

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА LSD НА НЕЙТРИННУЮ ВСПЫШКУ ОТ SN1987A

К. В. Мануковский<sup>a\*</sup>, А. В. Юдин<sup>a,b\*\*</sup>, Н. Ю. Агафонова<sup>c\*\*\*</sup>,

**А. С. Мальгин**<sup>c</sup>, **О. Г. Рязская**<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Научно-исследовательский центр «Курчатовский институт» —  
Институт теоретической и экспериментальной физики  
117218, Москва, Россия

<sup>b</sup> Научно-исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

<sup>c</sup> Институт ядерных исследований Российской академии наук  
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 ноября 2021 г.,  
после переработки 6 декабря 2021 г.  
Принята к публикации 6 декабря 2021 г.

При помощи кода Geant4 проведено полномасштабное моделирование отклика детектора LSD на нейтринную вспышку от сверхновой SN1987A. Параметры нейтринного потока выбирались согласно одной из моделей: стандартного коллапса или ротационной модели взрыва сверхновой. Было показано, что в зависимости от выбираемых параметров можно или получить требуемое число импульсов в установке, или воспроизвести их энергетический спектр, но не то и другое вместе. В моделировании учитывалось взаимодействие нейтринного излучения как с самим детектором LSD, так и с веществом находящегося вокруг грунта. Была также исследована гипотеза, что весь уникальный сигнал LSD в 2:52 UT был вызван потоками нейтронов из окружающего гранита. Однако по результатам моделирования данное предположение не подтвердилось. Полученные результаты предоставляют богатый материал для возможных интерпретаций.

DOI: 10.31857/S0044451022030038

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая SN1987A, вспыхнувшая 23 февраля 1987 г., инициировала бурное развитие теории взрывов сверхновых и экспериментальных методов детектирования нейтрино. Эту сверхновую обнаружили в оптическом диапазоне [1], а затем наблюдали во всех диапазонах спектра электромагнитного излучения. Но, кроме того, она была зарегистрирована четырьмя нейтринными детекторами: сцинтилляционными — LSD [2], БПСТ [3], и черенковскими — IMB [4], Kamiokande II (далее КИ) [5]. Следует подчеркнуть, что это первый и пока, к сожалению,

единственный случай детектирования нейтрино от сверхновых звезд.

Сигнал детектора LSD от SN1987A, зарегистрированный примерно на 5 ч раньше сигналов детекторов IMB, КИ и БПСТ, до сих пор вызывает дискуссии о своем происхождении. В общепринятой модели стандартного коллапса (сферически-симметричная невращающаяся звезда) [6, 7] излучение нейтрино должно быть однократным, с длительностью порядка 10 с, и поэтому сигнал в LSD должен был наблюдаться одновременно с сигналами в остальных детекторах. Кроме того, число импульсов в LSD должно быть меньше, чем в IMB и КИ, так как массы рабочего вещества IMB (5000 т H<sub>2</sub>O) и КИ (2140 т H<sub>2</sub>O) больше массы LSD (90 т C<sub>n</sub>H<sub>2n</sub>). Стоит отметить, что все эти детекторы были предназначены для регистрации электронных антинейтрино.

Однако существуют модели [8–11], допускающие и двойной нейтринный всплеск от сверхновой. Как

\* E-mail: manu@itep.ru

\*\* E-mail: yudin@itep.ru

\*\*\* E-mail: agafonova@inr.ru

было показано в [12], сигнал в 2:52 UT, зарегистрированный только на установке LSD и содержащий 5 импульсов, может найти объяснение в рамках модели вращающегося коллапсара [10] как результат взаимодействия электронных нейтрино высоких энергий с элементами конструкции детектора, которые содержали порядка 170 т железа.

Помимо этого, обращает на себя внимание схожесть энергетических характеристик сигнала в LSD со спектром гамма-квантов от захватов нейтронов ядрами железа  $n + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{57}\text{Fe} + \gamma$  [13]. Не могли окружающий детектор грунт (гранит Монблана), облучаемый потоками нейтрино от сверхновой, стать источником нейтронов от  $\nu A$ -взаимодействий? Эти нейтроны могли бы захватываться металлическими конструкциями LSD и производить гамма-кванты. Учитывая, что пробег гамма-кванта с характерной энергией 8 МэВ в железе составляет порядка 4 см, такие гамма-кванты могут свободно выходить из конструкций детектора и производить сигнал в сцинтилляционных счетчиках. Эта возможность нуждается в тщательной проверке.

Существенная неопределенность в параметрах нейтрино (в особенности энергии), излучаемых в процессе коллапса ядра сверхновой с сильным вращением, при отсутствии убедительных численных расчетов придает смысл попытке решения обратной задачи. То есть можно попытаться ответить на вопрос: если все 5 импульсов LSD обусловлены взаимодействием нейтринного излучения от сверхновой SN1987A, то какими характеристиками оно должно было обладать? Ответ на такой вопрос можно получить только с помощью прямого моделирования взаимодействия нейтрино с веществом детектора LSD и окружающим его грунтом.

Целью нашей работы является моделирование отклика детектора LSD на нейтринное излучение от сверхновой SN1987A в рамках двух возможных сценариев:

— «стандартный» коллапс со средней энергией нейтрино  $\langle E \rangle_{\bar{\nu}_e} \approx 15$  МэВ;

— модель вращающегося коллапсара с двумя нейтринными сигналами. Первый состоит преимущественно из электронных нейтрино высоких энергий  $\langle E \rangle_{\nu_e} \approx 40$  МэВ, а второй близок по своим параметрам к стандартному сценарию [10].

Вопрос об энергетических характеристиках нейтрино в ротационном механизме рассматривался, например, в работах [14, 15]. Было показано, что характерная энергия при определенных условиях действительно может достигать значения в 40 МэВ. Для выяснения чувствительности получаемых ре-

зультатов к этому конкретному значению нами был дополнительно рассмотрен случай с промежуточной энергией 30 МэВ.

Статья построена следующим образом. Сначала описывается детектор LSD, затем каналы взаимодействия нейтрино с веществом детектора. Далее приводятся характеристики уникального события LSD в 2:52 UT. Затем описывается метод моделирования отклика детектора. Результаты расчетов приведены в виде энергетических спектров для основных реакций и в сводной таблице для взаимодействий разных типов нейтрино с энергиями 15, 30 и 40 МэВ. В заключение обсуждаются результаты для обоих исследуемых сценариев взрыва сверхновой SN1987A.

Везде ниже будем называть единичное энерговыделение в детекторе, обладающее всеми характерными признаками взаимодействия нейтрино, «импульсом», совокупность таких импульсов, близких по времени, — «событием».

## 2. ДЕТЕКТОР LSD

Жидкостной сцинтилляционный детектор (Liquid Scintillation Detector, LSD), работавший с 1984 г., предназначался для регистрации нейтрино от коллапсов звездных ядер [16]. Он был сооружен совместно Институтом ядерных исследований АН СССР (в настоящее время ИЯИ РАН) и Институтом космогеофизики Национального совета исследований Италии в туннеле под Монбланом на глубине 5200 м в.э. Такая толщина грунта над установкой обеспечивает снижение потока мюонов космических лучей на шесть порядков. Автотранспортный туннель длиной 12 км, соединяющий Италию и Францию, проходит с юго-востока на северо-запад.

LSD состоял из 72 сцинтилляционных счетчиков размерами  $1.0 \times 1.5 \times 1.0$  м<sup>3</sup> каждый. Корпус счетчика был изготовлен из нержавеющей стали толщиной 0.4 см. Счетчики образовывали три трехуровневые секции (колонны) в виде параллелепипеда с площадью  $6 \times 7$  м<sup>2</sup> и высотой 4.5 м (см. ниже рис. 4–6).

Структуру установки составляли железные контейнеры, поставленные друг на друга и вмещавшие по два счетчика. Стенки контейнеров имели разную толщину для того, чтобы между сопредельными гранями счетчиков в колонне был слой железа 2 см. Обращенные к коридорам боковые стенки и донья контейнеров имели толщину 2 см. Таким образом, с учетом толщины стенок счетчиков 0.4 см сцинтиллятор счетчиков в колонне был разде-

лен слоями железа 2.8 см. Между сцинтиллятором соседних колонн слой железа составлял 2.8 см, между скальным грунтом и сцинтиллятором — 4.4 см. Установка стояла на железной платформе толщиной 10 см. Для снижения влияния естественной радиоактивности грунта стенки камеры были облицованы стальными плитами общим весом около 114 т.

Над детектором и под ним имелось пространство высотой 6 см, куда предполагалось поместить два слоя резистивных стримерных камер для экспериментов по физике мюонов, но с появлением в 1982 г. проекта NUSEX [17], способного решать эти задачи, от резистивных камер было решено отказаться.

Сцинтиллятор на базе уайт-спирита  $C_nH_{2n}$ ,  $\langle n \rangle \approx 9.6$ , содержал добавки РРО (1 г/л) и РОРОР (0.03 г/л). Каждый счетчик просматривался тремя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 15 см. Энерговыведению 1 МэВ в счетчике соответствовал суммарный сигнал трех ФЭУ, образуемый примерно 15 фотоэлектронами. Величины энерговыведения в счетчике анализировались при совпадении сигналов от трех ФЭУ с разрешающим временем 200 нс.

Энергетический порог более защищенных от фона внутренних 16 счетчиков  $E_{HET}^{in} = 5$  МэВ, для внешних 56 счетчиков порог регистрации  $E_{HET}^{ex} = 7$  МэВ. Импульс от схемы совпадений любого из 72 счетчиков являлся триггером для всего детектора в целом. В этом случае проводилась запись амплитуды (с энерговыведением выше  $E_{LET} = 0.8$  МэВ) и времени импульса во временном окне 500 мкс в каждом из 72 счетчиков.

Энергетическая калибровка счетчиков проводилась по пикам от энерговыведений атмосферных мюонов (175 МэВ для вертикальных мюонов) и гамма-квантов от захватов нейтронов (продуктов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ) ядрами водорода ( $E_\gamma = 2.2$  МэВ) и никеля ( $E_\gamma \approx 9$  МэВ).

Энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика описывается формулой

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1}{2.35} \left( 0.26 \pm \sqrt{\frac{0.31}{E [\text{МэВ}]} + 0.055} \right), \quad (1)$$

которая базируется на определении разрешения  $\eta = \Delta E/E$ ,  $\Delta E = 2.35\sigma$ ,  $\sigma = 1/\sqrt{N_{pe}} = 1/\sqrt{aE}$ , где  $\Delta E$  — ширина функции разрешения (квазигаусс) на половине высоты,  $\sigma$  — доверительный интервал (погрешность измерений 68%),  $N_{pe}$  — число фотоэлектронов на трех ФЭУ,  $a$  — число фотоэлектронов на трех ФЭУ от энерговыведения 1 МэВ. Первый член в скобках представляет разброс коэффициента све-

тосбора в зависимости от места вспышки в счетчике, первый член суммы под радикалом определяется флуктуациями числа фотоэлектронов  $N_{pe}$ , второй — разбалансом коэффициентов усиления ФЭУ.

### 3. ВЫДЕЛЕНИЕ КАНДИДАТОВ НА РЕГИСТРАЦИЮ СИГНАЛА

Система регистрации эксперимента LSD позволяла детектировать продукты взаимодействия электронного антинейтрино ( $\bar{\nu}_e$ ) со сцинтиллятором: позитроны из реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  (IBD-реакция Райнеса–Коуэна) и гамма-кванты от захвата нейтрона протонами  $n + p \rightarrow d + \gamma$  или ядрами железа  $n + \text{Fe} \rightarrow \text{Fe} + \sum \gamma$ . Эта последовательность реакций дает основную «сигнатуру» регистрации антинейтрино.

Если детектируется позитрон, то амплитуда равна сумме кинетической энергии позитрона и энергии гамма-квантов  $e^+e^-$ -аннигиляции ( $\sim 1$  МэВ).

Эффективность регистрации частиц определяется функциями верхнего  $E_{HET}$  и нижнего  $E_{LET}$  порогов и краевым эффектом [18].

Средний темп счета триггерных импульсов детектора около 45 в час. Среднее число нейтроноподобных импульсов во временном окне 500 мкс — 0.1 и 0.8 соответственно для внутренних и внешних счетчиков.

Нейтринная вспышка идентифицируется по появлению серии импульсов с амплитудой больше  $E_{HET}$  за время  $t < 20$  с. Фон детектора может имитировать истинное событие. В онлайн-анализе данных детектора оценивалась частота имитации фоном

$$F_{im} = m \frac{(mt)^{k-1}}{(k-1)!} \exp(-mt),$$

где  $m$  — частота фоновых импульсов,  $t$  — длительность пачки импульсов,  $k$  — число импульсов. Информация о серии импульсов с низкой частотой имитации (меньше 1/(5–50) лет) посылалась на распечатку с компьютера детектора.

Подробно процедура отбора импульсов-кандидатов на нейтринные сигналы от гравитационных коллапсов описана в работах [19, 20].

#### 3.1. Реакции взаимодействия нейтрино с веществом детектора LSD

Помимо IBD-реакции, детектор LSD был способен регистрировать частицы от взаимодействия нейтрино с ядрами углерода и железа, входящими

Таблица 1. Реакции взаимодействия нейтрино по заряженным токам (CC)

Тип нейтрино	Ядро: C	Ядро: Fe
$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + e^+ (E_{th} = 14.4 \text{ МэВ})$ ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_e + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Mn}^* + e^+ (E_{th} = 12.5 \text{ МэВ})$ ${}^{56}\text{Mn}^* \rightarrow {}^{56}\text{Mn} + \gamma$ ${}^{56}\text{Mn}^* \rightarrow {}^{55}\text{Mn} + n$ ${}^{56}\text{Mn}^* \rightarrow {}^{55}\text{Cr} + p$
$\nu_e$	$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^- (E_{th} = 17.3 \text{ МэВ})$ ${}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$	$\nu_e + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Co}^* + e^- (E_{th} = 10 \text{ МэВ})$ ${}^{56}\text{Co}^* \rightarrow {}^{56}\text{Co} + \gamma$ ${}^{56}\text{Co}^* \rightarrow {}^{55}\text{Co} + n$ ${}^{56}\text{Co}^* \rightarrow {}^{55}\text{Fe} + p$

Таблица 2. Реакции взаимодействия нейтрино по нейтральным токам (NC) и рассеяние на электроне (ES)

Тип нейтрино	Ядро: C	Ядро: Fe	$e^-$
$\tilde{\nu}_e$	$\nu_i + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu_i + {}^{12}\text{C}^*$	$\nu_i + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow \nu_i + {}^{56}\text{Fe}^*$	$\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^-$
$\nu_e$	$(E_{th} = 15.1 \text{ МэВ})$	$(E_{th} = 15 \text{ МэВ})$	
$\tilde{\nu}_{\mu,\tau}$	${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$	${}^{56}\text{Fe}^* \rightarrow {}^{56}\text{Fe} + \gamma$	
$\nu_{\mu,\tau}$	${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{11}\text{C} + n$	${}^{56}\text{Fe}^* \rightarrow {}^{55}\text{Fe} + n$	
	${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{11}\text{B} + p$	${}^{56}\text{Fe}^* \rightarrow {}^{55}\text{Mn} + p$	

в состав сцинтиллятора и конструкции установки. Реакции и пороги регистрации приведены в табл. 1 и 2. Задержанные импульсы (гамма-кванты и нейтроны) от снятия возбуждения ядер Mn, Fe и Co детектор может регистрировать благодаря низкому порогу  $E_{LET}$ , который «открывает» для чтения все счетчики после прихода триггера — импульса выше  $E_{HET}$ . Импульсы от этих  $\gamma$ -квантов и  $\gamma$ -квантов от захватов нейтронов железом установки в реакциях  $\tilde{\nu}_e(\nu_e)$  с веществом детектора и окружающего его грунта могут иметь энергии до 15 МэВ и тоже регистрироваться детектором как одиночные триггеры.

#### 4. СОБЫТИЕ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННОЕ ДЕТЕКТОРОМ LSD ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ SN1987A

23 февраля 1987 г. в 2 ч 52 мин всемирного времени (UT) в эксперименте LSD была зарегистрирована серия из 5 импульсов за 7 с. Информация с характеристиками сигнала была послана в Международный астрономический союз (IAU) 28 февраля [2, 21]. Далее будем называть импульсы около времени 2:52 UT первым сигналом.

Коллаборация Камиоканде II (Япония, США) 6 марта сообщила о регистрации нейтрино от SN1987A в IAU и подготовила публикацию [5]. Команда эксперимента IMB (США) отослала 11 марта такое же сообщение в IAU и 12 марта у нее был готов текст публикации [4]. Группа Баксанского телескопа БПСТ [3] заявила 6 апреля о выделении нейтринного сигнала из своих данных. С поправками на точность часов все три сигнала произошли одновременно в 7:35 UT. Детектором LSD в 7:35 UT [2] были зарегистрированы два импульса. Импульсы около времени 7:35 будем называть вторым сигналом.

Методика экспериментов как черенковских детекторов КП и IMB, так и сцинтилляционного телескопа БПСТ не позволяла идентифицировать именно  $\tilde{\nu}_e p$ -взаимодействия: установки не могли детектировать  $np$ -захват и, таким образом, в отличие от LSD, не имели сигнатуры данной реакции.

Сигнал КП, содержащий 11 импульсов (первоначально 12), авторами интерпретировался как произведенный  $\tilde{\nu}_e p$ -взаимодействиями на основании приблизительной изотропности направления треков частиц в импульсах. Тот факт, что треки частиц в 7 из 11 импульсов направлены в перед-

Таблица 3. Характеристики зарегистрированного кластера LSD

Номер счетчика	Время импульса, час. мин. сек.	Амплитуда, МэВ	Нейтроноподобный импульс
31 наружный	2.52.36.792	6.2	—
14 внутренний	2.52.40.649	5.8	—
25 наружный	2.52.41.007	7.8	+1.0 после 278 мкс
35 внутренний	2.52.42.696	7.0	—
33 внутренний	2.52.43.800	6.8	—

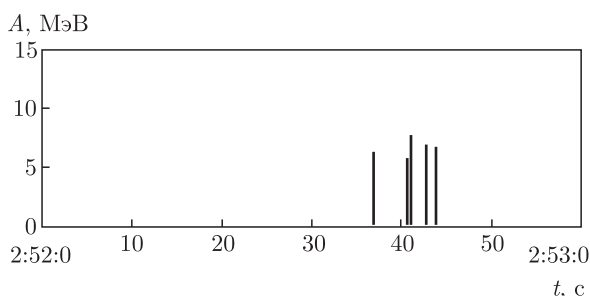


Рис. 1. Серия импульсов, зарегистрированная в LSD (2 ч 52 мин UT)

ною полусферу, авторы объясняли флуктуациями. Похожая ситуация с сигналом ИМВ: 7 треков из 8 также направлены в среднюю полусферу. Авторами КП допускалось, что в их сигнале 2 импульса из 11 могли быть вызваны  $\nu e$ -рассеянием, но такое количество  $\nu e$ -взаимодействий приводило к противоречию с теоретическими предсказаниями о полной энергии потока нейтрино [22–24].

Итак, зарегистрированный кластер LSD содержал 5 импульсов во временном интервале 7 с, ограниченном первым и последним импульсами (рис. 1).

Кластеры-кандидаты следовали на LSD с частотой около 0.5 в сутки, но данный кластер имел исключительно низкую частоту имитации фоном  $F_{im} \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$  в сутки и появился впервые с начала работы установки в январе 1985 г. Близкий по частоте имитации  $\approx 4 \cdot 10^{-3}$  кластер был зарегистрирован только 27 апреля 1986 г., он состоял из 11 импульсов за 67 с [25].

Время появления импульсов в LSD и их амплитуды (уточненные после дополнительных калибровок [20]) приведены в табл. 3. Из пяти измеренных импульсов только один сопровождался нейтроноподобным импульсом, отстоящим от триггерного сигнала в детекторе на время 278 мкс с энергией 1.4 МэВ.

Таблица 4. Сигналы, зарегистрированные детекторами ИМВ, КП и БПСТ

Детектор	Время первого–последнего импульсов, час. мин. сек	Число импульсов
ИМВ	7.35.35–7.35.47	12
КП	7.35.41–7.35.44	8
БПСТ	7.36.06–7.36.21	6

Для информации в табл. 4 приведены время и число импульсов в детекторах ИМВ [5], КП [4] и БПСТ [3]. Такое небольшое количество импульсов было вызвано не только расстоянием до источника (около 50 кпк от Земли), но и относительно небольшими размерами детекторов.

## 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА LSD

Моделирование проводилось с использованием программного комплекса Geant4 версии 10.3 [26]. Данный программный комплекс позволяет проводить детальные расчеты прохождения элементарных частиц через вещество с помощью метода Монте-Карло. Также Geant4 имеет необходимые средства для задания объектов сложной геометрии и включает в себя широкий набор теоретических моделей, описывающих взаимодействие элементарных частиц с веществом. Подробное описание набора физических моделей, применявшегося в расчетах, можно найти в работе [27]. Следует отметить, что указанные физические настройки были специально подобраны и оптимизированы для моделирования экспериментальных установок в подземных низкофоновых лабораториях. Тестирование и отладка прово-

дидлись на целом ряде экспериментальных данных, начиная с относительно простых экспериментов по взаимодействию протонов и  $\pi$ -мезонов фиксированной энергии с железными и свинцовыми мишенями и заканчивая более сложными экспериментальными установками с детекторами на основе жидкого сцинтиллятора на Артемовской научной станции ИЯИ в гипсовой (25 мв.э.) и соляной (316 и 570 мв.э.) шахтах. Полученные в численных расчетах результаты хорошо согласовывались с результатами экспериментов [28].

В пакете библиотек Geant4 отсутствуют модели для описания взаимодействия нейтрино с веществом. Поэтому информация о процессах с участием нейтрино должна быть добавлена в расчет извне. Мы использовали стандартные формулы (см., например, [29]) для описания процессов 1) захвата нейтрино ядром, 2) неупругого рассеяния нейтрино на ядре, 3) рассеяния на электроне. Основной проблемой здесь является расчет величины и распределения гамов-теллеровских и фермиевских резонансов в дочернем ядре, которые доминируют в указанных процессах на ядрах при рассматриваемых характерных энергиях нейтрино. Для полного расчета нам нужна информация по взаимодействию нейтрино как в сцинтилляторе установки, так и в защитных металлических конструкциях LSD и в окружающей установку грунте. Ниже представлена компиляция использованных библиографических данных по учитываемым элементам (с изотопами):  $^1\text{H}$  [29–31],  $^{12,13}\text{C}$  [32–36],  $^{16,18}\text{O}$  [35, 37–41],  $^{27}\text{Al}$  [42, 43],  $^{28}\text{Si}$  [44, 45],  $^{50,52-54}\text{Cr}$  [46–49],  $^{54,56,57}\text{Fe}$  [33, 34, 40, 50–54],  $^{58,60}\text{Ni}$  [35, 53, 54].

На рис. 2 приведены рассчитанные сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино с несколькими наиболее важными мишенями: с ядрами водорода и углерода (состав сцинтиллятора —  $\text{C}_n\text{H}_{2n}$ ), железа (защитные и несущие конструкции установки) и электронами. Сплошными линиями показан результат для взаимодействия электронного нейтрино по заряженному каналу, штриховыми — то же для электронного антинейтрино. Пунктирные линии — неупругое рассеяние, штрихпунктирной линией показано рассеяние на электронах. Как видно, сечение реакции  $\nu_e + ^{56}\text{Fe}$  уже примерно при 15 МэВ превосходит сечение основной IBD-реакции, что особенно важно для рассматриваемого нами ротационного механизма взрыва сверхновой [12], в рамках которого как раз и могут возникать нейтрино высоких энергий.

Для того чтобы продемонстрировать имеющуюся в литературе неопределенность в отношении рас-

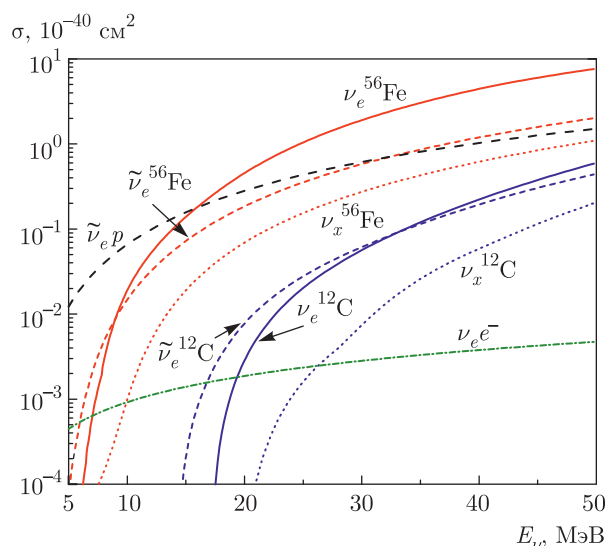


Рис. 2. Сечения взаимодействия нейтрино с несколькими избранными мишенями как функции энергии

Таблица 5. Сечение взаимодействия нейтрино с ядром железа при  $E_\nu = 40$  МэВ

Ссылка	$\sigma_\nu, 10^{-40} \text{ см}^2$
[55]	3.72
[40]	5.41
[50]	2.1
[52]	3.04
[56]	4.2
Данная работа	4.3

считываемых величин сечений, в табл. 5 приведены значения сечения взаимодействия нейтрино с ядром железа  $\nu_e + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Co} + e^-$  при энергии нейтрино  $E_\nu = 40$  МэВ согласно некоторым работам. Как видно, имеющиеся данные позволяют находить сечения с точностью до множителя двойка. Это следует учитывать при последующем анализе полученных результатов. Заметим, однако, что основной канал регистрации — реакция взаимодействия электронного антинейтрино с водородом — не содержит подобных неопределенностей.

### 5.1. Конструкция LSD и окружающий грунт

Особое внимание и значительное количество усилий было уделено созданию геометрии детектора

Таблица 6. Химический состав гранита

Соединение	Массовая доля, %
SiO <sub>2</sub>	72.76
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	13.96
K <sub>2</sub> O	4.35
Na <sub>2</sub> O	3.76
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.18
CaO	1.09
H <sub>2</sub> O	0.99
MgO	0.65
TiO <sub>2</sub>	0.26

Таблица 7. Массовые доли химических элементов

Элемент	Массовая доля, %
O	49.23
Si	34.01
Al	7.39
K	3.61
Na	2.79
Fe	1.53
Ca	0.78
Mg	0.39
Ti	0.16
H	0.11

LSD. По возможности необходимо было включить в модель все элементы конструкции, которые могли повлиять на результаты численного моделирования. Также расчетная геометрия учитывала гранит, окружавший установку. Гранит массива Монблана в основном состоит из диоксида кремния SiO<sub>2</sub>. Химический состав гранита, использовавшийся в расчетах, и массовые доли основных химических элементов показаны в табл. 6 и 7. В силу высокой защиты установки LSD от различных источников фона, единственными продуктами взаимодействия нейтрино с ядрами гранита, которые могли бы до-

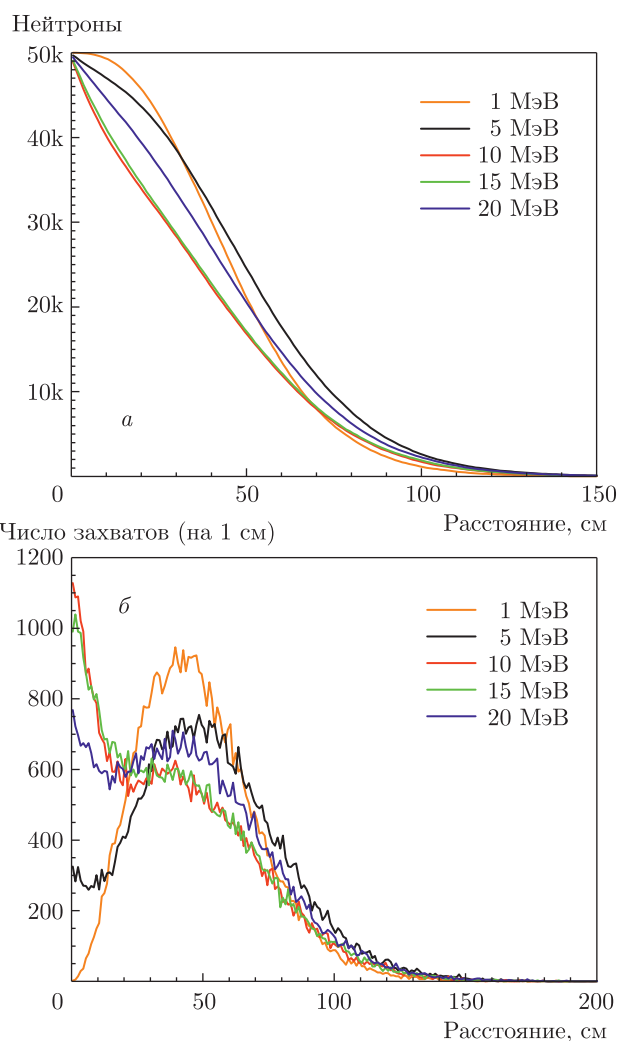


Рис. 3. (В цвете онлайн) а) Изменение числа нейтронов по мере удаления от точки источника в граните. б) Распределение точек захвата нейтронов в граните как функция расстояния

стигнуть внутреннего объема детектора и привести к регистрации сигнала счетчиками, являются нейтроны. Поэтому в предварительных расчетах была изучена проникающая способность нейтронов в граните. Как показало моделирование (см. рис. 3) для различных значений начальной энергии нейтронов (от 1 до 20 МэВ), максимальная глубина проникновения не превышает 1.5 м, и только примерно 5% нейтронов преодолевают расстояние более 100 см. Поэтому в расчетах слой гранита, чувствительный к взаимодействию с нейтрино, имел толщину равную 1 м. Общая же толщина гранита, окружающего зал с детектором LSD и прилегающий участок автомобильного тоннеля, в численной геометрии составляла 3 м.

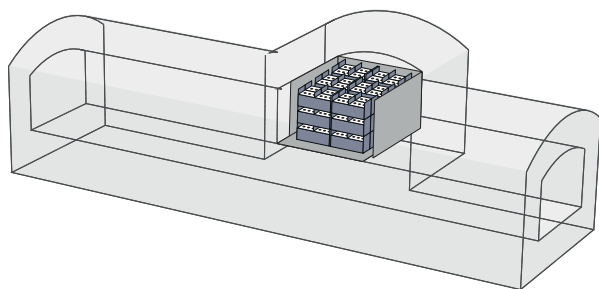


Рис. 4. Общий вид численной геометрии установки LSD, использованной в расчетах

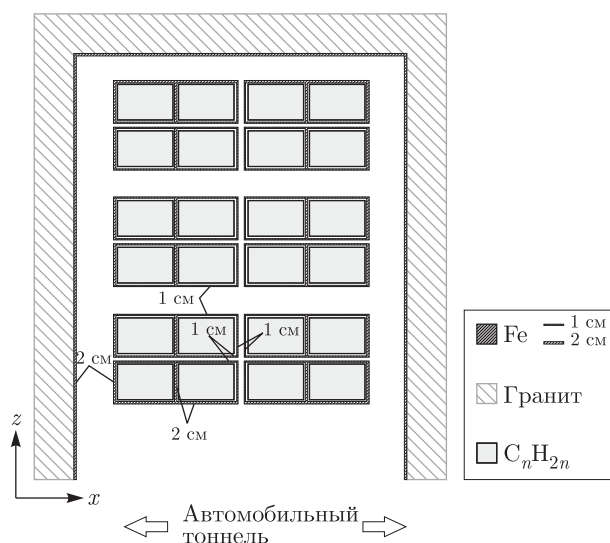


Рис. 5. Геометрия детектора LSD (вид сверху)

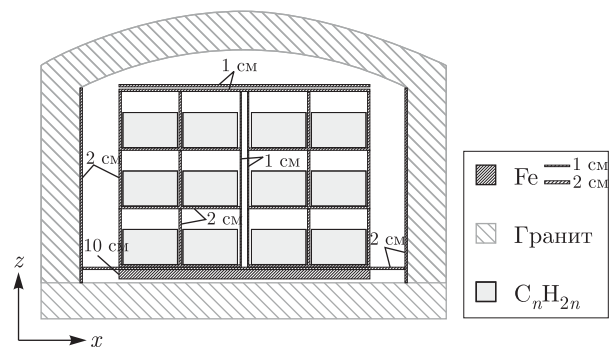


Рис. 6. Геометрия детектора LSD (вид со стороны автомобильного тоннеля)

Общий вид геометрии для установки LSD с внутренним детектирующим объемом (счетчиками в железных контейнерах), внешними защитными стальными плитами и слоем гранита вокруг экспериментального зала и фрагмента тоннеля приведен на

рис. 4. Более детально внутреннее устройство детектора в окружении метрового слоя гранита показано на рис. 5 и 6.

В расчете геометрия детектора представляет собой совокупность отдельных объемов сложной формы, которые создаются посредством логических операций из набора элементарных геометрических фигур (цилиндров, конусов, параллелепипедов и т. д.). В пределах одного объема задаются однородные химический состав и плотность. Заранее вычисленные сечения реакций нейтрино с различными ядрами (см. выше) использовались для моделирования взаимодействия нейтринного излучения с элементами конструкции детектора LSD.

### 5.2. Расчет взаимодействия нейтрино с элементами установки

Рассмотрим некоторый объем геометрии экспериментальной установки с индексом  $i$ , полной массой  $M^i$  и химическим составом, заданным массовыми долями отдельных ядер  $X_{A,Z}^i$ , входящих в его химический состав. Здесь  $Z$  и  $A$  — соответственно заряд и массовое число ядра. Тогда число взаимодействий нейтрино по данному каналу реакций  $q$  с ядром  $(A, Z)$  в рассматриваемом объеме  $i$  в пересчете на единичный поток нейтрино заданного сорта составит

$$N_{A,Z}^i = \frac{M^i}{m_u} \frac{X_{A,Z}^i}{A} \sigma_{A,Z}^q(E_\nu), \quad (2)$$

где  $\sigma_{A,Z}^q$  — сечение соответствующей реакции,  $m_u$  — атомная единица массы. Как нетрудно понять, полное число реакций (опять же в пересчете на единичный поток) нейтрино с энергией  $E_\nu$  по каналу  $p$  с веществом данного объема будет равно

$$N^i = \sum_{A,Z} N_{A,Z}^i = \frac{M^i}{m_u} \sum_{A,Z} \frac{X_{A,Z}^i}{A} \sigma_{A,Z}^q(E_\nu), \quad (3)$$

а полное число взаимодействий с установкой в целом определяется выражением

$$N_{tot} = \sum_i N^i. \quad (4)$$

Вероятность того, что реакция произойдет в объеме с индексом  $i$ , дается отношением выражений (3) и (4). Далее в расчете следует аналогичный розыгрыш ядра, с которым взаимодействует нейтрино. Вероятность реакции с ядром  $(A, Z)$  равна отношению (2) к (3). Продукты реакции (дочерние ядра, возможно, в возбужденном состоянии, электроны/позитроны и т. д.) используются в качестве первичных частиц в



расчете с использованием Geant4. Полученные результаты нормируются на полное число реакций нейтрино с расчетной геометрией детектора, которое вычисляется исходя из заданного потока нейтрино. Например, для монохроматических нейтрино с энергией  $E_\nu$  от сверхновой SN1987A при условии, что полная энергия, выделившаяся изотропно в виде таких нейтрино, составила  $E_{tot}$ , число взаимодействий можно оценить по формуле

$$N_{int} \approx 1.2 \frac{E_{tot}}{10^{53} \text{ эрг}} \frac{10 \text{ МэВ}}{E_\nu} \frac{M_{tot}}{100 \text{ т}} \times \left( \frac{51.4 \text{ кпк}}{R_{SN}} \right)^2 \sum_{A,Z,q} \frac{X_{A,Z}}{A} \frac{\sigma_{A,Z}^q(E_\nu)}{10^{-42} \text{ см}^2}, \quad (5)$$

где  $R_{SN}$  [кпк] — расстояние до сверхновой. В общем же случае необходимо проводить интегрирование по спектру приходящих нейтрино.

Сбор данных и регистрация сигналов в счетчиках в ходе численного моделирования осуществлялась способом, аналогичным работе регистрирующей аппаратуры в эксперименте.

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 6.1. Моделирование отклика LSD на потоки нейтронов из грунта

На первом этапе моделирования исследовалось предположение о связи сигнала, зарегистрированного на LSD в 2:52 UT, с нейтронами, которые могут рождаться в реакциях взаимодействия нейтрино с веществом гранита, окружавшего установку.

Во-первых, была изучена проникающая способность нейтронов в грунте (см. выше рис. 3), чтобы оценить эффективный объем (и массу) гранита, который может влиять на установку. Для всего диапазона возможных энергий нейтронов глубина проникновения составила порядка 100 см. Следует заметить, что после выхода из гранита нейтронам еще необходимо преодолеть более 4 см железной защиты. Тем не менее объем гранита, в котором могут рождаться нейтроны, способные выйти в зал с экспериментальной установкой, оказывается довольно внушительным. Масса гранита в этом объеме составляет более 1300 т, что почти на порядок превышает массу всех железных и стальных конструкций.

Во-вторых, был смоделирован отклик детектора на нейтроны, приходящие из гранита. Эти расчеты также показали слабую зависимость результа-

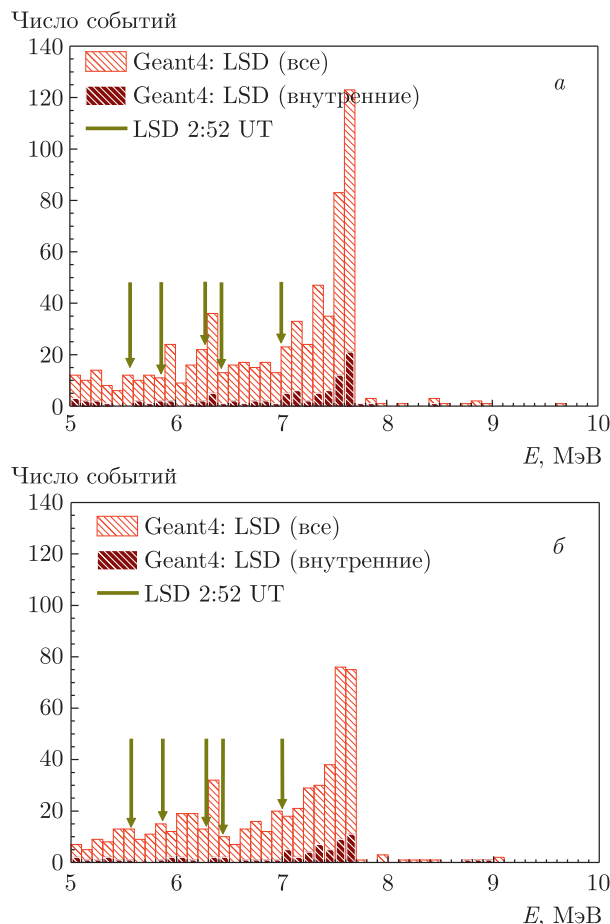


Рис. 7. Спектр энергывыделений (с энергией выше 5 МэВ) в счетчиках LSD для рожденных в граните нейтронов с начальной энергией 1 МэВ (а) и 8 МэВ (б). Распределение по энергии для внутренних счетчиков установки показано темным цветом, для всех — светлым. Стрелками показаны энергии сигналов, зарегистрированных на LSD в 2:52 UT

тов от начальной энергии нейтрона. Для примера приведем распределения по энергии сигналов, зарегистрированных счетчиками LSD, для двух значений начальной энергии — 1 и 8 МэВ (см. рис. 7). Как видно, результаты довольно хорошо согласуются по энергии с экспериментальными данными, что делает предположение [13] о возможной роли гранита в объяснении зарегистрированного сигнала весьма правдоподобной. Однако, несмотря на большую массу гранита, окружавшего детектор, расчеты взаимодействия с нейтринным излучением показали, что нейтроны являются крайне редким продуктом во всех возможных реакциях нейтрино с ядрами, входящими в состав гранита, что совершенно не позволяет объяснить число зарегистрированных импульсов (см. табл. 8 ниже).

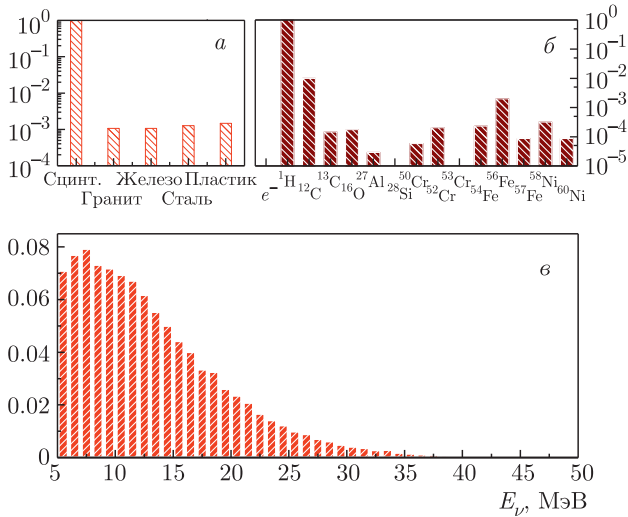


Рис. 8. Относительное число реакций в различных веществах (а) и на различных ядрах (б), сопровождавшихся регистрацией сигнала с энергией более 5 МэВ. в) Нормированный спектр энерговыделений в счетчиках для электронных антинейтрино с энергией, распределенной по равновесному спектру со средним значением 15 МэВ, в реакциях по заряженным токам

### 6.2. Моделирование отклика LSD на вспышку нейтринного излучения

Была проведена серия расчетов по изложенной выше методике для различных энергий, сортов и каналов реакций нейтрино. В процессе расчета установка и окружающий ее гранит облучались потоком нейтрино определенного состава (с фиксированной или распределенной по равновесному спектру энергией). Полная энергия, излученная сверхновой в виде нейтрино, во всех расчетах равнялась  $10^{53}$  эрг. На рис. 8 приведены результаты моделирования для потока электронных антинейтрино с энергией, распределенной по равновесному спектру

$$F_\nu(E_\nu) \propto E_\nu^3 \exp\left(-\frac{3E_\nu}{\langle E_\nu \rangle}\right)$$

со средним значением  $\langle E_\nu \rangle = 15$  МэВ, для канала реакций по заряженным токам. Спектр энерговыделений в счетчиках имеет максимум на энергиях около 7–8 МэВ и медленно убывающий «хвост». В расчете было смоделировано 50000 реакций нейтрино с заданными свойствами. Как и ожидалось, большинство реакций, которые привели к регистрации в сцинтилляционных счетчиках сигналов с энергией более 5 МэВ, происходили в самом сцинтилляторе. А основным ядром, вступающим в реакции с нейт-

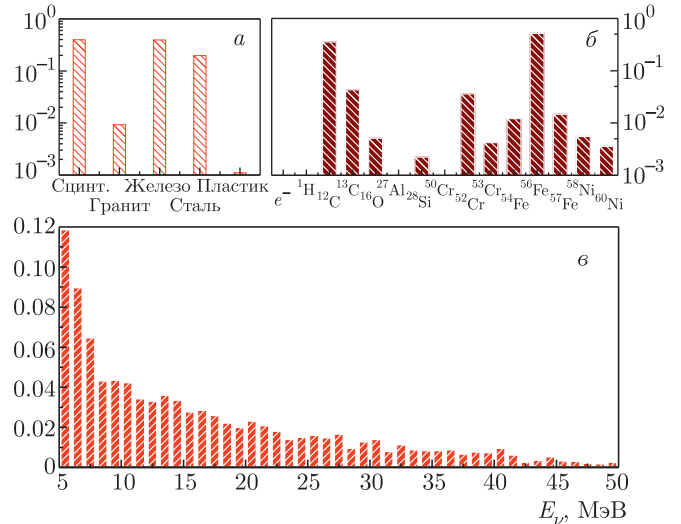


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для электронных нейтрино с энергией, распределенной по равновесному спектру со средним значением 40 МэВ, в реакциях по заряженным токам

рино, был водород (следует обратить внимание на логарифмический масштаб на рис. 8а,б).

На рис. 9 приведены те же данные, но для потока электронных нейтрино с энергией, распределенной по равновесному спектру с более высоким значением средней энергии 40 МэВ (см. [12]), в реакциях по заряженным токам. Спектр энерговыделений в этом случае получается достаточно протяженным (приблизительно до 50 МэВ) и монотонно убывающим. Нейтрино в основном реагируют с веществом железных и стальных конструкций установки, однако сравнимое число реакций происходит и в сцинтилляторе. Изотопы железа и углерода — ядра, наиболее часто вступающие в реакции с нейтрино.

Наконец, на рис. 10 показаны результаты расчета для канала реакций по нейтральным токам и рассеянию нейтрино на электронах. Спектр нейтрино — равновесный со средней энергией 40 МэВ. Спектр энерговыделений имеет ярко выраженный максимум в интервале энергий 5–10 МэВ, что вполне соответствует энергиям, зафиксированным в эксперименте. Тем не менее все же стоит отметить наличие в спектре и сигналов с высокими значениями энергии (вплоть до  $\sim 30$  МэВ). Как и в предыдущем варианте, основную роль играют железо, сталь и сцинтиллятор. Однако наряду с изотопами железа и углерода заметный вклад в число зарегистрированных импульсов вносят реакции рассеяния нейтрино на электронах.

Таблица 8. Сводная таблица результатов расчетов для различных типов реакций и энергий нейтрино от сверхновой SN1987A

Тип реакции	Средняя энергия нейтрино, МэВ	Полное число ожидаемых импульсов	Вероятность, что один импульс попал в интервал 5–10 МэВ	Доля реакций в грунте, $\times 10^{-2}$	Доля импульсов с образованием нейтронов, $\times 10^{-2}$
$\bar{\nu}_e$	15	1.92	0.379	0.11	0.06
	30	5.6	0.175	0.29	0.92
	40	8.46	0.135	0.54	1.96
$\nu_e$	15	0.08	0.635	0.17	1.10
	30	1.1	0.449	0.45	2.43
	40	2.6	0.371	0.93	2.86
NC+ES	15	0.046	0.69	0.06	0.68
	30	0.22	0.69	0.92	1.64
	40	0.41	0.69	1.93	3.52

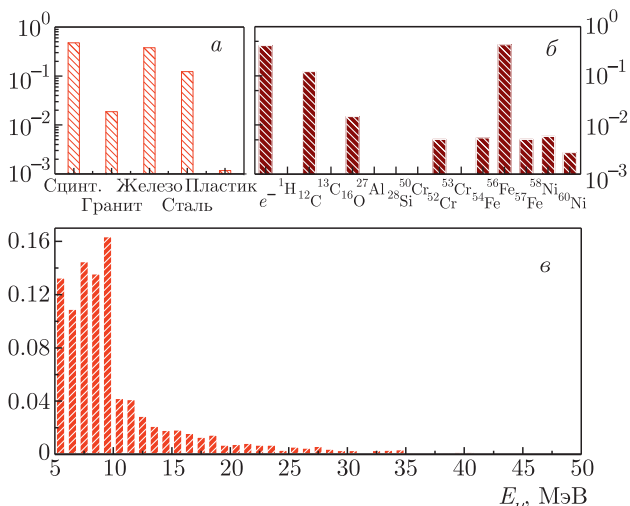


Рис. 10. То же, что и на рис. 8, но для произвольного сорта нейтрино с энергией, распределенной по равновесному спектру со средним значением 40 МэВ, в реакциях по нейтральным токам и рассеянию на электронах

В табл. 8 суммированы наиболее важные результаты численного моделирования для широкого набора энергий и типов реакций нейтрино. Расстояние до источника нейтринного излучения полагалось равным расстоянию до сверхновой SN1987A. При этом поток нейтрино считался изотропным, а его полная энергия в каждом расчете равнялась  $10^{53}$  эрг. В табл. 8 приводятся ожидаемое (по результатам моделирования) число импульсов в детекторе LSD, вероятность того, что данное энергосигна-

ление попало в интервал 5–10 МэВ, доля импульсов от реакций в граните, а также доля импульсов от реакций, среди продуктов которых были нейтроны. Как видно из последних двух столбцов таблицы, вклад гранита и нейтронов в число регистрируемых импульсов от нейтринного излучения ничтожен при всех возможных значениях энергий и каналов реакций. По-видимому, это связано с тем, что гранит, окружающий LSD, сложен в основном из  $\alpha$ -частичных ядер ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ , см. табл. 7), имеющих высокие энергии связи и энергии отделения нейтронов. Из все же образовавшихся нейтронов лишь малая часть сумеет выйти из грунта (см. рис. 3) и еще меньшая сумеет пройти защитные конструкции LSD, чтобы дать сигнал в счетчиках. Таким образом, к сожалению, красивая идея [13] о влиянии окружающего грунта на детектируемый в LSD сигнал от сверхновой оказывается нерабочей.

Как видно из табл. 8, основным фактором, приводящим к увеличению полного числа зарегистрированных событий, является высокая энергия. Реакции рассеяния нейтрино вносят незначительный вклад в полное число событий при всех возможных значениях энергии. С другой стороны, спектр энергосигналов, наблюдавшихся в эксперименте, наиболее близко воспроизводится как раз в реакциях рассеяния.

### 6.3. Погрешности полученных результатов

На полученные величины в результирующей табл. 8 влияют погрешности в определении неко-

торых характеристик детектора и потока нейтрино. В систематическую ошибку наших расчетов вносит вклад также разброс параметров разных версий Geant4.

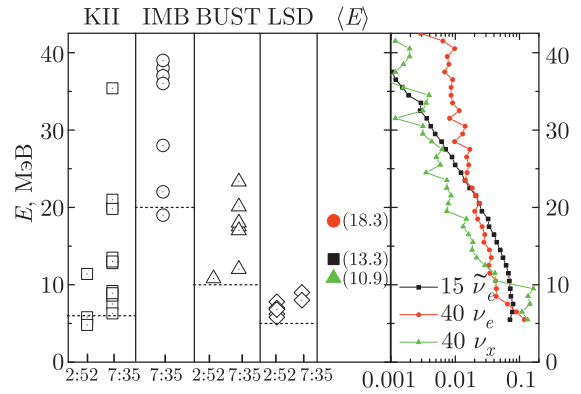
Для снижения статистической погрешности моделирования проводилось достаточно большое количество розыгрышей. Для каждого набора параметров число реакций с нейтрино составляло  $5 \cdot 10^4$ . Это позволило довести величину статистической ошибки для основных величин, получаемых при моделировании (полного числа ожидаемых событий и вероятности попадания в интервал энергий 5–10 МэВ), до уровня долей процента. Значения величин в двух последних столбцах табл. 8 (доли реакций в грунте и событий с образованием нейтронов) получены с меньшей точностью в силу того, что эти события достаточно редкие. Но и для них величина статистической погрешности не превышала 20 %.

О систематических ошибках при включении в моделирование набора сечений взаимодействий нейтрино дает представление пример с  $^{56}\text{Fe}$  (табл. 5). Как видно, различие в сечениях оказывается порядка множителя двойка и эта величина сильно зависит от энергии и от типа ядра. Однако для основной реакции  $\bar{\nu}_e p$  сечение хорошо известно.

Погрешности, связанные с использованными при моделировании массами материалов и геометрией детектора и экспериментального зала, дают вклад не больше 12 % в систематическую ошибку полученных результатов.

Как показывает опыт, результат также в некоторой степени зависит от используемой версии Geant4 [28]. Это связано с деталями физики и параметрами процессов, включаемыми разработчиками в версии программных пакетов. В наших расчетах использовалась версия Geant4 10.3.0.

Основная неопределенность связана с используемыми характеристиками нейтринной вспышки, а именно: полной энергией вспышки (порядка  $10^{53}$  эрг), предположением о сферической симметрии излучения нейтрино, энергетическими характеристикам потоков нейтрино и т. д. В реальном случае SN1987A они могут отличаться от используемых в расчете. Однако частично эта неопределенность может быть скорректирована в зависимости от подразумеваемой модели сверхновой: например, использование другой полной энергии приводит просто к перенормировке полученных чисел импульсов в установке и т. д.



**Рис. 11.** (В цвете онлайн) Компиляция экспериментальных данных по четырем установкам. Квадраты — KII, кружки — IMB, треугольники — БПСТ, ромбы — LSD. Показаны только значения зарегистрированных энергий. Для всех установок, кроме IMB, первый набор данных соответствует времени 2.52 UT, второй — 7.35 UT

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ

Перейдем к обсуждению полученных результатов и сравнению их с экспериментальными данными. Для этих целей мы воспользуемся рис. 11.

На рис. 11 приведена компиляция экспериментальных данных по четырем установкам [57]: квадраты — KII, кружки — IMB, треугольники — БПСТ, ромбы — LSD. Показаны только значения зарегистрированных энергий. Для всех установок, кроме IMB, первый набор данных соответствует времени (примерно) 2:52 UT, второй — 7:35 UT. IMB не «увидел» первый сигнал, в отличие от остальных детекторов (см. обсуждение ситуации с непризнанием реальности первого сигнала в [8]). Также показаны спектры энерговыделений в LSD согласно нашим расчетам (по рис. 8–10) и соответствующие средние энергии  $\langle E \rangle$  (в скобках показано числовое значение в МэВ). Горизонтальными штриховыми линиями показан уровень порога для каждого детектора. Здесь уместно напомнить об известной условности понятия порога регистрации.

Во время второго сигнала в 7:35 количество событий в LSD было равно 2, что прекрасно согласуется с вычисленным нами значением для стандартного коллапса (антинейтрино 15 МэВ) — 1.92 (табл. 8).

Во время первого сигнала ни один детектор, кроме LSD, не был способен зарегистрировать сигнал от электронных нейтрино [12]. Тот факт, что KII и БПСТ все же что-то «увидели» (рис. 11) говорит о том, что небольшая примесь электронных антинейтрино низких энергий в первом сигнале была (на IMB

не было ни одного импульса в силу высокого, порядка 20 МэВ порога). Это значит, что один из пяти импульсов в LSD мы также можем отнести за счет регистрации IBD-реакции, именно тот, который (единственный) сопровождался характерной сигнатурой этого события, см. табл. 3. Мы приписываем нейтрино, породившему этот импульс, энергию 15 МэВ, исходя из спектра энерговыделений в КП и БПСТ, а также факту отсутствия сигнала в IMB (рис. 11).

Теперь рассмотрим основной ингредиент ротационной модели — электронные нейтрино высоких (40 МэВ) энергий. Мы видим, что комбинация числа импульсов по заряженным (2.6) и нейтральным (0.41) токам дает 3 события, что, с учетом всех имеющих неопределенностей, замечательно совпадает с числом  $5 - 1 = 4$  импульсов от электронных нейтрино. Мюонные и тау-нейтрино 40 МэВ в момент первого сигнала в модели вращающегося коллапсара могут происходить из электронных нейтрино благодаря осцилляциям.

Итак, комбинация событий в момент первого сигнала в LSD может выглядеть как

$$5 = 1(15 \text{ МэВ } \tilde{\nu}_e) + 1(40 \text{ МэВ } \nu_x) + 3(40 \text{ МэВ } \nu_e). \quad (6)$$

Естественно, это лишь один из возможных вариантов, хотя, по-видимому, самый вероятный: мы не можем увеличить долю и энергию в  $\tilde{\nu}_e$ , иначе другие детекторы должны были бы зарегистрировать гораздо больше импульсов. Реакции же по нейтральным токам дают слишком малое количество событий вследствие малого сечения.

Однако в значениях измеренных энергий событий мы видим главную проблему: все энерговыделения в LSD (как в первом, так и во втором сигнале) лежат в узком диапазоне от 5 МэВ (порог) до примерно 9 МэВ. Рассчитаем вероятность, что все пять импульсов рассмотренной выше комбинации (6) попали в этот диапазон, используя табл. 8:

$$P(5) = 0.379 \cdot 0.69 \cdot (0.371)^3 \approx 0.013. \quad (7)$$

Обратившись к рис. 11, мы видим, что сигнал в LSD действительно выбивается из общего ряда. Во всех остальных детекторах распределение импульсов по энергиям широкое, как и должно быть (см. средние ожидаемые энергии импульсов в LSD на том же рисунке). Мы видим, что сигнал в LSD не согласуется ни с вычисленными спектрами энерговыделений (рис. 8–10), ни с энергиями импульсов в других детекторах. Все 5 импульсов первого сигнала в LSD имеют низкие энергии (см. также табл. 3), но для объяснения их количества требуются потоки нейтрино ( $\nu_e$  и/или  $\nu_{\mu,\tau}$ ) высоких энергий (напом-

ним, что сечение взаимодействия нейтрино с веществом растет с увеличением энергии примерно как  $\sigma_\nu \sim E_\nu^2$ ).

Можно допустить ошибку в энергетической калибровке счетчиков LSD, в результате которой амплитуда импульса будет занижаться минимум вдвое. Это могло бы объяснить энергетический спектр импульсов в LSD, явно выбивающийся как из спектра других детекторов, так и из предсказаний наших расчетов. Однако такое объяснение входит в противоречие с согласием экспериментального и расчетного спектров энергопотерь мюонов (от 40 до 400 МэВ) в счетчике, а также с соответствием калибровки по пикам 2.2 МэВ ( $\gamma$ -кванты от  $np$ -захватов) и 9 МэВ ( $\gamma$ -кванты от  $n\text{Ni}$ -захватов). К сожалению, уже нельзя проверить калибровку LSD в интересующем нас диапазоне (10–40) МэВ (например, это можно было бы сделать с помощью системы калибровки LINAC, использующейся в Супер-Камиоканде [58]), так как детектор LSD был разобран в 1998 г.

Близость амплитуд импульсов LSD к порогу регистрации  $\sim 7$  МэВ может говорить о «фоновом» происхождении сигнала. Связь изменения фона эксперимента (числа распадов радионуклидов в окружающей установку грунте и материалах детектора) со вспышкой SN1987A обсуждается в работе [59].

Тем не менее остаются факты, которые подтверждают высокую значимость сигнала LSD:

- среди сигналов-кандидатов LSD на регистрацию  $\nu$ -вспышки, выделенных за 14 лет работы, этот сигнал имеет наименьшую вероятность имитации фоном [60];
- вероятность случайного совпадения сигнала LSD со вспышкой SN1987A экстремально низкая, меньше  $1.4 \cdot 10^{-6}$  [61, 62];
- сигнал LSD входит в центральную часть уникального и необъяснимого 6-часового события в интервале приблизительно от 1 до 7 часов UT 23.02.1987, образуемого совокупностью экспериментальных данных четырех нейтринных детекторов и двух детекторов гравитационных волн в Риме и Мэриленде, работавших во время вспышки SN1987A [59, 61].

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами величины в ряде аспектов носят ориентировочный характер. Тем не менее на основании детального моделирования взаимодействий нейтрино от гравитационного коллапса звездного ядра с веществом установки LSD и окружающего ее грунта мы можем сделать следующие заключения.

Во-первых, моделирование показало, что в рамках ротационного механизма взрыва сверхновой действительно можно получить количество зарегистрированных LSD импульсов как в момент первой вспышки 2:52 UT, так и в момент второй 7:35 UT. Однако энергетические характеристики обеих групп импульсов не соответствуют вычисленным ожидаемым спектрам энерговыделений и данным других детекторов.

Во-вторых, предположение, высказанное в работе [13], о том, что сигнал в LSD в 2:52 UT может быть вызван нейтронами, порождаемыми потоками нейтрино в окружающей установку грунте, не проходит количественную проверку. Как показали наши расчеты, спектры таких импульсов действительно чрезвычайно похожи на данные LSD. Однако их количество ничтожно мало для всех рассмотренных параметров нейтринного излучения.

Выше нами представлено несколько возможных объяснений этому. Объяснения, которое бы удовлетворило всем данным, как экспериментальным, так и теоретическим, в настоящее время не существует. Тем не менее мы надеемся, что представленные здесь результаты послужат важным этапом в многолетних попытках выяснить природу уникального сигнала в детекторе LSD, совпадающего по времени со вспышкой сверхновой SN1987A.

**Благодарности.** Работа была выполнена в 2019 г. и практически закончена в начале 2020 г., до кончины наших соавторов А. С. Мальгина и О. Г. Рязской. Их вклад в эту работу авторы считают определяющим и с благодарностью посвящают статью их памяти.

Авторы благодарят за полезные обсуждения и искренний интерес к этой работе В. С. Имшенника, а также Д. К. Надёжина, которого тоже уже нет с нами.

Авторы благодарны рецензенту, чьи замечания значительно способствовали улучшению текста статьи.

**Финансирование.** Работа А. Ю. поддержана Российским научным фондом (грант № 21-12-00061).

## ЛИТЕРАТУРА

1. IAUC 4316: 1987A, N. Cen. 1986, February 24, 1987.
2. M. Aglietta et al., *Europhys. Lett.* **3**, 1315 (1987).
3. E. N. Alekseev et al., *Sov. Phys. JETP Lett.* **45**, 461 (1987).
4. R. M. Bionta et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
5. K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
6. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов, *ДАН СССР* **162**, 791 (1965).
7. W. D. Arnett, *Can. J. Phys.* **44**, 2553 (1966).
8. A. De Rújula, *Phys. Lett. B* **193**, 514 (1987).
9. V. S. Berezhinsky, C. Castagnoli, V. I. Dokuchaev, and P. Galeotti, *Nuovo Cim. C* **11**, 287 (1988).
10. V. S. Imshennik, *Space Sci. Rev.* **74**, 325 (1995).
11. A. Drago and G. Pagliara, *Eur. Phys. J. A* **52**, 41 (2016).
12. В. С. Имшенник, О. Г. Рязская, *Письма в Астрон. ж.* **30**, 17 (2004).
13. S. Yen, TRIUMF Vancouver, Canada (talk 18-Apr 2017).
14. V. S. Imshennik and V. O. Molokanov, *Astron. Lett.* **35**, 799 (2009).
15. V. S. Imshennik and V. O. Molokanov, *Astron. Lett.* **36**, 721 (2010).
16. G. Badino et al., *Nuovo Cim. C* **7**, 573 (1984).
17. G. Battistoni et al., *Phys. Lett. B* **133**, 454 (1983).
18. A. Porta, PhD Thesis, Torino Univ. (2005), p. 159.
19. В. Л. Дадыкин, Г. Т. Зацепин, В. Б. Корчагин и др., *Письма в ЖЭТФ* **45**, 464 (1987).
20. M. Aglietta et al., in *Vulcano 1988, Proceedings, Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics* (1989), Vol. 19, pp. 103–120.
21. IAUC 4323: 1987A February 24, 1987.
22. J. M. LoSecco, *Proc. of the Second Int. Symposium UP-87*, Baksan, USSR, 1987, Nauka, Moscow (1988), p. 100.
23. J. M. LoSecco, *Phys. Rev. D* **39**, 1013 (1989).
24. A. Malgin, *Nuovo Cim. C* **21**, 317 (1998),
25. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, В. Фультджоне, *ЖЭТФ* **144**, 301 (2013).
26. V. N. Ivanchenko (for Geant4 Collab.), *Nucl. Instr. Meth. A* **502**, 666 (2003).
27. К. В. Мануковский и др., *ЯФ* **79**(3), 1 (2016).
28. К. В. Manukovskiy et al., *Proc. of the 16th Lomonosov Conf.* (2015), p. 72.

29. A. Burrows and T. A. Thompson, in *Stellar Collapse. Astrophysics and Space Science Library*, ed. by C. L. Fryer, Vol. 302, Springer, Dordrecht (2004).
30. P. Vogel, *Phys. Rev. D* **29**, 9 (1984).
31. A. Strumia and F. Vissani, *Phys. Lett. B* **564**, 42 (2003).
32. T. Yoshida, T. Suzuki, S. Chiba et al., *Astrophys. J.* **686**, 448 (2008).
33. H. Dapo and N. Paar, *Phys. Rev. C* **86**, 035804 (2012).
34. E. Kolbe, K. Langanke, and P. Vogel, *Nucl. Phys. A* **652**, 91 (1999).
35. T. Suzuki, *J. Phys.: Conf. Ser.* **321**, 012041 (2011).
36. M. Fukugita, Y. Kohayama, and K. Kubodera, *Phys. Lett. B* **212**, 2 (1988).
37. E. Kolbe, K. Langanke, and P. Vogel, *Phys. Rev. D* **66**, 013007 (2002).
38. T. Kuramoto, M. Fukugita, Y. Kohayama, and K. Kubodera, *Nucl. Phys. A* **512**, 711 (1990).
39. W. C. Haxton, *Phys. Rev. D* **36**, 8 (1987).
40. R. Lazauskas and C. Volpe, *Nucl. Phys. A* **792**, 219 (2007).
41. B. D. Anderson, A. Fazely, R. J. McCarthy et al., *Phys. Rev. C* **27**, 4 (1983).
42. I. Stetcu and C. W. Johnson, *Phys. Rev. C* **69**, 024311 (2004).
43. Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito et al., *Phys. Rev. C* **59**, 1 (1999).
44. C. Luttge, P. Neumann-Cosel et al., *Phys. Rev. C* **53**, 127 (1996).
45. B. D. Anderson, N. Tamimi et al., *Phys. Rev. C* **43**, 1 (1991).
46. I. Petermann, G. Martinez-Pinedo, K. Langanke, and E. Caurier, *Eur. Phys. J. A* **34**, 319 (2007).
47. K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 202501 (2004).
48. K. Muto and H. Horie, *Nucl. Phys. A* **440**, 254 (1985).
49. J. Nabi, R. Shehzadi, and M. Fayaz, *Astrophys. Space Sci.* **361**, 95 (2016).
50. N. Paar, D. Vretenar, and P. Ring, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35**, 014058 (2008).
51. J. Toivanen, E. Kolbe, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and P. Vogel, *Nucl. Phys. A* **694**, 395 (2001).
52. A. Bandyopadhyay, P. Bhattacharjee, S. Chakraborty, K. Kar, and S. Saha, *Phys. Rev. D* **95**, 065022 (2017).
53. E. Caurier, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F. Nowacki, *Nucl. Phys. A* **653**, 439 (1999).
54. A. Juodagalvis, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo et al., *Nucl. Phys. A* **747**, 87 (2005).
55. E. Kolbe and K. Langanke, *Phys. Rev. C* **63**, 025802 (2001).
56. O. G. Ryazhskaya and S. V. Semenov, *Phys. Atom. Nucl.* **81**, 262 (2018).
57. В. Л. Дадькин, Г. Т. Зацепин, О. Г. Рязжская, *УФН* **158**, 1 (1989).
58. J. Migenda, PhD Thesis, Univ. of Sheffield, arXiv: 2002.01649.
59. N. Agafonova, A. Malgin, and E. Fischbach, arXiv: 2107.00265 [nucl-ex].
60. О. Г. Рязжская, *УФН* **176**, 1039 (2006).
61. P. Galeotti and G. Pizzella, *Eur. Phys. J. C* **76**, 426 (2016).
62. M. Aglietta et al., *Nuovo Cim. C* **14**, 171 (1991).