



НИИ Ядерной Физики  
имени Д.В. Скобельцына

**Б.И. ГОРЯЧЕВ**

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЙТРИННЫХ  
СОБЫТИЙ ОТ ВСПЫШКИ SN1987A В  
ЧЕРЕНКОВСКИХ ДЕТЕКТОРАХ: ОЦЕНКА  
МАССЫ ЭЛЕКТРОННОГО АНТИНЕЙТРИНО**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005/786

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

---

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

**Б.И. ГОРЯЧЕВ**

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЙТРИННЫХ  
СОБЫТИЙ ОТ ВСПЫШКИ  $SN1987A$  В ЧЕРЕНКОВСКИХ  
ДЕТЕКТОРАХ: ОЦЕНКА МАССЫ ЭЛЕКТРОННОГО  
АНТИНЕЙТРИНО**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005/786

УДК 539.123.612.3  
ББК 22.328  
Г71

**B.I. Goryachev**

e-mail: [big@srdlan.npi.msu.su](mailto:big@srdlan.npi.msu.su)

**Statistic analysis of neutrino events from the burst *SN1987A* in Cherenkov detectors: evaluation of the electron antineutrino mass.**

Preprint INPH MSU 2005/786

Abstract

The method of the statistic sample moments was used for analysis of the neutrino events from the burst *SN1987A* in Cherenkov detectors. Comparison of the analysis results with the predictions of the current model of stellar-core collapse allows to evaluate the electron antineutrino mass as  $20 \pm 9 \text{ eV}/c^2$ .

**Горячев Б.И.**

**Статистический анализ нейтринных событий от вспышки *SN1987A* в черенковских детекторах: оценка массы электронного антинейтрино**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005/786

Аннотация

Для анализа нейтринных событий от вспышки *SN1987A* в черенковских детекторах использован метод выборочных статистических моментов. Сравнение результатов анализа с предсказаниями современной модели коллапса звёздных ядер позволяет оценить массу электронного антинейтрино как  $20 \pm 9 \text{ эВ}/c^2$ .

© Горячев Б.И., 2005  
© НИИЯФ МГУ, 2005

Наблюдение нейтринной вспышки от сверхновой *SN1987A* дало ценную информацию по астрофизике звездных коллапсов и физике нейтрино. Эта информация в значительной мере была получена с помощью черенковских водных детекторов *Kamiokande II (KII)* [1] и *Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB)* [2] коллаборациями.

За два десятилетия до вспышки Г.Т. Зацепин [3] указал на возможность оценки массы регистрируемых детекторами нейтрино, принимая во внимание, что расстояние  $d$  от источника до детектора массивное нейтрино с энергией покоя  $E_0$  и полной энергией  $E$  пролетает за время

$$t_{sd} = \frac{d}{c} \left( 1 + \frac{1}{2} E_0^2 / E^2 \right), \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света. Начиная с 1987 года оценке  $E_0$  было посвящено большое число работ, в которых, как правило, сравнивались параметры отдельных нейтринных событий –  $E$  и время регистрации нейтрино  $t_d$ . Такой анализ связан с большой неопределенностью, возникающей из-за конечной длительности нейтринной вспышки.

Сформировалось мнение, что результаты наблюдений согласуются с нулевой массой нейтрино или позволяют оценить только её верхнюю границу. Причины такого неоправданного скептицизма обсуждаются в приложении.

В настоящем сообщении оценивается масса электронного антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  путем сравнения низших эмпирических выборочных центральных моментов функции распределения  $F(E,t)$  источника и аналогичных моментов этой функции, предсказываемых современной теоретической моделью [4]. Эмпирические моменты  $F(E,t)$  зависят от предполагаемой величины  $E_0$  поскольку  $t_d = t + t_{sd}$ , где  $t$  – момент испускания  $\bar{\nu}_e$  в источнике. Энергия  $E$  нейтрино при его движении от источника до детектора, как обычно, считается неизменной.

Функция распределения на расстоянии  $d$  от источника

$$F_d(t_d, E) = \int_0^{\infty} \delta(t_d - t - t_{sd}) F(t, E) dt, \quad (2)$$

где нулевой отсчет времени  $t$  соответствует началу испускания  $\bar{\nu}_e$ . Рассматривая конкретный детектор, удобно нормировать  $F(t,E)$  в (2) к единице в области  $0 < t < \infty$  и  $E_c \leq E < \infty$ . Здесь  $E_c$  означает энергетический порог регистрации  $\bar{\nu}_e$  в данном детекторе.

Чтобы выборочные эмпирические моменты  $F(E,t)$  можно было сравнивать с теоретическими, все эмпирические моменты вычислялись с весовыми коэффициентами  $a$ .

Для  $i$ -го события в выборке из  $n$  событий

$$a_i = E_i^{-2} f_i^{-1}(E_+) \left( n^{-1} \sum_{i=1}^n E_i^{-2} \cdot f_i^{-1}(E_+) \right)^{-1}. \quad (3)$$

Такая структура  $a_i$  соответствует процессу обратного  $\beta$ - распада

$$\bar{\nu}_e + p = n + e^+, \quad (4)$$

который, как считается, ответственен за регистрацию  $\bar{\nu}_e$  в черенковских детекторах. Действительно, процесс (4) в 15-20 раз вероятнее конкурирующего процесса рассеяния нейтрино (всех типов) на электронах. Кроме того, именно (4) позволяет согласовать энергию нейтрино и количество событий, наблюдавшихся в [1,2], с предсказаниями теоретических моделей коллапсов звёздных коров.

Формула (3) учитывает квадратичный рост сечения захвата (4) с энергией  $E$  и вероятность регистрации  $f(E_+)$  позитрона энергии  $E_+$  в детекторе (в расчетах были использованы данные *KII* и *IMB* коллабораций, приведенные в [5]).

Связь между  $E$  и  $E_+$  обычно выражают формулой

$$E = E_+ + 1.3 \text{ МэВ} \quad (5)$$

В настоящей работе использовалось более точное соотношение [6], учитывающее небольшую поправку на энергию отдачи нейтрона. Однако в случае  $E_+ > E_c$  выражение (5) достаточно точно и для процесса (4) нет необходимости привлекать информацию об угловом распределении позитронных треков в детекторах.

Если рассматривать упругое рассеяние нейтрино на электронах, такую (весьма неточную) информацию использовать необходимо.

Расстояние до *SN1987A*, вероятно, составляет  $55 \pm 15$  Крс [6]. Чтобы получить консервативную оценку, минимизирующую величину  $E_0$ , было выбрано значение  $d = 70$  Крс.

При проведении статистического анализа нейтринных событий важно, чтобы все они вызывались захватом  $\bar{\nu}_e$  (4). Согласно оценкам авторов [1, 2] темп счета фоновых импульсов за 10 сек составлял  $\sim 0.2$  (*KII*) и  $\sim 0.8$  (*IMB*). В *IMB* одно событие было изъято авторами как фоновое. Все оставшиеся 8 событий рассматривались в нашем анализе. Из одиннадцати событий, представленных *KII*, событие №3 имеет величину  $E_+ = 7.5 \pm 2.0$  МэВ, что по существу совпадает с энергетическим порогом детектора *KII*. Это событие с

большой вероятностью может рассматриваться в качестве фонового и не учитывалось в расчётах. Таким образом, в качестве исходных данных имелись две статистические выборки событий  $(E, t_d)$ , одна объемом  $n=10$  (KII), а другая –  $n=8$  (IMB). Каждая выборка имеет в качестве генеральной совокупности свою функцию  $F(E, t; E_0)$ , поскольку величины  $E_0$  для рассматриваемых детекторов существенно различаются.

Для каждого из предполагаемых значений  $E_0$  согласно (1) по данным для рассматриваемого детектора величинам  $t_d$  находились значения  $t_i$ , что давало выборку из  $n$  событий  $(E_i, t_i)$ , характеризующую функцию распределения  $F(E, t; E_0)$  источника. Рассчитывались выборочная дисперсия  $D(t)$  и коэффициенты корреляции  $Q(E, t)$  и  $Q(E^{-2}, t)$ . Полученные зависимости этих величин от  $E_0$  представлены на рис. 1 и 2. Заметим, что указанные выборочные моменты инвариантны по отношению к временному сдвигу. Это существенно для решаемой здесь задачи и даёт возможность сравнивать результаты, полученные на детекторах несинхронизированных во времени.

Подчеркнем, что обсуждаемые функции не зависят от астрофизической модели (за исключением предположения о реализации процесса захвата (4)).

Как видно из рисунков, кривые  $D(t)$  имеют минимум.

Можно ли положение минимума по шкале  $E_0$  связать с искомым значением массы  $\bar{V}_e$ ?

Рассмотрим связь между  $D(t)$  с одной стороны и  $Q(E^{-2}, t)$ ,  $Q(E, t)$  – с другой.

Базируясь на (2), можно показать, что

$$D(t) = D(t_d) - \frac{1}{4} d^2 c^{-2} \cdot D(E^{-2}) E_0^4 - dc^{-1} \cdot Q(E^{-2}, t) \cdot S(E^{-2}) \cdot S(t) \cdot E_0^2 \quad (6)$$

где  $S(t)$  и  $S(E^{-2})$  средние квадратичные отклонения величин  $t$  и  $E^{-2}$ .

Первое слагаемое в (6) есть дисперсия наблюдаемых значений  $t_d$  (она совпадает с  $D(t)$  при  $E_0=0$ ), второе – пропорционально дисперсии величин  $E^{-2}$ , в третьем слагаемом  $Q(E^{-2}, t)$  есть коэффициент корреляции переменных  $t$  и  $E^{-2}$ .

Если в (6) используются выборочные значения статистических моментов, формула (6) даёт точно те же величины  $D(t)$ , что и изложенный выше прямой метод.

Выражение (6) позволяет понять ход кривой  $D(t)$  в зависимости от  $E_0$ . При малых значениях  $E_0$  два последних слагаемых отрицательны ( $Q(E^{-2}, t) > 0$ ). С ростом  $E_0$  последнее слагаемое становится положительным, так как начинает выполняться неравенство  $Q(E^{-2}, t) < 0$ . Вычисления

показывают, что минимум в рассматриваемой кривой точно соответствует значению  $E_0$ , где  $Q(E^{-2}, t)$  меняет знак. Сказанное выше иллюстрируется рис. 1 и 2. Из рисунков видно также, что стандартный коэффициент корреляции  $Q(E, t)$  изменяет свой знак примерно в том же месте, что и  $Q(E^{-2}, t)$ . Математическое моделирование показывает, что наиболее устойчивой к случайным флуктуациям из трех функций ( $D(t)$ ,  $Q(E^{-2}, t)$ , и  $Q(E, t)$ ) является  $Q(E, t)$ .

Как видно из рис. 1 и 2, отвечающие непосредственным наблюдениям функции  $Q(E, t_d)$  по модулю либо близки к единице ( $IMB$ ), либо одного с ней порядка ( $KII$ ), т.е. имеет место явная корреляция « $E-t_d$ ». Функция  $Q(E, t_d)$  характеризует  $Q(E, t)$  вблизи детектора. Информацию о  $Q(E, t)$  вблизи источника могут дать лишь современные астрофизические модели коллапсирующих звездных коров.

Для расчета усредненного по нейтринной вспышке коэффициента корреляции  $\langle Q(E, t) \rangle$  были использованы результаты работы [4]. В этой работе совместно численно решались уравнения гидродинамики (в рамках общей теории относительности) и уравнения многогруппового (по энергиям) переноса нейтрино с учетом всех типов нейтрино и антинейтрино. В [4] представлены, в частности, необходимые для расчета  $Q(E, t)$  светимость для  $\bar{\nu}_e$  и средняя мгновенная (при  $t=const$ ) энергия  $\bar{E}_e$  как функции времени.

На стадии охлаждения кора ( $t \gtrsim 1.2$  сек), в согласии с графическими данными [4], предполагалось экспоненциальное во времени уменьшение температуры нейтриносферы с постоянной времени  $\tau_T = 5.6$  сек.

Мгновенные энергетические спектры  $\bar{\nu}_e$  аппроксимировались распределением Ферми-Дирака (Ф-Д). Такие спектры, рассчитанные в [4], отличны от Ф-Д. Они демонстрируют более быстрое падение в области высоких энергий  $\bar{\nu}_e$ . Один из вариантов расчета использовал модельные энергетические спектры  $\bar{\nu}_e$  с такой же особенностью при высоких энергиях [7].

Результирующие значения  $\langle Q(E, t) \rangle$  отличаются при этом менее, чем на 10%. Это, вероятно, обусловлено тем, что в расчетах фиксировались средние мгновенные энергии  $\bar{E}_e$  согласно данным [4].

Для вычисления модельной теоретической величины  $\langle Q(E, t) \rangle$  в том же духе, что и выборочных эмпирических значений  $Q(E, t)$ , использовался следующий подход. Методом Монте-Карло разыгрывались величины  $E_i$  и  $t_i$

чтобы образовать выборки объемом  $n$  (как правило, эти объемы совпадали с эмпирическими). Далее для каждой  $k$ -ой выборки вычислялось значение  $\langle Q(E,t) \rangle_k$ , и затем проводилось усреднение по  $k$  ( $k_{max}=500$ ). Полученные полосы значений  $\langle Q(E,t) \rangle$ , ограниченные точечными прямыми, как результат варьирования энергетических спектров  $\bar{V}_e$  и объемов  $n$ , представлены на рис. 1 и 2. Из рисунков видно, что модуль  $\langle Q(E,t) \rangle$  много меньше единицы, т.е. в среднем уровень « $E-t$ » корреляции в нейтринной вспышке мал. Это обусловлено большой ролью фазы аккреции в ходе гравитационного коллапса звёздного ко́ра. На стадии аккреции, характеризующейся положительным знаком  $Q(E,t)$ , для коров с массой  $\approx 2M_\odot$  испускается больше половины  $\bar{V}_e$  [4, 5].

Фазе охлаждения присущи отрицательные значения  $Q(E,t)$ . Таким образом при вычислении  $\langle Q(E,t) \rangle$  обе фазы как бы компенсируют друг друга. Высокий энергетический порог регистрации нейтрино  $E_c$  повышает роль фазы аккреции, т.к. в этой фазе испускаются более энергичные  $\bar{V}_e$ . В расчетах использовались значения  $E_c=20$  МэВ (*IMB*) и  $E_c=8$  МэВ (*KII*). Отсюда понятен положительный зазор между величинами  $Q(E,t)$  для *IMB* с одной стороны и *KII* с другой (см. рис. 1 и 2). Большие по модулю и отрицательные по знаку разности ( $Q(E,t_d) - \langle Q(E,t) \rangle$ ), характеризующие нейтринные события в двух детекторах, приводят к мысли, что наблюдаемые коэффициенты корреляции  $Q(E,t_d)$  связаны в основном с эффектом запаздывания менее энергичных нейтрино согласно (1), т.е. свидетельствуют о ненулевой массе  $\bar{V}_e$ .

Определяя области пересечения кривых  $Q(E,t)$  (как функции  $E_0$ ) с полосами  $\langle Q(E,t) \rangle$ , получаем оценки  $E_0$  для *IMB*  $26 \div 28$  эВ и для *KII*  $13 \div 14$  эВ.

Если считать измерения *IMB* и *KII* равноточными,  $E_0$  электронного антинейтрино можно оценить следующим образом

$$E_0 = 20 \pm 9 \text{ эВ}, \quad (7)$$

где приведенная погрешность есть среднее квадратичное отклонение для выборки объёма  $n=2$ .

Полагая, что эта погрешность имеет случайный характер, используем распределение Стьюдента с числом степеней свободы  $m=1$  для оценки вероятности того, что справедливо утверждение  $E_0 \lesssim 2$  эВ. Эта вероятность не превышает 0.15. Таким образом, с уровнем значимости  $\sim 85\%$  можно отбросить это предположение.



Отвечая на поставленный ранее вопрос, можно сказать, что минимум  $D(t)$  (по шкале  $E_0$ ) соответствует области возможных значений  $E_0$ , так как этот минимум связан с низким уровнем корреляции  $Q(E,t)$ .

Помимо случайных ошибок «истинную» величину  $E_0$  может исказить исходная установка, что все нейтринные события обусловлены процессом захвата (4). В [6] рассматривалось предположение, что событие №4 в *KII* вызвано рассеянием нейтрино на электронах. Учет такой возможности усложняет анализ, так как требует, в частности, построения функции  $F(E,t;E_c)$ , включающей помимо  $\bar{\nu}_e$  все иные типы нейтрино и антинейтрино. Тем не менее с иллюстративной целью рассмотрим, как изменяются значения  $D(t)$  и  $Q(E,t)$  (в зависимости от  $E_0$ ), если событие №4 (*KII*) трактовать как рассеяние  $\bar{\nu}_e$ .

При рассмотрении гравитационных коллапсов звёздных коров энергию испускаемых нейтрино ограничивают величиной  $\sim 50$  МэВ. В этом случае электроны отдачи с энергией, превышающей  $E_c$ , должны рассеиваться на углы  $\varphi \lesssim 20^\circ$ .

Предполагая для события №4  $\varphi = 10^\circ$ , получаем  $E=29$  МэВ (вместо 10.6 МэВ в случае захвата).

Такое значение  $E_i$  ( $i=4$ ) приводит к существенному изменению величин  $D(t)$  и  $Q(E,t)$ . В частности,  $D(t_d)=24.6$  (27),  $D_{min}(t)=9$  (20),  $Q(E,t_d) = -0.68$  ( $-0.42$ ). Здесь в скобках указаны числа, получающиеся для процесса захвата.

Пересечение оси  $E_0$  кривой  $Q(E,t)$  происходит при значении  $E_0$ , которое на 3 эВ превышает величину, представленную на рис. 2. При этом для оценки  $E_0$  получаем

$$E_0 = 22 \pm 7 \text{ эВ.} \quad (8)$$

Рассмотренный пример показывает, что учет возможности  $\nu e$ -рассеяния позволяет сблизить результаты, полученные по данным обоих детекторов, но не меняет существенно оценку массы  $\bar{\nu}_e$ .

Чтобы учесть влияние неточностей в определении энергии позитронов  $E_+$  в черенковских детекторах, использовались ошибки  $\delta E_+$  (стандартные средние квадратичные отклонения), приведенные в [1, 2]. Методом Монте-Карло разыгрывались величины  $\tilde{E}_{+i}$  для нормального распределения с заданной величиной  $\delta E_{+i}$  и  $M\tilde{E}_{+i} = E_{+i}$ . В результате были получены выборки объемом  $n$  ( $n=10$  (*KII*) и  $n=8$  (*IMB*)) для  $\tilde{E}_+$  и  $\tilde{E}$ . В каждой

выборке величин  $\tilde{E}$  рассчитывался коэффициент корреляции  $Q(\tilde{E}, t)$  для ряда значений  $E_0$ . Для фиксированной величины  $E_0$  использовались  $k$  выборок ( $k=500$ ), чтобы построить распределение (гистограмму) по величине  $Q$ . Примеры таких распределений даны на рис. 3. На рис. 1 и 2 пунктирные кривые ограничивают ширину на полувывоте этих распределений (сглаженных гистограмм). Видно, что распределения имеют достаточно большую ширину.

Возникает вопрос, насколько значимым является различие величин  $Q(E, t)$  для  $E_0=0 \div 2$  эВ (проведенный анализ не может различить  $E_0$  в этом интервале) и для значений  $E_{0\nu}$ , отвечающих возможной массе  $\bar{V}_e$ , в каждом из детекторов? На рис. 3 представлены распределения по  $Q$  для  $E_{0\nu}=27$  эВ (*IMB*) и  $E_{0\nu}=14$  эВ (*KII*) и аналогичные распределения для  $E_{0\nu}=0 \div 2$  эВ. Области пересечения позволяют оценить вероятность  $W$  совпадения распределений для  $E_0=0 \div 2$  эВ и  $E_{0\nu}$  следующим образом

$$W(IMB) \cong 0.23 \text{ и } W(KII) \cong 0.4$$

Вероятность того, что, несмотря на данные обоих детекторов (независимые измерения), распределения для  $E_0=0 \div 2$  эВ и  $E_{0\nu}$  не различаются составляет

$$W = W(IMB) \times W(KII) \cong 0.09$$

Таким образом, утверждение, что проведенный анализ не в состоянии различить  $E_0=0 \div 2$  эВ и оценку  $E_0$  в (7) можно отвергнуть с уровнем значимости  $\sim 90\%$ .

В изложенном выше анализе использовались данные [4], относящиеся к железному звёздному кору с массой  $2M_\odot$ . На рис.4 гладкой кривой представлен интегральный темп регистрации нейтрино для детектора *IMB*, теоретически предсказанный в [4]. Ступенчатый интегральный спектр, обозначенный пунктирной линией, соответствует экспериментальным данным. Видно, что хорошего согласия не наблюдается. На этом основании в [4] сделан вывод, что следует перейти к кору с иной массой ( $1.35 M_\odot$ ).

Действительно, применяя критерий Колмогорова-Смирнова, можно отвергнуть теоретическую модель для  $2M_\odot$  с уровнем значимости  $\sim 99\%$ . Однако, в [4] не учитывается запаздывание медленных нейтрино относительно быстрых по пути от источника к детектору, т.е. неявно рассматривается случай  $E_0=0$ .

На том же рисунке сплошными линиями изображен интегральный ступенчатый спектр для  $E_0=28$  эВ.

Этот спектр гораздо лучше согласуется с теорией и можно показать, что для него теоретическая модель кора с массой  $2M_{\odot}$  не может быть отброшена с обычно используемыми уровнями значимости. Отметим, что значение  $E_0=28$  эВ, найденное путем подбора из условия наилучшего согласия с теоретической кривой, по существу совпадает с величиной, полученной изложенным выше способом.

Интересно сравнить оценки (7) и (8) с результатами экспериментов, в которых масса  $\bar{V}_e$  определялась по данным  $\beta$ -распада трития. Новым в этих экспериментах является открытие аномальной структуры  $\beta$ -спектров [8, 9] – весьма слабой линии вблизи верхней границы  $\beta$ -спектра. В [10] предложен подход, позволяющий с учетом аномальной структуры получить значение

$$E_0 = 20 \pm 5 \text{ эВ.}$$

Таким образом, результаты лабораторных и астрофизических экспериментов согласуются между собой.

## Приложение

Одной из первых работ, посвященных анализу нейтринных событий от *SN1987A*, была [11]. Для оценки возможной величины  $E_0$  авторы использовали метод определения «максимального размаха»  $\Delta t$  (т.е. разности во времени между первым и последним событием в выборке) как функции  $E_0$ .

Так обрабатывались только данные *KII*. Результат расчета представлен на рис. 5а кривой 1. Видно, что имеет место монотонный рост  $\Delta t$ . Далее авторы [11] предположили, что верхняя граница  $E_0$  отвечает двукратному увеличению  $\Delta t$  по сравнению с величиной  $\Delta t$  при  $E_0=0$ .

Этот критерий дает неравенство

$$E_0 \leq 11 \text{ эВ} \quad (1.П)$$

Результат (1.П) в последующем часто цитировался другими авторами. Но упомянутый критерий является весьма произвольным, что авторы [11] и не отрицают.

Выбор метода «максимального размаха» можно считать неудачным. Событие №3 в данных *KII*, по-видимому, является фоновым [4] и не учитывалось в нашем анализе. По мере роста  $E_0$  именно это событие (малые значения  $E$  и  $t_d$ ) определяют величину  $\Delta t$ , тогда как большинство других событий на  $\Delta t$  не влияют. На рис. 5а в кривой 2 вклад события №3 отсутствует. Видно, что при этом монотонного роста  $\Delta t$  не наблюдается, и минимум кривой 2 имеет место при  $E_0 \approx 10$  эВ.

Если бы авторы [11] находили  $\Delta t(E_0)$  по данным *IMB*, они получили бы кривую на рис. 5b, которая имеет минимум при  $E_0 \approx 26$  эВ, что совпадает с приводимыми нами значениями.

Другая попытка получить верхний предел для  $E_0$  была сделана в [12]. Авторы нашли, что

$$E_0 \leq 16 \text{ эВ} \quad (2.П)$$

с уровнем значимости  $\sim 95\%$ . Для определения этого уровня использовался критерий Колмогорова-Смирнова (КС).

При этом авторы [12], теоретическую кривую (точнее гистограмму, находимую методом Монте-Карло) подгоняли под экспериментальные данные с помощью метода максимального правдоподобия с учетом изменения  $E_0$ . Однако процедура такого фитирования модельной кривой является запрещенной для критерия (КС) и полученный предел (2.П) является некорректным.

## Литература

- [1] K.Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 58. 1490 (1987).
- [2] R.M. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. 58, 1494 (1987).
- [3] Г.Т. Зацепин, Письма ЖЭТФ 8, 333 (1968).
- [4] S.W. Bruenn, Phys. Rev. Lett. 59, 938 (1987).
- [5] D.N. Schramm, J.W. Truran, Physics reports 189, No2, 89, (1990).
- [6] E.W. Kolb, A.J. Stebbins, M.S. Turner, Phys. Rev D 35, 3598 (1987).
- [7] Д.К. Надёжин, И.В. Отрошенко, Астрон. ж. 57, 78 (1980).
- [8] W. Stoeffl, D.J. Decman, Phys. Rev. Lett. 75, 3237 (1995).
- [9] A.I. Belesev et al., Phys. Lett. B350, 263 (1995).
- [10] Б.И. Горячев, Краткие сообщения по физике 3, 33 (2003).  
[Bulletin of the Lebedev Physics institute NO 3, 2003];  
Б.И. Горячев, Препринт НИИЯФ МГУ 2001-41/681.
- [11] J.N. Bahcall, S.L. Glashow, Nature 326, 476 (1987).
- [12] D.N. Spergel, J.N. Bahcall, Phys. Lett. B200, 366 (1988).

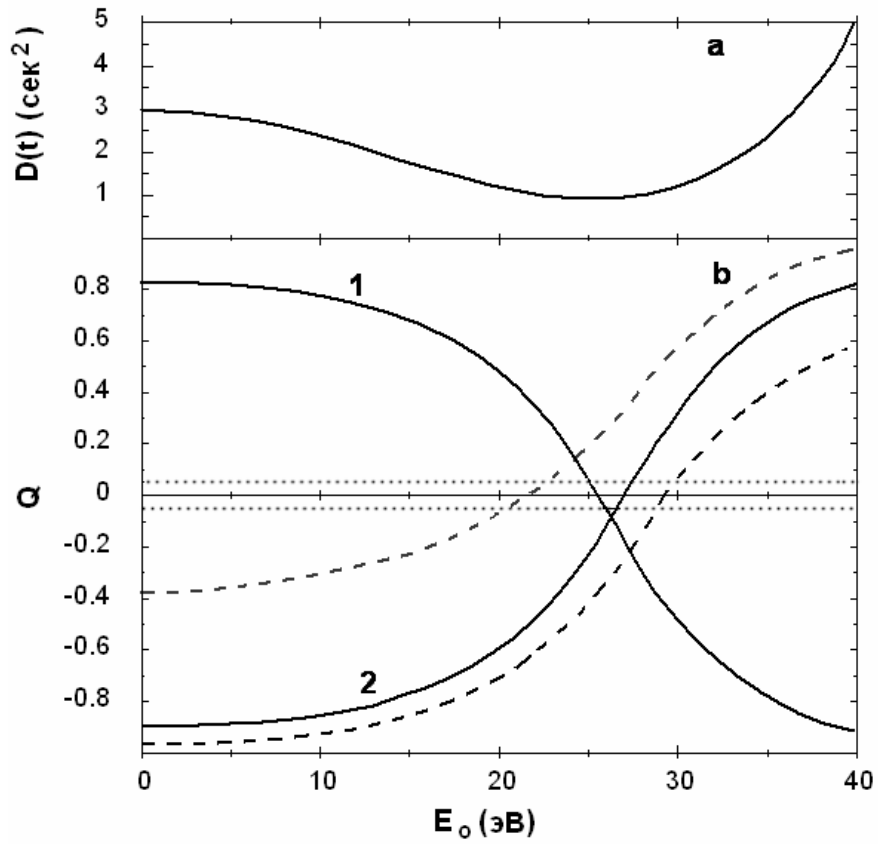


Рис. 1. Результаты статистического анализа нейтринных событий в детекторе IMB.

- (a) Зависимость от  $E_0$  (предполагаемой энергии покоя  $\bar{\nu}_e$ ) дисперсии  $D(t)$   
 (b) Зависимость от  $E_0$  коэффициентов корреляции  $Q(E^{-2}, t)$  – кривая 1 и  $Q(E, t)$  – кривая 2.

Пунктирные кривые ограничивают ширину на полувысоте распределений по  $Q(E, t)$ , полученных методом Монте-Карло. Точками показана полоса усредненных по нейтринной вспышке модельных значений  $\langle Q(E, t) \rangle$

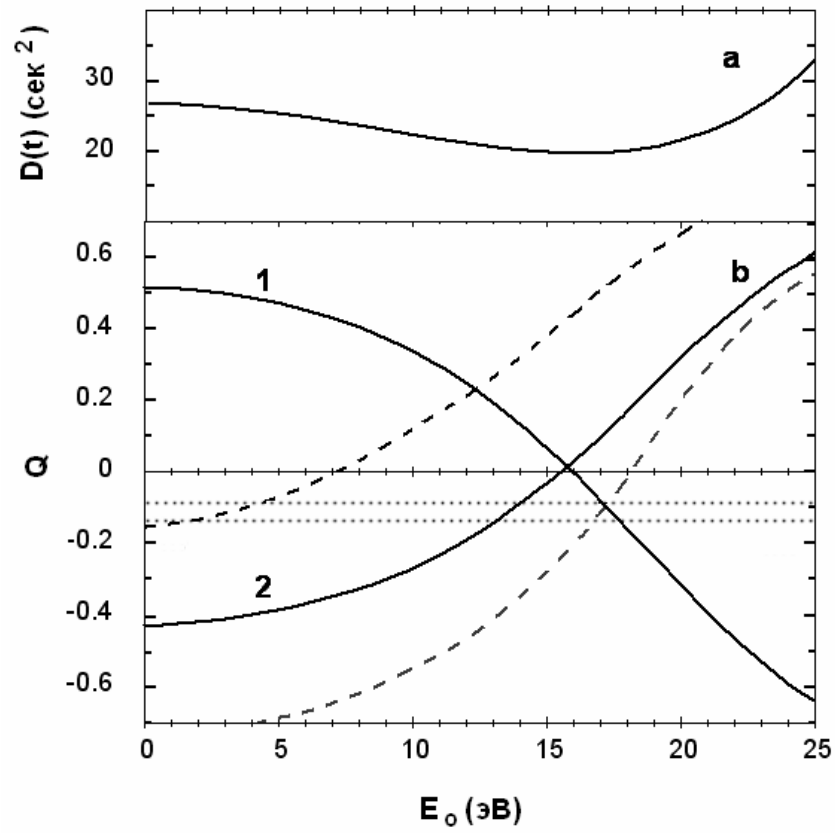


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для нейтринных событий в детекторе *KII*.

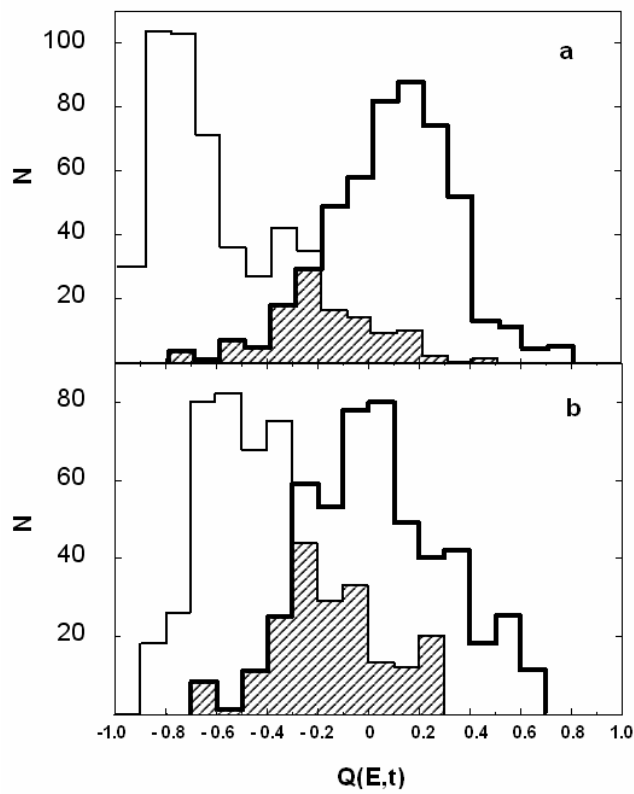


Рис.3. Распределения по  $Q(E,t)$ , смоделированные методом Монте-Карло. Учтены погрешности определения энергии позитронов в детекторах.  
 (a) Детектор *IMB*: тонкой линией изображено распределение для  $E_0=0\div 2$  эВ, толстой -  $E_0=27$  эВ  
 (b) Детектор *KII*: тонкой линией изображено распределение для  $E_0=0\div 2$  эВ, толстой -  $E_0=14$  эВ  
 Заштрихованы области перекрытия гистограмм.



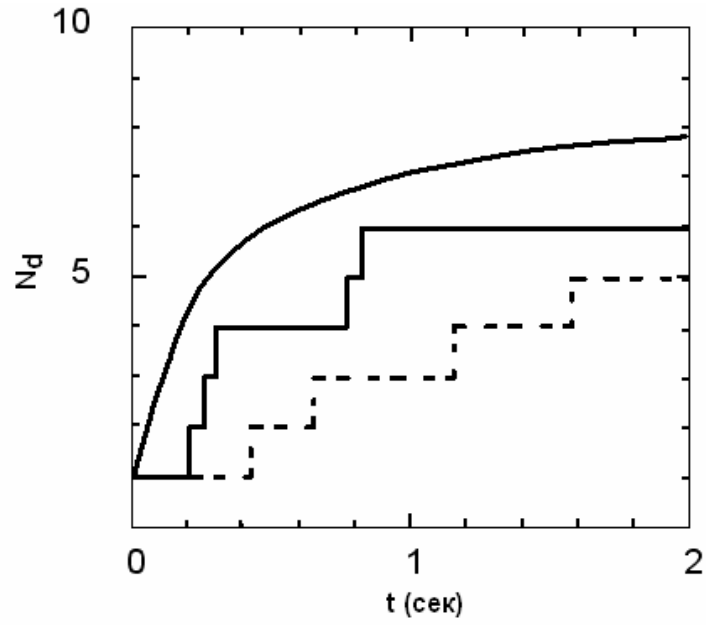


Рис. 4. Интегральный темп регистрации нейтрино для детектора *IMB*:  
 Гладкая кривая – теоретическая модель [4],  
 Ступенчатые спектры соответствуют реальным нейтринным событиям:  
 Пунктир для  $E_0=0$   
 Сплошная линия для  $E_0=28$  эВ.

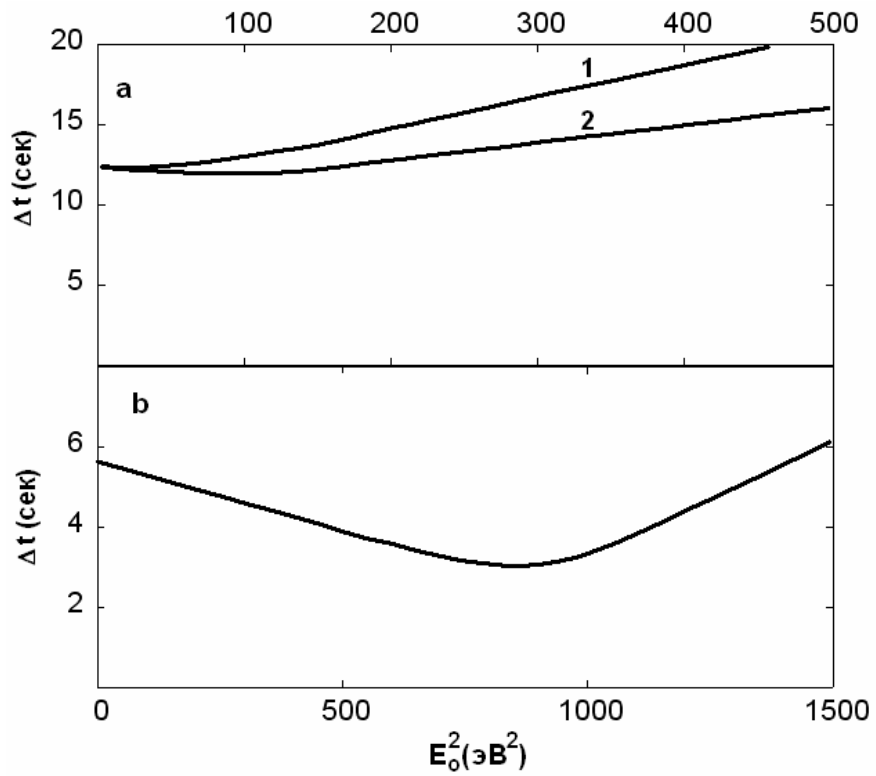


Рис. 5. «Максимальный размах» нейтринных событий во времени как функция  $E_0^2$ .

- (a) Детектор КП ( $d = 50$  Крс):  
 1-учтены 11 событий  
 2-учтены 10 событий (изъято событие № 3)
- (b) Детектор ИМВ ( $d = 70$  Крс)  
 учтены все 8 событий

Борис Иванович Горячев

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЙТРИННЫХ  
СОБЫТИЙ ОТ ВСПЫШКИ SN1987A В ЧЕРЕНКОВСКИХ  
ДЕТЕКТОРАХ: ОЦЕНКА МАССЫ ЭЛЕКТРОННОГО  
АНТИНЕЙТРИНО**

Препринт НИИЯФ МГУ 2005/786

Работа поступила в ОНТИ 12.07.2005 г.

ИД № 00545 от 06.12.1999 г.

Издательство УНЦ ДО

117246, Москва, ул. Обручева, 55А  
Тел./факс (095) 718-6966, 718-7785  
e-mail: [izdat@abiturcenter.ru](mailto:izdat@abiturcenter.ru)  
<http://abiturcenter.ru/izdat>

Подписано в печать 13.07.2005 Формат 60х90/16

Бумага офсетная №2, Усл. печ.л. 1,12

Тираж 50 экз. Заказ №845

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ-ДО

<http://abiturcenter.ru/print>

в полном соответствии с качеством  
представленного оригинал-макета