

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 539.123

ОТЧЕТ
О НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ:
ПОИСК НЕЙТРИННОГО СИГНАЛА ОТ БЫСТРЫХ
РАДИО-ВСПЛЕСКОВ В ДЕТЕКТОРЕ БОРЕКСИНО

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Выполнил

_____ И. Н. Жутиков

Москва 2020

Оглавление

1	Введение	2
2	Быстрые радио-всплески	2
3	Детектор Борексино	3
4	Выбор временного окна и данных по всплескам	5
5	Обратный бета-распад	5
6	Рассеяние нейтрино на электронах	6
7	Анализ и сравнение полученных результатов	9
8	Заключение	12
	Список использованных источников	12

1 Введение

В последнее время большое развитие получило такое направление в науке о космосе как многоканальная астрономия. Многоканальная астрономия оперирует одновременным наблюдением событий различными способами, через нейтрино, гравитационные волны, космические лучи и электромагнитное излучение по широкому диапазону длин волн. Собирая данные таким способом можно не только лучше изучить события на которые, на данный момент, имеются весьма не однозначные взгляды, как, например, те же самые быстрые радио-всплески о которых речь пойдёт ниже, так и лучше изучить свойства частиц пришедших от них, так как такие космические события на сегодняшний день по сути являются единственными источниками больших потоков настолько высокоэнергичных частиц. Так, например, взрыв сверхновой в 1987 году, являющийся одним из первых многоканальных наблюдений, по которому, помимо усовершенствования теории об эволюции звезд, была произведена оценка массы нейтрино. Сейчас же наблюдения гамма-всплесков, гамма излучения и задержанного нейтринного сигнала, позволяют поставить пределы на массу нейтрино [1] или же наблюдение нейтрино от блазара детектором IceCube [2] позволившие лучше понять природу этого рода астрофизических объектов. Ну или наблюдение гамма-всплеска GRB170817A, последовавшего за гравитационной волной GW170817 [3], позволившее точнее определить источник этого, в прямом смысле, потрясшего всю Вселенную события. Можно привести еще множество различных открытий, совершенных подобным образом, а учитывая все более и более совершенствующиеся детекторы в будущем их станет в разы больше. Настоящая работа посвящена поиску как раз такого многоканального нейтринного сигнала от такого, на сегодняшний день всё еще достаточно загадочного, типа космических явлений как быстрые радио-всплески.

2 Быстрые радио-всплески

Детальнее обсудим быстрые радио-всплески (FRB - Fast Radio Burst). FRB - высокоэнергетические астрономические события, выделяется энергия порядка 10^{37} эрг, сопровождающееся коротким, от долей до нескольких мили секунд, радио-всплеском в районе 1400 МГц. До июля 2020 года в целом вообще не было понятно как именно могут образовываться подобные всплески, всего насчитывалось примерно 35 различных теорий [4], от весьма необычных на подобие гигантских молний на магнетарах или звездотрясений, некой сейсмической активности на поверхности пульсара, до вполне обычных по типу слияния или взаимодействия различных объектов наподобие черных дыр и нейтронных звезд. Ни одна из этих теорий не была подтверждена какими либо наблюдениями, пока в мае 2020 года не удалось провести совместное наблюдение серии очень ярких FRB на радио телескопах

CHIME и STARE2 и сопутствовавших им гамма-всплесков на гамма телескопе INTEGRAL. По данным наблюдений был определен источник всплесков, им оказался магнетар SGR 1935+2154 [5]. Таким образом наиболее правдоподобными сейчас являются версии образования FRB связанные с магнетарами и процессами происходящими на них. Поэтому подробнее рассмотрим эти теории. Одним из механизмов, с помощью которого магнетар мог бы образовать мощный всплеск когерентного радиоизлучения может являться магнитодрейфовое излучение, возникающее при движении заряженных частиц вдоль искривленной силовой линии, вследствие чего они излучают, как если бы они вращались по орбите, как при синхротронном излучении [6]. Другой наиболее распространённой теорией является синхротронное мазерное излучение возникающее на фронте ударной релятивистской волны, при условии намагниченности потоков плазмы [7]. Подобные ударные волны могут быть вызваны переходными выбросами из магнетара, сталкивающимися с внешней средой на ультрарелятивистских скоростях. Такой средой может быть барионно-насыщенный ветер, состоящий из остатков прошлых вспышек [8] или, например, горячая туманность, оставшейся от взрыва сверхновой [7]. Данная модель считается наиболее правдоподобной, так как отношение флюксов гамма и радио излучений, как и форма с положением максимума для гамма спектра хорошо согласуются с этой моделью. Достаточным следствием данной модели должен быть нейтринный всплеск, вызванный взаимодействием релятивистских протонов с синхротронными фотонами ($p\gamma$ – нейтрино) [9].

3 Детектор Борексино

Борексино - нейтринный детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора (ЖОС), созданный для спектроскопии низкоэнергетических нейтрино от Солнца. Детектор располагается в зале С подземной Национальной лаборатории Гран-Сассо Национального Института Ядерной Физики Италии (INFN LNGS) в центральной Италии на глубине 3800 м водного эквивалента. Основной особенностью детектора является беспрецедентно высокая степень радиохимической чистоты сцинтиллятора и конструкционных материалов, столь необходимая в низкоэнергетических экспериментах. Благодаря этому энергетический порог Борексино составляет всего ≈ 200 кэВ. Устройство детектора схематично изображено на рисунке 1. Мишенью Борексино служат 278 тонн ЖОС, заключённые в тонкой (125 мкм) нейлоновой сфере радиусом 4.25 м. Внутренняя сфера со сцинтиллятором расположена внутри другой нейлоновой сферы радиусом 5.5 м, заполненной несцинтиллирующей жидкостью. Две концентрические нейлоновые сферы находятся внутри стальной сферы радиусом 6.85 м, которая также заполнена несцинтиллирующим составом. На стальной сфере установлены 2212 восьмидюймовых ФЭУ, изготовленных из низкорadioактив-

ных материалов. Стальная сфера расположена внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, содержащего 2100 м³ сверхчистой воды, экранирующей чувствительный объем от радиоактивности окружающих пород. Внутри водяного бака установлены 208 ФЭУ (внешний черенковский детектор), обеспечивающих активное veto детектора от мюонов космических лучей (при этом поток мюонов значительно подавлен благодаря подземному расположению детектора). В Борексине существует 2 системы сбора данных. Первичная система электроники считывает все 2212 канала индивидуально, она оптимизирована для более низких энергий вплоть до нескольких МэВ. Вторая система (FADC) с порогом в 1 МэВ состоит из 96 быстрых оцифровщиков сигнала, каждый из которых считывает сигнал сразу с 24 фотоумножителей. Более детальное описание обеих систем можно найти в [10]. Энергетическое разрешение FADC системы можно считать равным $10\%/\sqrt{E/\text{МэВ}}$. В анализе использовалась система сбора данных FADC так, как она оптимизированная для больших энергий и обладает продвинутой системой отбора мюонов и системой определения электронных шумов.

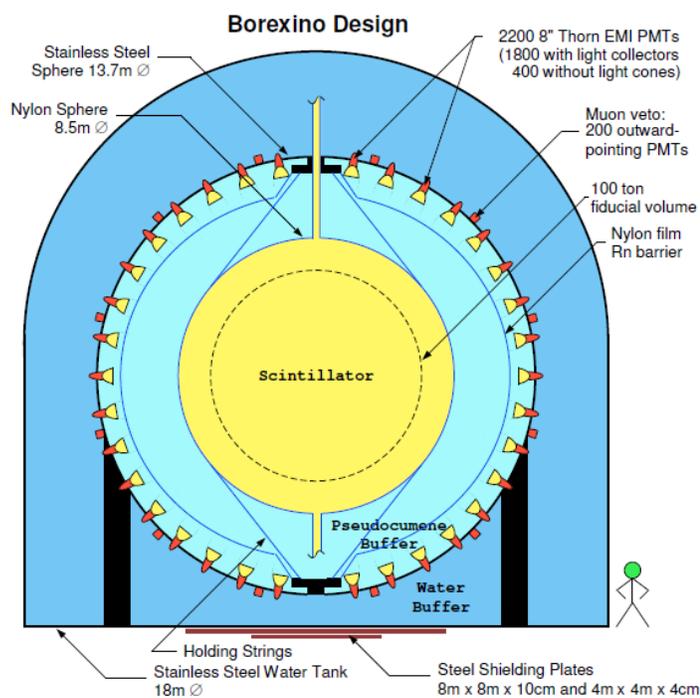


Рисунок 1 – Схематическое устройство детектора Борексина

Таблица 1 – Отобранные FRB

FRB	F, Ян · мс	z
FRB171020	200	0.06
FRB180430	177	0.08
FRB171213	133	0.1
FRB180212	96	0.11

4 Выбор временного окна и данных по всплескам

В данной работе использовались данные за период с 2009 по 2019 год, доступные на сайте каталога быстрых радио-всплесков¹ [11]. Данный, постоянно обновляющийся, каталог содержит информацию обо всех когда либо, достоверно, зафиксированных FRB, такую как координаты источника, примерную выделившуюся энергию, предполагаемое красное смещение, а так же ссылки на работы опубликованные по данным всплескам.

Из-за того, что количество радио-всплесков оценивается как 10^4 в день, однако зафиксировать удаётся лишь малую долю от всех всплесков, рассматривались только всплески с флюенсом более 91.5 Ян · мс количество которых оценивается как 8 ± 2.3 в день [12]. В итоге для анализа было выбрано временное окно для сигнала ± 170 с и для фона $[-340; -170] \cup [170; 340]$ с в которые с 90% вероятностью не попадают другие вспышки с такими флюенсами. Для отбора FRB была произведена оценка на время задержки нейтринного сигнала по отношению к электромагнитному, используя формулу 1 для времени задержки, учитывающую зависимость параметра Хаббла от времени [13].

$$\Delta t = \frac{1 m_\nu^2}{2 E_\nu^2} \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^2 H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z')^3 \Omega_m}} \quad (1)$$

Где m_ν масса нейтрино, E_ν энергия нейтрино, Δt время задержки, z красное смещение, $H_0 = 67.3 \frac{\text{км}}{\text{с}} \text{Мпк}^{-1}$ постоянная Хаббла, $\Omega_\Lambda = 0.685$, $\Omega_m = 0.315$. По итогу из 192 всплесков было отобрано 4, для которых максимальное время задержки, соответствующее минимальной энергии нейтрино $E = 0.8$ МэВ, было меньше временного окна для сигнала и которые попали в рабочее время детектора вместе со своим временным окном как минимум на 95%.

5 Обратный бета-распад

В Борексине электронные антинейтрино в основном детектируются по реакции обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, так как его сечение на порядок больше сечения рассеяния. Эта реакция обладает порогом $E_{\bar{\nu}} = 1.8$ МэВ. Так же она сопровождается дву-

¹<http://www.frbcat.org>

мя сигналами от аннигиляции позитрона и от захвата нейтрона разделёнными временем $\tau = 254.5 \pm 1.8$ мкс. Захват нейтрона в большинстве случаев осуществляется протоном с испусканием γ кванта с энергией 2.22 МэВ, но он так же может быть захвачен на ^{12}C с испусканием 4.95 МэВ γ кванта. Энергия нейтрино в данной реакции определяется следующим соотношением $E_{\bar{\nu}} = E_p + 0.784$ МэВ, где E_p энергия мгновенного события. Общее время всех использованных данных, время от мюонов вычтено, составляет 2007.857 дня. При отборе искались события разделенные промежутком времени не более 1280 мкс, что соответствует пяти средним временам захвата нейтрона. При этом энергия первого, мгновенного, события должна быть больше 0.8 МэВ, а энергия второго, задержанного, события должна быть в диапазоне от 1.4 МэВ до 5.5 МэВ. Так же что бы уменьшить фон от не задетектированных мюонов, отбрасывались события если в течении 2 мс до или после мгновенного или задержанного событий были события с энергией больше 1 МэВ. Подробнее отбор антинейтрино по обратному бета-распаду описан в [14]. Все события от антинейтрино были разделены в на промежутки по 1 МэВ и все дальнейшие расчёты были проделаны для каждого промежутка по отдельности.

Определение предела на флюенс было проведено аналогично [15]. Верхний 90% доверительный предел на количество событий связанных с радио-всплесками μ_{90} может быть рассчитан исходя из процедуры Фельдмана-Казинса [16] с использованием N_{in} и N_{bkg} , количество событий во временном окне для сигнала и для фона соответственно. Тогда предел на один всплеск будет даваться выражением:

$$N_{90}^{IBD} = \frac{\mu_{90}}{N_{FRB}} \quad (2)$$

где N_{FRB} это количество всех радио-всплесков. Предел же на флюенс антинейтрино будет определяться выражением:

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{N_{90}^{IBD}(E_{\bar{\nu}_e})}{N_p \langle \epsilon \rangle \sigma(E_{\bar{\nu}_e})} \quad (3)$$

где $N_p = 1.6 \cdot 10^{31}$ количество протонов в сцинтилляторе Борексина, $\langle \epsilon \rangle$ средняя эффективность регистрации, в ходе данной работы полагалась равной 1, $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ сечение взаимодействия для обратного бета-распада, рассчитанное аналогично [17]. Результаты всех вычислений представлены на графике 2 и таблице 2

6 Рассеяние нейтрино на электронах

Для нахождения предела через рассеяние на электронах искалось превышение одиночных событий с энергией больше 1 МэВ, соответствующих рассеянию нейтрино на электроны, в окне для сигнала над уровнем фона в соответствующем окне. Гистограммы по-

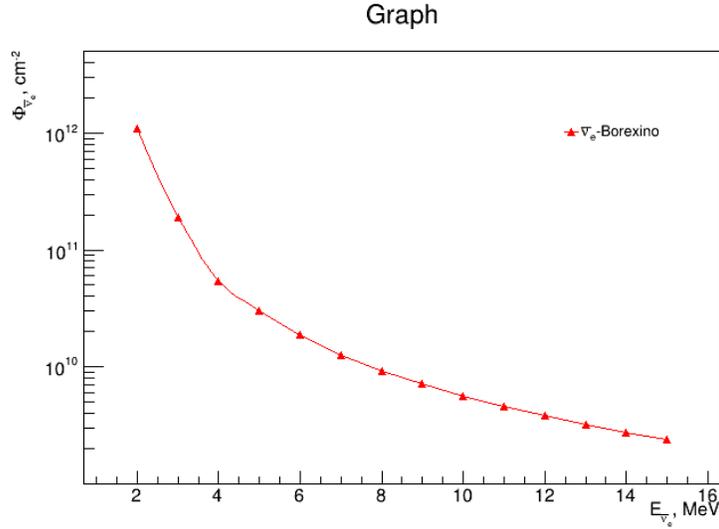


Рисунок 2 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино

казывающие количество событий в зависимости от времени до всплеска и распределение событий по энергиям приведены на рисунке 3.

Предел на флюенс нейтрино был рассчитан аналогично случаю с обратным бета-распадом. Рассеяние моноэнергетических нейтрино с энергией E_ν на электронах даёт непрерывный, схожий с Комптоновским, спектр с максимальной энергией $T_\nu^{max} = 2E_\nu^2/(m_e + 2E_\nu)$. Тогда верхний предел на флюенс нейтрино может быть вычислен по следующей формуле:

$$\Phi_\nu(E_{nu}) = \frac{N_{90}^{\nu e}(E_\nu)}{N_e \sigma_{eff}(E_\nu)} \quad (4)$$

где $N_e = 8.8 \cdot 10^{31}$ число электронов в сцинтилляторе Борексино, $\sigma_{eff}(E_\nu)$ эффективное сечение взаимодействия для нейтрино с энергией E_ν , зависящее от энергии T зарегистрированного электрона отдачи. Эта энергия принадлежит промежутку $(T_{th}; T_\nu^{up})$, где $T_\nu^{up} = T_\nu^{max} + \sigma_T$, σ_T – энергетическое разрешение детектора, в нашем случае $\sigma_T = 10\%/\sqrt{E/\text{МэВ}}$. Полное эффективное сечение может быть выражено как:

Таблица 2 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино

E_ν , МэВ	$\Phi_{\bar{\nu}_e}$, cm^{-2}
2	$1.0892 \cdot 10^{12}$
4	$5.446 \cdot 10^{10}$
6	$1.868 \cdot 10^{10}$
10	$5.606 \cdot 10^9$
14	$2.742 \cdot 10^9$

$$\sigma_{eff} = \int_{T_{th}}^{T_{\nu}^{up}} F(T) dT \quad (5)$$

где

$$F(T) = \int_{T^-}^{T^+} \frac{d\sigma(E_{\nu}, T')}{dT'} G(T', \sigma(T'); T) dT'. \quad (6)$$

Функция Гаусса $G(T', \sigma(T'); T)$ учитывает здесь конечное энергетическое разрешение детектора, где пределы $T^{\pm} = T \pm 3\sigma_T(T)$ соответственно. $N_{90}^{\nu e}$ - 90% доверительный предел на количество событий, относящихся к радио-всплескам, приходящихся на один всплеск, для нейтрино с энергией E_{ν} . Этот предел может быть рассчитан по процедуре Фельдмана-Казинса. N_{in} и N_{bkg} здесь это количество всех событий в интервале $(T_{th}; T_{\nu}^{up})$ за все суммарное время наблюдения в окнах для сигнала и для фона соответственно. При расчёте считается что все события зафиксированные детектором вызваны одним, определённым, типом нейтрино.

Все расчёты были проведены для каждой из энергий E_{ν} в диапазоне от 1.5 МэВ до 5 МэВ с шагом в 0.5 МэВ и для $E_{\nu} > 5$ МэВ с шагом в 1 МэВ. Граница интегрирования T_{th} из выражения 5 была выбрана равной 1 МэВ. Сечение рассеяния в формуле 6 было рассчитано исходя из стандартной электрослабой модели по формуле 7 для нейтрино и по формуле 8 для антинейтрино [18].

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_{\nu}^2} \right] \quad (7)$$

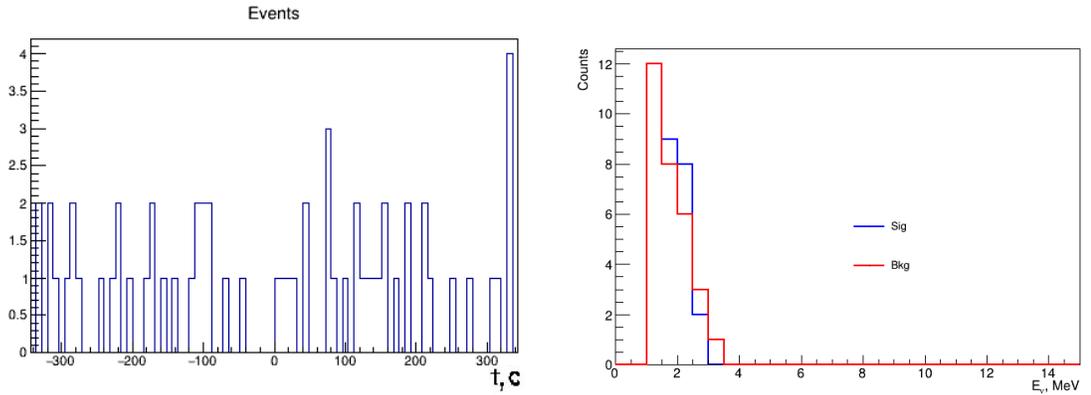


Рисунок 3 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа)

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_\nu^2} \right] \quad (8)$$

Коэффициенты g_L и g_R в которых:

$$\left. \begin{aligned} g_L &= \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned} \right\} \text{Для } \nu_e \text{ и } \bar{\nu}_e$$

$$\left. \begin{aligned} g_L &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned} \right\} \text{Для } \nu_{\mu,\tau} \text{ и } \bar{\nu}_{\mu,\tau}$$

Результаты вычислений представлены на рисунке 4 и в таблице 3.

7 Анализ и сравнение полученных результатов

Есть еще один предел на флюенс электронного антинейтрино который был получен IceCube через обратный бета-распад [19]. Их результаты были получены из предположения, что нейтринный спектр от радио-всплесков схож со спектром от коллапса ядра сверхновой, что на момент написания ими статьи являлось весьма правдоподобной теорией, аналитически их наименьший предел можно записать как $\langle E_\nu \rangle^3 / (19.2)^3 \cdot F < 8 \cdot 10^{11} \text{ MeV}^3 \text{ cm}^2$, для временного окна в 10 мс. Их результаты приведены на рисунке 5.

Так как нам сравнить наши результаты? Обычно спектр от сверхновой записывают так [20]:

$$\Phi(E_\nu) = \frac{E_{tot}}{\langle E_\nu \rangle 4\pi D^2 T^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)} E_\nu^\alpha e^{-E_\nu/T}, \quad (9)$$

где $T = \langle E_\nu \rangle / (\alpha + 1)$, E_{tot} полная энергия выделенная в виде данного аромата нейтрино, D расстояние до сверхновой, $\langle E_\nu \rangle$ средняя энергия данного аромата нейтрино, α момент распределения. IceCube использовали $\alpha=3$, и среднюю энергию $\langle E_\nu \rangle = 15.6 \text{ MeV}$. $\langle E_\nu^3 \rangle$

Таблица 3 – Верхний предел на флюенс нейтрино всех типов

$E_\nu, \text{ МэВ}$	$\nu_e, \text{ см}^{-2}$	$\bar{\nu}_e, \text{ см}^{-2}$	$\nu_{\mu,\tau}, \text{ см}^{-2}$	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}, \text{ см}^{-2}$
1.5	$6.01 \cdot 10^{12}$	$8.86 \cdot 10^{13}$	$3.18 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$
4	$1.35 \cdot 10^{12}$	$5.1 \cdot 10^{12}$	$8.18 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$
8	$5.59 \cdot 10^{11}$	$1.66 \cdot 10^{12}$	$3.41 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{12}$
10	$4.32 \cdot 10^{11}$	$1.22 \cdot 10^{12}$	$2.63 \cdot 10^{12}$	$3.16 \cdot 10^{12}$
14	$2.9 \cdot 10^{11}$	$8.04 \cdot 10^{11}$	$1.81 \cdot 10^{12}$	$2.16 \cdot 10^{12}$

это среднее от куба энергии для данного распределения оно определяется только средней энергией $\langle E_\nu \rangle$ в выражении 9. Предел полученный IceCube для разных средних энергий показан на рисунке 5.

Для данного спектра легко показать, что максимальный флюенс для любой средней энергии $\langle E_\nu \rangle$ приходится на $3/4\langle E_\nu \rangle$. Действительно подставляя Т в выражение 9

$$\Phi(E_\nu) \sim \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} \quad (10)$$

и затем беря производную по энергии нейтрино и приравнивая её нулю получим

$$3 \frac{E_\nu^2}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} - 4 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (11)$$

что даёт нам

$$E_\nu = \frac{3}{4}\langle E_\nu \rangle \quad (12)$$

То есть предел для средней энергии $\langle E_\nu \rangle$, полученный IceCube должен соответствовать флюенсу для энергии $3/4\langle E_\nu \rangle$. Но для любой фиксированной энергии нейтрино E_ν , значение флюенса $\Phi(E_\nu)$ будет разным в зависимости от средней энергии $\langle E_\nu \rangle$ этого спектра. И когда средняя энергия $\langle E_\nu \rangle = 4/3E_\nu$, когда на данную энергию приходится максимум данного спектра, флюенс $\Phi(E_\nu)$ не будет максимально возможным. Однако можно показать,

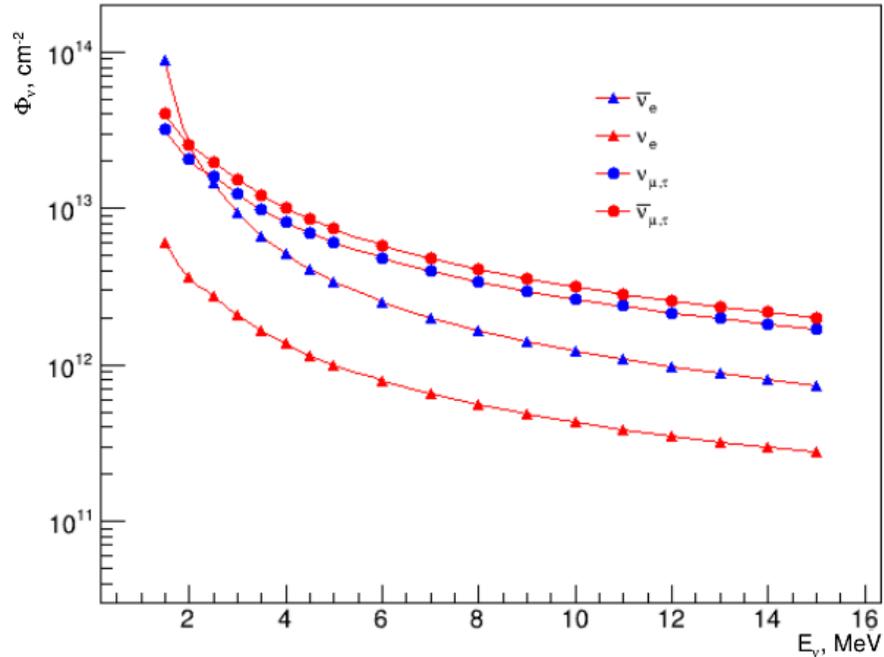


Рисунок 4 – Верхний предел на флюенс всех типов нейтрино

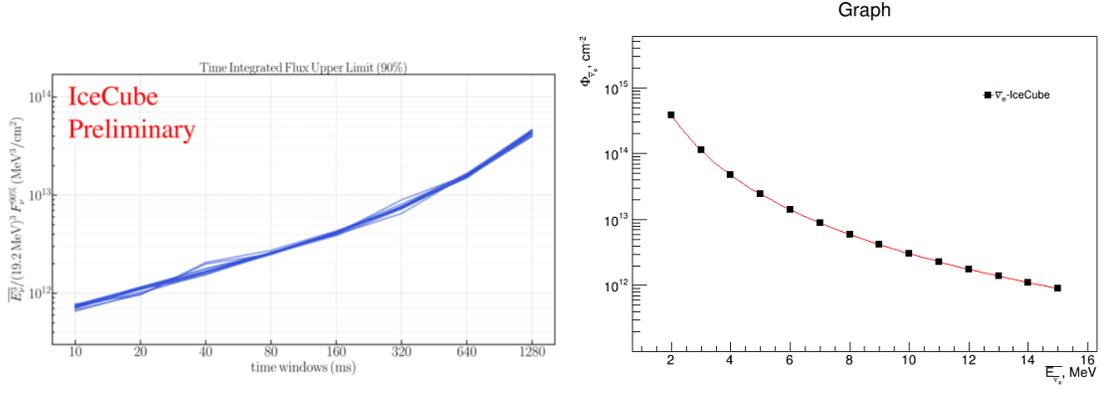


Рисунок 5 – Верхний предел полученный IceCube (слева) и их сильнейший предел для разных средних энергий (справа)

что для средней энергии $\langle E_\nu \rangle = 4/5 E_\nu$ флюенс $\Phi(E_\nu)$ будет максимально возможным. Это может быть легко показано взятием производной по средней энергии от выражения 10 и приравниваем её к нулю.

$$-5 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} + 4 \frac{E_\nu^4}{\langle E_\nu \rangle^7} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (13)$$

что даёт

$$E_\nu = \frac{5}{4} \langle E_\nu \rangle \quad (14)$$

Это значит, что для любой фиксированной энергии E_ν максимальный флюенс $\Phi(E_\nu)$ будет достигаться только когда средняя энергия равна $\langle E \rangle = 4/5 E_\nu$. Беря во внимание, что флюенс для энергии $3/4 \langle E \rangle$ равен

$$\Phi(3/4 \langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3 \langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (15)$$

и флюенс для $5/4 \langle E \rangle$ равен

$$\Phi(5/4 \langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5 \langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (16)$$

можно получить формулу для перевода предела полученного IceCube $\Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle)$ в $\Phi_\nu(E_\nu=5/4 \langle E_\nu \rangle)$ предел для энергии $E_\nu=5/4 \langle E_\nu \rangle$ как:

$$\begin{aligned} \Phi_\nu(E_\nu) = \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5 E_\nu) \frac{\left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5 \langle E_\nu \rangle^{-2}}}{\left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3 \langle E_\nu \rangle^{-2}}} &= \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5 E_\nu) \left(\frac{5}{3}\right)^3 e^{-2} \approx \\ &\approx 0.626 \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5 E_\nu) \quad (17) \end{aligned}$$

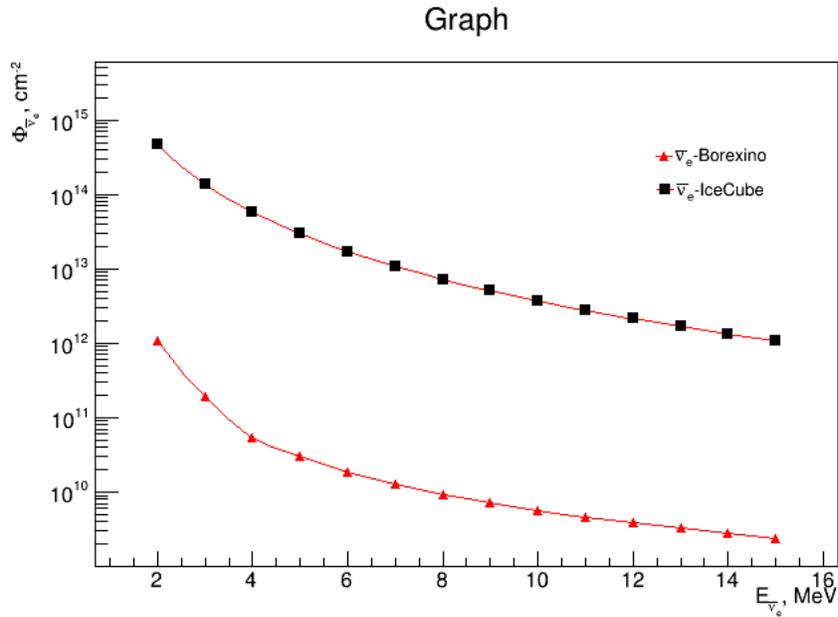


Рисунок 6 – Сравнение результатов Борексино и IceCube

Сравнение результатов представлено на рисунке 6

8 Заключение

В ходе данной работы был проведен поиск многоканального нейтринного сигнала от быстрых радио-всплесков, на сегодняшний день, всё еще весьма плохо изученного типа космических явлений. В анализе использовалась система сбора данных FADC, обеспечивающая эффективный отбор мюонов и электронных шумов. Всего было обработано 4 всплеска в период с 2009 по 2019 год. И по итогу был получен более сильный верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад в диапазоне от 2 до 15 МэВ и были получены первые пределы на флюенс всех ароматов нейтрино и антинейтрино через рассеяние на электронах в диапазоне от 1.5 до 15 МэВ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Drachnev I. S.* Search for low-energy Borexino signal in correlation with GRB. — Borexino collaboration internal report, 2019.
2. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A / M. G. Aartsen [et al.] // *Science*. — 2018. — Vol. 361, — eaat1378.
3. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A / B. Abbott [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 848, — P. L13.
4. A Living Theory Catalogue for Fast Radio Bursts / E. Platts [et al.] // *Phys. Rept.* — 2019. — Vol. 821. — P. 1–27.
5. INTEGRAL discovery of a burst with associated radio emission from the magnetar SGR 1935+2154 / S. Mereghetti [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2020. — Vol. 898, — P. L29.
6. *Kumar P., Lu W., Bhattacharya M.* Fast radio burst source properties and curvature radiation model // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 468, — P. 2726–2739.
7. *Lyubarsky Y.* A model for fast extragalactic radio bursts // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 442. — P. 9.
8. *Beloborodov A. M.* A flaring magnetar in FRB 121102? // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 843, — P. L26.
9. *Metzger B. D., Fang K., Margalit B.* Neutrino Counterparts of Fast Radio Bursts. — 2020. — Aug.
10. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso / G. Alimonti [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2009. — Vol. 600. — P. 568–593.
11. FRBCAT: The Fast Radio Burst Catalogue / E. Petroff [et al.] // *Publ. Astron. Soc. Austral.* — 2016. — Vol. 33. — e045.
12. The performance and calibration of the CRAFT fly’s eye fast radio burst survey / C. James [et al.] // *Publ. Astron. Soc. Austral.* — 2019. — Vol. 36. — e009.

13. *Choubey S., King S.* Gamma-ray bursts as probes of neutrino mass, quantum gravity and dark energy // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 67. — P. 073005.
14. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, — P. 012009.
15. Borexino's search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gamma-ray bursts / M. Agostini [et al.] // Astropart. Phys. — 2017. — Vol. 86. — P. 11–17.
16. *Feldman G. J., Cousins R. D.* A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57. — P. 3873–3889.
17. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54.
18. *Ожунь Л.* Лептоны и Кварки. — М. : Наука, 1990.
19. *Kheirandish A., Pizzuto A., Vandenbroucke J.* Searches for neutrinos from fast radio bursts with IceCube // PoS. — 2020. — Vol. ICRC2019. — P. 982.
20. *Lujan-Peschard C., Pagliaroli G., Vissani F.* Spectrum of Supernova Neutrinos in Ultra-pure Scintillators // JCAP. — 2014. — Vol. 1407. — P. 051.