффективности: ε_1 – число событий, в которых существовал хотя бы один счетчик с энерговыделением выше порога, к общему числу разыгрываемых событий, ε_2 – число счетчиков с энерговыделением выше порога к общему числу разыгрываемых событий. Полученные значения эффективности регистрации приведены в Табл. 9. Для сравнения, в двух последних столбцах приведены значения эффективности регистрации реакции взаимодействия нейтрино с железом (13), полученные в тех же условиях (наличие соли между колоннами).

Сравнение данных в двух последних столбцах таблицы с результатами, приведенными в §3.3 (см. также [80]), показывает, что соль достаточно ощутимо снижает эффективность регистрации реакции (13), однако введение солевых пластов в структуру установки LVD кажется целесообразным, так как выигрыш за счет увеличения массы мишени превосходит проигрыш за счет увеличения массы поглотителя.

Оценка количества событий и обсуждение. Предположим, что сечение взаимодействия нейтрино с железом, натрием и хлором в расчете на один нейтрон одинаковы (для натрия, скорее всего, эта оценка занижена). Исходя из количества атомов железа, натрия и хлора, имеющих в

подобным образом модифицированной установке LVD, мы получим, что при количестве взаимодействий нейтрино с железом, равным 700, взаимодействий нейтрино с натрием будет ~ 120 , а с обоими изотопами хлора – 180. Из этих 1000 взаимодействий, что соответствует энергии нейтрино ~ 50 МэВ, может быть зарегистрировано 415 (или ~ 450 , если учитывать срабатывание нескольких счетчиков от одного акта взаимодействия нейтрино), т.е., суммарная эффективность превысит 40%. Введение поваренной соли в структуру установки LVD позволит увеличить количество событий в отклике на коллапс звезды примерно на треть по сравнению с существующей конструкцией [91].

Энергетический спектр событий приведен на Рис. 37. Из рисунка следует, что введение поваренной соли не только увеличит количество событий в отклике детектора, но и улучшит разделение типов нейтрино: пик при энергии 7 МэВ, характерный для снятия возбуждения кобальта и магния, проявляется сильнее. Подобно реакции (13), реакции (22), (23), также проходящие по заряженным токам, дают возможность определения максимальной энергии приходящих нейтрино по энергетическому спектру событий.

Однако, на практике помещение столь широкого (30 см) пласта соли в проход между колоннами установки LVD представляется вряд ли осуществимым. При выборе толщины соляных пластов необходимо учесть, что бóльшие толщины вещества увеличивают количество взаимодействий, но при этом размывается характерный пик в районе 7 МэВ. Более реально и целесообразно разместить вертикальные соляные пласты (толщиной 20 см) в проходах между колоннами, вдоль длинной стороны портатанка, и горизонтальные соляные пластины между портатанками (толщиной 10 см)¹.

¹ Общая масса соли в такой конфигурации составит около 500 т. Вкупе с уменьшением толщины поглотителя это даёт дополнительное увеличение статистики по сравнению с обсуждаемыми результатами.

Это даст принципиальную возможность не только определить факт вспышки, но и попытаться определить направление прихода нейтрино. Более точные расчеты требуют уточнения сечения взаимодействия нейтрино с натрием и хлором-35.

Табл. 9

Эффективность регистрации частиц, рожденных в соляной структуре модифицированной установки LVD

$E_{\bar{\nu}_e}$, МэВ	Электрон		Электрон и гамма- квант 7,5 МэВ		Взаимодействие с железом	
	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_1	ϵ_2
40	0,134	0,139	0,221	0,240	0,392	0,414
50	0,182	0,193	0,264	0,292	0,475	0,512
60	0,225	0,243	0,305	0,345	0,523	0,579
70	0,265	0,290	0,335	0,385	0,559	0,632
80	0,298	0,334	0,374	0,436	0,588	0,680

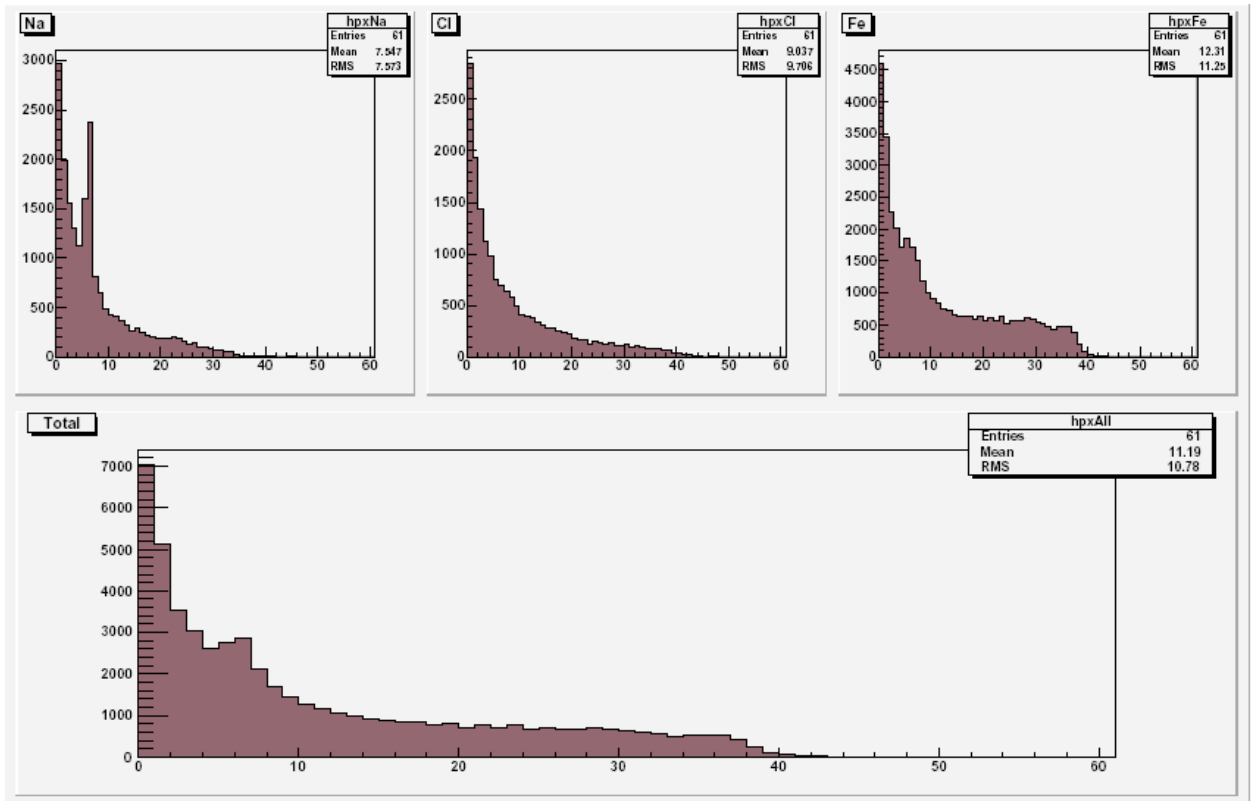


Рис. 37 Энергетический спектр событий от реакций (22), (23), (13) и общий спектр для энергии нейтрино ~ 50 МэВ.

Энергетические спектры в различных моделях. Интересно сравнить полученные значения с теми, которые были бы зарегистрированы от реакции обратного бета-распада (2), в рамках стандартной модели:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+,$$

$$n + p \rightarrow d + \gamma,$$

причем $E_{e^+} = E_{\bar{\nu}} - 1.3$ МэВ и при $E_{\bar{\nu}} \sim 20$ МэВ можно считать, что $E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}}$.

Если температура нейтриносферы звезды составляет 5 МэВ, LVD должен зарегистрировать ~ 320 событий по реакции обратного бета-распада со спектром, показанным на Рис. 38а [79], [81]. Нужно принять во внимание, что не более 30% таких событий будут похожи на события от взаимодействия нейтрино с солью или железом вследствие отсутствия сопровождающего импульса маленькой энергии в счетчике с триггером (эффективность регистрации нейтрона, рожденного в реакции (2), тем же

счетчиком составляет $\sim 70\%$). Суммарный энергетический спектр для всех трех каналов взаимодействия (соль, железо, обратный бета-распад) представлен на Рис. 38в.

Следует отметить, что даже в случае, когда нейтрино с энергиями ~ 50 МэВ и антинейтрино со средней энергией ~ 20 МэВ излучаются одновременно (не в модели вращающегося коллапсара!), детектор LVD способен, используя энергетический спектр событий, зарегистрировать нейтринный пик (~ 7 МэВ) в отклике, разделив таким образом типы приходящих нейтрино.

Кроме того, как уже упоминалось, ядра хлора хорошо захватывают нейтроны, что позволяет повысить эффективность регистрации реакции (3) до $\sim 80\%$ и, таким образом, не только увеличить количество регистрируемых событий в антинейтринном канале, но и улучшить разделение типов нейтрино, используя как спектр событий, так и характерную сигнатуру реакции (2) с последующим взаимодействием (3).

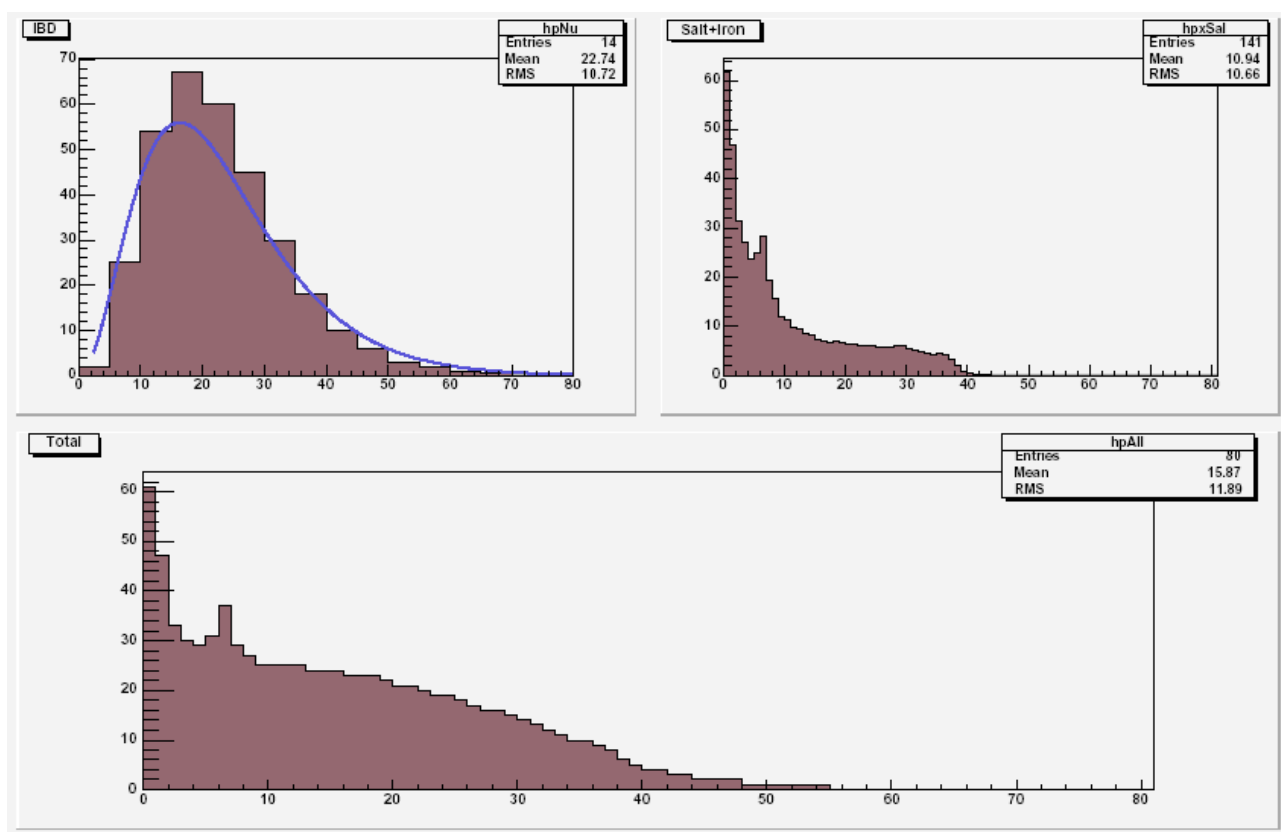


Рис. 38 а) Энергетический спектр событий от реакции (2) при температуре нейтриносферы звезды 5 МэВ (также показан используемый в расчетах фит функцией вида $\frac{A \cdot E^2}{\exp(E/B) + 1}$); б) полный энергетический спектр реакций (22), (23), (13) для энергии нейтрино ~ 50 МэВ (гистограмма). По оси абсцисс отложена регистрируемая энергия (в МэВ), по оси ординат – относительные единицы; в) сумма графиков, представленных на Рис. а) и Рис. б) для $320 \cdot 0.3$ событий от реакции (2) и 450 событий от взаимодействий нейтрино с солью и железом. По оси абсцисс отложена регистрируемая энергия (в МэВ), по оси ординат – количество событий.

Отметим еще одну особенность энергетического спектра событий. По излому спектра (на Рис. 38в) при 40 МэВ) можно судить о максимальной

энергии электронных нейтрино, приходящих от звезды, коллапсирующей по модели вращающегося коллапсара, которая предусматривает резкий обрыв энергетического спектра излучаемых нейтрино (Рис. 14), тогда как участок от 40 до 55 МэВ обязан своим происхождением взаимодействиям антинейтрино, испущенным вследствие стандартного коллапса. Этот результат очень чувствителен к модели гравитационного коллапса, реализуемой во время вспышки Сверхновой.

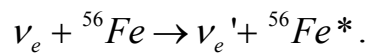
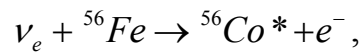
Эксперимент "Коллапс". Скажем здесь несколько слов и об уже упоминавшемся эксперименте "Коллапс" [28], который находится в соляной шахте. Аналогичные расчеты показали, что при энергии электронных нейтрино, излучаемых при вспышке Сверхновой, реализующейся по сценарию вращающегося коллапсара, следует ожидать ~ 15 событий¹, что увеличит статистику эксперимента примерно на треть по сравнению со стандартной моделью гравитационного коллапса.

¹ Эта величина по порядку величины в расчете на 1 тонну массы активного вещества соответствует количеству событий от реакции (13) в установке LVD.

Заключение

Сформулируем основные результаты работы:

1. Разработана программа Монте-Карло моделирования установки LVD, включающая в себя полное описание детектора, при необходимости, расчет светосбора в сцинтилляционном счетчике и учет флуктуаций числа фотоэлектронов, выходящих с фотокатода ФЭУ.
2. Рассмотрены реакции взаимодействия электронного нейтрино с железом:



Проведен расчет отклика детектора LVD на взаимодействие нейтрино по этим реакциям. Эффективность регистрации нейтринного взаимодействия по реакции по заряженным токам превышает 50% для энергии электронного нейтрино выше 50 МэВ.

Рассчитан отклик детектора LVD на взаимодействие нейтрино с ядрами углерода для энергий нейтрино выше 10 МэВ.

Показано, что железно-сцинтилляционные калориметры способны эффективно регистрировать электронные нейтрино с энергиями выше ~20 МэВ.

3. Разработаны критерии офф-лайн анализа данных эксперимента LVD, позволяющие идентифицировать нейтринные всплески от коллапсирующих звезд в отсутствие антинейтринного излучения. Впервые поставлено экспериментальное ограничение на частоту нейтринных всплесков от коллапсирующих звезд для различных типов нейтрино (в отсутствие антинейтринного излучения): менее 1 события в 3,5 года на 90% уровне достоверности.

4. Показано, что детектор LVD способен эффективно отделять события-кандидаты на всплески нейтринного излучения от гравитационных коллапсов звезд от фона.
5. Для улучшения разделения типов нейтрино, регистрируемых при нейтринном всплеске от Сверхновой, и увеличения статистики в состав установки LVD в качестве дополнительной мишени предложено ввести поваренную соль. Проведены расчеты отклика модифицированной установки LVD.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить своего научного руководителя, чл.-корр. РАН, д. ф.-м. н., профессора О.Г. Ряжскую за предложенную тему, постоянный интерес к работе, плодотворные обсуждения и советы; коллектив лаборатории ЭМДН и своих итальянских коллег, участвующих в научной работе детектора LVD. Особую признательность автор выражает Н.Ю. Агафоновой, Е.А. Добрыниной, А.С. Мальгину и В.Ф. Якушеву за помощь в обработке экспериментальных данных и ряд полезных дискуссий и В.В. Кузнецову за помощь в настройке программного обеспечения. Автор признателен К.В. Мануковскому за ряд полезных советов.

Отдельную благодарность автор выражает зам. директора ИЯИ РАН Л.Б. Безрукову за поучительные беседы в неформальной обстановке.

Автор также благодарен своим родителям, В.А. и Л.А. Бояркиным, и бабушке – Н.В. Лисиной – за всестороннюю поддержку при работе над диссертацией и (last but not least!) жене Ю.В. Нахимовой и дочери Ладе за терпение.

Библиография

1. G. Gamov, M. Shoenberg "Neutrino Theory of Stellar Collapse" // - Phys.Rev. - 1941. – **59.** - 539
2. Зельдович Я.Б., Гусейнов О.Х. «Нейтронизация вещества при коллапсе звезд и спектр нейтрино» // - ДАН СССР. – 1965. – **162.** – с. 791
3. Domogatsky G.V., Zatsepin G.T. "On the experimental possibilities of the observation of neutrinos from collapsing stars" // - Proc. of 9 th ICCR. – London. – 1965. – **2.** - p. 1030
4. Ряжская О.Г. "Нейтрино от гравитационных коллапсов звезд: современный статус эксперимента" // - УФН. – 2006. – **176.** - №10. – 1039.
5. Imshennik V.S. «Explosion mechanism in supernovae collapse» // - Sp. Sci. Rev. – 1995. – **74.** - p.325
6. Имшенник В.С., Ряжская О.Г. "Вращающийся коллапсар и возможная интерпретация нейтринного сигнала от SN 1987A" // - ПАЖ. – 2004. – **30.** - с.17
7. Aglietta M., et al. "The Most Powerful Scintillator Supernovae Detector: LVD" // - Il Nuovo Cimento A. - 1992. - **105.** - p. 1793
8. Дадыкин В.Л., Ряжская О.Г., "Проблемы регистрации нейтринного излучения от SN1987A. Двадцать лет спустя" // - ПАЖ. – 2008. – **34.** - №9. - 643;
9. Дадыкин В.Л., Зацепин Г.Т., Ряжская О.Г. "События, зарегистрированные подземными детекторами 23 февраля 1987 года"// - УФН. – 1989. – **158.** - с.140.
10. Arnett W.D. "Gravitational Collapse and Weak Interactions" // - Can. J. Phys. - 1966. – **44.** - p. 2553.

11. Иванова Л.Н. и др. «Нейтринное излучение при взрывах сверхновых» // Труды международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике. – М. – ФИАН СССР. – 1969. – **2.** - с. 180.
12. Имшенник В.С., Надежин Д.К. «Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых» // - Итоги науки и техники. Серия «Астрономия». - М. - ВИНТИ АН СССР. – 1982. – **21.** - с.63.
13. Надежин Д.К., Отрощенко И.В. «Спектр электронных нейтрино и антинейтрино, испускаемых при образовании нейтронных звезды» // - АЖ. – 1980. – **57.** - с. 78.
14. Bowers R., Wilson J.R. “Collapse of iron stellar cores” // - Astrophys. J. – 1982. – **263.** - p. 366.
15. Wilson J.R. et al. «Stellar Core Collapse and Supernova» // - Ann. N.Y. Acad. Sci. – 1986. – **470.** - p. 267
16. Chudakov A.E., Ryajskaya O.G., Zatsepin G.T. “The project of an arrangement for the detection of neutrino radiation from collapsing stars”// - Proc. of 13th ICCR. – Denver. – 1973. – **3.** – p. 2007
17. P. Galeotti, “Lezioni di astrofisica neutrinica” // - ed. CLU. - 1996
18. F. Vissani, “Neutrinos From Supernovae and Supernova Remnants” // - presentation at IFAE. - 2005: <http://cms.ct.infn.it/ifae/>
19. S.P. Reynolds, K.J. Borkowski, D.A. Green, U. Hwang, I. Harrus, R. Petre “The Youngest Galactic Supernova Remnant: G1.9+0.3” // - <http://arxiv.org/abs/0803.1487>
20. Н.Ю. Агафонова и др. "Статус эксперимента LVD" // - Известия РАН. Серия физическая. – **71.** - №4. – 586. - 2007
21. M.L.Costantini, A. Ianni, F. Vissani “The interest in neutrinos from core collapse supernovae” // - Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2005. – **139.** – 27.
22. P. Vogel “Analysis of the antineutrino capture on protons” // - Phys. Rev. D. – 1984. – **29.** – p. 1918

- P. Vogel, J.F. Beacon “Angular distribution of neutron inverse beta decay,
 $\nu + e + p \rightarrow e^+ + n$ ” // - Phys.Rev. D. – 1999. – **60**. - 053003
23. A.Strumia, F.Vissani “Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section” //
 -Phys. Lett. B. – 2003. – **564**. - 42
24. KARMEN collaboration «Results from the KARMEN neutrino experiment»
 // -Nucl.Phys. A. – 1993. – **553**. - 831c.
25. KARMEN collaboration «Neutrino-nucleus reactions with KARMEN» // -
 Nucl.Phys. A. – 1994. – **577**. - 421c.
26. W. Haxton “Nuclear response of water Cherenkov detectors to supernova
 and solar neutrinos” // - Phys.Rev. D. – 1987. – **36**. – 2283
27. Воеводский А.В., Дадыкин В.А., Рязская О.Г. "Жидкие сцинтилляторы
 для больших сцинтилляционных счетчиков" // - ПТЭ. – 1970. – **1**. - с. 85.
28. Korchagin P. V. et al. “The Search for Antineutrino Fluxes from Collapsing
 Objects” // - Proc. of the 16th ICRC.- Kyoto, Japan. – 1979. – **10**. - p. 299.
 Береснев В.И. и др. «Стотонный сцинтилляционный счетчик для
 регистрации потоков антинейтрино от коллапсирующих звезд в нашей
 Галактике и для исследования взаимодействия мюонов» // - ПТЭ. –
 1981. - **№6**. – 48.
29. Alexeyev E.N. et al. “The search of Antineutrino Burst from Gravitational
 Collapse at Baksan Underground Scintillation Telescope” // Proc. of the 16th
 ICRC.- Kyoto, Japan. , 1979, **10**, p. 282
 Alexeyev E.N. et al. ”The Baksan Experiment on the Search for Stellar
 Collapse and Solar flare Neutrinos” // - Proc of the 12th Int. Conf. “Neutrino
 86”. - Sendai, Japan. – 1986. - p. 270.
30. Badino J. et al. “The 90 ton Liquid Scintillation Detector in the Mont Blanc
 Laboratory”// - Nuovo Cimento. – 1984. – **7**. – p. 573
31. Dadykin V.L. et al. “Neutrino Experiments at LSD and ASD Installations” //
 - Proc. of the 12th Int. Conf. “Neutrino 86”. - Sendai, Japan. – 1986. - p. 285.

32. Hirata K. et al. "Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A" // - Phys. Rev. Lett. – 1987. – **58.** - p.1490
33. Bionta R.M. et al. "Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud" // - Phys. Rev. Lett. – 1987. – **58.** - p.1494
34. Nadyozhin D.K. "The collapse of iron-oxygen stars: Physical and mathematical formulation of the problem and computational method" // - Astrophys. Sp. Sci. - 1977. – **49.** - p.399.
Nadyozhin D. K. "The gravitational collapse of iron-oxygen stars with masses of $2M_{\odot}$ and $10M_{\odot}$ II" // - Astrophys. Sp. Sci. - 1977. – **51.** - p. 283.
- Nadyozhin D. K. "The neutrino radiation for a hot neutron star formation and the envelope outburst problem" // - Astrophys. Sp. Sci. – 1978. – **53.** - p. 131.
35. Bruenn S. "Neutrinos from SN1987A and current models of stellar-core collapse" // - Phys. Rev. Lett. – 1987. – **59.** - p. 938
36. Herant M., Benz W., Colgate S. A. "Postcollapse Hydrodynamics of SN 1987A: Two-Dimensional Simulations of the Early Evolution" // Astrophys. J., 1992, **395**, p.642
37. Yanka H. T., Muller E. "Neutron star recoils from anisotropic supernovae" // - Astron. Astrophys. – 1994. – **290.** - p.496
38. Burrows A., Hayes J. and Fryxell B. A. "On the Nature of Core Collapse Supernova Explosions " // - Astrophys. J. – 1995. – **450.** - p. 830
39. Имшенник В. С., Литвинова И. Ю. «Нейтринная корона протонейтронной звезды и анализ её конвективной неустойчивости» // - ЯФ. – 2006. – **69.** - с.660.

40. J.N.Bahcall et al. "Neutral-current reactions of solar and supernova neutrinos on deuterium" // - Phys.Rev. D. – 1988. – **38.** - 1030
41. S. Ying et al. "Neutral- and charged-current disintegration of deuterium by solar and supernova neutrinos" // - Phys.Rev. D. – 1989. – **40.** – 3211
42. C. Rubbia et al. "ICARUS: A proposal for the Gran Sasso National Laboratory" // - INFN/AE-85-7. – 1985. <http://aquila.infn.it/icarus/>
43. J.N. Bahcall "Neutrino Astrophysics" // - Cambridge University Press. – 1989
44. Fukugita M., Kohyama Y. and Kubodera K. "Neutrino reaction cross sections on ^{12}C target" // - Phys. Lett. B. – 1988. – **212.** - p. 139
45. Ряжская О. Г., Рясный В.Г., Сааведра О. "Detection of neutrino flavor oscillations during observation of a neutrino burst from a stellar collapse in the galaxy" // - Письма в ЖЭТФ. – 1994. – **59.** - с.297
46. E. Kolbe, K.Langanke "Role of ν -induced reactions on lead and iron in neutrino detectors" // - Phys.Rev. C. – 2001. – **63.** - 025802
47. C. Volpe et. al. «Charged-current neutrino- ^{208}Pb reactions» // - Phys. Rev. C. – 2002. – **65.** - 044603
48. Gaponov Yu.V., Ryazhskaya O.G., Semenov S.V. "Interaction of Electron Neutrinos with ^{56}Fe in the LSD for $E_{\nu_e} \leq 50 \text{ MeV}$ "// - Yad.Fiz. – 2004. – **67.** - p. 1969
49. J. Toivanen et al. «Supernova neutrino induced reactions on iron isotopes» // - Nucl. Phys. A. – 2001. – **694.** - 395
50. Гапонов Ю.В., Семенов С.В. "Железо как детектор нейтрино от коллапсирующих звезд" // - Доклад на Симпозиуме «20 лет Сверхновой SN1987A». – Москва. – 2007.
Гапонов Ю.В., Семенов С.В. // - Частное сообщение. – 2009.
51. <http://www.nndc.bnl.gov/>

52. Brian G. Marsden “Supernova 1987A In The Large Magellanic Cloud” // - IAU Circ. - 1987. - № 4316.
<http://www.cfa.harvard.edu/iauc/04300/04316.html>
Brian G. Marsden “Supernova 1987A In The Large Magellanic Cloud” // - IAU Circ. – 1987. - № 4323.
<http://www.cfa.harvard.edu/iauc/04300/04323.html>
53. Amaldi et al. “Data Recorded by the Rome Room Temperature Gravitational Wave Antenna, during the Supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud” // - Europhys. Lett. – 1987. – **3**. - p. 1325.
54. Pizzella G. “Coincidence Techniques for Gravitational Wave Experiments”// - Nuovo Cim. B. – 1989. – **102**. - p. 471.
55. Aglietta M., et al. “Analysis of the Data Recorded by The Mont Blanc Neutrino Detector and by Maryland and Rome Gravitational Wave Detectors During SN 1987A” // - Nuovo Cim. C. – 1989. – **12**. - p. 75
56. De Rujula A. “May a supernova bang twice?” // - Phys. Lett. B. – 1987. – **193**. - p. 514
57. Bugaev E.V., Bisnovaty-Kogan G.S. et al. “The interaction of intermediate energy neutrinos with nuclei” // - Nucl. Phys. A. – 1979. – **324**. - p. 350.
58. Kolbe E., et al. “Neutrino-induced reactions on ^{12}C within the continuum random phase approximation” // - Phys. Rev. C. – 1994. – **49**. - p. 1122;
59. Дадыкин В.Л., Ряжская О.Г., "Об одной группе экспериментальных результатов, связанных с поиском нейтринного излучения от SN1987A. Комментарий" // - ПАЖ. - 2009 (2009, в печати)
60. <http://borex.lngs.infn.it>
61. OPERA Coll., "First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment" // - New Journal of Physics. – 2006. – **8**. - 303
62. F. Cei, “Search for Neutrinos from Stellar Gravitational Collapse with the MACRO Experiment at Gran Sasso”// - PhD thesis. - Scuola Normale Superiore. – Pisa. – 1996.

63. Н.Ю. Агафонова и др., "Изучение вариаций концентрации радона под землей с помощью установки LVD" // - Препринт ИЯИ РАН – 1071/2001, Москва. – 2001.
64. M. Aglietta et al. "CNGS beam monitor with the LVD detector" // - NIM A. – 2004. – **516**. – 96.
N.Yu. Agafonova et al., "First CNGS events detected by LVD" // - Eur. Phys. J. C. – 2007. – **52**. - p. 849–855.
65. С.А. Леонтьева, «Газохроматографический анализ воздуха производственных помещений на содержание углеводов» // - ЖАХ. – 1977. – **32**. - вып. 8. - с. 1638-1645
66. Khalchukov F.F. et al., "Search for antineutrino fluxes from collapsing stars at the Artyomovsk scientific station" // - Proc 20th ICRC. – 1987. – **6**. – 281.
67. Хальчуков Ф.Ф. "Поиск антинейтринного излучения от Солнца на подземных детекторах LVD и LSD" // - Дисс. на соискание ученой степени к. ф.-м. н. – Москва. – 1996.
68. A. Bigongiari et al. "High modularity fast charge-time digitizer in neutrino burst detection" // - NIM A. – 1990. – **288**. – 529.
69. Kudryavtsev V.A., Ryazhskaya O.G. "Energy calibration of LVD scintillation counters using cosmic ray muons" // Preprint LNGS 92/26. – LNGS, Gran Sasso (Italy). – 1992.
70. Якушев В.Ф., // - Частное сообщение. – 2007.
71. P. Antonioli et al. "Simulation of low-energy neutrino interactions in liquid scintillation counters" // - NIM A. – 1991. – **309**. – 569.
W. Fulgione, G. Navarra "On the possibility of detecting the ν_e burst from the collapse of a neutron star into a black hole"// - Preprint INFN/AE-99/06 – INFN, Turin (Italy). -1999.
72. A. Porta «Energy Measurement in LVD to Reconstruct Supernova Neutrino Emission» // - PhD thesis. - University of Torino. – 2005.
73. Geant4 Official Web Site. <http://geant4.cern.ch>

74. Ю.А. Цирлин, "Светособирание в сцинтилляционных счетчиках" // - М. – Атомиздат. – 1975.
75. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С., "Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1,5 м³ с квазизеркальным отражением" // - Препринт ИЯИ РАН № 1203. – Москва. – 2008.
76. Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Якушев В.Ф. "Характеристики сцинтилляционных счетчиков LVD" // – Отчет лаборатории ЭМДН ИЯИ АН СССР. - 1989
77. N. Agafonova et al., "The Charge Ratio for the Muon Flux at the Depth of 3200 m.w.e." // - The Report at the 20th ECRS. – Lisbon. – 2006. -
<http://www.lip.pt/event/2006/ecrs/proc/>
N. Yu. Agafonova et al., "The μ^+/μ^- Ratio at the Depth of 3000 m.w.e." // - Proc 31th ICRC. – Lodz. – 2009 (in press).
78. Бояркин В.В. "Рассмотрение возможности регистрации нейтринного излучения от вращающегося коллапсара с помощью детектора LVD" // - Дипломная работа. – М. – МФТИ. - 2004
79. N.Yu. Agafonova et al., "Study of The Effect of Neutrino Oscillations on the Supernova Neutrino Signal in the LVD Detector" // - Astroparticle Physics. – 2007. – **27.** - p. 254-270
80. В.В.Бояркин, О.Г. Ряжская "Детектор LVD и нейтрино от коллапсирующих звезд" // - Известия РАН, Серия физическая. – 2007. – **71.** - №4. – с. 589.
81. N. Agafonova et al., "Online recognition of supernova neutrino bursts in the LVD detector" // - Astrop.Phys. – 2008. – **28.** - p. 516-522
82. Блинников С.И., Имшенник В.С., Надежин Д.К., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарев А. Г. «Взрыв нейтронной звезды малой массы» // - АЖ. – 1990. – **67.** - с.1181

83. Имшенник В.С. «Возможный сценарий взрыва сверхновой в условиях гравитационного коллапса массивного звездного ядра» // - ПАЖ. – 1992. – **18.** - с.489
84. Аксенов А.Г., Блинников С.И., Имшенник В.С. «Быстровращающиеся холодные нейтронные звезды» // - АЖ. – 1995. – **72.** - с.717
85. Имшенник В.С., Надежин Д.К. "Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория"// - УФН. – 1988. – **156.** - с.576
86. P. Antonioli et al., "SNEWS: the SuperNova Early Warning System" // - New J. Phys. – 2004. – **6.** – p. 114 [<http://snews.bnl.gov>].
87. Н.Ю. Агафонова и др., "Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD" // - Известия АН, сер. физ. – 2005. – **69.** - №3. - с. 400-402
А.С. Мальгин, О.Г. Ряжская, «Нейтроны от мюонов под землей» // - ЯФ. – 2007. – **71.** – с. 1800.
88. J. Busenitz for the KamLAND collaboration “The KamLAND Experiment” // Int. J. Mod. Phys. A. – 2001. – **16** Suppl. 1 B. – p.742-744
89. Y. Suzuki “Kamiokande and Super-Kamiokande” // Talk at the International School of Nuclear Physics (19th course) Neutrinos in Astro, Particle and Nuclear Physics. – 1997. – Erice, Italy.
Super-Kamiokande Official Web-Page: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>
90. Н.Ю. Агафонова и др., "Поиск нейтринного излучения от Сверхновых с помощью детектора LVD" // - Известия РАН. Серия физическая. - 2009. – **73.** – с. 688.
91. Бояркин В.В., Ряжская О.Г. "Поваренная соль как мишень для нейтрино от Сверхновых" // - Известия РАН, Серия физическая. – 2009. – **73.** – с. 691.

V.V. Boyarkin, O.G. Ryazhskaya, “Sodium Chloride as a Target for Supernovae Neutrinos” // - Proc 31th ICRC. – Lodz. – 2009 (in press).

92. О.Г. Ряжская «Проникающие излучения под землей и исследования их характеристик с помощью сцинтилляционных детекторов большого объема» // Дисс. на соискание ученой степени д.ф.-м.н., - Москва. – ИЯИ РАН. - 1986

Приложение

Описание геометрии установки LVD в терминах программного пакета Geant4

Файл lvdConstruction.hh

```
#ifndef lvdConstruction_h
#define lvdConstruction_h 1
#include "G4VUserDetectorConstruction.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "globals.hh"

class G4VPhysicalVolume;
class G4UnionSolid;
class G4Box;
class G4Element;
class G4Material;
class G4Tubs;
class PmtSD;
class ScintSD;

class lvdConstruction : public G4VUserDetectorConstruction
{
private:

// "МИР" – самый большой объем в моделировании
G4Box* solidWorld;
G4LogicalVolume* logicWorld;
G4VPhysicalVolume* physWorld;

// определения различных поверхностей –
// сцинтилляционного объема счетчика, его стенок,
// иллюминаторов, стенок портатанка и пр.
G4Box* box;
G4LogicalVolume* portatank_log;
```



```

G4VPhysicalVolume* portatank_phys;
G4Box* kryshka_box;
G4Box* dno;
G4Box* lbok;
G4Box* dbok;
G4Box* dbok1;
G4Box* rebr;
G4Box* sbok;
G4Box* pt_roof;
G4Box* pt_bott;
G4Box* pt_lat1;
G4Box* pt_lat2;
G4LogicalVolume* pt_iron_log;
G4VPhysicalVolume* pt_phys;
G4Tubs* illum;
G4LogicalVolume* window_log;
G4VPhysicalVolume* window_phys;
G4UnionSolid* karkass;
G4LogicalVolume* karkass_log;
G4VPhysicalVolume* karkass_phys;
G4Tubs* ph_catod;
G4LogicalVolume* ph_catod_log;
G4VPhysicalVolume* ph_catod_phys;
G4Box* column1_1;
G4Box* column1_2;
G4Box* column2_1;
G4Box* column2_2;
G4Box* column2_3;
G4LogicalVolume* col1_log;
G4LogicalVolume* col2a_log;
G4LogicalVolume* col2b_log;
G4VPhysicalVolume* col1_phys;
G4VPhysicalVolume* col2a_phys;
G4VPhysicalVolume* col2b_phys;

```

```

/* -----
Раздел "РАЗМЕРЫ"
Размеры всех частей установки.
Иллюстрации и условные обозначения приведены в файле
DESCRIPTION.TXT (см. ниже)
-----*/

// Танк (сцинтилляционный объем счетчика): прямоугольный
// параллелепипед без 3 иллюминаторов
// Размеры сцинтилляционного объема счетчика
G4double tank_dx;
G4double tank_dy;
G4double tank_dz;
// Иллюминаторы
G4double radius_illum, z_illum, dy;
// dy - расстояние между центрами фотокатодов
// Фотокатод
G4double ph_catod_rad, ph_catod_dz;

// Железные стенки танка
// Условные обозначения приведены на Рис. 39.
//крышка
G4double pt_roof_dx;
G4double pt_roof_dy;
G4double pt_roof_dz;
//боковина 1
G4double pt_lat1_dx;
G4double pt_lat1_dy;
G4double pt_lat1_dz;
//боковина 2
G4double pt_lat2_dx;
G4double pt_lat2_dy;
G4double pt_lat2_dz;
//дно
G4double pt_bott_dx;
G4double pt_bott_dy;

```

```
G4double pt_bott_dz;
```

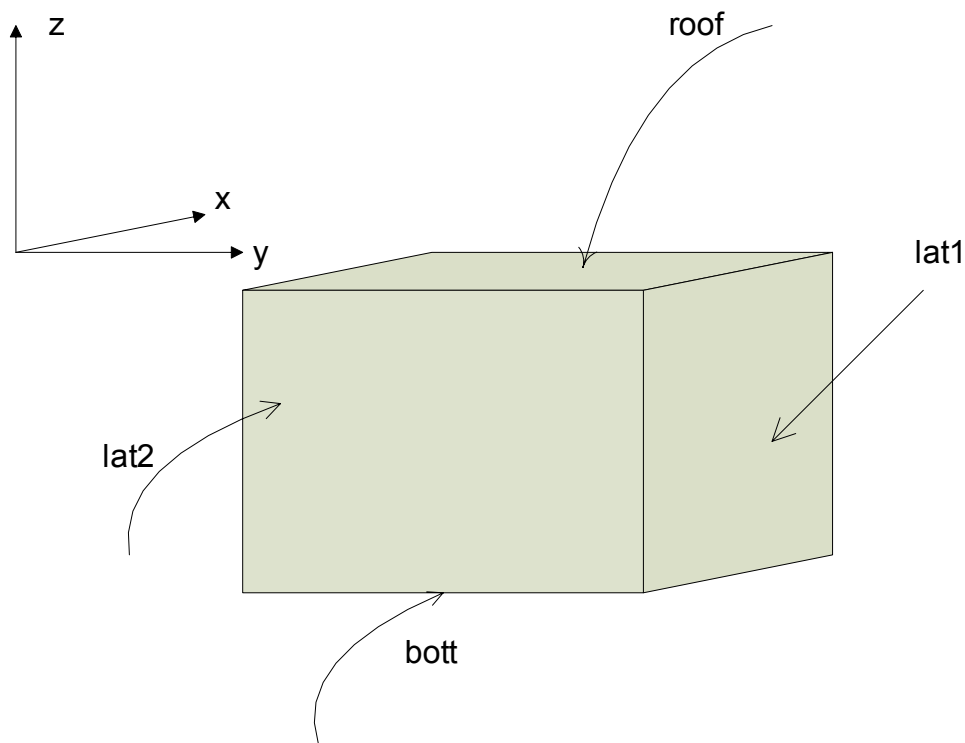


Рис. 39 Условные обозначения стенок танка

```
//Железные стенки портатанка
// Условные обозначения приведены на Рис. 40.
// Размеры
// дно (обозначено чёрным цветом)
G4double Ironwallxy_d_dx;
G4double Ironwallxy_d_dy;
G4double Ironwallxy_d_dz;
// длинная боковина (зеленая)
G4double Ironwallzx_l_dx;
G4double Ironwallzx_l_dy;
G4double Ironwallzx_l_dz;
// короткая боковина (синяя)
G4double Ironwallzx_s_dx;
G4double Ironwallzx_s_dy;
G4double Ironwallzx_s_dz;
// длинная стенка (желтая)
```

```

G4double Ironwallyz_dx;
G4double Ironwallyz_dy;
G4double Ironwallyz_dz;
// стенка в середине - "ребро"
G4double Ironwallyz_l_dx;
G4double Ironwallyz_l_dy;
G4double Ironwallyz_l_dz;

```

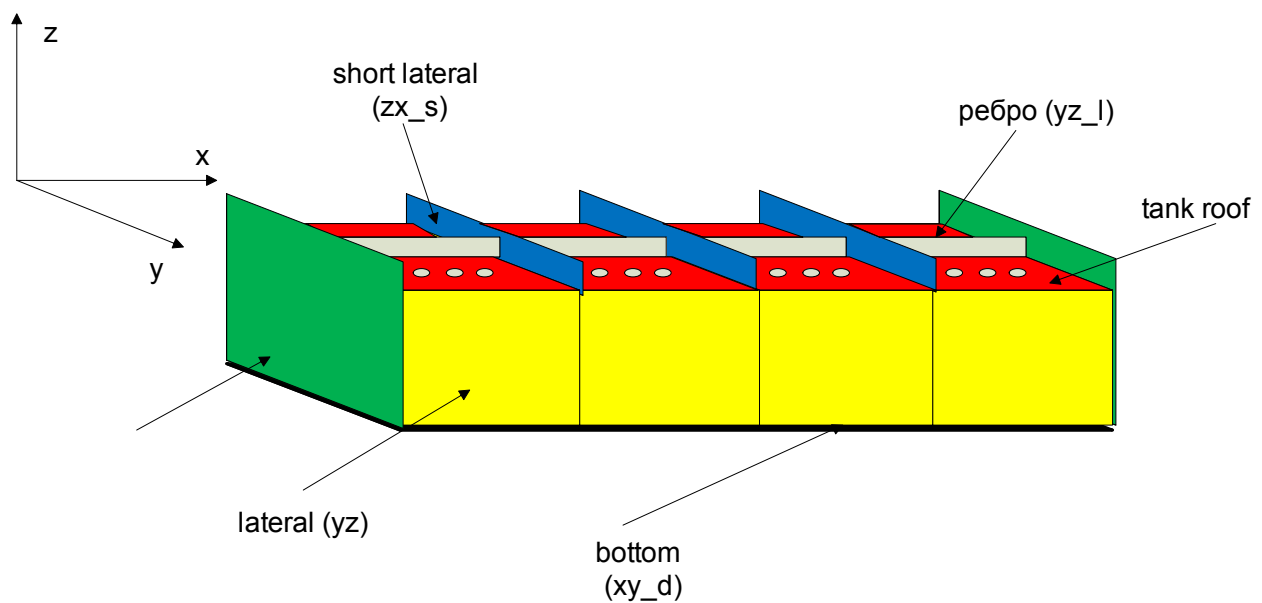


Рис. 40 Условные обозначения стенок портатанка

```

//Различные объединения поверхностей для создания каркаса
//портатанка
//расстояния между железными стенками портатанка
//Номера стенок приведены в файле description.txt
G4double sep_2_9;
G4double sep_4_7;
G4double sep_6_11;
// Конец раздела "РАЗМЕРЫ"

const G4int NbofPt; //число портатанков
ScintSD* SciSD;

public:

```

```

lvdConstruction();
G4VPhysicalVolume* Construct();
// Функции, позволяющие определить размеры установки из других
// файлов программы
G4double Gettk_roof_dx()           {return tk_roof_dx;};
G4double Gettk_roof_dy()           {return tk_roof_dy;};
G4double Gettk_roof_dz()           {return tk_roof_dz;};
G4double Gettk_bott_dx()           {return tk_bott_dx;};
G4double Gettk_bott_dy()           {return tk_bott_dy;};
G4double Gettk_bott_dz()           {return tk_bott_dz;};
G4double Gettk_lat1_dx()           {return tk_lat1_dx;};
G4double Gettk_lat1_dy()           {return tk_lat1_dy;};
G4double Gettk_lat1_dz()           {return tk_lat1_dz;};
G4double Gettk_lat2_dx()           {return tk_lat2_dx;};
G4double Gettk_lat2_dy()           {return tk_lat2_dy;};
G4double Gettk_lat2_dz()           {return tk_lat2_dz;};
G4double Gettank_dx()              {return tank_dx;};
G4double Gettank_dy()              {return tank_dy;};
G4double Gettank_dz()              {return tank_dz;};
G4double GetIronwallxy_d_dx()      {return Ironwallxy_d_dx;};
G4double GetIronwallxy_d_dy()      {return Ironwallxy_d_dy;};
G4double GetIronwallxy_d_dz()      {return Ironwallxy_d_dz;};
G4double GetIronwallzx_l_dx()      {return Ironwallzx_l_dx;};
G4double GetIronwallzx_l_dy()      {return Ironwallzx_l_dy;};
G4double GetIronwallzx_l_dz()      {return Ironwallzx_l_dz;};
G4double GetIronwallzx_s_dx()      {return Ironwallzx_s_dx;};
G4double GetIronwallzx_s_dy()      {return Ironwallzx_s_dy;};
G4double GetIronwallzx_s_dz()      {return Ironwallzx_s_dz;};
G4double GetIronwallyz_dx()        {return Ironwallyz_dx;};
G4double GetIronwallyz_dy()        {return Ironwallyz_dy;};
G4double GetIronwallyz_dz()        {return Ironwallyz_dz;};
G4double GetIronwallyz_l_dx()      {return Ironwallyz_l_dx;};
G4double GetIronwallyz_l_dy()      {return Ironwallyz_l_dy;};
G4double GetIronwallyz_l_dz()      {return Ironwallyz_l_dz;};
G4double Getsep_2_9()              {return sep_2_9;};

```

```

G4double Getsep_4_7()          {return sep_4_7;};
G4double Getsep_6_11()         {return sep_6_11;};
};
#endif

```

Файл lvdConstruction.cc

```

// Описание геометрии установки LVD
// Используем данные из файла description.txt
#include "lvdConstruction.hh"
#include "ScintSD.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialPropertiesTable.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4OpticalSurface.hh"
#include "G4OpBoundaryProcess.hh"
#include "G4LogicalSkinSurface.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4Isotope.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4SubtractionSolid.hh"
#include "G4UnionSolid.hh"
#include "globals.hh"

// Для чтения из файлов
#include <iostream.h>
#include <fstream.h>
#include <cstdlib>
#include <string>
#include <cstring>

using namespace std;

```

```

/*
    Входные файлы
        tower3.dat - координаты центров сцинтилляционных объемов для
всех 3 башен детектора;
        portatank.dat - координаты условных центров портатанков
*/

lvdConstruction::lvdConstruction()
:   solidWorld(0),logicWorld(0),physWorld(0),
    box(0),portatank_log(0),portatank_phys(0),
    kryshka_box(0),dno(0),lbok(0),dbok(0),dbok1(0),sbok(0),
    pt_roof(0),pt_bott(0),pt_lat1(0),pt_lat2(0),
    pt_iron_log(0),pt_phys(0),//illum(0),window_log(0),
    window_phys(0),karkass(0),karkass_log(0),karkass_phys(0),
    column1_1(0),column1_2(0),column2_1(0),column2_2(0),
    column2_3(0),col1_log(0),col2a_log(0),col2b_log(0),
    col1_phys(0),col2a_phys(0),col2b_phys(0)
{
    cout<<"LVD construction begins\n";
}

G4VPhysicalVolume* lvdConstruction::Construct()
{
//Необходимые материалы
G4double a,z; // атомный номер и масса
G4double density,fractionmass;
G4int ncomponents,natoms;
G4String name,symbol;

// Простые элементы - водород, углерод, кислород, азот, железо
a=1.01*g/mole;
G4Element* elH= new G4Element(name="Hydrogen", symbol="H",z=1.,a);
a=12.01*g/mole;
G4Element* elC= new G4Element(name="Carbon",symbol="C", z=6.,a);
a=16.00*g/mole;

```

```

G4Element* elO= new G4Element(name="Oxygen",symbol="O",z=8.,a);
a=14.01*g/mole;
G4Element* elN =new G4Element(name="Nitrogen",symbol="N",z=7.,a);
a=55.85*g/mole;
G4Element* elFe=new G4Element(name="Iron",symbol="Fe",z=26.,a);
density=7.87*g/cm3 ;//плотность железа
a=55.85*g/mole;
G4Material* Fe=new G4Material(name="Iron",z=26.,a,density);

//Сцинтиллятор CnH2n
density=0.78*g/cm3 ;
G4Material* Sci=new
G4Material(name="Scintillator",density,ncomponents=2);
Sci->AddElement(elH,natoms=2);
Sci->AddElement(elC,natoms=1);
// <n>=9.6 реально нигде не используется, достаточно знать
// плотность вещества
// воздух
density=1.290*mg/cm3 ;
G4Material* Air=new G4Material(name="Air",density,ncomponents=2);
Air->AddElement(elN,fractionmass=0.7);
Air->AddElement(elO,fractionmass=0.3);

//пластик иллюминатора C5H8O2
density=1.*g/cm3;
G4Material* Plastic=new
G4Material(name="Plastic",density,ncomponents=3);
Plastic->AddElement(elC,natoms=5);
Plastic->AddElement(elO,natoms=2);
Plastic->AddElement(elH,natoms=8);

// "МИР" - самый большой объем, используемый в данной задаче
// Частицы, покидающие этот объем, больше не участвуют в розыгрыше
G4double WorldLength_x=25.*m;
G4double WorldLength_y=40.*m;

```



```

G4double WorldLength_z=15.*m;
solidWorld= new
G4Box("world",WorldLength_x,WorldLength_y,WorldLength_z);
logicWorld= new G4LogicalVolume(solidWorld,Air,"world",0,0,0);
physWorld= new
G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(),logicWorld,"world",0,false,0);

/* -----
Раздел "РАЗМЕРЫ". Размеры всех частей установки.
См. файл DESCRIPTION.TXT
-----*/

// Танк (сцинтилляционный объем счетчика)
G4double tank_dx=0.5*m;
G4double tank_dy=0.75*m ;
G4double tank_dz=0.5*m;
// Иллюминаторы
G4double radius_illum=9.8*cm, z_illum=5.*cm,dy=35.*cm;
// Фотокатод
G4double ph_catod_rad=7.5*cm,ph_catod_dz=0.5*cm;

// Железные стенки танка (см. Рис. 39)
// крышка
G4double pt_roof_dx=1.0*m;
G4double pt_roof_dy=1.5*m;
G4double pt_roof_dz=4.*mm;
// боковина 1
G4double pt_lat1_dx=1.0*m;
G4double pt_lat1_dy=4.0*mm;
G4double pt_lat1_dz=1.0*m;
// боковина 2
G4double pt_lat2_dx=4.0*mm;
G4double pt_lat2_dy=1.5*m;
G4double pt_lat2_dz=1.0*m;
// дно
G4double pt_bott_dx=1.0*m;

```

```

G4double pt_bott_dy=1.5*m;
G4double pt_bott_dz=4.*mm;

// Железные стенки портатанка (см. Рис. 40)
// Размеры
// дно (черное)
G4double Ironwallxy_d_dx=2.1*m;
G4double Ironwallxy_d_dy=6.2*m;
G4double Ironwallxy_d_dz=20.*mm;
// длинная боковина (зеленая)
G4double Ironwallzx_l_dx=2.1*m;
G4double Ironwallzx_l_dy=20.*mm;
G4double Ironwallzx_l_dz=1.174*m;
// короткая боковина (синяя)
G4double Ironwallzx_s_dx=2.1*m;
G4double Ironwallzx_s_dy=8.*mm;
G4double Ironwallzx_s_dz=1.174*m;
// длинная стенка (желтая)
G4double Ironwallyz_dx=15.*mm;
G4double Ironwallyz_dy=6.2*m;
G4double Ironwallyz_dz=1.03*m;
// стенка в середине ("ребро")
G4double Ironwallyz_l_dx=15.*mm;
G4double Ironwallyz_l_dy=6.2*m;
G4double Ironwallyz_l_dz=1.174*m;

//Каркас портатанка
//расстояния между стенками танка и портатанка
//условные обозначения приведены в файле description.txt
G4double sep_2_9=1.925*cm;
G4double sep_4_7=2.0*cm;
G4double sep_6_11=7.*mm;
// Конец раздела "РАЗМЕРЫ"

// Создаём геометрию: сцинтилляционный объем и железные стенки

```

```

// Сцинтилляционный объем
// Учитываем, что 1x1.5x1 м3 - это внешние размеры счетчика,
// вычитаем толщину железных стенок
box = new G4Box("box", tank_dx-tk_lat2_dx,
                tank_dy-tk_lat1_dy, tank_dz-tk_roof_dz);
illum = new G4Tubs("illum", 0, radius_illum, z_illum/2, 0., 2*M_PI);
G4ThreeVector translation;
ph_catod = new
G4Tubs("ph_cat", 0, ph_catod_rad, ph_catod_dz/2, 0., 2*M_PI);
translation = G4ThreeVector(0, 0, tank_dz-z_illum/2);
G4SubtractionSolid* box1;
box1 = new G4SubtractionSolid("box1", box, illum, 0, translation);

translation = G4ThreeVector(0, -dy, tank_dz-z_illum/2);
G4SubtractionSolid* box2;
box2 = new G4SubtractionSolid("box2", box1, illum, 0, translation);

translation = G4ThreeVector(0, dy, tank_dz-z_illum/2);
G4SubtractionSolid* box3;
box3= new G4SubtractionSolid("portatank", box2, illum, 0, translation);

tank_log= new G4LogicalVolume(box3, Sci, "pt_log", 0, 0, 0, true);
// "Окна" иллюминаторов
G4UnionSolid* window2;
G4UnionSolid* window3;
G4UnionSolid* ph_cat2;
G4UnionSolid* ph_cat3;

translation= G4ThreeVector(0, dy, 0);
window2=new G4UnionSolid("win2", illum, illum, 0, translation);
ph_cat2=new G4UnionSolid("phcat2", ph_catod, ph_catod, 0, translation);
translation= G4ThreeVector(0, -dy, 0);
window3=new G4UnionSolid("win2", window2, illum, 0, translation);
ph_cat3=new G4UnionSolid("phcat3", ph_cat2, ph_catod, 0, translation);

```

```

window_log=new
G4LogicalVolume(window3,Plastic,"win_log",0,0,0,true);
ph_catod_log=new G4LogicalVolume(ph_cat3,Fe,"phc_log",0,0,0,true);

//Стенки танка вокруг сцинтилляционного объема
tk_roof=new G4Box("roof-
box",tk_roof_dx/2,tk_roof_dy/2,tk_roof_dz/2);
tk_lat1=new G4Box("lat1-
box",tk_lat1_dx/2,tk_lat1_dy/2,tk_lat1_dz/2);
tk_bott=new G4Box("bott-
box",tk_bott_dx/2,tk_bott_dy/2,tk_bott_dz/2);
tk_lat2=new G4Box("lat2-
box",tk_lat2_dx/2,tk_lat2_dy/2,tk_lat2_dz/2);

// "высверливаем" отверстия для фотокатодов в крышке
illum=new
G4Tubs("illum_hole",0,radius_illum,tk_roof_dz/2,0.,2*M_PI);
G4ThreeVector trans(0,0,0);
G4SubtractionSolid* roof_box1;
roof_box1= new G4SubtractionSolid("rbox1",tk_roof,illum,0,trans);

trans = G4ThreeVector(0,-dy,0);
G4SubtractionSolid* roof_box2;
roof_box2=new G4SubtractionSolid("rbox2",roof_box1,illum,0,trans);

trans = G4ThreeVector(0,dy,0);
G4SubtractionSolid* roof_tk;
roof_tk=new G4SubtractionSolid("rbox3",roof_box2,illum,0,trans);

// каркас счетчика
trans=G4ThreeVector(0,0,2*(tank_dz+tk_roof_dz/2));
G4UnionSolid* sides2;
sides2=new G4UnionSolid("sides2",tk_bott,roof_tk,0,trans);
trans=G4ThreeVector(0, tank_dy, tank_dz+tk_roof_dz/2);
G4UnionSolid* sides3;

```

```

sides3=new G4UnionSolid("sides3",sides2,tk_lat1,0,trans);
trans=G4ThreeVector(0,- tank_dy, tank_dz+tk_roof_dz/2);
G4UnionSolid* sides4;
sides4=new G4UnionSolid("sides4",sides3,tk_lat1,0,trans);
G4UnionSolid* sides5;
trans=G4ThreeVector(tank_dx,0, tank_dz+tk_roof_dz/2);
sides5=new G4UnionSolid("sides5",sides4,tk_lat2,0,trans);
trans=G4ThreeVector(-tank_dx,0, tank_dz+tk_roof_dz/2);
G4UnionSolid* sides6;
sides6=new G4UnionSolid("sides6",sides5,tk_lat2,0,trans);

tk_iron_log=new
G4LogicalVolume(sides6,Fe,"tk_iron_log",0,0,0,true);
//-----
// Железные стенки портатанка
dno=new
G4Box("dno",Ironwallxy_d_dx/2,Ironwallxy_d_dy/2,Ironwallxy_d_dz/2);
lbok=new
G4Box("lbok",Ironwallzx_l_dx/2,Ironwallzx_l_dy/2,Ironwallzx_l_dz/2);
sbok=new
G4Box("sbok",Ironwallzx_s_dx/2,Ironwallzx_s_dy/2,Ironwallzx_s_dz/2);
dbok=new
G4Box("dbok",Ironwallyz_dx/2,Ironwallyz_dy/2,Ironwallyz_dz/2);
dbok1=new
G4Box("dbok",Ironwallyz_l_dx/2,Ironwallyz_l_dy/2,Ironwallyz_l_dz/2);
// создаем весь каркас портатанка
// переходим к новой системе координат
// начало отсчета - в центре днища раньше - центр счетчика)
G4ThreeVector NewSK(tank_dx+sep_2_9,3*tank_dy+sep_4_7,
                    -tank_dz-sep_6_11-Ironwallxy_d_dz/2);

G4UnionSolid* dbok2; // вспомогательные переменные
G4UnionSolid* dbok3;
G4UnionSolid* dbok4;

```

```

trans=NewSK+G4ThreeVector(0,0,Ironwallzy_dz/2+sep_6_11+Ironwallxy_d
_dz/2);
dbok2=new G4UnionSolid("dbok2",dno,dbok1,0,trans);
trans+=G4ThreeVector(-2*(tank_dx+sep_2_9)-Ironwallxy_d_dx/2,0,0);
dbok3=new G4UnionSolid("dbok3",dbok2,dbok,0,trans);
trans+=G4ThreeVector(4*(tank_dx+sep_2_9)+2*Ironwallxy_d_dx/2,0,0);
dbok2=new G4UnionSolid("dbok2.1",dbok3,dbok,0,trans);
trans=NewSK+G4ThreeVector(0,0,Ironwallzx_s_dz/2+sep_6_11+Ironwallxy
_d_dz/2);
dbok4=new G4UnionSolid("dbok4",dbok2,sbok,0,trans);
trans+=G4ThreeVector(0,-2*(tank_dy+sep_4_7)-Ironwallzx_s_dy/2,0);
dbok2=new G4UnionSolid("dbok2.2",dbok4,sbok);
trans+=G4ThreeVector(0,4*(tank_dy+sep_4_7)+2*Ironwallzx_s_dy/2,0);
dbok3=new G4UnionSolid("dbok3.1",dbok2,sbok,0,trans);
trans+=G4ThreeVector(0,2*(tank_dy+sep_4_7)+
                    Ironwallzx_l_dy/2-Ironwallzx_s_dy/2,0);
dbok2=new G4UnionSolid("dbok2.3",dbok3,lbok,0,trans);
trans+=G4ThreeVector(0,-8*(tank_dy+sep_4_7)-2*Ironwallzx_l_dy/2,0);
karkass=new G4UnionSolid("Ironwalls",dbok2,lbok,0,trans);
// Каркас собран!
karkass_log= new
G4LogicalVolume(karkass,Fe,"karkass_log",0,0,0,true);

// Новый этап: формируем реальную геометрию.
const int NbOfpt=930;
int tclp[NbOfpt],i,imax;
int tcl[120],tci[50],ti[50];
float xc[NbOfpt],yc[NbOfpt],zc[NbOfpt];

G4String TCLPNum,ts,ps,phs;
G4String tank_string="Sc_t";
G4String pt_string="Fe_t";
char tmp[4];
i=0;

```

```

ifstream fin1("/home/boyarkin/geant4/LVD/data/tower3.dat");
//считываем данные о центрах счетчиков из файла
G4double xxx,yyy,zzz;
G4ThreeVector pt_centre;
if(!fin1) {
// проверка существования файла
    cout<<"Error opening file tower \n";
    return physWorld;}
while (!fin1.eof())
{
    fin1>>tclp[i]>>xc[i]>>yc[i]>>zc[i];
    if(tclp[i]>0){

/* позиции центров счетчиков - необходимые координаты заложены в
трехмерный вектор G4ThreeVector.
Имя каждого счетчика уникально и включает в себя номер TCLP */
        xxx=xc[i]*1.0*m;
        yyy=yc[i]*1.0*m;
        zzz=zc[i]*1.0*m;
        tk_centre=G4ThreeVector(xxx,yyy,zzz);
        sprintf(tmp,"%d",tclp[i]);        //номер счетчика
//Т.о. каждый счетчик имеет имя вида "Sc_t****", а его
// железные стенки - "Fe_t****", где **** - номер TCLP
        ts=tmp;
        ps=pt_string+ts;
        phs=ph_string+ts;
        ts=tank_string+ts;
        tank_phys= new G4PVPlacement(0,tk_centre, tank_log,
                                     ts,logicWorld,false,i);
        trans=tk_centre+G4ThreeVector(0,0,- tank_dz-tk_roof_dz/2);
        pt_phys= new G4PVPlacement(0,trans,tk_iron_log,
                                    ps,logicWorld,false,i);
        ph_catod_phys= new G4PVPlacement(0,trans,ph_catod_log,
        phs,logicWorld,false,i);
        i++;

```

```

        ts="";
    }
}
fin1.close();

// Аналогичный цикл для портатанков
ifstream fin2("/home/boyarkin/geant4/LVD/data/portatank.dat");
G4String karkass_string="portat";
if(!fin2) {
    cout<<"Error opening file portatank\n";
    return physWorld;}
i=0;
while (!fin2.eof())
{
    fin2>>tcl[i]>>xc[i]>>yc[i]>>zc[i];
    if(tcl[i]>0){
        xxx=xc[i]*1.0*m;
        yyy=yc[i]*1.0*m;
        zzz=zc[i]*1.0*m;
        pt_centre=G4ThreeVector(xxx,yyy,zzz);
        sprintf(tmp,"%d",tcl[i]);        //Номер портатанка в виде TCL
        ts=tmp;
        ks=karkass_string+ts;
//Т.о. каждый портатанк имеет имя вида "portat***",
        karkass_phys= new G4PVPlacement(0,pt_centre,karkass_log,
                                         ks,logicWorld,false,i);

        i++;
    }
}
fin2.close();

cout<<"Geometry is made!\n";
// Геометрия сделана!
// Т.н. "чувствительные" детекторы,
//энерговыведение в которых будет записываться

```



```

G4SDManager* SDman=G4SDManager::GetSDMpointer();
i=0;
G4String nameSD="lvd/Sci";
SciSD = new ScintSD(nameSD, this);
SDman->AddNewDetector(SciSD);
tank_log->SetSensitiveDetector(SciSD);
cout<<"Sensitive detectors are initialized!\n";
//При графическом отображении каждому объему можно задать свой
// цвет, но эта часть кода здесь не приводится
return physWorld;
}

```

Файл Description.txt

*-----

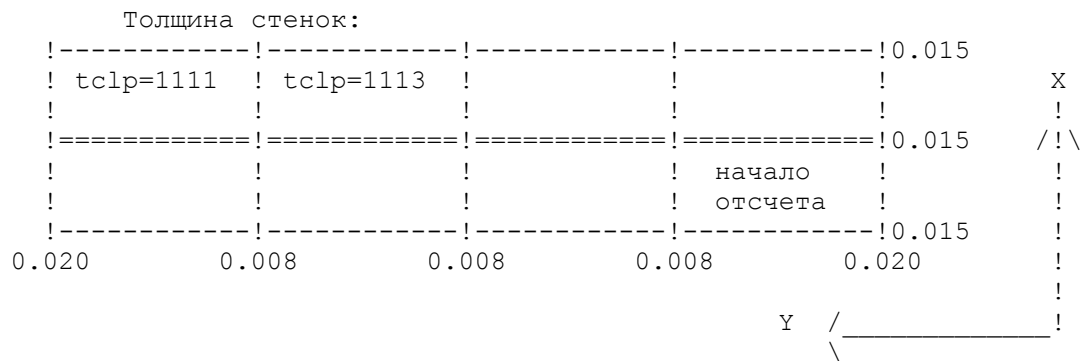
Начало отсчета расположено в центре счетчика TCLP=1118.
Ось X направлена в сторону колонны 2; ось Y - в сторону башни 2; ось Z - в сторону уровня 7.

*-----

Схема портатанка TCL=111 (Внешние размеры 2.115*6.224 м)

(Толщина днища 0.02 м)

(Расстояние между днищами танка и портатанка - около 0.007 м)



измеренные значения:

a=2.115	!	2.115
b=6.224	!	6.224
g=0.008	!	Из рисунка: 0.008
h=0.015	!	0.015
r=0.020	!	0.020
perx2=2.747	!	2.750
pery2=8.293	!	8.270
perz=1.504	!	1.495
perx1=(a-h)/2.	!	3.1045
pery1=((b-(3.*g+2.*r))/4.)+g	!	1.548
bot=0.020		
bisol=0.007		

*-----

```

a - внешний x-размер портатанка;
b - внешний y-размер портатанка;
В установке LVD:
  perx2 - расстояние по оси X между центрами аналогичных танков от колонны к
колонне;
  pery2 - расстояние по оси Y между центрами аналогичных танков от башни к
башне;
  perz  - расстояние по оси Z между центрами аналогичных танков от уровня к
уровню;
Внутри портатанка:
  perx1 - расстояние между центрами танков по оси X (1118->1117);
  pery1 - расстояние между центрами танков по оси Y (1118->1116);

*-----
*          -----4-----
*          | |--7---| | |-13---| |          6-днище портатанка;
*          2 |         | 1 |         | 3          11-днище танка 1117;
*          | 9 TCLP | | | TCLP | |          12-крышка танка 1117;
*          | | 1117 | | | 1118 | |          17-днище танка 1118;
*          | |         | | 15         | |          18-крышка танка 1118;
*          | |         10 | |         16 |
*          | |--8---| | |-14---| |
*          -----5-----
*          |         |         |
Толщина (в метрах):
(1,2,3->0.015), (4,6->0.020), (5->0.008), ((7-18)->0.004)

внешние размеры танка (в метрах): (1.000*1.000*1.500);
расстояния: (2-9), (10-1), (1-15), (16-3) равны 0.01925;
расстояния: (4-7), (4-13), (8-5), (14-5) равны 0.020;
расстояния: (11-6), (17-6) равны to 0.007;
высота (без днища портатанка): (2,3)->1.030
                                (1,4,5)->1.174
*-----

```