

ПОИСК НЕЙТРИНО УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОЙ РЕШЕТКИ ЭКСПЕРИМЕНТА TELESCOPE ARRAY

R. U. Abbasi^a, *M. Abe*^a, *T. Abu-Zayyad*^a, *M. Allen*^a, *R. Azuma*^a, *E. Barcikowski*^a,
J. W. Belz^a, *D. R. Bergman*^a, *S. A. Blake*^a, *R. Cady*^a, *B. G. Cheon*^a, *J. Chiba*^a,
M. Chikawa^a, *A. di Matteo*^a, *T. Fujii*^a, *K. Fujita*^a, *R. Fujiwara*^a, *M. Fukushima*^a,
G. Furlich^a, *W. Hanlon*^a, *M. Hayashi*^a, *Y. Hayashi*^a, *N. Hayashida*^a, *K. Hibino*^a,
K. Honda^a, *D. Ikeda*^a, *N. Inoue*^a, *T. Ishii*^a, *R. Ishimori*^a, *H. Ito*^a, *D. Ivanov*^a,
H. M. Jeong^a, *S. Jeong*^a, *C. C. H. Jui*^a, *K. Kadota*^a, *F. Kakimoto*^a, *O. Kalashev*^a,
K. Kasahara^a, *H. Kawai*^a, *S. Kawakami*^a, *S. Kawana*^a, *K. Kawata*^a, *E. Kido*^a, *H. B. Kim*^a,
J. H. Kim^a, *J. H. Kim*^a, *S. Kishigami*^a, *S. Kitamura*^a, *Y. Kitamura*^a, *V. Kuzmin*^a,
M. Kuznetsov^a, *Y. J. Kwon*^a, *K. H. Lee*^a, *B. Lubsandorzhev*^a, *J. P. Lundquist*^a,
K. Machida^a, *K. Martens*^a, *T. Matsuyama*^a, *J. N. Matthews*^a, *R. Mayta*^a, *M. Minamino*^a,
K. Mukai^a, *I. Myers*^a, *K. Nagasawa*^a, *S. Nagataki*^a, *K. Nakai*^a, *R. Nakamura*^a,
T. Nakamura^a, *T. Nonaka*^a, *H. Oda*^a, *S. Ogio*^a, *J. Ogura*^a, *M. Ohnishi*^a, *H. Ohoka*^a,
T. Okuda^a, *Y. Omura*^a, *M. Ono*^a, *R. Onogi*^a, *A. Oshima*^a, *S. Ozawa*^a, *I. H. Park*^a,
M. S. Pshirkov^a, *J. Remington*^a, *D. C. Rodriguez*^a, *G. Rubtsov*^a, *D. Ryu*^a, *H. Sagawa*^a,
R. Sahara^a, *K. Saito*^a, *Y. Saito*^a, *N. Sakaki*^a, *T. Sako*^a, *N. Sakurai*^a, *L. M. Scott*^a,
T. Seki^a, *K. Sekino*^a, *P. D. Shah*^a, *F. Shibata*^a, *T. Shibata*^a, *H. Shimodaira*^a, *B. K. Shin*^a,
H. S. Shin^a, *J. D. Smith*^a, *P. Sokolsky*^a, *B. T. Stokes*^a, *S. R. Stratton*^a, *T. A. Stroman*^a,
T. Suzawa^a, *Y. Takagi*^a, *Y. Takahashi*^a, *M. Takamura*^a, *M. Takeda*^a, *R. Takeishi*^a,
A. Taketa^a, *M. Takita*^a, *Y. Tameda*^a, *H. Tanaka*^a, *K. Tanaka*^a, *M. Tanaka*^a, *Y. Tanoue*^a,
S. B. Thomas^a, *G. B. Thomson*^a, *P. Tinyakov*^a, *I. Tkachev*^a, *H. Tokuno*^a, *T. Tomida*^a,
S. Troitsky^a, *Y. Tsunesada*^a, *K. Tsutsumi*^a, *Y. Uchihori*^a, *S. Udo*^a, *F. Urban*^a,
T. Wong^a, *K. Yada*^a, *M. Yamamoto*^a, *H. Yamaoka*^a, *K. Yamazaki*^a, *J. Yang*^a,
K. Yashiro^a, *H. Yoshii*^a, *Y. Zhezher*^{a*}, *Z. Zundel*^a

^a *Authors and Affiliations see below*

Поступила в редакцию 9 мая 2019 г.,
 после переработки 24 января 2020 г.
 Принята к публикации 29 января 2020 г.

DOI: 10.31857/S0044451020080052

Аннотация. Представлен верхний предел для потока нисходящих нейтрино ультравысоких энергий ($E >$

$> 10^{18}$ эВ), полученный с использованием данных девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array, 11.05.2008–10.05.2019. Процедура получения верхнего предела для потока нейтрино основана на одном из методов анализа многомерных данных — усиленных деревьях

* E-mail: zhezher@physics.msu.ru

решений. Протон-нейтринный классификатор построен на шестнадцати переменных, чувствительных к параметрам фронта широких атмосферных ливней и функции поперечного распределения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Telescope Array (TA) — самый большой эксперимент по исследованию космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) в Северном полушарии, расположенный рядом с г. Дельта, штат Юта, США [1]. Эксперимент предназначен для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), каскадов вторичных частиц, рождающихся при взаимодействии космических лучей с энергиями выше 10^{18} эВ с атмосферой Земли. Широкие атмосферные ливни регистрируются двумя способами: плотность частиц на уровне земли и времена прихода измеряются решеткой наземных детекторов [2], а флуоресцентное излучение от молекул воздуха, возбуждаемых и ионизируемых при прохождении частиц ШАЛ, регистрируются 38 флуоресцентными телескопами, сгруппированными в три станции — Middle Drum, Black Rock Mesa и Long Ridge [3]. Одновременное использование наземных детекторов и флуоресцентных телескопов позволяет исследовать ШАЛ в так называемом гибридном режиме.

Наземная решетка эксперимента состоит из 507 детекторов, расположенных в узлах квадратной решетки со стороной 1200 м. Каждая станция наземной решетки включает в себя два слоя пластикового сцинтиллятора толщиной 1.2 см и площадью 3 м², оснащенных фотоумножителями.

В астрофизике космических лучей ультравысоких энергий, несмотря на десятилетия их исследований, существует ряд вопросов, ответов на которые до сих пор не получено. По-прежнему неизвестны источники КЛУВЭ и механизмы, ответственные за наблюдаемый поток космических лучей. Недавнее обнаружение дипольной анизотропии направлений прихода космических лучей обсерваторией им. Пьера Оже [4] указывает на внегалактическое происхождение КЛУВЭ. Из-за своих свойств нейтрино являются одним из самых эффективных инструментов для исследования моделей космических лучей ультравысоких энергий [5–8]. Нейтрино и фотоны рождаются в адрон-адронных и фотон-адронных взаимодействиях через рождение пионов и каонов. В отличие от фотонов, лишь небольшая часть нейтрино поглощается при распространении к Земле в силу малых сечений взаимодействия с другими час-

тицами. Нейтрино не отклоняются в магнитных полях, а значит, их направления прихода указывают на возможные источники и механизмы ускорения первичных частиц [9–13]. Кроме того, если поток первичных частиц не является чисто протонным, поток нейтрино будет в значительной мере подавлен. Таким образом, исследование нейтрино ультравысоких энергий может быть применено в анализе массового состава КЛУВЭ [14, 15].

Нейтрино ультравысоких энергий рождаются в трех типах источников и процессов.

1. Астрофизические нейтрино рождаются в адронных взаимодействиях КЛУВЭ с излучением и веществом вблизи их астрофизических источников. Наиболее многообещающими источниками являются активные ядра галактик (АЯГ) и их подкласс, блазары, в которых нейтрино рождаются при взаимодействии с фотонными полями АЯГ [16]; скопления галактик [17] и галактики с активным звездообразованием [18], в которых мишенью для КЛУВЭ служат межгалактическая и межзвездная среды; сверхновые [19] и гиперновые [20], длительное время предлагаемые в качестве ускорителей космических лучей; а также гамма-всплески [10].

2. Первичные частицы и ядра, составляющие поток космических лучей, могут взаимодействовать с реликтовым излучением и внегалактическим фоновым излучением при распространении во Вселенной. Первичные протоны участвуют в реакциях с рождением пионов ($p + \gamma \rightarrow p/n + \pi^0/\pi^\pm$), в то время как ядра подвергаются фотодезинтеграции ($(A, Z) + \gamma \rightarrow (A', Z') + (Z - Z')p + (A - A' + Z - Z')n$). Фотоадронные взаимодействия при высоких энергиях приводят к рождению потока так называемых космогенных нейтрино [21–23].

3. Нейтрино ультравысоких энергий могут рождаться в моделях распада массивных объектов, таких как тяжелая темная материя или топологические дефекты [24–28] в процессах вида $D \rightarrow \nu + \text{all}$ или возможном редком процессе $D \rightarrow 3\nu$.

Для поиска нейтрино ультравысоких энергий было предложено множество методов [29, 30]. Нейтрино могут взаимодействовать с атмосферой Земли через заряженные ($\nu + N \rightarrow \text{lepton} + X$) и нейтральные ($\nu + N \rightarrow \nu + X$) токи (в дальнейшем обозначаемые CC и NC). Электроны и тау-лептоны, рождающиеся во взаимодействиях через нейтральные токи, так же как и конечные продукты X адронных взаимодействий рождают широкие атмосферные ливни, которые, в свою очередь, могут регистрироваться решетками наземных детекторов, флуоресцентными

телескопами и радиоантеннами. Такие нейтринные события обычно называются нисходящими.

Поскольку сечение взаимодействия нейтрино с воздухом гораздо меньше, чем для протонов или ядер [31], вероятность рождения широких атмосферных ливней также подавлена. Для преодоления данной проблемы было предложено [32, 33] наблюдение инициированных нейтрино ШАЛ под большими зенитными углами, что увеличивает глубину атмосферы, которую проходят нейтрино до взаимодействия. Вероятность взаимодействия для нейтрино постоянна в любой точке их траектории, что позволяет отличить инициированные нейтрино ШАЛ, поскольку они в среднем развиваются глубоко в атмосфере, в отличие от ливней, инициированных протонами или ядрами, развивающихся высоко в атмосфере.

Также нейтрино могут инициировать ШАЛ в СС-взаимодействиях с веществами, составляющими земную кору. Такие события называются скользящими. Они обычно возникают близко к точке выхода нейтрино из Земли, и широкий атмосферный ливень развивается снизу вверх в атмосфере. В то время как мюонное и электронное нейтрино рождает каскады, развивающиеся внутри Земли, тау-нейтрино рождает тау-лептон. Характерная длина взаимодействия тау-лептона составляет порядка 20 км, что оказывается достаточным для выхода из коры Земли и рождения ШАЛ [34, 35].

И возможно наблюдение радиоизлучения при прохождении нейтрино через плотную среду, такую как лед или лунный реголит, вызванного эффектом Аскарьяна [36]. В эффекте Аскарьяна когерентное черенковское излучение вызвано прохождением частиц через среду со скоростями, близкими к скорости света.

Ранее поиск нейтрино в космических лучах проводился рядом экспериментов. На ультравысоких энергиях получены результаты в экспериментах Fly's Eye [37], HiRes [38], Westerbork Synthesis Radio Telescope [39], RESUN [40], LUNASKA [41, 42], RICE [43], а также в обсерватории им. Пьера Оже [44, 45], ARIANNA [46] и в экспериментах на воздушных шарах ANITA [47], ANITAII [48] и ANITAIII [49]. На настоящий момент не найдено нейтрино с энергиями выше 10^{16} эВ и поставлены верхние пределы для дифференциального потока.

На энергиях от ТэВ до ПэВ результаты были получены в эксперименте Askaryan Radio Array (ARA) [50, 51], телескопом ANTARES [52] и обсерваторией IceCube [53]. Поток астрофизических нейтрино, превышающий атмосферный фон, был найден в экспе-

рименте IceCube [54] по данным трех лет работы. По данным шести лет обсерватории обнаружено 82 события, ассоциированных с астрофизическими нейтрино [55], включая два события с энергиями выше 1 ПэВ и 2 ПэВ [56].

Данная работа посвящена поиску нисходящих нейтрино ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array [2]. Используются данные девяти лет работы эксперимента с 11 мая 2008 г. по 10 мая 2017 г. Поскольку флуоресцентные телескопы работают только в чистые безлунные ночи, их рабочий цикл составляет около 10 %, в то время как наземные решетки работают до 95 % времени, что дает значительный выигрыш в статистике при использовании их данных.

Наиболее чувствительной переменной к составу первичных частиц является глубина максимума развития ШАЛ, X_{max} , и нет таких наблюдаемых, которые можно было бы получить из данных наземной решетки и которые бы были сравнимы с X_{max} по эффективности. Анализ данных основан на использовании метода анализа многомерных данных, усиленных деревьях решений (УДР) [57, 58], построенных на 16 наблюдаемых. Каждому событию классификатор приписывает величину ξ , позволяющую различить разные предположения при одномерном анализе.

Статья имеет следующую структуру. В разд. 2 описываются наборы данных и модельных событий Монте-Карло. В разд. 3 описывается метод анализа многомерных данных и его применение к поиску нейтрино. Результаты представлены в разд. 4.

2. НАБОР ДАННЫХ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

2.1. Экспериментальные данные

В процедуре анализа для поиска нейтрино ультравысоких энергий используются данные девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array с 11 мая 2008 г. по 10 мая 2017 г. Каждое событие состоит из временных разверток сигнала с верхнего и нижнего слоев детектора. Сигнал записывается при помощи 12-битных аналогово-цифровых преобразователей (FADC) с частотой дискретизации 50 МГц и преобразуется в минимально ионизирующие частицы (MIP) на этапе калибровки [2]. Детектор считается сработавшим, если сигнал превышает 0.3 MIP.

2.2. Реконструкция и критерии отбора событий по качеству

Каждое событие наземной решетки состоит из набора наблюдаемых $t_i(r_i)$ и $S_i(r_i)$, где $t_i(r_i)$ — время прихода ШАЛ на i -й детектор события, $S_i(r_i)$ — сигнал с данной станции. Эти величины используются для одновременной аппроксимации фронта ливня и функции поперечного распределения (ФПР, LDF). Фронт ливня аппроксимируется при помощи эмпирических функций, предложенных Линсли [59] и затем модифицированных в эксперименте AGASA [60]. Параметр S_{800} , значение сигнала на расстоянии 800 м от оси ливня, получается из величины сигнала на счетчиках вместе с информацией о геометрии ливня и используется для определения энергии события [61].

Также для сравнения с данными созданы наборы модельных событий Монте-Карло с использованием пакета CORSIKA [62] и моделированием отклика детектора на основе пакета GEANT4 [63]. События Монте-Карло подвергаются той же процедуре реконструкции, что и экспериментальные данные.

Параметр кривизны Линсли получается через следующую аппроксимацию фронта ливня с использованием ФПР с семью свободными параметрами, x_{core} , y_{core} , θ , ϕ , S_{800} , t_0 , a [64]:

$$t(r) = t_0 + t_{plane} + a(1 + r/R_L)^{1.5} \text{LDF}(r)^{-0.5}, \quad (1)$$

$$S(r) = S_{800} \text{LDF}(r), \quad (2)$$

$$f(r) = \left(\frac{r}{R_m}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{-(\eta-1.2)} \times \left(1 + \frac{r^2}{R_1^2}\right)^{-0.6}, \quad (3)$$

$$t_{plane}^i = \frac{1}{c} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{core}),$$

$$R_m = 90.0 \text{ м}, \quad R_1 = 1000 \text{ м}, \quad R_L = 30 \text{ м},$$

$$\eta = 3.97 - 1.79 (\sec \theta - 1),$$

$$r = \sqrt{(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{core})^2 - (\mathbf{n} \cdot (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{core}))^2},$$

где \mathbf{x}_{core} и \mathbf{y}_{core} определяют положение оси ливня, \mathbf{x}_i и \mathbf{y}_i — положение каждого из детекторов события, полученное из фиксированной заранее системы координат с центром в Central Laser Facility (CLF) [65], t_{plane} — время прихода плоского ливня на расстоянии r , \mathbf{n} — единичный вектор в направлении прихода первичной частицы, c — скорость света, a — параметр кривизны Линсли.

К событиям применяются следующие критерии отбора по качеству:

- 1) событие включает в себя пять или более сработавших станций;
- 2) $\theta \in [45^\circ; 90^\circ]$;
- 3) реконструированное положение оси ливня находится на расстоянии не менее 1200 м от края решетки;
- 4) эффективное значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$ не превышает 5 для совместной аппроксимации геометрии ливня и ФПР.

События не отбираются по энергии, и после применения критериев набор данных содержит 197250 событий.

2.3. Моделирование методом Монте-Карло

Набор модельных событий Монте-Карло был создан с использованием программного обеспечения CORSIKA [62] с моделями для QGSJETII-03 [66] высокоэнергетичных адронных взаимодействий, FLUKA [67, 68] для низкоэнергетичных адронных взаимодействий и EGS4 [69] для электромагнитных процессов. Взаимодействия первичных нейтрино обеспечиваются интеграцией пакета HERWIG [70] в CORSIKA. Несмотря на наличие более новой версии модели класса QGSJET — широко используемой модели QGSJETII-04 [71], предыдущая версия находится в достаточном согласии с данными [72] и ожидается, что верхний предел для потока нейтрино мало зависит от используемой адронной модели, что отмечено в разд. 4.

Набор модельных событий, инициированных первичными нейтрино, состоит из 3000 ливней CORSIKA в диапазоне энергий $3 \cdot 10^{17}$ – $3 \cdot 10^{20}$ эВ. Поскольку сечение взаимодействий нейтрино с воздухом мало, первичные нейтрино, «брошенные» в CORSIKA, скорее всего, пройдут через атмосферу Земли без взаимодействия. Для обеспечения взаимодействия высота первичного взаимодействия моделируется отдельно и затем вручную фиксируется в CORSIKA.

Процедура состоит из следующих шагов: предполагается равномерный поток нейтрино по ароматам $\nu_e : \bar{\nu}_e : \nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_\tau : \bar{\nu}_\tau = 1 : 1 : 1 : 1 : 1 : 1$, тип нейтрино приписывается случайным образом для каждого события. Также случайным образом выбирается зенитный угол $\theta \in [0; 90^\circ]$ в предположении о равномерном распределении. Для данного зенитного угла рассчитывается количество пройденного вещества, T_{atm} .

Далее, процесс продолжается, если взаимодействие произошло в атмосфере. Вероятность вза-

и взаимодействия определяется следующим образом: T_{atm}/T_{int} , где $T_{int} = (M/N_A)/\sigma_{CC+NC}$, количество вещества в приближении малой вероятности взаимодействия $T_{atm}/T_{int} \ll 1$; M — средняя молярная масса воздуха; N_A — число Авогадро. Сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами σ_{CC+NC} взяты из [73].

Затем глубина взаимодействия случайным образом выбирается в диапазоне $[0; T_{atm}]$ и полученное значение фиксируется во входном файле CORSIKA. Смоделированные ливни использовались для генерации 80 миллионов событий наземной решетки путем случайного варьирования положения оси ливня и азимутальных углов.

Набор сильно наклонных событий, инициированных первичными протонами, состоит из 2400 ливней с $45^\circ < \theta < 90^\circ$ в диапазоне энергий $3 \cdot 10^{17}$ – $3 \cdot 10^{20}$ эВ, которые были «брошены» на наземную решетку эксперимента 100 миллионов раз.

Как для набора нейтринных модельных событий, так и для событий, вызванных сильно наклонными протонами, обычное представление атмосферы в CORSIKA как плоского диска становится неэффективным при больших зенитных углах и необходимо учитывать также кривизну атмосферы. В пакете CORSIKA это возможно при помощи специальной опции для атмосферы CURVED [62].

Для экономии вычислительных ресурсов при создании наборов модельных событий используется процедура статистического прореживания [74]. Вместо отслеживания каждой из миллионов частиц, рождающихся в ШАЛ, метод детально моделирует только частицы с энергиями выше некоторого предела, определяемого долей от энергии первичной частицы ϵ_{th} . Ниже данного предела только одна из вторичных частиц выбирается случайным образом и ей приписывается определенный вес, что обеспечивает сохранение энергии. В данной работе уровень прореживания выбран как $\epsilon_{th} = 10^{-6}$.

Затем свойства ливня восстанавливаются в процедуре обратного прореживания [75]. Отклик детектора моделируется при помощи пакета GEANT4 [63]. Статус и калибровка детекторов в режиме реального времени для девяти лет наблюдений используются для каждого смоделированного события [76].

2.4. Наблюдаемые, чувствительные к составу первичных частиц

Во время реконструкции следующие переменные, чувствительные к составу первичных частиц,

получаются для данных и для модельных событий.

1. Параметр кривизны Линсли, определенный в разд. 2.2.

2–3. Отношение площади сигнала к его максимальному значению (AoP) на расстоянии 1200 м и параметр наклона AoP [77]. Отношение площади сигнала к его максимальному значению аппроксимируется линейной функцией расстояния до оси ШАЛ:

$$\text{AoP}(r) = \alpha - \beta(r/r_0 - 1.0),$$

где $r_0 = 1200$ м, α — значение AoP (r) на расстоянии 1200 м, β — параметр наклона AoP.

4. Число сработавших детекторов.

5. Количество детекторов, исключенных из аппроксимации фронта ливня в процедуре реконструкции [78].

6. Эффективное значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$

7–8. Параметр S_b для значений $b = 3$ и $b = 4.5$ [79], определяемый следующим образом:

$$S_b = \sum_{i=1}^N \left[S_i \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^b \right],$$

где S_i — сигнал i -го детектора, r_i [м] — расстояние от оси ливня до детектора, $r_0 = 1200$ м — характерное расстояние. Значения $b = 3$ и $b = 4.5$ выбраны как обеспечивающие наилучшее разделение между различными первичными частицами.

9. Сумма сигналов со всех детекторов события.

10. Асимметрия сигнала между верхним и нижним слоями детекторов.

11. Полное количество пиков в развертках всех аналогово-цифровых преобразователей события. Число пиков усредняется по верхнему и нижнему слоям всех детекторов, участвующих в событии. Пик в развертке сигнала определяется как временной бин с сигналом выше 0.2 вертикального эквивалентного мюона (VEM) в трех предшествующих и в трех последующих бинах.

12. Количество пиков в детекторе с наибольшим сигналом.

13. Количество пиков, присутствующих только в верхнем слое детекторов.

14. Количество пиков, присутствующих только в нижнем слое детекторов.

Вместе с зенитным углом и параметром S_{800} данные переменные образуют набор из 16 наблюдаемых, используемых для построения классификатора. Более детальное описание можно найти в работе [72].

3. МЕТОД

3.1. Усиленные деревья решений

Усиленные деревья решений — один из методов анализа многомерных данных, который позволяет эффективно исследовать данные, описываемые векторными наблюдаемыми. УДР используются в задачах, в которых необходимо определить, относится ли определенное событие к сигналу или к фону. Усиленные деревья решений в прошлом успешно использовались в ряде задач, связанных с анализом данных экспериментов в области изучения космических лучей [72, 80, 81].

Классификатор, или дерево, строится следующим образом.

1. Для каждой переменной находится значение, обеспечивающее наилучшее разделение между сигналом и фоном. Оно разделяет полный диапазон значений на два диапазона, называемых ветвями. В одну ветвь попадет преимущественно сигнал, в другую — фон.

2. Алгоритм рекурсивно повторяется на каждой из ветвей либо с использованием новой переменной, либо с повторным использованием той же самой переменной.

3. Итерации будут продолжаться вплоть до достижения критерия остановки (например, числа событий, попадающих в ветвь). Конечный узел называется листом.

Единичный классификатор может быть недостаточно эффективным в отделении сигнала от фона, в теории УДР такие классификаторы называются слабыми. Из множества слабых классификаторов, леса, можно построить один сильный. Данная идея лежит в основе концепции усиления, или бустинга. Алгоритм adaptive boosting (AdaBoost) [58, 82] применен в данном анализе с числом деревьев в лесу $N_{Trees} = 1000$. В алгоритме AdaBoost слабый классификатор много раз применяется к набору тренировочных данных, при этом каждое событие получает вес, будучи классифицированным неправильно. Новый набор тренировочных данных строится с повторным взвешенными событиями, и таким образом усреднение по большому числу деревьев позволяет построить эффективный классификатор.

Окончательно, метод приписывает каждому событию значение ξ . ξ лежит в диапазоне $\xi \in [-1; 1]$, при этом $\xi = 1$ соответствует событию-сигналу, $\xi = -1$ — событию-фону.

В данной работе применяется метод УДР из пакета ROOT [83] Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA) [84]. Наборы модельных событий для нейт-

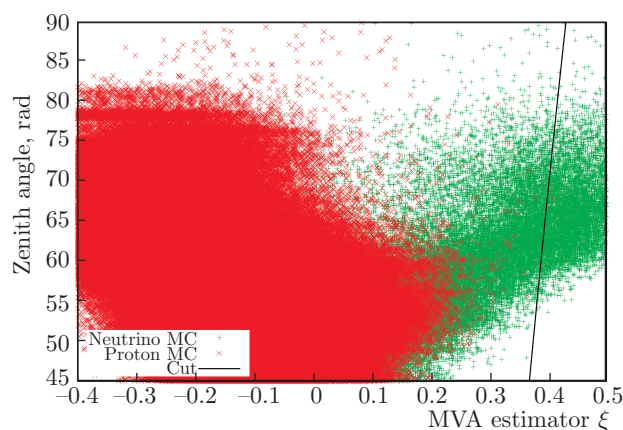


Рис. 1. (В цвете онлайн) Распределение УДР-параметра ξ как функция реконструированного зенитного угла для наборов Монте-Карло (МК). Полученный вид критерия ξ_{cut} обозначен черной линией. Нейтринный набор показан зелеными плюсами, набор для сильно наклонных протонов — красными крестами

рино и сильно наклонных протонов делятся соответственно на три и две части с равной статистикой. Первая часть в обоих случаях используется для построения и тренировки классификатора, основанного на 16 переменных, перечисленных в разд. 2.4. Протонные события считаются фоновыми, нейтринные — сигнальными. Вторая часть используется для оптимизации критерия отбора кандидатов в нейтринные события. Третья часть нейтринного набора используется для расчета экспозиции. Построенный классификатор применяется как к данным, так и к оставшимся частям наборов Монте-Карло.

Распределение параметра ξ по зенитным углам для наборов Монте-Карло показано на рис. 1. Нейтринные события показаны зелеными плюсами, события для сильно наклонных протонов — красными крестами. Точки (ξ, θ) используются для оптимизации критерия.

3.2. Оптимизация критерия отбора кандидатов в нейтринные события

Параметр ξ , полученный по результатам разд. 3.1, затем используется для поиска кандидатов в нейтринные события. Для этого мы определяем критерий отбора событий по ξ , зависящий от зенитного угла. В качестве нулевой гипотезы при поиске критерия используется набор сильно наклонных событий Монте-Карло, инициированных первичными протонами, как набор данных, в котором отсутствуют нейтринные события.

В таком случае кандидат в нейтринное событие должен иметь параметр ξ , больший, чем $\xi_{cut}(\theta)$, имеющий вид квадратичной функции:

$$\xi_{cut}(\theta) = \xi_0 + \xi_1\theta + \xi_2\theta^2.$$

Вид функции $\xi_{cut}(\theta)$ определяется путем минимизации оценочной функции, соответствующей среднему ожидаемому значению верхнего предела для потока нейтрино. Оценочную функцию можно получить следующим образом. Предполагаются некоторые начальные значения ξ_0 , ξ_1 и ξ_2 как исходная точка для оптимизации. Применяя «начальный» критерий ξ_{cut}^0 к наборам Монте-Карло для протонов и нейтрино, можно получить количество событий n_p и n_ν , удовлетворяющих ему.

Величина n_ν пропорциональна экспозиции наземной решетки по отношению к нейтрино. Количество кандидатов в нейтринные события получается из n_p : среди событий «нулевой гипотезы», удовлетворяющих критерию, будут и нейтринные, и протонные события, прошедшие отбор в силу несовершенного разделения между протонами и нейтрино по параметру ξ . Число кандидатов в нейтринные события считается пуассоновской случайной величиной с наблюдаемым числом событий n_p , нормированным на статистику эксперимента.

Поскольку n_p всегда мало, мы применяем статистику Фельдмана–Казинса [85] для определения верхнего предела для среднего значения $\langle n_p \rangle$ на уровне достоверности 90% пуассоновской случайной величины с наблюдаемым числом событий n_p и ожидаемым числом фоновых событий $b = 0$.

Окончательно, оценочная функция имеет следующий вид:

$$f_{merit}(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \theta) = \frac{\langle n_p \rangle_{90\% \text{ C.L.}}}{n_\nu}, \quad (4)$$

и минимизируется при помощи алгоритма симплекса [86].

Полученный после минимизации критерий $\xi_{cut} = 0.3161 + 0.0612\theta + 0.0076\theta^2$ показан на рис. 1.

3.3. Вычисление экспозиции

Геометрическая экспозиция для девяти лет наблюдений наземной решетки для $0^\circ < \theta < 90^\circ$ равна $A_{geom}^{MC} = 55500 \text{ км}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{год}$.

Экспозиция затем определяется как отношение числа нейтринных событий из набора Монте-Карло, удовлетворяющих критериям событий по качеству и $\xi_{cut}(\theta)$, к числу событий, брошенных в атмосферу и

умноженных на геометрическую экспозицию и число ароматов нейтрино:

$$A_{eff}^\nu = A_{geom}^{MC} \frac{N_{pass}}{N_{thrown}} N_{flavor}.$$

Экспозиция соответствует числу событий из нейтринного набора Монте-Карло, удовлетворяющих всем критериям, $N_{pass} = 8460$ (21.3% от полного числа событий в наборе). Число брошенных в атмосферу событий равно $N_{thrown} = 2.81 \cdot 10^{11}$, что окончательно дает следующее значение эффективной экспозиции для нисходящих нейтрино:

$$A_{eff}^\nu = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ км}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{год}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показано распределение параметра ξ в диапазоне энергий $E > 10^{18.0}$ эВ, где протонный набор Монте-Карло показан красной линией, нейтринный — зеленой линией, черные точки соответствуют экспериментальным данным. Стоит отметить, что набор сильно наклонных протонных событий не отражает в полной мере распределение для данных, в силу более тяжелого состава экспериментальных данных, полученного в работе [72], а также возможных систематических эффектов, связанных с применением моделей адронных взаимодействий, включая так называемую проблему «мюонного избытка» [87], предположительно более явно проявляющуюся на больших зенитных углах.

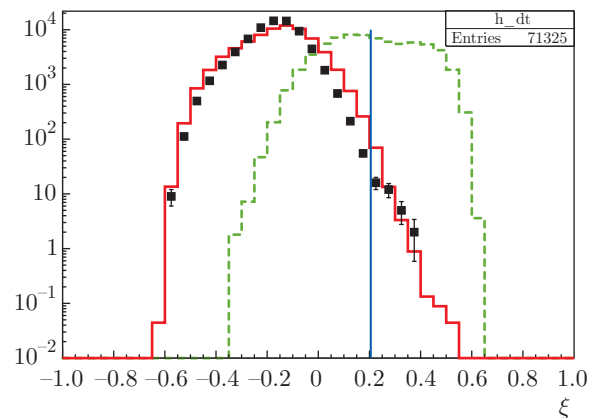


Рис. 2. (В цвете онлайн) Гистограмма распределения УДР-параметра ξ для энергий $E > 10^{18.0}$ эВ. Протонный набор Монте-Карло показан сплошной красной линией, нейтринный — прерывистой зеленой линией, черные точки соответствуют экспериментальным данным. Вертикальная голубая линия соответствует медиане параметра ξ

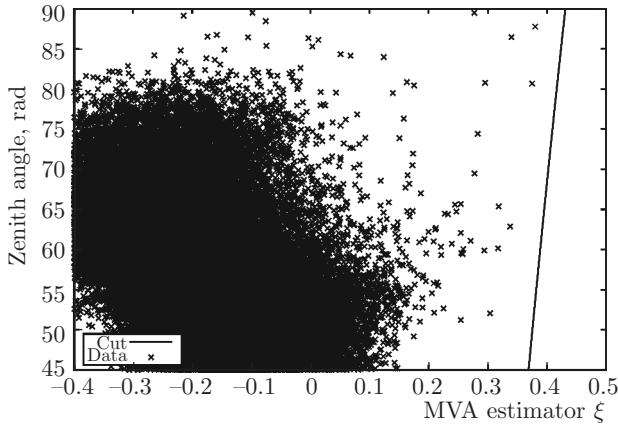


Рис. 3. Распределение параметра ξ для экспериментальных данных с нанесенным критерием ξ_{cut}

Распределение параметра ξ как функция зенитного угла для данных показано на рис. 3 вместе с полученным критерием.

В данных не обнаружено кандидатов в нейтринные события и, используя статистику Фельдмана–Казинса [85], возможно получить верхний предел на число нейтринных событий всех ароматов в данных: $\bar{n}_\nu = 2.44$ на уровне достоверности 90 %.

По определению интегральный поток нейтрино зависит от числа событий и эффективной экспозиции:

$$F_\nu = \frac{\bar{n}_\nu}{A_{eff}}. \quad (5)$$

Таким образом, верхний предел для потока нейтрино одного аромата для энергий $E > 10^{18}$ эВ оказывается следующим:

$$EF_\nu < 1.85 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \quad (90\% \text{ C.L.}). \quad (6)$$

Полученный предел в сравнении с результатами обсерватории им. Пьера Оже [45], экспериментов ANITA-II [88], RICE [43], IceCube [89], ARA [51], HiRes [38], а также с теоретическим пределом Ваксман–Бэколла [9] показан на рис. 4.

Для сравнения также представляет интерес предел для потока нейтрино, который не основывается на процедуре оптимизации, подробно описанной в разд. 3.2. Следуя работе [90], для этой цели используется критерий по медиане распределения величины ξ для нейтринного набора Монте-Карло.

Из распределения ξ для набора нейтринных событий Монте-Карло (см. рис. 2) мы получаем значение медианы $\xi_{med} = 0.205$, что соответствует 50 %

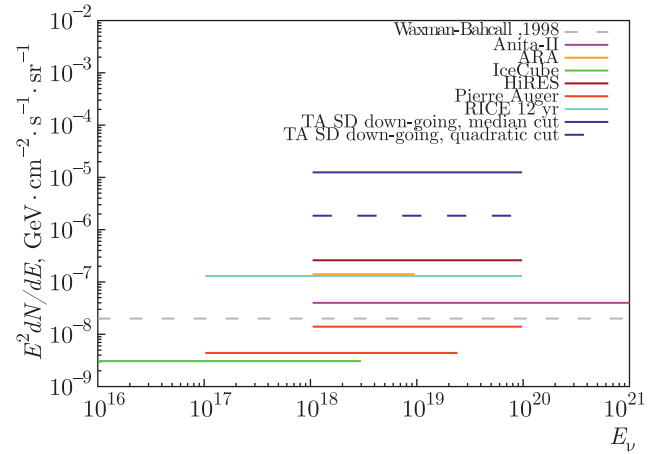


Рис. 4. (В цвете онлайн) Верхние пределы для потока нейтрино одного аромата для энергий $E > 10^{18}$ эВ, полученные по данным эксперимента Telescope Array в сравнении с результатами обсерватории им. Пьера Оже [45], экспериментов ANITA-II [88], RICE [43], IceCube [89], ARA [51], HiRes [38] и с теоретическим пределом Ваксман–Бэколла [9]

нейтринных событий, проходящих критерий ξ_{med} ($\hat{N}_{pass} = 19856$).

В этом случае эффективная экспозиция для исходящих нейтрино принимает следующее значение:

$$\hat{A}_{eff}^\nu = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ км}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{год}.$$

В данных обнаружено 35 кандидатов в нейтринные события, что соответствует верхнему пределу числа событий $\hat{n}_\nu = 46.4$ на уровне достоверности 90 %. Верхний предел для потока нейтрино одного аромата, таким образом, принимает значение, показанное на рис. 4:

$$E\hat{F}_\nu < 4.2 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$

Отметим, что при использовании любого фиксированного критерия по ξ полученный предел является корректным. Однако, как и ожидается, процедура оптимизации позволяет получить лучшие ограничения.

Необходимо также отметить влияние возможных эффектов неопределенностей моделей адронных взаимодействий и химического состава на результаты данной работы. Оба эти эффекта влияют на анализ через набор Монте-Карло, используемый в качестве фона, т.е. в данном случае набор сильно наклонных протонных событий. Этот набор использован для построения классификатора и оптимизации критерия отбора кандидатов в нейтринные события. Наилучшая чувствительность

будет достигнута в случае максимального совпадения данных и набора Монте-Карло. Неполнота описания экспериментальных данных приводит либо к заниженной экспозиции, либо к увеличению числа ложных кандидатов по сравнению с оптимальным классификатором. Таким образом, полученный предел для потока нейтрино является консервативной оценкой, близкой к оптимальной с учетом значительного согласия данных и набора Монте-Карло, как показано в данной работе. Чувствительность метода может быть далее улучшена путем создания набора Монте-Карло, который будет лучше воспроизводить основную часть наблюдаемых данных.

Благодарности. Эксперимент Telescope Array поддерживается Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) через гранты Grants-in-Aid for Priority Area 431, for Specially Promoted Research JP21000002, for Scientific Research (S) JP19104006, for Specially Promoted Research JP15H05693, for Scientific Research (S) JP15H05741, Science Research (A) JP18H03705 и Young Scientists (A) JPH26707011; совместной программой Института исследования космических лучей (ICRR) Токийского университета; U. S. National Science Foundation awards PHY-0601915, PHY-1404495, PHY-1404502, and PHY-1607727; National Research Foundation of Korea (2016R1A2B4014967, 2016R1A5A1013277, 2017K1A4A3015188, 2017R1A2A1A05071429); IISN project No. 4.4502.13; Belgian Science Policy under IUAP VII/37 (ULB). Разработка и применение методов анализа многомерных данных выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант 17-72-20291 (ИЯИ РАН). Фонды Р. Эзекиля и Эдны Уоттис Думке, Уилларда Экклза, Джорджа и Долорес Экклз внесли финансовый вклад в разработку эксперимента. Штат Юта поддерживает проект через Совет по экономическому развитию, университет Юты поддерживает проект через Совет Вице-президента по исследованиям. Место для проведения эксперимента было предоставлено благодаря сотрудничеству Utah School and Institutional Trust Lands Administration (SITLA), U. S. Bureau of Land Management (BLM) и военно-воздушных сил США. Мы ценим помощь штата Юта и руководство Филлмор в разработке плана развития установки. Патрик Ши помог ценными советами на различные темы. Люди и чиновники округа Миллард, штат Юта, были источником постоянной поддержки нашей работы, что очень ценно. Мы в долгу перед дорожным департаментом округа

Миллард за поддержку и очистку дорог, используемых при обслуживании и работе эксперимента. Мы с благодарностью отмечаем вклад технического персонала наших научных учреждений. Мы выражаем благодарность за выделение компьютерного времени в Центре высокопроизводительных вычислений университета штата Юта. Кластер отдела теоретической физики ИЯИ РАН был использован для вычислительной части работы. Данная работа частично поддержана Программой совместных исследований Института исследований космических лучей Токийского университета.

Authors and Affiliations

R. U. Abbasi¹, M. Abe², T. Abu-Zayyad¹, M. Allen¹, R. Azuma³, E. Barcikowski¹, J. W. Belz¹, D. R. Bergman¹, S. A. Blake¹, R. Cady¹, B. G. Cheon⁴, J. Chiba⁵, M. Chikawa⁶, A. di Matteo^{7,1)}, T. Fujii^{8,9}, K. Fujita⁹, R. Fujiwara⁹, M. Fukushima^{10,11}, G. Furlich¹, W. Hanlon¹, M. Hayashi¹², Y. Hayashi⁹, N. Hayashida¹³, K. Hibino¹³, K. Honda¹⁴, D. Ikeda¹⁰, N. Inoue², T. Ishii¹⁴, R. Ishimori³, H. Ito¹⁵, D. Ivanov¹, H. M. Jeong¹⁶, S. Jeong¹⁶, C. C. H. Jui¹, K. Kadota¹⁷, F. Kakimoto³, O. Kalashev¹⁸, K. Kasahara¹⁹, H. Kawai²⁰, S. Kawakami⁹, S. Kawana², K. Kawata¹⁰, E. Kido¹⁰, H. B. Kim⁴, J. H. Kim¹, J. H. Kim²¹, S. Kishigami⁹, S. Kitamura³, Y. Kitamura³, V. Kuzmin¹⁸, M. Kuznetsov¹⁸, Y. J. Kwon²², K. H. Lee¹⁶, B. Lubsandorzhev¹⁸, J. P. Lundquist¹, K. Machida¹⁴, K. Martens¹¹, T. Matsuyama⁹, J. N. Matthews¹, R. Mayta⁹, M. Minamino⁹, K. Mukai¹⁴, I. Myers¹, K. Nagasawa², S. Nagataki¹⁵, K. Nakai⁹, R. Nakamura²³, T. Nakamura²⁴, T. Nonaka¹⁰, H. Oda⁹, S. Ogio^{9,25}, J. Ogura³, M. Ohnishi¹⁰, H. Ohoka¹⁰, T. Okuda²⁶, Y. Omura⁹, M. Ono¹⁵, R. Onogi⁹, A. Oshima⁹, S. Ozawa¹⁹, I. H. Park¹⁶, M. S. Pshirkov^{18,27}, J. Remington¹, D. C. Rodriguez¹, G. Rubtsov¹⁸, D. Ryu²¹, H. Sagawa¹⁰, R. Sahara⁹, K. Saito¹⁰, Y. Saito²³, N. Sakaki¹⁰, T. Sako¹⁰, N. Sakurai⁹, L. M. Scott²⁸, T. Seki²³, K. Sekino¹⁰, P. D. Shah¹, F. Shibata¹⁴, T. Shibata¹⁰, H. Shimodaira¹⁰, B. K. Shin⁹, H. S. Shin¹⁰, J. D. Smith¹, P. Sokolsky¹, B. T. Stokes¹, S. R. Stratton^{1,28}, T. A. Stroman¹, T. Suzawa², Y. Takagi⁹, Y. Takahashi⁹, M. Takamura⁵, M. Takeda¹⁰, R. Takeishi¹⁶, A. Taketa²⁹, M. Takita¹⁰, Y. Tameda³⁰, H. Tanaka⁹, K. Tanaka³¹, M. Tanaka³², Y. Tanoue⁹,

¹⁾ Ответственный автор

- S. B. Thomas¹, G. B. Thomson¹, P. Tinyakov^{7,18},
I. Tkachev¹⁸, H. Tokuno³, T. Tomida²³, S. Troitsky¹⁸,
Y. Tsunesada^{9,25}, K. Tsutsumi³, Y. Uchihori³³,
S. Udo¹³, F. Urban³⁴, T. Wong¹, K. Yada¹⁰,
M. Yamamoto²³, H. Yamaoka³², K. Yamazaki¹³,
J. Yang³⁵, K. Yashiro⁵, H. Yoshii³⁶,
Y. Zhezher^{18,37,2)}, Z. Zundel¹
- ¹High Energy Astrophysics Institute and Department
of Physics and Astronomy, University of Utah
84112, Salt Lake City, Utah, USA
- ²The Graduate School of Science and Engineering,
Saitama University
338-8570, Saitama, Japan
- ³Graduate School of Science and Engineering,
Tokyo Institute of Technology
152-8550, Tokyo, Japan
- ⁴Department of Physics and The Research
Institute of Natural Science, Hanyang University
04763, Seoul, Korea
- ⁵Department of Physics, Tokyo University of Science
278-8510, Chiba, Japan
- ⁶Department of Physics, Kindai University
577-8502, Osaka, Japan
- ⁷Service de Physique Theorique,
Universite Libre de Bruxelles
1050, Brussels, Belgium
- ⁸The Hakubi Center for Advanced Research and
Graduate School of Science, Kyoto University
606-8502, Kyoto, Japan
- ⁹Graduate School of Science, Osaka City University
558-0022, Osaka, Japan
- ¹⁰Institute for Cosmic Ray Research,
University of Tokyo
277-8582, Chiba, Japan
- ¹¹Kavli Institute for the Physics and Mathematics
of the Universe (WPI), Todai Institutes for Advanced
Study, University of Tokyo
277-8583, Chiba, Japan
- ¹²Information Engineering Graduate School of Science
and Technology, Shinshu University
380-0928, Nagano, Japan
- ¹³Faculty of Engineering, Kanagawa University
221-0802, Kanagawa, Japan
- ¹⁴Interdisciplinary Graduate School of Medicine and
Engineering, University of Yamanashi
400-8510, Yamanashi, Japan
- ¹⁵Astrophysical Big Bang Laboratory, RIKEN
351-0106, Saitama, Japan
- ¹⁶Department of Physics, Sungkyunkwan University
2066, Suwon, Korea
- ¹⁷Department of Physics, Tokyo City University
158-0087, Tokyo, Japan
- ¹⁸Institute for Nuclear Research of the Russian
Academy of Sciences
117312, Moscow, Russia
- ¹⁹Advanced Research Institute for Science and
Engineering, Waseda University
169-8555, Tokyo, Japan
- ²⁰Department of Physics, Chiba University
263-8522, Chiba, Japan
- ²¹Department of Physics, School of Natural Sciences,
Ulsan National Institute of Science and Technology
44919, Ulsan, Korea
- ²²Department of Physics, Yonsei University
03722, Seoul, Korea
- ²³Academic Assembly School of Science and
Technology Institute of Engineering,
Shinshu University
390-8621, Nagano, Japan
- ²⁴Faculty of Science, Kochi University
780-8072, Kochi, Japan
- ²⁵Nambu Yoichiro Institute of Theoretical and
Experimental Physics, Osaka City University
558-8585, Osaka, Japan
- ²⁶Department of Physical Sciences,
Ritsumeikan University
525-0058, Shiga, Japan
- ²⁷Sternberg Astronomical Institute,
Lomonosov Moscow State University
119992, Moscow, Russia
- ²⁸Department of Physics and Astronomy, Rutgers
University — The State University of New Jersey
08854, Piscataway, New Jersey, USA
- ²⁹Earthquake Research Institute, University of Tokyo
113-0032, Tokyo, Japan
- ³⁰Department of Engineering Science, Faculty of
Engineering,
Osaka Electro-Communication University
569-1116, Osaka, Japan
- ³¹Graduate School of Information Sciences,
Hiroshima City University
731-3194, Hiroshima, Japan
- ³²Institute of Particle and Nuclear Studies, KEK
305-0801, Ibaraki, Japan

²⁾ В настоящее время в INFN, sezione di Torino, Turin, Italy

³³National Institute of Radiological Science
263-8555, Chiba, Japan

³⁴CEICO, Institute of Physics,
Czech Academy of Sciences
18200, Prague, Czech Republic

³⁵Department of Physics and Institute for the Early
Universe, Ewha Womans University
03760, Seoul, Korea

³⁶Department of Physics, Ehime University
790-8577, Ehime, Japan

³⁷Faculty of Physics,
Lomonosov Moscow State University
119991, Moscow, Russia

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Tokuno et al. [Telescope Array Collaboration], *J. Phys. Conf. Ser.* **293**, 012035 (2011).
2. T. Abu-Zayyad et al. [Telescope Array Collaboration], *Nucl. Instr. Meth. A* **689**, 87 (2013) [arXiv:1201.4964 [astro-ph.IM]].
3. H. Tokuno et al. [Telescope Array Collaboration], *Nucl. Instr. Meth. A* **676**, 54 (2012) [arXiv:1201.0002 [astro-ph.IM]].
4. A. Aab et al. [Pierre Auger Collaboration], *Science* **357**, 1266 (2017) [arXiv:1709.07321 [astro-ph.HE]].
5. R. Aloisio, D. Boncioli, A. di Matteo, A. F. Grillo, S. Petrera, and F. Salamida, *JCAP* **1510**(10), 006 (2015) [arXiv:1505.04020 [astro-ph.HE]].
6. A. van Vliet, J. R. Horandel, and R. Alves Batista, arXiv:1707.04511 [astro-ph.HE].
7. J. Heinze, D. Boncioli, M. Bustamante, and W. Winter, *Astrophys. J.* **825**(2), 122 (2016) [arXiv:1512.05988 [astro-ph.HE]].
8. G. Giacinti, M. Kachelriess, O. Kalashev, A. Neronov, and D. V. Semikoz, *Phys. Rev. D* **92**, 083016 (2015) [arXiv:1507.07534 [astro-ph.HE]].
9. E. Waxman and J. N. Bahcall, *Phys. Rev. D* **59**, 023002 (1999) [arXiv:hep-ph/9807282].
10. E. Waxman and J. N. Bahcall, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2292 (1997) [arXiv:astro-ph/9701231].
11. R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **64**, 093010 (2001) [arXiv:astro-ph/0101216].
12. K. Murase and J. F. Beacom, *Phys. Rev. D* **81**, 123001 (2010) [arXiv:1003.4959 [astro-ph.HE]].
13. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **117**, 241101 (2016) [arXiv:1607.05886 [astro-ph.HE]].
14. R. Aloisio, *Nuovo Cim. C* **40**(3), 142 (2017) [arXiv:1707.06188 [astro-ph.HE]].
15. A. van Vliet, R. Alves Batista, and J. R. Horandel, arXiv:1901.01899 [astro-ph.HE].
16. F. W. Stecker, C. Done, M. H. Salamon, and P. Sommers, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2697 (1991).
17. V. S. Berezinsky, P. Blasi, and V. S. Ptuskin, *Astrophys. J.* **487**, 529 (1997) [arXiv:astro-ph/9609048].
18. T. A. Thompson, E. Quataert, E. Waxman, and A. Loeb, [arXiv: astro-ph/0608699].
19. R. Budnik, B. Katz, A. MacFadyen, and E. Waxman, *Astrophys. J.* **673**, 928 (2008) [arXiv:0705.0041 [astro-ph]].
20. X. Y. Wang, S. Razzaque, P. Meszaros, and Z. G. Dai, *Phys. Rev. D* **76**, 083009 (2007) [arXiv:0705.0027 [astro-ph]].
21. V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin, *Yad. Fiz.* **11**, 200 (1970).
22. F. W. Stecker, *Astrophys. Space Sci.* **20**, 47 (1973).
23. C. T. Hill and D. N. Schramm, *Phys. Lett. B* **131**, 247 (1983).
24. V. S. Berezinsky, *Nucl. Phys. B* **380**, 478 (1992).
25. P. Bhattacharjee, C. T. Hill, and D. N. Schramm, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 567 (1992).
26. J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, *Phys. Rev. D* **63**, 037302 (2001) [arXiv:astro-ph/0007329].
27. G. Gelmini and A. Kusenko, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1378 (2000) [arXiv:hep-ph/9908276].
28. A. Kusenko and M. Postma, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1430 (2001) [arXiv:hep-ph/0007246].
29. B. Baret and V. Van Elewyck, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 046902 (2011).
30. L. A. Anchordoqui and T. Montaruli, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **60**, 129 (2010) [arXiv:0912.1035 [astro-ph.HE]].
31. A. Kusenko and T. J. Weiler, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 161101 (2002) [arXiv:hep-ph/0106071].
32. V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin, *Phys. Lett. B* **28**, 423 (1969).

33. V. S. Berezhinsky and A. Y. Smirnov, *Astrophys. Space Sci.* **32**, 461 (1975).
34. S. Bottai and S. Giurgola, *Astropart. Phys.* **18**, 539 (2003) [arXiv:astro-ph/0205325].
35. J. L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek, and T. M. Yu, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 161102 (2002) [arXiv:hep-ph/0105067].
36. G. Askaryan, *Sov. Phys. JETP* **14**, 441 (1962).
37. R. M. Baltrusaitis, G. L. Cassiday, J. W. Elbert, P. R. Gerhardy, E. C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, and D. Steck, *Phys. Rev. D* **31**, 2192 (1985).
38. R. U. Abbasi et al., *Astrophys. J.* **684**, 790 (2008) [arXiv:0803.0554 [astro-ph]].
39. O. Scholten et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 191301 (2009) [arXiv:0910.4745 [astro-ph.HE]].
40. T. R. Jaeger, R. L. Mutel, and K. G. Gayley, *Astropart. Phys.* **34**, 293 (2010) [arXiv:0910.5949 [astro-ph.IM]].
41. C. W. James, R. D. Ekers, J. Alvarez-Muniz, J. D. Bray, R. A. McFadden, C. J. Phillips, R. J. Protheroe, and P. Roberts, *Phys. Rev. D* **81**, 042003 (2010) [arXiv:0911.3009 [astro-ph.HE]].
42. J. D. Bray et al., *Phys. Rev. D* **91**, 063002 (2015) [arXiv:1502.03313 [astro-ph.HE]].
43. I. Kravchenko et al., *Phys. Rev. D* **85**, 062004 (2012) [arXiv:1106.1164 [astro-ph.HE]].
44. A. Aab et al. [Pierre Auger Collaboration], *Phys. Rev. D* **91**, 092008 (2015) [arXiv:1504.05397 [astro-ph.HE]].
45. A. Aab et al. [Pierre Auger Collaboration], arXiv:1906.07422 [astro-ph.HE].
46. S. W. Barwick et al. [ARIANNA Collaboration], *Astropart. Phys.* **70**, 12 (2015) [arXiv:1410.7352 [astro-ph.HE]].
47. P. W. Gorham et al. [ANITA Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **103**, 051103 (2009) [arXiv:0812.2715 [astro-ph]].
48. P. W. Gorham et al. [ANITA Collaboration], *Phys. Rev. D* **82**, 022004 (2010) [arXiv:1003.2961 [astro-ph.HE]].
49. P. W. Gorham et al. [ANITA Collaboration], *Phys. Rev. D* **98**, 022001 (2018) [arXiv:1803.02719 [astro-ph.HE]].
50. P. Allison et al. [ARA Collaboration], *Phys. Rev. D* **93**, 082003 (2016) [arXiv:1507.08991 [astro-ph.HE]].
51. P. Allison et al. [ARA Collaboration], arXiv:1912.00987 [astro-ph.HE].
52. A. Albert et al. [ANTARES Collaboration], *Phys. Rev. D* **96**, 062001 (2017) [arXiv:1705.00497 [astro-ph.HE]].
53. A. Albert et al., arXiv:1808.03531 [astro-ph.HE].
54. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration], *Science* **342**, 1242856 (2013) [arXiv:1311.5238 [astro-ph.HE]].
55. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration], arXiv:1710.01191 [astro-ph.HE].
56. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **113**, 101101 (2014) [arXiv:1405.5303 [astro-ph.HE]].
57. L. Breiman et al., *Classification and Regression Trees*, Wadsworth Int. Group (1984).
58. R. E. Schapire, *Mach. Learn.* **5**, 197 (1990).
59. J. Linsley and L. Scarsi, *Phys. Rev.* **128**, 2384 (1962).
60. M. Teshima et al., *J. Phys. G* **12**, 1097 (1986).
61. M. Takeda et al., *Astropart. Phys.* **19**, 447 (2003) [arXiv:astro-ph/0209422].
62. D. Heck et al., Report FZKA-6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe.
63. S. Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], *Nucl. Instr. Meth. A* **506**, 250 (2003).
64. T. Abu-Zayyad et al. [Telescope Array Collaboration], *Phys. Rev. D* **88**, 112005 (2013) [arXiv:1304.5614 [astro-ph.HE]].
65. Y. Takahashi et al. [Telescope Array Collaboration], *AIP Conf. Proc.* **1367**, 157 (2011).
66. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **151**, 143 (2006) [arXiv:hep-ph/0412332].
67. T. T. Böhlen et al., *Nucl. Data Sheets* **120**, 211 (2014).
68. A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso, and J. Ranft, CERN-2005-010, SLAC-R-773, INFN-TC-05-11.
69. W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers, SLAC-0265 (permanently updated since 1985).
70. G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, and B. R. Webber, *JHEP* **0101**, 010 (2001) [arXiv:hep-ph/0011363].
71. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* **83**, 014018 (2011).

72. R. U. Abbasi et al. [Telescope Array Collaboration], arXiv:1808.03680 [arXiv:astro-ph.HE].
73. A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar, JHEP **0801**, 075 (2008) [arXiv:0710.5303 [hep-ph]].
74. A. M. Hillas, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B **52**, 29 (1997).
75. B. T. Stokes et al., Astropart. Phys. **35**, 759 (2012).
76. T. Abu-Zayyad et al. [Telescope Array Collaboration], arXiv:1403.0644 [astro-ph.IM].
77. J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 211101 (2008) [arXiv:0712.1909 [astro-ph]].
78. T. Abu-Zayyad et al. [Telescope Array Collaboration], Astrophys. J. Lett. **768**, L1 (2013).
79. G. Ros et al., Astropart. Phys. **35**, 140 (2011) [arXiv:1104.3399 [astro-ph.HE]].
80. R. U. Abbasi et al. [Telescope Array Collaboration], Astropart. Phys. **110**, 8 (2019), [arXiv:1811.03920 [astro-ph.HE]].
81. R. U. Abbasi et al. [Telescope Array Collaboration], arXiv:1904.00300 [astro-ph.HE].
82. Y. Freund and R. E. Schapire, in *Proc. ICML* (1996), p. 148.
83. R. Brun and F. Rademakers, *Proc. AIHENP'96 Workshop*, Lausanne, 1996, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **389**, 81 (1997). See also <http://root.cern.ch/>.
84. A. Hocker et al., PoS ACAT 040 (2007) [physics/0703039 [PHYSICS]].
85. G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
86. K. G. Murty, *Linear Programming*, Wiley (1983).
87. R. U. Abbasi et al. [Telescope Array Collaboration], Phys. Rev. D **98**, 022002 (2018) [arXiv:1804.03877 [astro-ph.HE]].
88. P. W. Gorham et al. [ANITA Collab.], Phys. Rev. D **85**, 049901(E) (2012) [arXiv:1003.2961 [astro-ph.HE]].
89. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 112008 (2013) [arXiv:1310.5477 [astro-ph.HE]].
90. A. Aab et al. [Pierre Auger Collaboration], JCAP **1704**, 009 (2017) [arXiv:1612.01517 [astro-ph.HE]].