

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ:

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ НЕЙТРИНО В  
МНОГОКАНАЛЬНОЙ АСТРОНОМИИ

Преподаватель \_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов

Выполнил \_\_\_\_\_ И. Н. Жутиков

Москва 2021

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>Быстрые радио-всплески</b>	<b>3</b>
Поиск нейтрино от FRB . . . . .	4
<b>Гамма-всплески</b>	<b>7</b>
Поиск нейтрино от GRB . . . . .	10
<b>Гравитационно волновые события</b>	<b>13</b>
Поиск нейтрино от GWB . . . . .	14
<b>Быстрый голубой оптический переходный процесс</b>	<b>15</b>
Поиск нейтрино от FBOT . . . . .	19
<b>Заключение</b>	<b>23</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>24</b>

# Введение

Современное развитие науки о космосе существенно связано с многоканальной астрономией. Многоканальная астрономия сочетает наблюдения одних и тех же событий различными способами, по данным нейтринной астрономии, гравитационно-волновой астрономии, экспериментам по космическим лучам и наблюдением электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. Сочетая данные таким способом можно получить более полную информацию о событиях, на которые, на данный момент, имеются весьма не однозначные взгляды, как, например, те же самые быстрые радио-всплески. Таким образом многоканальная астрономия позволяет выяснить возможные свойства источника частиц и их характерные особенности, что весьма важно, так как на сегодняшний день, по сути, такие космические события являются единственными источниками больших потоков высокоэнергичных частиц, энергии которых не доступны современным ускорителям. Так, например, одним из первых многоканальных наблюдений являлся взрыв сверхновой в 1987 году. Это наблюдение позволило, помимо усовершенствования теории об эволюции звезд, произвести оценку массы нейтрино по длительности нейтринного всплеска. Она была получена исходя из того, что был зафиксирован всплеск не тепловых нейтрино, которые образуются достаточно быстро  $\sim 0.5$  с, а зафиксированная длительность всплеска  $\sim 10$  с вызвана тем, что нейтрино имеют конечную массу и, как следствие, нейтрино с различными энергиями движутся с различной скоростью [1]. Аналогичными методами так же были получены ограничения на заряд, магнитный момент, время жизни и количество ароматов нейтрино. К достижениям многоканальной астрономии можно так же отнести наблюдение нейтрино от блазара TXS 0506+056 детектором IceCube [2] позволившее лучше понять природу такого рода астрофизических объектов или наблюдение всплеска гравитационных волн GW170817, последовавшего за гамма-всплеском GRB170817A, давшее указание в пользу модели со слиянием двух нейтронных звезд. Сейчас же, например, по наблюдениям гамма-всплесков, гамма излучения и задержанного нейтринного сигнала, предпринимаются попытки установить ограничения на массу нейтрино [3]. Многоканальная астрономия весьма бурно развивающаяся об-

ласть науки, а учитывая все более и более совершенствующиеся детекторы, в будущем ожидается еще большее количество новых открытий. Настоящая работа посвящена обзору имеющихся сейчас результатов по поиску нейтринного сигнала от ряда различных, еще плохо изученных, типов объектов: FRB (Fast Radio Burst), GRB (Gamma Ray Burst), GWB (Gravitational Wave Burst), FBOT (Fast Blue Optical Transient).

## Быстрые радио-всплески

Быстрые радио-всплески (FRB) - высокоэнергетические астрономические события, выделяется энергия порядка  $10^{48}$  эрг, сопровождающиеся коротким, от долей до нескольких мили секунд, радио-всплеском в районе нескольких гигагерц. 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 таких как гигантские молнии на магнетарах или "звездотрясений", некой сейсмической активности на поверхности пульсара, до вполне обычных, например, 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, были получены указания в пользу версий образования FRB, связанных с магнетарами и происходящими на них процессами. Поэтому подробнее рассмотрим эти теории.

Одним из механизмов, с помощью которого магнетар мог бы образовывать 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, аналогично синхротронному излучению [6]. Другой наиболее распространенной теорией является синхротронное мазерное излучение, возникающее на фронте ударной релятивистской волны, при условии намагниченности потоков плазмы [7]. Подобные удар-

ные волны могут быть вызваны, происходящим на ультрарелятивистских скоростях, столкновением переходного выброса из магнетара с окружающей его средой. Такой средой может быть барионно-насыщенный ветер, состоящий из остатков прошлых вспышек [8] или, например, горячая туманность, оставшаяся от взрыва сверхновой [7]. Данная модель считается наиболее правдоподобной, так как отношение флюенсов гамма и радио излучений, как и форма с положением максимума для гамма спектра, хорошо согласуются с этой моделью. Следствием данной модели должно быть образование нейтрино через взаимодействие релятивистских протонов с синхротронными фотонами  $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ( $p\gamma$  – нейтрино) [9].

## Поиск нейтрино от FRB

В качестве существенной особенности быстрых радио-всплесков стоит отметить большую частоту таких событий. Количество радио-всплесков, с небольшим флюенсом  $\sim 0.13$  Ян  $\cdot$  мс, оценивается как  $10^4$  в день, однако из-за малого угла обзора радиотелескопов зафиксировать удаётся лишь малую долю от всех всплесков. В следствие чего для наблюдения нейтрино, в предположении, что флюенсы нейтрино и электромагнитного излучения пропорциональны, будут подходить только всплески с большим флюенсом, например с флюенсом более 91.5 Ян  $\cdot$  мс, количество которых оценивается как  $8 \pm 2.3$  в день [10].

Так же важным фактором для отбора нейтринного сигнала от всплесков является время задержки нейтрино относительно радио сигнала. Так с помощью формулы 1 можно оценить время в течении которого будет целесообразно проводить наблюдения от единичного всплеска, такое время в которое с большой вероятностью будут попадать нейтрино только от данного всплеска.

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

В данной формуле, учитывающей зависимость параметра Хаббла от времени [11],  $m_\nu$  масса нейтрино,  $E_\nu$  энергия нейтрино,  $\Delta t$  время задержки,

Таблица 1 — Отобранные FRB

FRB	F, Ян · мс	z	DM, см <sup>-3</sup> · пк	$\nu$ , ГГц
FRB171020	200	0.06	114.1±0.2	1.32
FRB180430	177	0.08	264.1±0.5	1.297
FRB171213	133	0.1	158.6±0.2	1.3
FRB180212	96	0.11	167.5±0.5	1.2

z красное смещение,  $H_0 = 67.3 \frac{\text{км}}{\text{с}} \text{Мпк}^{-1}$  постоянная Хаббла,  $\Omega_\Lambda = 0.685$ ,  $\Omega_m = 0.315$ .

Так же стоит учитывать и то, что радио излучение так же испытывает временную задержку, в основном из-за рассеивания на межзвездной или межгалактической плазме. Задержка в основном вызвана свободными электронами и зависит от частоты волны и плотности столба свободных электронов между источником и детектором. Данную задержку можно вычислить по формуле 2 [12].

$$\Delta t = 4.148808 \text{ ms} \cdot \left( \frac{DM}{1 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}} \right) \cdot \left( \frac{\nu}{1 \text{ GHz}} \right)^{-2} \quad (2)$$

В данной формуле  $\nu$  частота радио излучения, DM мера рассеивания, выражается по формуле 3 и по сути представляет собой количество свободных электронов между источником и детектором.

$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (3)$$

Так, например, для детектора Борекино, можно таким образом выбрать 4 наиболее мощных всплеска, время задержки нейтрино для которых, соответствующее минимальной энергии нейтрино  $E = 1 \text{ МэВ}$  (пороговая энергия для FADC системы Борекино), и оценкой массы нейтрино в 0.1 eV, будет достаточно мало и для которых при этом время задержки радио сигнала будет мало  $\leq 1 \text{ с}$ . Соответствующее временное окно для наблюдения можно тогда выбрать равным  $\pm 340 \text{ с}$  в которое с большой вероятностью не будут попадать другие всплески таких же флюенсов. Список отобранных для анализа FRB приведен в таблице 1.

По итогу, так как на Борекино не было обнаружено явного скач-

ка в скорости счёта детектора, был вычислен верхний предел на флюенс нейтрино, через рассеяние на электронах, 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 Борексина,  $\sigma_{eff}(E_\nu)$  эффективное сечение взаимодействия для нейтрино с энергией  $E_\nu$ , зависящее от энергии  $T$  зарегистрированного электрона отдачи,  $N_{90}^{\nu e}$  - 90% доверительный предел на количество событий, приходящихся на один радиовсплеск, для нейтрино с энергией  $E_\nu$ . Данный предел можно рассчитать исходя из процедуры Фельдмана-Казинса [13], подробнее о том как можно рассчитать данный предел для детектора Борексина написано в [14]. И так же был рассчитан предел на флюенс электронного антинейтрино через

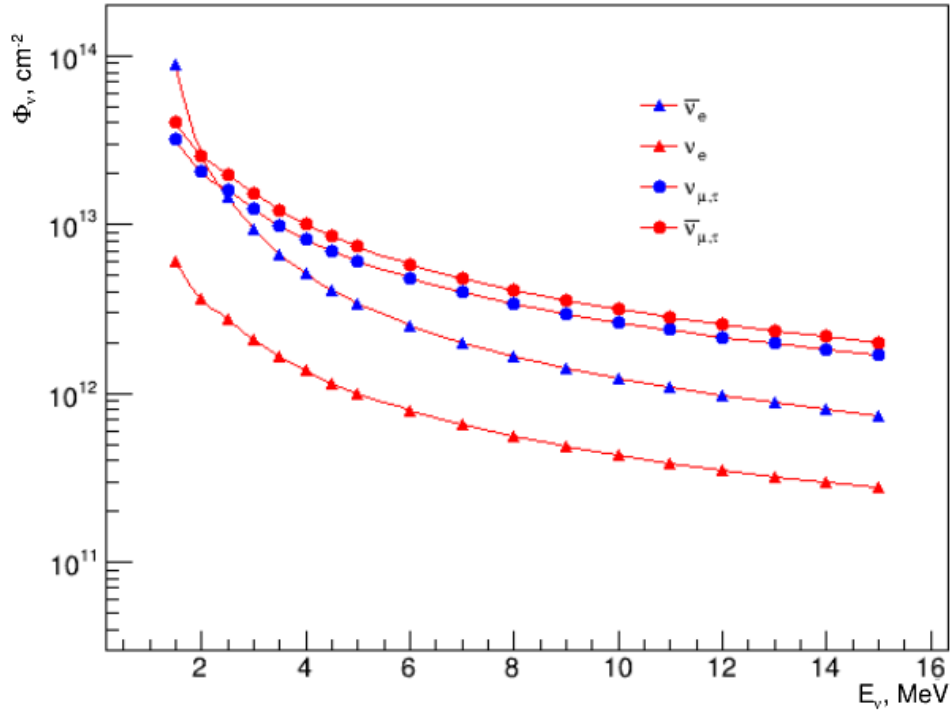


Рисунок 1 — Верхний предел на флюенс всех типов нейтрино для FRB через рассеяние на электронах. Треугольниками обозначены пределы для электронных нейтрино и антинейтрино (красный и синий цвет соответственно), а кругами для мюонных и тау нейтрино и антинейтрино (аналогично красный и синий цвет)

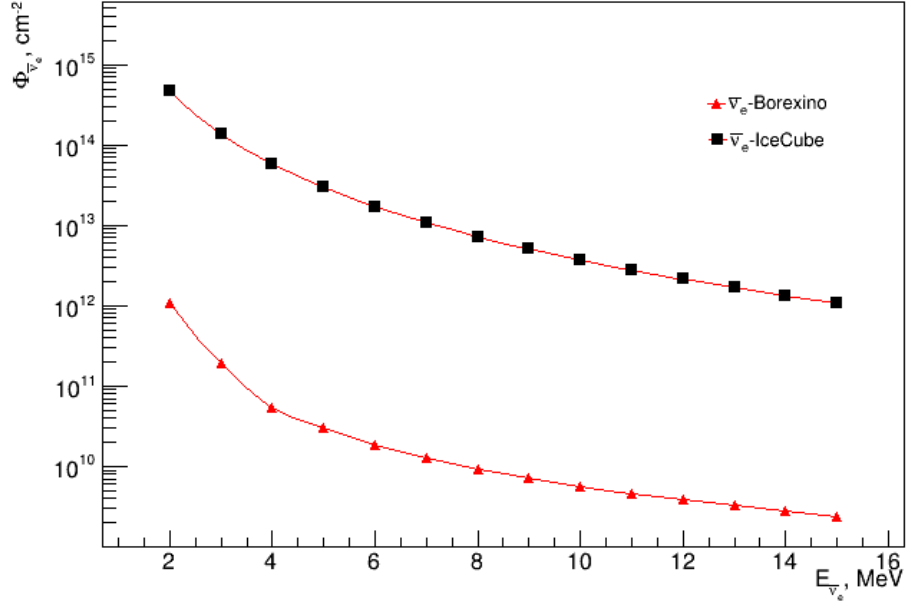


Рисунок 2 — Сравнение результатов Борексино и IceCube

обратный бета-распад по аналогичной формуле:

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{N_{90}^{IBD}(E_{\bar{\nu}_e})}{N_p \langle \epsilon \rangle \sigma(E_{\bar{\nu}_e})} \quad (5)$$

где  $N_p = 1.6 \cdot 10^{31}$  количество протонов в сцинтилляторе Борексино,  $\langle \epsilon \rangle$  средняя эффективность регистрации, в ходе данной работы полагалась равной 1,  $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$  сечение взаимодействия для обратного бета-распада, рассчитанное аналогично [15]. Результаты вычислений представлены на рисунке 1 и на рисунке 2.

## Гамма-всплески

Гамма-всплеск (GRB) это высокоэнергетическое астрофизическое событие сопровождающееся всплеском гамма излучения ( $\sim 1$  всплеск в день). GRB одни из самых ярких событий в электромагнитном диапазоне, в течение нескольких секунд может выделяться до  $10^{54}$  эрг. GRB разделяют на короткие, длительностью менее 2 с с более жестким спектром и длинные длительностью более 2 с с более мягким спектром. По наиболее распространённым теориям возникновение длинных GRB связывают с кол-



лапсом массивных звезд, сверхновыми типа Ib/c, [16] [17]. Эта версия отчасти подтверждается тем, что длинные GRB встречаются в достаточно далеких галактиках с активным звездообразованием, напротив же короткие наблюдаются в близлежащих галактиках раннего типа с небольшим звездообразованием. Короткие же GRB приписывают слиянию двух компактных объектов, например, двух нейтронных звезд или черной дыры и нейтронной звезды [18], что подтверждается наблюдением гамма-всплеска GRB170817A и всплеска гравитационных волн GW170817 [19]. В обоих случаях после коллапса или слияния центральным объектом, скорее всего, будет черная дыра массой в несколько солнечных масс, хотя это может быть и быстро вращающаяся нейтронная звезда, которая в конце концов, сколлапсирует в черную дыру. В любом случае, гравитационная энергия от коллапса или слияния высвободится за короткое время порядка миллисекунд в достаточно малом объеме в несколько десятков кубических километров. После чего эта энергия ещё больше увеличится за счет аккреции газа на центральный объект. Главным результатом быстрого высвобождения гравитационной энергии (порядка солнечной массы покоя) в таком компактном объеме является преобразование большей части этой энергии, порядка 90%, в нейтрино энергий 5-20 МэВ [20], и в гравитационные волны, в то время как только небольшая часть энергии порядка 10% идёт на образование высокотемпературного фаербола, состоящего в основном из электронов, позитронов и барионов. Одновременно вдоль оси аккреционного диска запускаются релятивистские джеты, пробивающие оболочку фаербола и наблюдающиеся как GRB. В дальнейшем радиационное давление, превышающее силы само-гравитации, приведёт к расширению фаербола с релятивистской скоростью. Для таких моделей, с образованием релятивистского фаербола, возможен приблизительный расчет флюенса нейтрино, исходящий из выделения большого количества энергии в малом объеме [21]

$$\Phi_{\nu} = 10^4 \text{ м}^{-2} \left( \frac{E_{\nu}^{tot}}{2 \cdot 10^{53} \text{ эрг}} \right) \left( \frac{56 \text{ МэВ}}{E_{\nu}} \right) \left( \frac{4000 \text{ Мпк}}{D} \right)^2, \quad (6)$$

где  $E_{\nu}^{tot}$  - полная энергия, выделившаяся в виде нейтрино, D расстояние до GRB.

Так же помимо этих моделей есть еще модель, приписывающая воз-

никновение GRB космическим струнам. Изначально она выдвигалась как альтернатива двум вышеизложенным моделям, но со временем, так как она плохо описывала длинные всплески, и так как были получены указания на то, что хотя бы часть коротких GRB всё-таки относится к слиянию компактных объектов, перешла к описанию отдельного класса коротких и обладающих очень большим красным смещением GRB, для лучшего объяснения их свойств [22] [23]. Космические струны - это линейные топологические дефекты, которые могут образоваться при нарушении симметрии фазового перехода в ранней Вселенной, предсказываемого в большинстве моделей великого объединения. Такие струны являются практически одномерными объектами (их диаметр много меньше ядра атома  $\sim 10^{-29}$  см), длина которых оценивается минимум сотнями парсек. При всём этом они имеют очень большую удельную массу  $\sim 10^{22}$  г/см, всего один километр такой струны должен иметь массу Земли. Такие струны могут реагировать на внешние электромагнитные поля, как тонкие сверхпроводящие провода, развивая электрические токи при своём движении через космические магнитные поля. Таким образом, из-за своих огромных размеров, в ходе своих колебаний петли из сверхпроводящих струн могут развивать очень большие токи, даже в достаточно слабом магнитном поле галактик. В результате чего из небольших участков струн, где их скорость почти достигает скорости света, может происходить испускание коротких электромагнитных всплесков [24]. Данная модель так же приводит к тому, что большая часть энергии должна выделяться в виде нейтрино МэВ энергий. Для такой модели расчеты приводят к следующему выражению [21]

$$\Phi_\nu = 10^8 \text{ см}^{-2} \left( \frac{10^{-10}}{\eta_\gamma} \right) \left( \frac{100 \text{ МэВ}}{E_\nu} \right) \left( \frac{F_\gamma}{10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{ см}^2} \right), \quad (7)$$

где  $\eta_\gamma$  - отношение флюенсов нейтрино и гамма квантов,  $F_\gamma$  флюенс гамма излучения.

## Поиск нейтрино от GRB

Как и в случае с FRB, анализ данных был проведен двумя различными подходами, через рассеяние на электронах и через обратный бета-распад. Но в отличие от FRB гамма телескопы постоянно наблюдают почти все небо, и соответственно фиксируют почти все GRB, доходящие до нас, и получают частоту событий намного ниже чем для FRB. В соответствии с этим временное окно для наблюдения можно выбрать равным  $\pm 1000$  с от начала всплеска, в которое исходя из формулы 1 точно должны попасть нейтрино с энергиями больше  $E_{th} = 1$  МэВ (пороговой энергии для FADC системы Борексино) даже для очень далеких GRB с красным смещением порядка  $z \sim 10$ . Анализ аналогичный FRB даёт следующие результаты представленные на рисунках 3-4. На них показаны зависимости предела на флюенс для всех типов нейтрино и антинейтрино в зависимости от типа GRB или предполагаемой модели (черными крестами обозначены пределы полученные с использованием всех GRB, зелёными кругами пределы отдельно для длинных и синими кругами отдельно для коротких GRB, тремя синими треугольниками показаны результаты для GRB отобранных для модели со струнами). Так же на графиках показаны старые результаты Борексино по данному анализу [14] (красные квадраты) и теоретические кривые для модели GRB со струнами (серая сплошная линия для отдельно отобранных коротких и далеких GRB и серая штриховая линия для всех GRB), модели с образованием фаербола дают намного меньший результат и поэтому на графиках не показаны. Из графиков видно, что новые результаты практически везде лежат ниже полученных Борексино ранее (ранее использовались все GRB без разделения на модели). Так же из графиков видно, что теоретическая кривая для модели со струнами, если пытаться объяснить данной моделью все GRB, а не только отдельный подкласс, лежит выше чем предел для флюенса электронного нейтрино, что дает ограничение на параметр  $\eta_\gamma$ , который в рамках данной модели должен лежать в пределах от  $10^{-10}$  до  $10^{-9}$ . Из полученного нами предела следует что  $\eta_\gamma$  должно лежать в диапазоне от  $7.21 \cdot 10^{-10}$  до  $10^{-9}$  для электронного нейтрино, от  $1.33 \cdot 10^{-10}$  до  $10^{-9}$  для мюонного (тау) нейтрино и от  $2.26 \cdot 10^{-10}$  до  $10^{-9}$  для электронного антинейтрино. Однако если брать

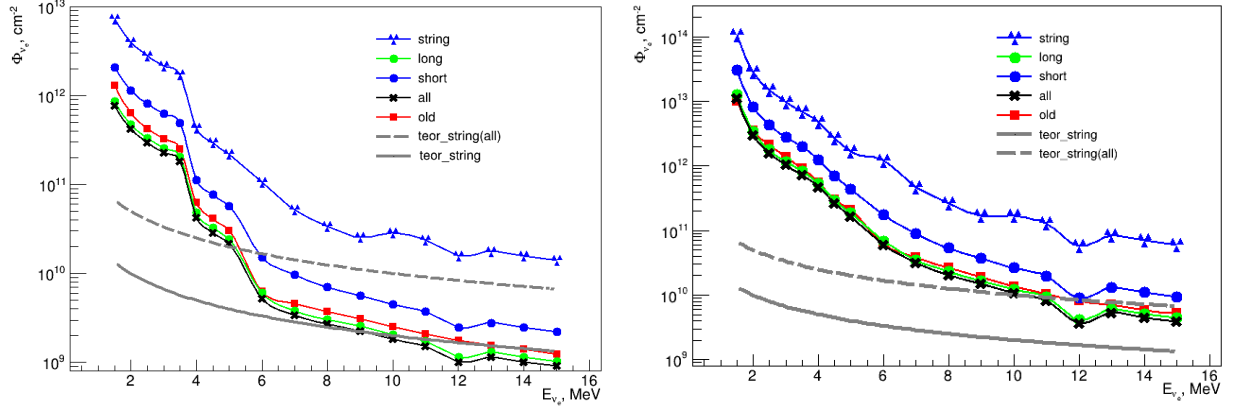


Рисунок 3 — Предел на флюенс электронного нейтрино для GRB разных моделей (слева) и для электронного антинейтрино (справа)

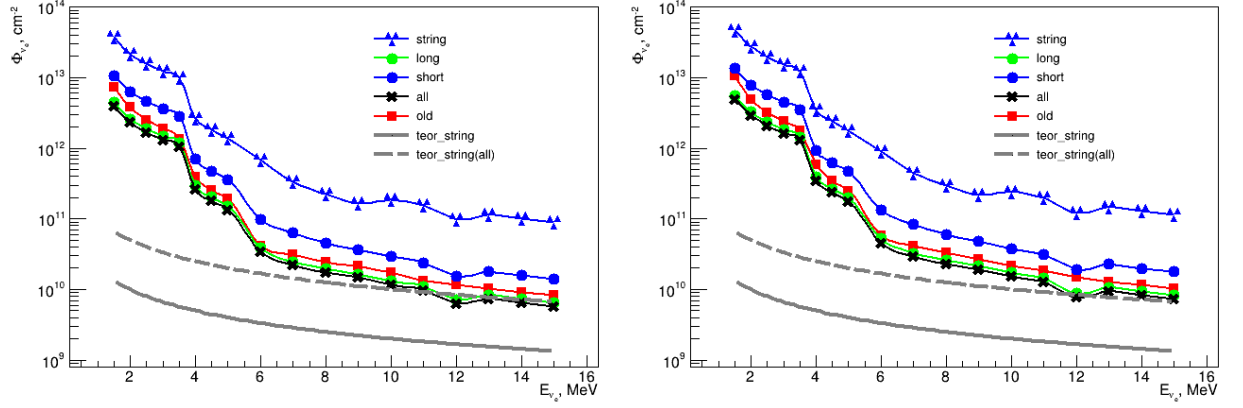


Рисунок 4 — Предел на флюенс мюонного (тау) нейтрино (слева) и антинейтрино (справа) для GRB разных моделей

в расчет только далекие и короткие всплески, которые по большей части и должна объяснять данная модель, то пределы оказываются слишком большими для наложения каких либо ограничений на данную модель.

Сравнение полученных результатов с результатами предыдущих исследований от Super-Kamiokande [25] и SNO [26] показано на рисунке 5. Крестами зелёными и черными показаны пределы для мюонных (тау) нейтрино и антинейтрино соответственно. Красными и синими кругами показаны пределы для электронного нейтрино и антинейтрино. Так же голубыми и серыми квадратами показаны пределы полученные SNO и Super-Kamiokande для электронного нейтрино, аналогичные графики для остальных типов нейтрино опущены так как имеют примерно такую же зависимость. Из данного рисунка и предыдущих видно, что новые результаты дают более строгие ограничения на флюенс в диапазоне от 1.5 до 7 МэВ.

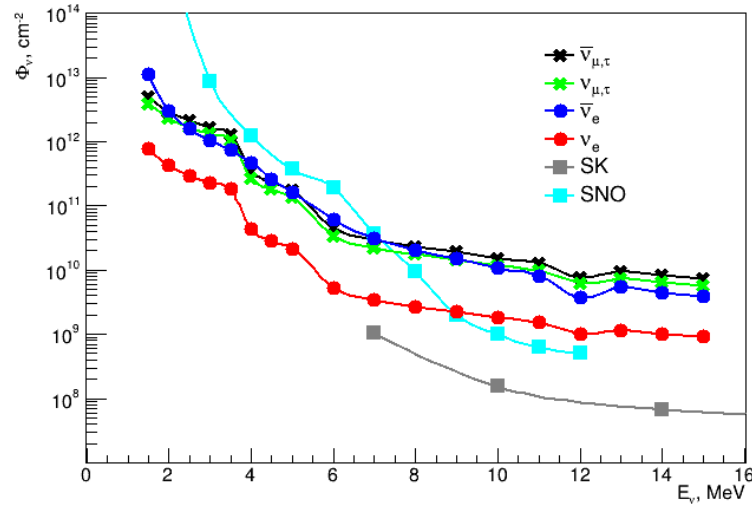


Рисунок 5 — Сравнение новых результатов с результатами полученными другими нейтринными телескопами

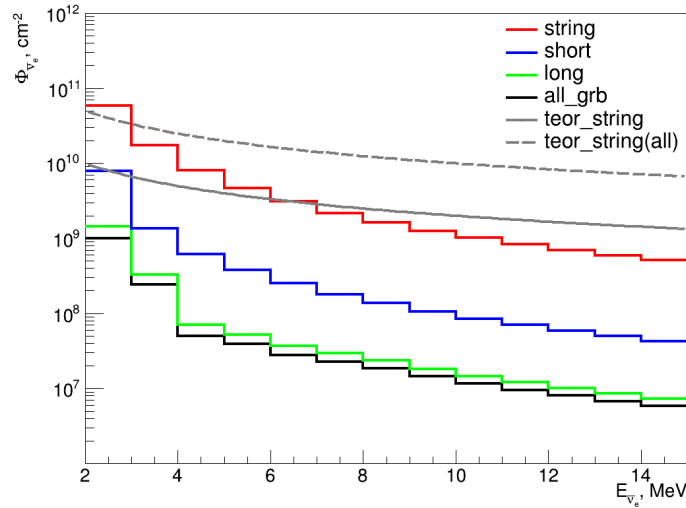


Рисунок 6 — Предел на флюенс электронного антинейтрино для GRB разных моделей через обратный бета-распад

Аналогично был произведен расчет пределов через обратный бета-распад. Результат данных расчётов приведен на графике 6. Черной линией обозначены пределы для всех GRB, зеленой и синей линиями показаны пределы для длинных и коротких всплесков, красной линией показаны пределы для модели GRB со струнами. Так же на графике показаны теоретические значения для модели со струнами, серой сплошной линией для коротких и далёких GRB и пунктирной линией для всех GRB. Из данного графика уже видно, что объяснить все GRB моделью со струнами нельзя как минимум для электронного антинейтрино так как параметр  $\eta_\gamma$ ,

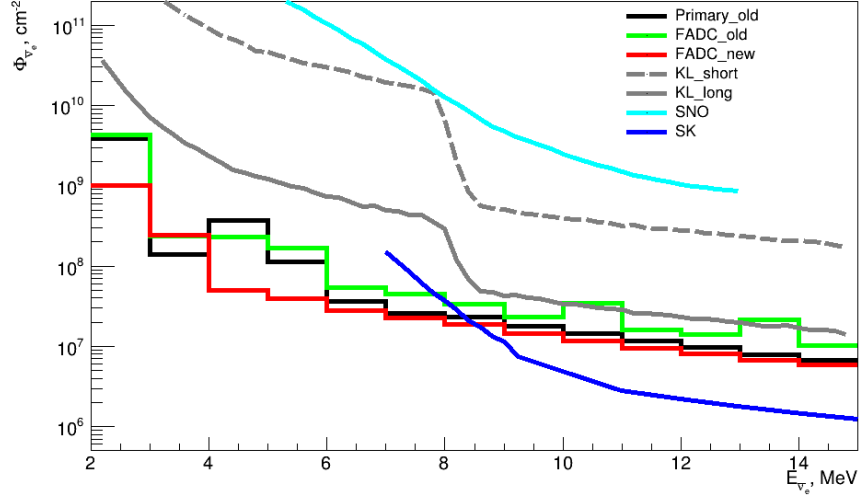


Рисунок 7 — Сравнение новых результатов с результатами полученными другими нейтринными телескопами

который в рамках данной модели должен лежать в пределах от  $10^{-10}$  до  $10^{-9}$ , по данным результатам должен быть больше  $3.2 \cdot 10^{-9}$ , что противоречит данной модели. Тем не менее она всё еще может описывать отдельный класс коротких и далеких GRB, но параметр  $\eta_\gamma$  должен быть в пределах от  $2.62 \cdot 10^{-10}$  до  $10^{-9}$ . Сравнение данных результатов с пределами полученными другими нейтринными телескопами такими как Super-Kamiokande [25], SNO [26] и KamLAND [27] представлено на рисунке 7. Красной линией на данном графике показаны новые результаты, полученные с использованием FADC системы Борекино. Так же на нем зеленой и черной линией показаны старые результаты Борекино, полученные с использованием FADC и первичной систем. Серыми линиями показаны результаты KamLAND, сплошной линией для длинных и пунктирной линией для коротких всплесков. Так же синей и голубой линиями показаны результаты SNO и Super-Kamiokande соответственно.

## Гравитационно волновые события

Гравитационные волны это изменения гравитационного поля, вызываемые движением массивных тел. Математически связаны с возмущением метрики пространства-времени и могут быть описаны как "рябь пространства-времени". Гравитационные волны предсказывались ещё общей теорией от-

носительности, и впервые были непосредственно обнаружены в сентябре 2015 года двумя обсерваториями LIGO и VIRGO [28], которые зарегистрировали гравитационные волны, от слияния двух чёрных дыр в одну более массивную вращающуюся чёрную дыру. Стоит так же отметить тот факт, что излучение гравитационных волн является не следствием, а скорее причиной слияния, так как только благодаря тому, что они уносили энергию из системы двух объектов оно и стало возможно, а потому резкое увеличение амплитуды гравитационных волн, которое впоследствии регистрируется как событие, вполне естественно ожидать от любого явления, предусматривающего слияние достаточно массивных объектов, и в этом смысле гравитационные волны является весьма универсальным источником информации об явлении. Гравитационные волны очень слабы и на практике пока могут наблюдаться только от слияния массивных объектов таких как черные дыры и нейтронные звезды. Такие события по сути являются катаклизмическими процессами с высвобождением большого количества гравитационной энергии в достаточно малом объёме, что может вызывать такие явления как GRB, собственно слиянию двух компактных объектов и приписывают образование коротких GRB [18]. При таких слияниях, в частности при слияниях типа BH-NS, NS-NS, один из компаньонов оказывается разорван приливными силами (TDE Tidal Distraction Event), и в результате образует аккреционный диск вокруг второго, что в свою очередь приведёт к образованию МэВ нейтрино во время аккреции вещества через  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$  или  $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$  [29] [30].

## Поиск нейтрино от GWB

В результате расчётов, аналогичных расчётам в предыдущих частях, получены результаты, показанные на рисунке 8. На данных графиках показаны старые результаты Борексина [31] синими линиями для нейтрино и красными для антинейтрино разных типов. Черными крестами и зелеными квадратами показаны новые пределы для нейтрино и антинейтрино различных сортов. Так же показаны результаты Super-Kamiokande [32] голубым цветом для нейтрино и серым для антинейтрино различных типов (для электронного антинейтрино Super-Kamiokande приводит только пре-

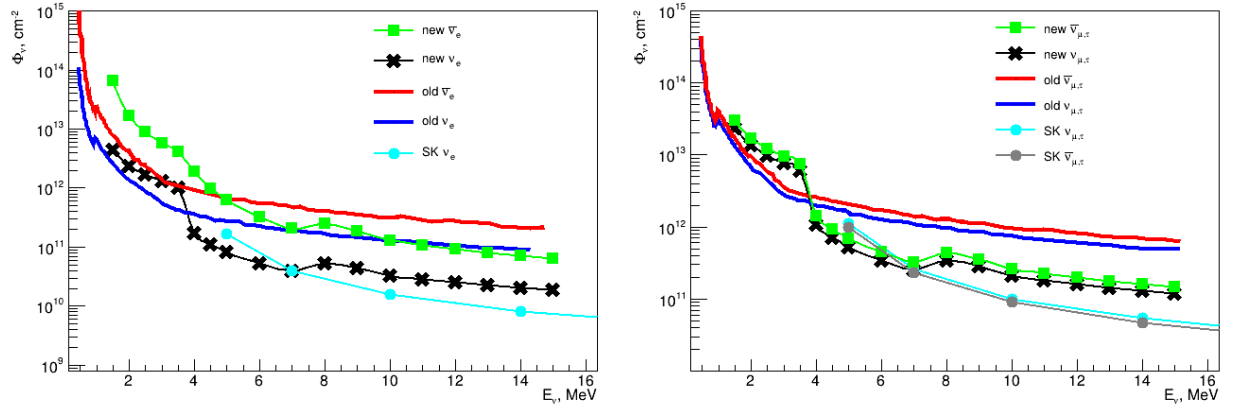


Рисунок 8 — Предел на флюенс нейтрино через рассеяние на электронах для гравитационных волн в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами. Предел для электронного нейтрино и антинейтрино слева и предел для мюонного (тау) нейтрино и антинейтрино справа

дел через обратный бета-распад). Из данных графиков видно, что если сравнивать со старыми данными Борексино и Super-Kamiokande есть область от 4 до 7 МэВ в который новые данные строже чем прежние.

Аналогичные расчёты для обратного бета-распада по итогу дают следующие результаты представленные на рисунке 9. На данном графике помимо старых результатов Борексино (черная пунктирная линия, новые результаты показаны черной сплошной линией) отложены результаты Super-Kamiokande [32] (голубая линия), KamLAND [33] (синяя линия результаты за третий период наблюдений и красная за второй), Daya Bay [34] (зеленая линия). Из данных графиков видно, что новые пределы оказываются более строгими в области от 2 до 5 МэВ.

## Быстрый голубой оптический переходный процесс

Быстрый голубой оптический переходный процесс (FBOT) - высокоэнергетическое космическое явление, механизмы которого пока еще далеки от понимания. FBOT, как это следует из названия, сопровождаются яркой ( $M_{peak} < -20$ ) вспышкой в ультрафиолетовой части видимого спектра, и относительно быстрым протеканием ( $t_{rise} \leq 5$  дней). Они так же сопро-



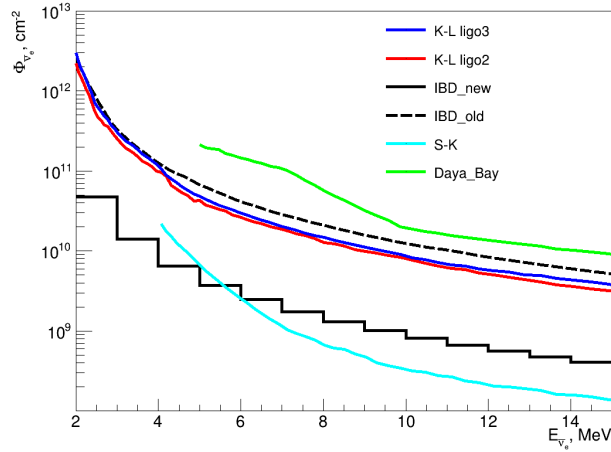


Рисунок 9 — Предел на флюенс электронного антинейтрино для гравитационных волн через обратный бета-распад в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами

обладают ярким рентгеновским, радио и возможно гамма излучением. Показательным так же служит то, что в отличие от GRB в которых относительно небольшая масса  $10^{-6}M_{\odot}$  разгоняется в джетах почти до скорости света, FBOT выбрасывают в процессе взрыва порядка  $10^{-2}M_{\odot}$  вещества с релятивистской скоростью порядка  $0.3 - 0.5c$ , что не характерно для обычных сверхновых ( $v_{SN} \sim 10$  тыс. км/с). Так, например, FBOT CSS161010 запустил примерно  $0.01 - 0.1M_{\odot}$  со скоростью больше чем половина скорости света. Все это говорит о том, что это принципиально новый, пока плохо изученный, класс астрономических событий.

Так как на сегодняшний день не существует какой то общепринятой теории о происхождении FBOT, рассмотрим все существующие на сегодняшний день модели и проблемы с которыми они сталкиваются при описании данных явлений. Все имеющиеся теории о происхождении FBOT можно грубо разделить на две группы, а именно: некий экзотический взрыв сверхновой, или слияние двух объектов. Рассмотрим первую группу теорий подробнее. Почти все объекты, относимые к классу FBOT, расположены в галактиках с активным звездообразованием, поэтому самой логичной кажется именно версия со взрывом сверхновой. Однако сами свойства FBOT накладывают серьезные ограничения на модели сверхновых. Во-первых, очень быстрое время нарастания светимости, которое нельзя объяснить радиоактивным распадом  $^{56}\text{Ni}$ , которого потребовалось бы как минимум  $5M_{\odot}$  для того, что бы обеспечить такую яркую светимость, что на порядки

больше чем общая масса выброса ( $M_{ej} \sim \left(\frac{t_{rise}}{20\text{д}}\right)^2 M_{\odot} \sim 0.01 M_{\odot}$ ) [35] [36].

Альтернативой такому способу нагрева может быть ударный нагрев, предполагаемый на ранних стадиях у большинства сверхновых [37]. Однако он будет слишком быстрым для объяснения длительности нарастания порядка нескольких дней, для этого звезда должна быть очень большой, как самые большие красные сверхгиганты, что повлияет на дальнейшую эволюцию светимости, вызвав возникновение плато вместо достаточно резкого убывания. Однако и это может быть объяснено если звезда не задолго до этого испытала большой выброс вещества, и ударная волна столкнулась с этим выброшенным веществом. Во-вторых, предполагаемое количество  $^{56}\text{Ni}$ , полученное из болометрической светимости,  $M_{\text{Ni}} < 0.05 M_{\odot}$  [35], что слишком мало для образования такой ударной волны и ускорения вещества до больших ( $\sim 0.1c$ ) скоростей. Что, вместе с наличием сильного рентгеновского и возможно гамма излучения, может говорить о том, что в отличие от обычной сверхновой ударная волна в этом случае могла быть вызвана каким-то внутренним высокоэнергетичным механизмом, например прямым коллапсом массивной звезды в черную дыру [38].

Одной из таких моделей может быть модель пульсирующей парно-неустойчивой сверхновой (PPISN) [39]. Такой взрыв сверхновой может возникнуть со звездами с массой примерно в  $80-140 M_{\odot}$  и низкой металличностью. В такой звезде после выгорания гелия образуется массивное C+O ядро, что может привести к неустойчивостям связанным с образованием фотонами, удерживающими звезду от коллапса, электрон-позитронных пар. В результате чего уменьшается радиационное давление, что приводит звезду в сверхсжатое состояние, вызывающее взрывное горение кислорода в ядре, что, в свою очередь, заставляет оболочку звезды отскочить. Таким образом звезда начинает пульсировать. В зависимости от силы пульсации, которая увеличивается с ростом массы звезды, звезда может сбросить значительную часть своей массы. В процессе своих пульсаций звезда будет терять энергию через излучение и нейтрино [40]. Так будет продолжаться до тех пор пока в ядре не закончится кислород и звезда не сколлапсирует как обычная сверхновая под действием гравитации либо в черную дыру либо в магнетар [41]. Здесь стоит заметить, что данная модель хорошо описы-

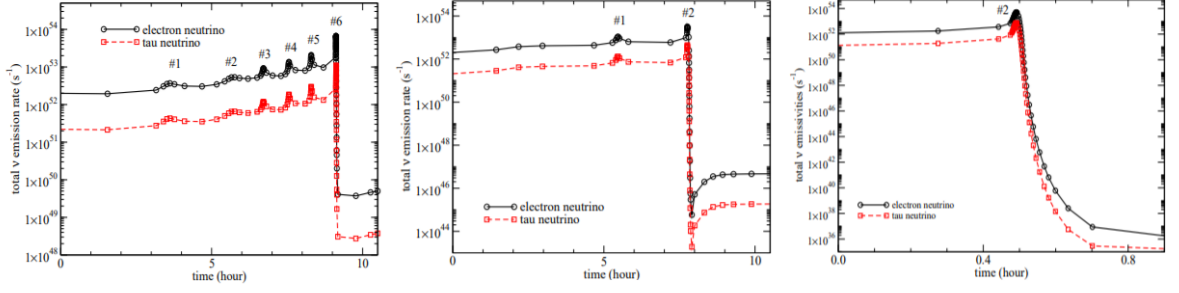


Рисунок 10 — Нейтринные спектры для различных параметров начальных звезд,  $40M_{\odot}$  (He40A),  $50M_{\odot}$  (He50A) И  $62M_{\odot}$  (He62A) соответственно [41]

ет кривую блеска FBOT. Так же данная модель предполагает образование большого количества нейтрино, в основном, с энергией порядка 1 МэВ, но с весьма специфическим временным спектром. На рисунке 10 показаны примеры временных спектров для различных масс начальных звезд. Большое количество нейтрино выделяется за длительное время до 8 часов, что будет давать достаточно слабое превышение над фоном, и вероятно будет слишком слабым для детектирования на Борекино [41], однако возможность пронаблюдать их, например, от очень высокоэнергетического FBOT, такого как CSS161010, все же присутствует.

Что же касается слияния двух объектов тут тоже имеются свои особенности. В частности многие свойства переходного процесса, которые вызывают трудности в моделях со сверхновой, легко объясняются в моделях приливного разрушения звезды черной дырой. Например, такие особенности как: болометрическая кривая блеска уменьшается по степенному закону, отсутствие ранней фазы свободного расширения и поддержание достаточно долго высокой температуры, а так же поздние спектры, богатые водородом и гелием, все это достаточно просто объясняется в рамках данной модели. Однако время нарастания светимости для таких моделей на порядок больше чем типичное для FBOT время  $t_{rise} \leq 5$  д. Такое малое время нарастания может быть объяснено массой черной дыры, которая должна быть  $M_{BH} \sim 10^4 M_{\odot}$  [35]. То есть будет происходить приливное разрушение звезды с главной последовательности черной дырой средней массы. Однако такой процесс не может объяснить высокую светимость FBOT, светимость у такого процесса будет на два порядка меньше. Подобная светимость может быть достигнута, например, из-за анизотропии излучения или нали-

чия источника энергии, не связанного с аккрецией. Опять же стоит отметить, что данная модель достаточно хорошо описывает кривую блеска FBOT [35].

Еще одной моделью образования FBOT может быть слияние двух белых карликов [42]. Система из двух белых карликов, один из которых примерно в два раза массивней первого, может сближаться, теряя энергию на гравитационные волны, в результате чего меньший компаньон будет разорван на части большим и образует аккреционный диск. При этом часть вещества будет выброшена, а остальное в результате аккреции на белый карлик создаст быстро вращающуюся нейтронную звезду. Эта модель не подтверждается последними наблюдениями FBOT, дающими намного меньшее магнитное поле чем это предсказывается моделью [43], поэтому особо останавливаться на ней не будем. Однако стоит заметить, что в таких моделях должно произойти образование высокоэнергетичных нейтрино [44] [45], так и возможно МэВ нейтрино во время аккреции вещества через  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$  или  $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$  [29].

## Поиск нейтрино от FBOT

В ходе отбора данных для этого анализа искали FBOT, примерное время начала которых было определено с достаточно большой точностью, так как все они наблюдались постфактум. По итогу из 64 предлагаемых кандидатов в статьях [46] и [47] было отобрано 2 FBOT, примерное время начала которых достаточно точно определено. Так как модель PPISN даёт весьма специфические спектры для различных звезд, которые длятся до 10 часов, в анализе использовались 4 временных окна  $\pm 12$  часов от предполагаемого начала для модели He40A,  $\pm 11$  часов для модели He50A,  $\pm 1$  час для модели He62A и  $\pm 1000$  секунд для модели с TDE. Соответствующие окна для фона были выбраны по аналогии с GRB, GW и FRB, половина временного окна для сигнала до начала окна для сигнала и половина окна после конца окна для сигнала.

Для события ZTF18abukavn [46] удалось достаточно точно померить предположительное время начала, но для больших временных окон детектор слишком мало проводил наблюдения в этом временном окне так,

Таблица 2 — Отобранные FBOT

FBOT	$t_0$	$z$
ZTF18abukavn	2018-09-09 03:30:00	0.03154
ZTF18abvkwla	2018-09-11 10:05:40	0.27

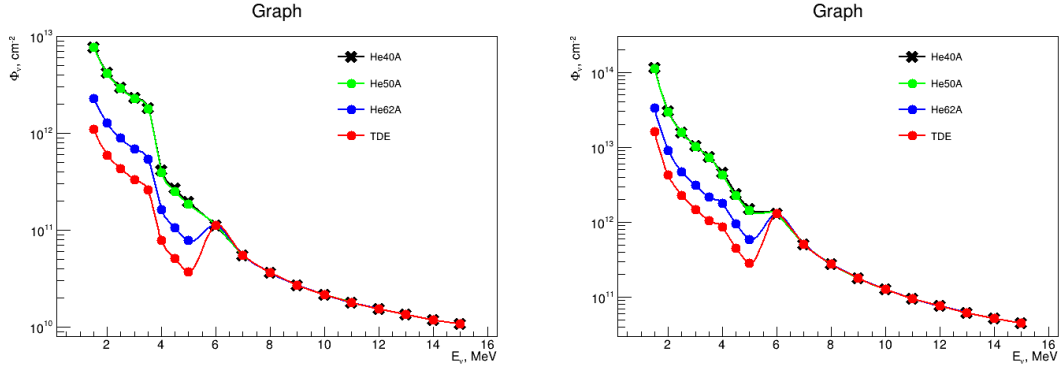


Рисунок 11 — Предел на флюенс электронного нейтрино (слева) и анти-нейтрино (справа) для различных моделей FBOT

что этот FBOT использовался для анализа на малых временных окнах. У ZTF18abvkwla [48] напротив не так точно определено время начала, но детектор проводил наблюдение в течении большого времени вокруг предположительного времени начала, так что он использовался для больших временных окон.

Расчёты, аналогичные предыдущим, дают следующие результаты, представленные на рисунках 11 и 12. Черными крестами показаны пределы для модели He40A, зелёными кругами для модели He50A, синими кругами для модели He62A и красными кругами для модели TDE. Слияние пределов на больших энергиях вызвано отсутствием зарегистрированных событий с такой энергией, что, конечно, не подтверждает модель с RPISN, но вполне с ней согласуется, так как в ней флюенс нейтрино с энергиями порядка 5 МэВ на несколько порядков меньше чем флюенс нейтрино со средней энергией для FBOT 1 МэВ.

Так же произведя расчёты для обратного бета-распада, были получены следующие результаты, представленные на рисунке 13. Из-за малой статистики данные практически слились.

Так как для этих FBOT красное смещение удалось померить достаточно точно, то можно поставить предел на энергию, выделившуюся в виде нейтрино. Флюенс измеряемый на Земле связан с излучаемой энергией в

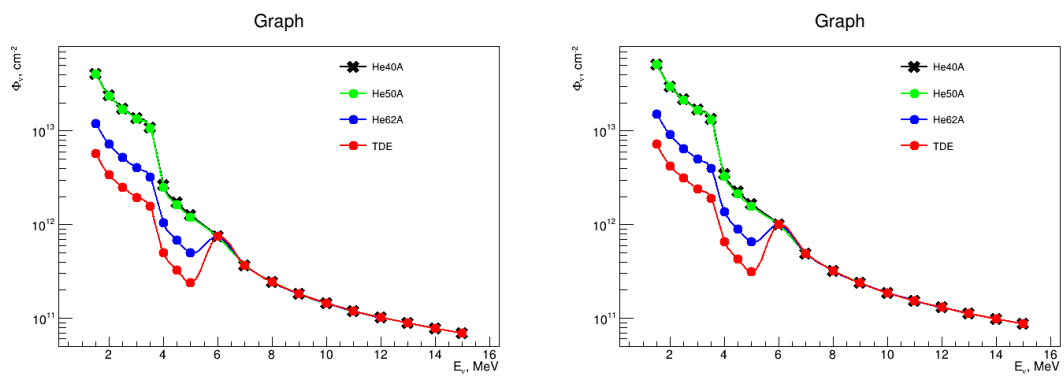


Рисунок 12 — Предел на флюенс мюонного (тау) нейтрино (слева) и анти-нейтрино (справа) для различных моделей FBOT

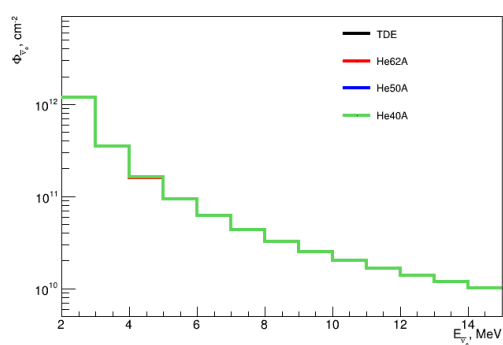


Рисунок 13 — Предел на флюенс для FBOT различных моделей через обратный бета-распад

Таблица 3 — Верхний предел на энергию, выделившуюся в виде нейтрино

Модель	$\nu_e$ , эрг	$\bar{\nu}_e$ , эрг	$\nu_{\mu,\tau}$ , эрг	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}$ , эрг	Суммарно, эрг
He40A	$1.59 \cdot 10^{64}$	$8.26 \cdot 10^{62}$	$8.08 \cdot 10^{64}$	$1.01 \cdot 10^{65}$	$1.84 \cdot 10^{65}$
He50A	$1.57 \cdot 10^{64}$	$8.26 \cdot 10^{62}$	$7.97 \cdot 10^{64}$	$1 \cdot 10^{65}$	$1.83 \cdot 10^{65}$
He62A	$5.86 \cdot 10^{61}$	$1.12 \cdot 10^{61}$	$2.89 \cdot 10^{62}$	$3.61 \cdot 10^{62}$	$6.07 \cdot 10^{62}$
TDE	$2.51 \cdot 10^{61}$	$1.12 \cdot 10^{61}$	$1.18 \cdot 10^{62}$	$1.45 \cdot 10^{62}$	$1.01 \cdot 10^{62}$

диапазоне от  $E_{min}$  до  $E_{max}$ , при условии изотропности излучения, как

$$E = 4\pi D^2 \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) E dE, \quad (8)$$

где  $D$  - расстояние до источника. В нашем случае подставив предел на флюенс можно получить верхний предел на энергию, излучаемую в виде нейтрино в диапазоне от 1.5 до 15 МэВ, при условии, что в данном событии образуется преимущественно один тип нейтрино (антинейтрино). Теоретически же предсказывается, что в модели PPISN нейтрино должны образовываться парами, то есть должно образовываться примерно одинаково нейтрино (антинейтрино) каждого типа. Тогда, что бы учесть это необходимо будет разделить количество событий зафиксированных Борексино в соответствии с сечениями между всеми типами нейтрино (при одинаковых потоках количество зарегистрированных нейтрино должно быть пропорционально сечению для данного типа). По итогу всех вычислений были получены следующие ограничения на энергию, выделяющуюся в виде нейтрино показанные на рисунке 14 и таблице 3. На данном графике показаны пределы в случае если образуется преимущественно один тип нейтрино, три синих треугольника для электронного антинейтрино, красный круг для электронного нейтрино, зелёный квадрат для мюонного (тау) нейтрино и красный треугольник для мюонного (тау) антинейтрино. Так же черными крестами показаны пределы на суммарную энергию в предположении, что образовалось одинаковое количество каждого типа нейтрино (антинейтрино), в таблице соответственно столбец "суммарно". Стоит отметить, что данные пределы намного выше чем энергия предсказываемая теоретически  $E_{теор} \sim 10^{50} - 10^{53}$  эрг.

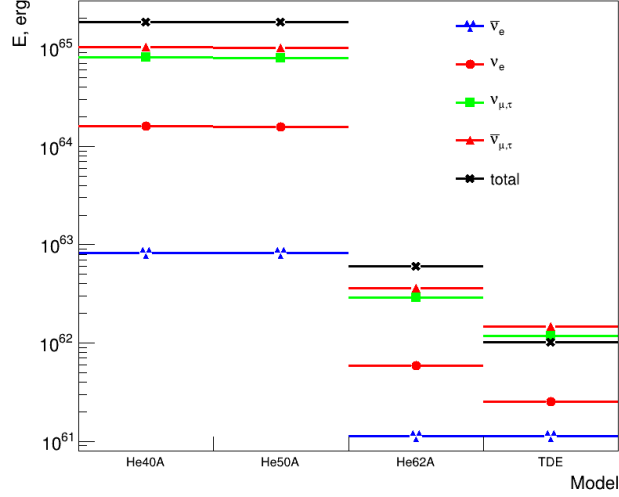


Рисунок 14 — Предел энергию выделяющуюся в виде нейтрино в зависимости от модели для разных типов нейтрино (антинейтрино)

## Заключение

В данной работе был произведен обзор имеющихся сейчас результатов по поиску нейтринного сигнала от ряда различных, еще плохо изученных, типов объектов: FRB, GRB, GWB, FBOT. В сравнении с существующими сейчас результатами был так же произведен анализ данных Борексина. Как видно из полученных результатов даже при отсутствии явных всплесков нейтрино в данных детектора возможно получить ограничения на различные параметры моделей. Из анализа данных получен целый ряд новых пределов на флюенсы, ограничения на параметры моделей, а так же впервые проведён анализ на наличие многоканального нейтринного сигнала от таких типов объектов как FBOT.



# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Бакал Д.* Нейтринная астрофизика. — М. : Мир, 1993.
2. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A / M. G. Aartsen [et al.] // Science. — 2018. — Vol. 361, no. 6398. — eaat1378. — arXiv: 1807.08816 [astro-ph.HE].
3. *Drachnev I. S.* Search for low-energy Borexino signal in correlation with GRB. — Borexino collaboration internal report, 2019.
4. A Living Theory Catalogue for Fast Radio Bursts / E. Platts [et al.] // Phys. Rept. — 2019. — Vol. 821. — P. 1–27. — arXiv: 1810.05836 [astro-ph.HE].
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, no. 2. — P. L29. — arXiv: 2005.06335 [astro-ph.HE].
6. *Kumar P., Lu W., Bhattacharya M.* Fast radio burst source properties and curvature radiation model // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2017. — Vol. 468, no. 3. — P. 2726–2739. — arXiv: 1703.06139 [astro-ph.HE].
7. *Lyubarsky Y.* A model for fast extragalactic radio bursts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 442. — P. 9. — arXiv: 1401.6674 [astro-ph.HE].
8. *Beloborodov A. M.* A flaring magnetar in FRB 121102? // Astrophys. J. Lett. — 2017. — Vol. 843, no. 2. — P. L26. — arXiv: 1702.08644 [astro-ph.HE].
9. *Metzger B. D., Fang K., Margalit B.* Neutrino Counterparts of Fast Radio Bursts. — 2020. — arXiv: 2008.12318 [astro-ph.HE].

10. 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. — arXiv: 1810.04356 [astro-ph.HE].
11. *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. — arXiv: hep-ph/0207260.
12. *Lorimer D. R., Kramer M.* Handbook of Pulsar Astronomy //. — 2004.
13. *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. — arXiv: physics/9711021.
14. 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. — arXiv: 1607.05649 [astro-ph.HE].
15. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54. — arXiv: astro-ph/0302055.
16. *Meszáros P.* Gamma-Ray Bursts // Rept. Prog. Phys. — 2006. — Vol. 69. — P. 2259–2322. — arXiv: astro-ph/0605208.
17. *Woosley S. E.* Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // Astrophys. J. — 1993. — Vol. 405. — P. 273.
18. Discovery of the short gamma-ray burst GRB 050709 / J. Villasenor [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 437. — P. 855–858. — arXiv: astro-ph/0510190.
19. 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, no. 2. — P. L13. — arXiv: 1710.05834 [astro-ph.HE].
20. *Sahu S., D'Olivo J. C.* Can there be neutrino oscillation in gamma-ray bursts fireball? // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 71. — P. 047303. — arXiv: hep-ph/0502043.

21. *Halzen F., Jaczko G.* Signatures of gamma-ray bursts in neutrino telescopes // *Phys. Rev. D.* — 1996. — Vol. 54. — P. 2779–2783.
22. *Witten E.* Superconducting Strings // *Nucl. Phys. B.* — 1985. — Vol. 249. — P. 557–592.
23. *Berezinsky V., Hnatyk B., Vilenkin A.* Gamma-ray bursts from superconducting cosmic strings // *Phys. Rev. D.* — 2001. — Vol. 64. — P. 043004. — arXiv: `astro-ph/0102366`.
24. *Cheng K. S., Yu Y.-W., Harko T.* High-Redshift Gamma-Ray Bursts: Observational Signatures of Superconducting Cosmic Strings? // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, issue 24. — P. 241102.
25. Search for Tens of MeV Neutrinos associated with Gamma-Ray Bursts in Super-Kamiokande / A. Orii [et al.]. — 2021. — arXiv: `2101.03480` [`astro-ph.HE`].
26. A Search for Astrophysical Burst Signals at the Sudbury Neutrino Observatory / B. Aharmim [et al.] // *Astropart. Phys.* — 2014. — Vol. 55. — P. 1–7. — arXiv: `1309.0910` [`astro-ph.SR`].
27. Study of electron anti-neutrinos associated with gamma-ray bursts using KamLAND / K. Asakura [et al.] // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 806, no. 1. — P. 87. — arXiv: `1503.02137` [`astro-ph.HE`].
28. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116, no. 6. — P. 061102. — arXiv: `1602.03837` [`gr-qc`].
29. *Caballero O. L., McLaughlin G. C., Surman R.* Neutrino Spectra from Accretion Disks: Neutrino General Relativistic Effects and the Consequences for Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 745. — P. 170. — arXiv: `1105.6371` [`astro-ph.HE`].
30. *Liu T., Gu W.-M., Zhang B.* Neutrino-dominated accretion flows as the central engine of gamma-ray bursts // *New Astron. Rev.* — 2017. — Vol. 79. — P. 1–25. — arXiv: `1705.05516` [`astro-ph.HE`].

31. A Search for Low-energy Neutrinos Correlated with Gravitational Wave Events GW 150914, GW 151226, and GW 170104 with the Borexino Detector / M. Agostini [et al.] // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 850, no. 1. — P. 21. — arXiv: 1706.10176 [astro-ph.HE].
32. Search for Neutrinos in Super-Kamiokande Associated with the GW170817 Neutron-star Merger / Y. Hayato [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2018. — Vol. 857, no. 1. — P. L4. — arXiv: 1802.04379 [astro-ph.HE].
33. Search for Low-energy Electron Antineutrinos in KamLAND Associated with Gravitational Wave Events / S. Abe [et al.] // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 909, no. 2. — P. 116. — arXiv: 2012.12053 [astro-ph.HE].
34. Search For Electron-Antineutrinos Associated With Gravitational-Wave Events GW150914, GW151012, GW151226, GW170104, GW170608, GW170814, and GW170817 at Daya Bay / F. P. An [et al.]. — 2020. — arXiv: 2006.15386 [astro-ph.HE].
35. The Fast, Luminous Ultraviolet Transient AT2018cow: Extreme Supernova, or Disruption of a Star by an Intermediate-Mass Black Hole? / D. A. Perley [et al.] // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 484, no. 1. — P. 1031–1049. — arXiv: 1808.00969 [astro-ph.HE].
36. A Fast-Evolving, Luminous Transient Discovered by K2/Kepler / A. Rest [et al.]. — 2018. — arXiv: 1804.04641 [astro-ph.HE].
37. *Waxman E., Katz B.* Shock breakout theory. — 2016. — arXiv: 1607.01293 [astro-ph.HE].
38. An Embedded X-Ray Source Shines through the Aspherical AT 2018cow: Revealing the Inner Workings of the Most Luminous Fast-evolving Optical Transients / R. Margutti [et al.] // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 872, no. 1. — P. 18. — arXiv: 1810.10720 [astro-ph.HE].
39. A Model for the Fast Blue Optical Transient AT2018cow: Circumstellar Interaction of a Pulsational Pair-instability Supernova / S.-C. Leung [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 903, no. 1. — P. 66. — arXiv: 2008.11404 [astro-ph.HE].

40. *Woosley S. E.* Models for the Unusual Supernova iPTF14hls // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 863, no. 1. — P. 105. — arXiv: 1801.08666 [astro-ph.HE].
41. Pulsational Pair-instability Supernovae. II. Neutrino Signals from Pulsations and Their Detection by Terrestrial Neutrino Detectors / S.-C. Leung [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 889, no. 2. — P. 75. — arXiv: 2007.08470 [astro-ph.HE].
42. *Lyutikov M., Toonen S.* FBOTs and AT2018cow following electron-capture collapse of merged white dwarfs // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 487. — P. 5618. — arXiv: 1812.07569 [astro-ph.HE].
43. *Nayana A. J., Chandra P.* uGMRT observations of a Fast and Blue Optical Transient – AT 2018cow. — 2021. — arXiv: 2103.06008 [astro-ph.HE].
44. High-Energy Neutrino Emission from White Dwarf Mergers / D. Xiao [et al.] // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 832, no. 1. — P. 20. — arXiv: 1608.08150 [astro-ph.HE].
45. High-Energy Neutrino and Gamma-Ray Emission from Tidal Disruption Events / K. Murase [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 902, no. 2. — P. 108. — arXiv: 2005.08937 [astro-ph.HE].
46. Evidence for Late-stage Eruptive Mass-loss in the Progenitor to SN2018gep, a Broad-lined Ic Supernova: Pre-explosion Emission and a Rapidly Rising Luminous Transient / A. Y. Q. Ho [et al.]. — 2019. — arXiv: 1904.11009 [astro-ph.HE].
47. Rapidly Evolving Transients in the Dark Energy Survey / M. Pursiainen [et al.] // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 481, no. 1. — P. 894–917. — arXiv: 1803.04869 [astro-ph.HE].
48. The Koala: A Fast Blue Optical Transient with Luminous Radio Emission from a Starburst Dwarf Galaxy at  $z = 0.27$  / A. Y. Q. Ho [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 895, no. 1. — P. 49. — arXiv: 2003.01222 [astro-ph.HE].