

## ПОИСК GUT-МОНОПОЛЯ В ГЛУБОКОВОДНОМ БАЙКАЛЬСКОМ ДЕТЕКТОРЕ

© 2021 г. О. Н. Гапоненко<sup>1)\*</sup>

Поступила в редакцию 25.08.2020 г.; после доработки 14.09.2020 г.; принята к публикации 14.09.2020 г.

В работе описана методика поиска GUT-монополя (Grand Unification Theory monopole) в Байкальском нейтринном детекторе НТ200. Подробно обсуждаются алгоритмы выделения событий и подавления фона. Приводятся ограничения на поток медленных монополей. Полученные ограничения сравниваются с теоретическими ограничениями и результатами других экспериментов.

DOI: 10.31857/S0044002721020082

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск сверхтяжелых магнитных монополей с помощью глубоководных стационарных черенковских детекторов проводился на оз. Байкал с 1984 г. С помощью установки ГИРЛЯНДА и различных ее модификаций, проработавших в рамках байкальского эксперимента в течение 1984–1989 гг., были получены ограничения на поток сверхтяжелых магнитных монополей, см. [1]. В качестве светочувствительного элемента в установках ГИРЛЯНДА-84, -86, -86М применялись ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 15 см. Схемы глубоководных установок ГИРЛЯНДА показаны на рис. 1.

Начиная с апреля 1993 г. на оз. Байкал производился поэтапный ввод в эксплуатацию нейтринного детектора НТ200. Основная задача этого глубоководного детектора большого объема состояла в регистрации нейтрино высоких энергий. Детектор был также приспособлен для поиска медленно движущихся ярких объектов, таких, например, как GUT-монополи. В апреле 1993 г. была запущена в эксплуатацию первая очередь этого глубоководного детектора — нейтринного детектора НТ36. Данные, собранные за один год работы на этом черенковском детекторе, позволили получить ограничения на поток медленных магнитных монополей, сопоставимые с результатами многолетней работы всех предыдущих байкальских детекторов, см. [1, 2]. В последующие годы на оз. Байкал работали черенковские детекторы НТ72, НТ96 и НТ144. В 1998 г. был осуществлен ввод в строй установки НТ200 со 192 фотоприемниками QUASAR с диаметром фотокатода 37 см [2].

Глубоководный черенковский детектор НТ200 состоит из восьми вертикальных стрингов, семь

из которых расположены в вершинах правильного семиугольника с плечом 21.5 м, и один стринг размещен в центре, рис. 2. Стринги расположены на глубине 1.1 км на расстоянии 3.6 км от берега. Сигнал от детектора передается в береговой центр по нескольким подводным линиям связи. Для снижения фона оптические модули объединены в пары, специальная электроника формирует сигнал, если только произошло срабатывание обоих оптических приемников пары в течение 15 нс (так называемый локальный триггер). Такая пара оптических модулей составляет оптический канал. Информация о временах и числе локальных триггеров используется затем для формирования сигнала срабатывания мастерной системы детектора в режиме “монополь” (мастерный сигнал). Каждый стринг в НТ200 несет по 12 оптических каналов. Расстояние между самым верхним и самым нижним оптическими каналами стринга составляет 68 м. Каналы вдоль стринга ориентированы вниз за исключением второго сверху и второго снизу каналов, которые направлены вверх, см. рис. 2. Верхняя и нижняя половины стринга образуют полустринги. Для выработки мюонного триггера необходимо срабатывание  $\geq n$  локальных триггеров во временном окне 500 нс (как правило,  $n$  выбирается равным 3–4). Для формирования монополярного триггера от медленного монополя необходимо срабатывание  $\geq m$  ( $m$  обычно выбирается равным 3) локальных триггеров от любого полустринга в течение определенного временного интервала  $\Delta T$  (обычно  $\Delta T = 500$  мкс). В отличие от мюонных событий, в НТ200 для монополярного сигнала не предусмотрена передача информации об амплитудах события, электроника регистрирует лишь времена и число локальных триггеров.

В настоящей работе мы опишем алгоритм и результаты поиска GUT-монополя для детектора

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

\*E-mail: olgapone@mail.ru

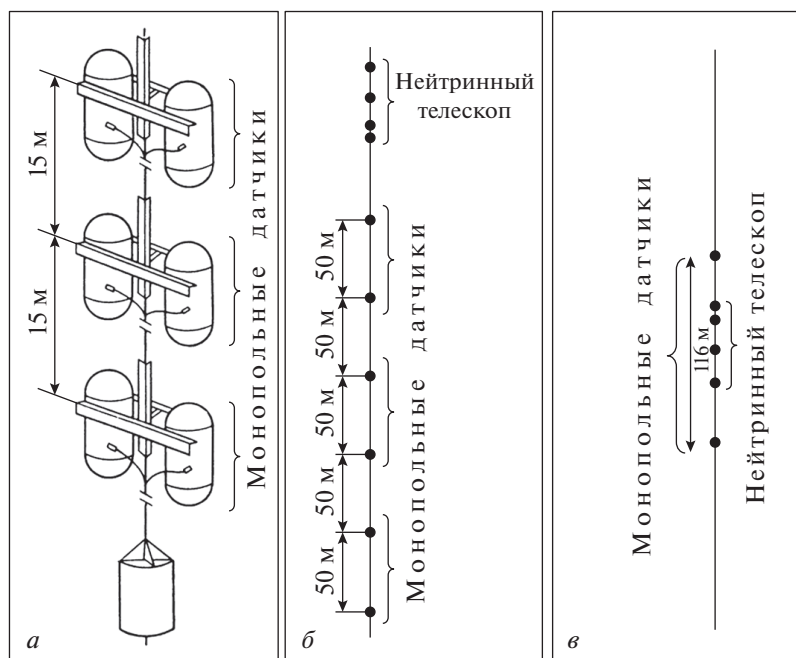


Рис. 1. Схемы глубоководных установок ГИРЛЯНДА (а — ГИРЛЯНДА-84, б — ГИРЛЯНДА-86, в — ГИРЛЯНДА-86М).

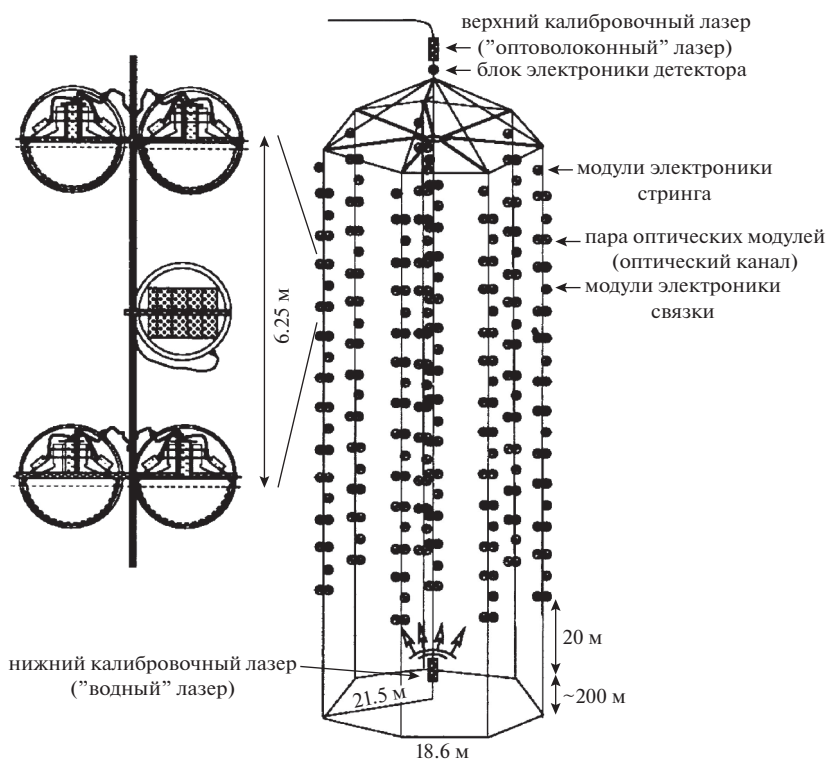


Рис. 2. Глубоководный черенковский детектор NT200.

NT200. Высокая прозрачность водной среды оз. Байкал в районе размещения детектора, сильно анизотропное и направленное вперед рассеяние света, высокая чувствительность фотоприемников и большой объем детектора открывают уникальные возможности для применений в этой области.

## 2. ПРОХОЖДЕНИЕ GUT-МОНОПОЛЯ ЧЕРЕЗ РАБОЧЕЕ ВЕЩЕСТВО ДЕТЕКТОРА

В 1931 г. Дираком была предложена теория магнитного заряда [3]. Позднее 't Hooft [4] и Поляков [5] показали, что магнитные заряды должны существовать для широкого класса моделей

со спонтанно нарушенной симметрией. Монополи также предсказываются различными вариантами теории Великого объединения (GUT-монополи). Их магнитный заряд кратен дираковскому  $g = ne\alpha/2$  (здесь  $e$  — заряд электрона,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $n = 1, 2, \dots$ ), а значения масс могут лежать в широком диапазоне  $M \cong 10^8 - 10^{21}$  ГэВ/ $c^2$ , см., например, [6].

В 1981 г. в работе Рубакова [7] был сделан вывод, что в присутствии GUT-монополя возможны процессы с несохранением барионного числа. Аналогичное заключение сделал в 1982 г. в своей работе Callan [8]. Согласно результатам этих работ, сечение реакции катализа монополем барионного распада можно представить в следующем виде:

$$\sigma = \sigma_0/\beta, \quad (1)$$

где  $\beta = v_{\text{mon}}/c$  — относительная скорость монополя, а  $\sigma_0$  принимается равным по порядку величины сечениям сильных взаимодействий —  $\sigma_0 \cong 10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Учет электромагнитного взаимодействия монополя с ядром ведет к появлению в формуле (1) дополнительного множителя  $G(\beta)$ , см. [9, 10]:

$$G(\beta) = \begin{cases} 2.4 \times 10^7 \beta^{3.1} & \text{для нуклонов ядра } {}^{16}\text{O}, \\ 0.17\beta^{-1} & \text{для свободных протонов.} \end{cases} \quad (2)$$

Следует также отметить, что существуют варианты теории Великого объединения, в которых отсутствует или значительно ослаблен эффект катализа барионного распада.

С помощью соотношений (1) и (2) нетрудно получить среднюю длину пробега GUT-монополя в среде между двумя актами барионного распада. На рис. 3 показана зависимость от скорости  $\beta$  для средней длины пробега  $\lambda_{\text{cat}}$  и среднего времени  $\tau_{\text{cat}}$  между двумя актами катализа для монополя, движущегося в воде. Вплоть до скоростей  $\beta = 6 \times 10^{-3}$  для воды преобладают распады ядер водорода, и лишь при бóльших скоростях становится существенным вклад от распада нуклонов, входящих в состав ядра  ${}^{16}\text{O}$ . Энергия  $m_p c^2$ , выделяющаяся при барионном распаде, катализированном монополем, распределяется между продуктами распада протона. Часть энергии распада уносится нейтральными частицами, а часть расходуется на рождение заряженных частиц, которые, двигаясь в воде, становятся источниками черенковского излучения. Как было показано в работе [1], в среднем в каждом акте распада протона образуются  $N_{\text{phot}} = 3 \times 10^4 - 1.1 \times 10^5$  черенковских фотонов с длиной волны  $300 < \lambda < 600$  нм. Это черенковское излучение может быть зарегистрировано

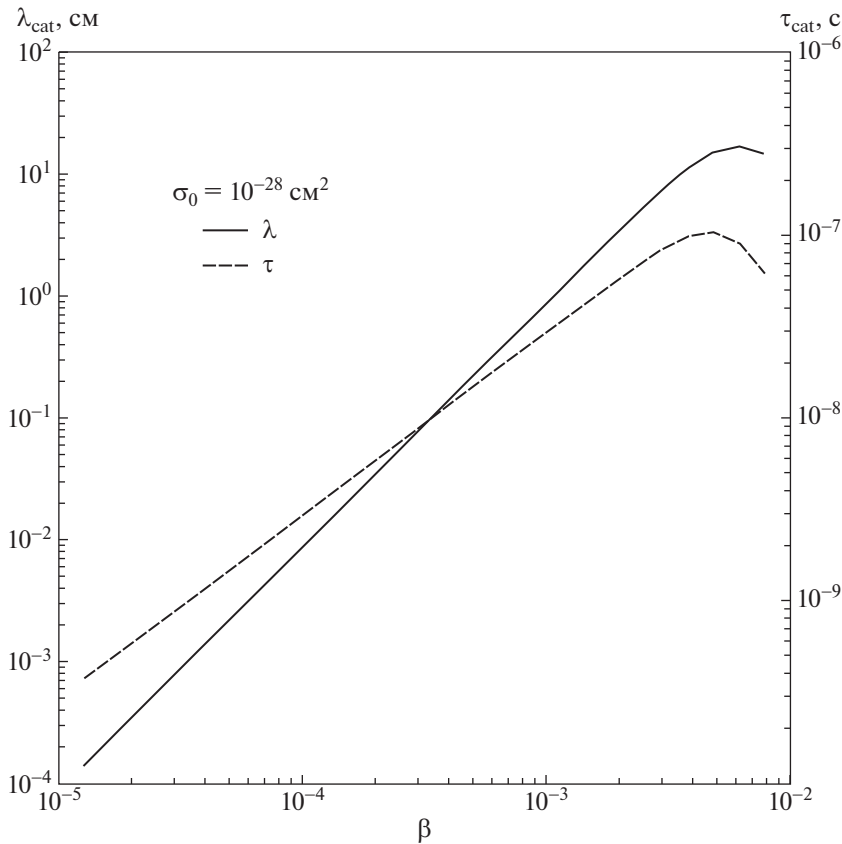
оптическими модулями детектора и, таким образом, будет являться указанием на наличие сигнала от прохождения в рабочем веществе детектора GUT-монополя.

Как известно, на прохождение света в среде оказывают влияние процессы поглощения и рассеяния. В первом случае кванты светового излучения поглощаются веществом среды, что ведет к ослаблению излучения, во втором случае кванты излучения отклоняются от первоначального направления. Интенсивность первого процесса принято характеризовать длиной поглощения  $\lambda_{\text{abs}}$  (длина, на которой интенсивность пучка ослабевает в  $e$  раз), для второго процесса наряду со средней длиной рассеяния  $\lambda_{\text{scat}}$  применяют для описания угловых характеристик индикатрису рассеяния  $\chi(\theta)$ . Полезную информацию об угловых характеристиках рассеяния можно также получить по среднему косинусу  $\langle \cos(\theta) \rangle$ . Многолетние измерения оптических параметров водной среды в месте расположения Байкальского нейтринного телескопа, см., например, [2, 11–16], показывают, что длина поглощения мало меняется в течение года, и для разных лет в качестве характерного значения для  $\lambda_{\text{abs}}$  в интервале длин волн 470–500 нм (т.е. в максимуме прозрачности) можно принять 21 м. Длина и индикатриса рассеяния, напротив, могут сильно меняться в зависимости от месяца и года, однако эффективная длина рассеяния, определяемая как

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{scat}}}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle}, \quad (3)$$

мало меняется с течением времени (по-видимому, уменьшение длины рассеяния  $\lambda_{\text{scat}}$  для естественных водоемов связано с протеканием процессов с сильно анизотропным вперед рассеянием, когда  $\langle \cos(\theta) \rangle$  приближается к единице, и, наоборот — для более изотропного рассеяния характерны большие  $\lambda_{\text{scat}}$ ). В работах [12, 16] для  $\lambda_{\text{eff}}$  были получены значения 450–640 м. Рассеяние света приводит к задержке во временах прихода фотонов по сравнению со случаем, когда рассеяние отсутствует. Проведенные автором исследования показывают, что максимальные задержки во временах прихода света от детектируемых частиц, вызванные рассеянием света в водной среде детектора, не превосходят для НТ200 10 нс. Эти задержки могут играть важную роль для регистрации быстро движущихся частиц, таких как релятивистские мюоны, однако для регистрации медленного монополя (случай, которым мы ограничимся в дальнейшем) такие задержки не приводят к сколько-нибудь существенным погрешностям. Так, например, за это время расстояние, проходимое частицей, движущейся со скоростью  $\beta \leq 10^{-2}$ , не превосходит 3 см.

Кроме характеристик среды, в которой происходит распространение сигнала, необходимо также



**Рис. 3.** Зависимость от скорости  $\beta$  средней длины и среднего времени между двумя актами барионного распада для монополя, движущегося в воде.

учитывать характеристики фотоприемников — их амплитудные, временные, и угловые характеристики, а также эффективность регистрации. Выполненные автором исследования показывают, что эффективность регистрации сигнала оптическим модулем сложным образом зависит от состояния оптического канала детектора. Так, например, эффективность регистрации оптических каналов имеет тенденцию уменьшаться с течением года и восстанавливаться до исходных значений после подъема-опускания телескопа в период монтажных работ. По-видимому, такое поведение связано с загрязнением оптических поверхностей детектора осадками, формирующимися биологической средой оз. Байкал. Эффективность регистрации также уменьшается при увеличении загрузки каналов — этот эффект отчетливо проявляется в летне-осенний период, когда сезонно повышается световой фон озера в результате усиления биoluminesцентных процессов.

Для определения эффективности регистрации оптического канала нами была разработана специальная процедура точного выделения сигнала от специального светового лазерного источника по отношению к фоновым событиям. Используя периодичность вспышек лазера, большую стати-

стику и информацию о срабатывании всех каналов телескопа, автором был разработан алгоритм определения эффективности регистрации отдельного канала с погрешностью, не превосходящей 1%. Согласно результатам этих исследований типичное значение эффективности регистрации для умеренных амплитуд сигнала составляет  $E_{ff} = 0.95-0.98$ . В дальнейших расчетах мы всюду используем нижнюю границу для значений эффективности  $E_{ff} = 0.95$  с тем, чтобы не завышать величину эффективности для случаев сильно загруженного канала.

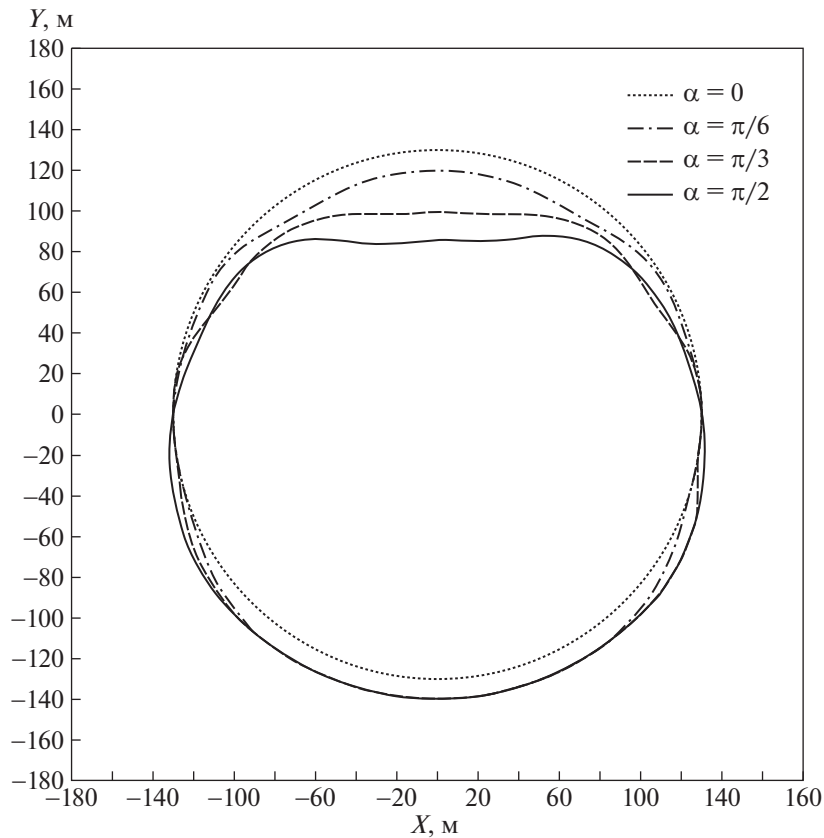
На рис. 4 и 5 в качестве примера приведена эффективная площадь оптического канала для регистрации магнитного заряда по монополюному триггеру с  $\Delta T = 500$  мкс и числом локальных триггеров от данного канала  $\geq 14$  (подробнее о выборе триггерных условий для регистрации сигнала “монополю” см. следующий раздел). Показанные на рисунках расчеты были выполнены методом компьютерного моделирования. Для фиксированной ориентации оптического канала выбиралось определенное направление движения монополя, далее плоскость условно разбивалась на достаточно малые области так, что через каждую область проходила только одна траектория (угол

монополя  $\alpha$  на рис. 4 и 5 отсчитывается от вертикали при движении монополя сверху вниз, при этом оптический канал ориентирован по направлению вниз). Методом статистических испытаний (метод Монте-Карло) определялось, вызывает ли магнитный заряд, движущийся по такой траектории, выработку заданного триггера. Затем испытания многократно повторялись для набора достаточной статистики. Вклад от каждой области учитывался с весом, пропорциональным числу положительных исходов испытаний. Затем испытания повторялись для других направлений монополя, а также для различных скоростей  $\beta$  и сечений  $\sigma_0$ . По эффективности регистрации канала, его амплитудным и угловым характеристикам рассчитывалась вероятность срабатывания фотоприемника для каждой точки на траектории движения монополя. При этом учитывались такие возможности: 1) оба фотоприемника пары срабатывают сразу и формируется локальный триггер; 2) один фотоприемник сработал ранее во временном интервале локального триггера, другой фотоприемник сработал от данного события; 3) к данному моменту срабатываний фотоприемников во временном окне локального триггера не было и локальный триггер не был инициирован; 4) локальный триггер был запущен фоновым событием. В тех случаях, когда происходило выработку локального триггера, оптический канал выключался на время  $\tau = 15 \times 10^{-6}$  с, что соответствует мертвому времени монопольной системы телескопа. Затем определялась следующая точка барионного распада на траектории монополя и расчет проводился до тех пор, пока монополь не перемещался на достаточно большое расстояние от оптического канала. Для частоты срабатываний локального триггера от фоновых событий нами была выбрана величина  $\nu = 1500$  Гц, соответствующая наибольшему возможному темпу счета от локальных триггеров:  $\leq 500$  Гц в обычных условиях и  $< 1500$  Гц в периоды усиления биоломинесцентных процессов. Отметим, что результаты расчетов очень слабо зависят от точного значения этой величины. Действительно, для временного интервала монопольного триггера при таких частотах можно ожидать за время  $\Delta T = 500$  мкс примерно одно фоновое событие, все влияние которого на расчет сведется к уменьшению полезного интервала  $\Delta T$  на величину мертвого времени от этого фонового события. Подробно алгоритм подавления фоновых событий при поиске монопольного сигнала будет описан в следующем разделе.

### 3. АЛГОРИТМ ВЫДЕЛЕНИЯ МОНОПОЛЬНЫХ СОБЫТИЙ В ДЕТЕКТОРЕ

Как было показано в предыдущем разделе, во временное окно  $\Delta T$  монопольного триггера попа-

дает в среднем одно фоновое событие. Для выделения полезного сигнала на фоне остальных срабатываний фотоприемников можно воспользоваться следующим обстоятельством. Из рис. 3 видно, что пробег монополя в воде до следующего акта барионного распада не превосходит нескольких сантиметров (пробег обратно пропорционален сечению  $\sigma_0$ , поэтому для других  $\sigma_0$  это утверждение может оказаться справедливым лишь в определенном диапазоне скоростей  $\beta$ ). Учитывая данное обстоятельство, следует ожидать, что прохождение магнитного заряда через рабочий объем детектора будет выглядеть как последовательность многократных всплесков на фоне редких случайных срабатываний оптических приемников от посторонних источников сигнала. Число срабатываний отдельного оптического канала за время  $\Delta T$  с момента срабатывания монопольного триггера будет ограничено величиной мертвого времени  $\tau$  монопольной системы. Поэтому сигнатурой сигнала “монополь” может служить большое число  $N_{\text{loc}}$  локальных триггеров от какого-либо канала в интервале мастерного времени  $\Delta T$ ,  $N_{\text{loc}} \sim \Delta T/\tau \approx 30$ . К сожалению, воплощению в жизнь этой программы препятствует тот факт, что разрядность счетчиков для подсчета числа локальных триггеров от монополя в мастерной системе телескопа НТ200 равна 4, и максимальное число событий по локальному триггеру, которое может быть сохранено электроникой в мастерном интервале времени  $\Delta T$ , составляет только  $2^4 - 1 = 15$ . Кроме того, следует учитывать возможность тех или иных неисправностей в работе отдельного канала, и поэтому с помощью одного только оптического канала нельзя строить надежный поиск столь редкого события, как появление магнитного заряда в рабочем объеме детектора. В то же время привлечение для подавления фона большого числа оптических модулей может привести к снижению эффективной площади детектора при поиске полезного сигнала. Так, например, в результате деградации оптических каналов со временем, из-за неисправностей в работе электроники или иных причин, часто возникает ситуация, когда отдельные каналы и группы каналов приходится оперативно отключать до следующих ремонтных работ, проводимых раз в год со льда оз. Байкал. Иногда в результате таких отключений работающие каналы детектора перемежаются областями с полностью отключенными каналами. Поэтому стратегия подавления фона должна основываться на выборе определенного оптимума, когда, с одной стороны, такая стратегия не была бы слишком требовательной к одновременному срабатыванию большого числа оптических каналов, и, с другой стороны, полностью исключала бы фоновые события. На рис. 6 показано число фоновых событий как функция жесткости различных критериев по-



**Рис. 4.** Эффективная площадь оптического канала в детекторе HT200 для регистрации GUT-монополя с  $\sigma_0 = 10^{-26} \text{ см}^2$  и  $\beta = 10^{-5}$ .

давления фона. В качестве меры жесткости таких критериев по оси абсцисс выбрано число локальных триггеров в мастерном сигнале для срабатывания не менее соответственно двух, трех и четырех каналов при дополнительном условии, что интервал времени между выработкой сигнала мастерной системы телескопа по сигналу “монополю” для этих каналов не превосходит времени прохождения самого медленного в нашем анализе монополя через объем установки (мы выбрали  $\beta_{\min} = 10^{-5}$  для минимальной скорости монополя и  $L \sim 100$  м для характерных размеров детектора).

Как видно из рисунка, для выбранного объема данных (примерно 100 ч работы установки) срабатывание не менее четырех каналов дает подавление фона при  $N_{\text{thresh}} \geq 5$ , для трех и более каналов  $N_{\text{thresh}}$  должно быть не менее 6, и для двух и более каналов —  $N_{\text{thresh}} \geq 8$ . При обработке данных большого объема следует выбирать  $N_{\text{thresh}}$  еще больше, чтобы избежать случайных попаданий фоновых событий. В дальнейшем в качестве критерия мы выбираем срабатывание не менее двух каналов с  $N_{\text{thresh}} \geq 14$ . Расчеты показывают, что эта стратегия является оптимальной и не приводит к ощутимому проигрышу в эффективной площади регистрации по сравнению с критериями с другими

$N_{\text{thresh}}$  и большим числом каналов. Это объясняется тем, что, как отмечалось в начале данного раздела, в отличие от случайных фоновых эффектов, сигнал от прохождения монополя обладает определенной сигнатурой, состоящей в возможности многократных срабатываний оптических каналов за время прохождения магнитного заряда через объем детектора. В то же время выбранный нами критерий не требует одновременного срабатывания большого числа различных каналов.

Подсчитаем вероятность того, что фоновое событие не будет отбраковано выбранным критерием. Как было показано в работе [1], темп счета для оптических модулей детектора HT200 описывается пуассоновским распределением. Вероятность  $P_1$  того, что оптический канал даст в течение мастерного времени  $\Delta T = 500$  мкс не менее 14 срабатываний по локальному триггеру от фоновых событий, характеризуемых максимальной частотой  $\nu = 1500$  Гц (см. разд. 2), равна

$$P_1 = \sum_{n=14}^{\infty} \frac{(\nu \Delta T)^n}{n!} \exp(-\nu \Delta T) = 1 \times 10^{-13}. \quad (4)$$

Вероятность  $P_2$  того, что затем в течение времени  $T = L/(\beta_{\min} c) = 0.0333$  с другой канал также даст

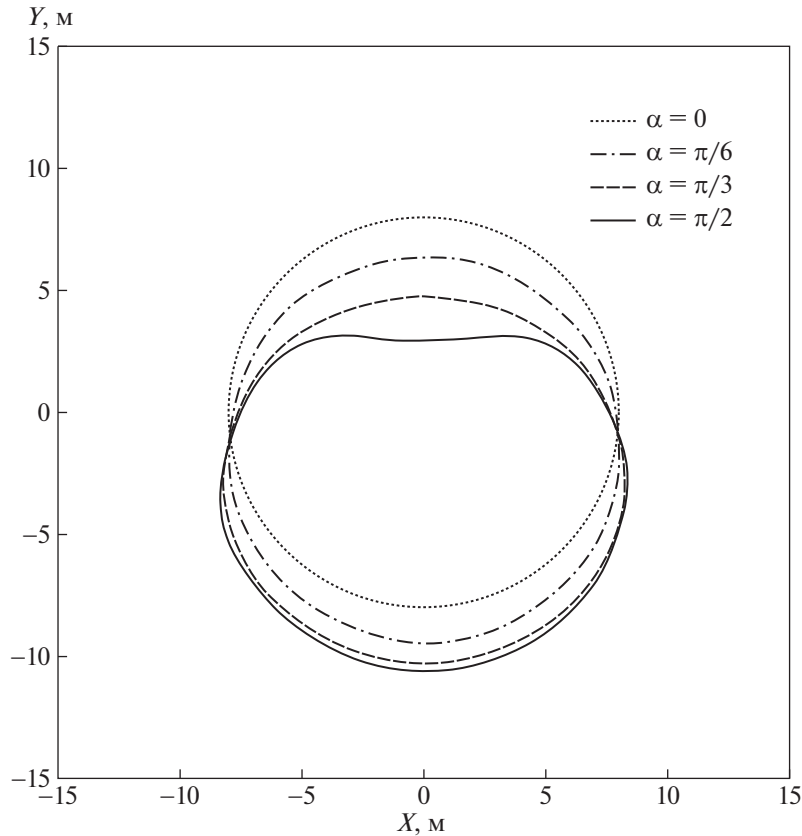


Рис. 5. Эффективная площадь оптического канала в детекторе HT200 для регистрации GUT-монополя с  $\sigma_0 = 10^{-32}$  см<sup>2</sup> и  $\beta = 10^{-5}$ .

сигнал срабатывания мастерной системы детектора в режиме “монополь”, можно найти следующим образом. За время  $T$  второй канал может выработать  $1, 2, \dots, T/\Delta T$ -мастерных триггеров. Тогда искомая вероятность будет обратной к вероятности не выдать за это время ни одного мастерного триггера:

$$P_2 = 1 - (1 - P_1)^N \approx NP_1, \quad (5)$$

где  $N \cong T/\Delta T \approx 67$ . Так как каналы равноправны, необходимо учесть, что сначала может также сработать второй канал, окончательно вероятность для срабатывания двух каналов от фонового события с учетом этого замечания может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} P_{1:2} &= P_1(NP_1) + P_1(NP_1) - P_1P_1 = \\ &= P_1P_1(2N - 1) = 1.33 \times 10^{-24}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для всего детектора полная вероятность  $P$  будет обратной по отношению к вероятности несрабатывания ни одной пары каналов

$$\begin{aligned} P &= 1 - (1 - P_{1:2})^{(N_{\text{chnl}}(N_{\text{chnl}}-1)/2)} \approx \\ &\approx P_{1:2} \frac{N_{\text{chnl}}(N_{\text{chnl}} - 1)}{2}, \end{aligned} \quad (7)$$

здесь  $N_{\text{chnl}}$  — число оптических каналов в телескопе HT200,  $N_{\text{chnl}} = 96$ . Подставляя в формулу (7) численные значения из соотношений (4)–(6), найдем окончательно  $P = 6 \times 10^{-21}$ . Если интерпретировать вероятность как отношение числа удачных исходов к полному числу испытаний  $P = k/n$ , то при данной вероятности одно пропущенное фоновое событие будет приходиться на полное число  $n = 1/P$  испытаний. Учитывая, что каждое такое испытание занимает время  $T$ , нетрудно видеть, что для заданного критерия фоновые события могут составить конкуренцию полезному сигналу только за время  $\sim T/P = 5.5 \times 10^{18}$  с  $\approx 2 \times 10^{11}$  лет.

#### 4. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛОЩАДЬ РЕГИСТРАЦИИ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПОТОК GUT-МОНОПОЛЕЙ В ДЕТЕКТОРЕ HT200

Эффективную площадь телескопа для регистрации магнитного заряда можно рассчитать так же, как это было сделано для одного оптического канала в разд. 2. Однако непосредственная реализация на практике такого расчета сопряжена со значительными вычислительными трудностями. Как видно из рис. 3 и 4, расстояние, на котором

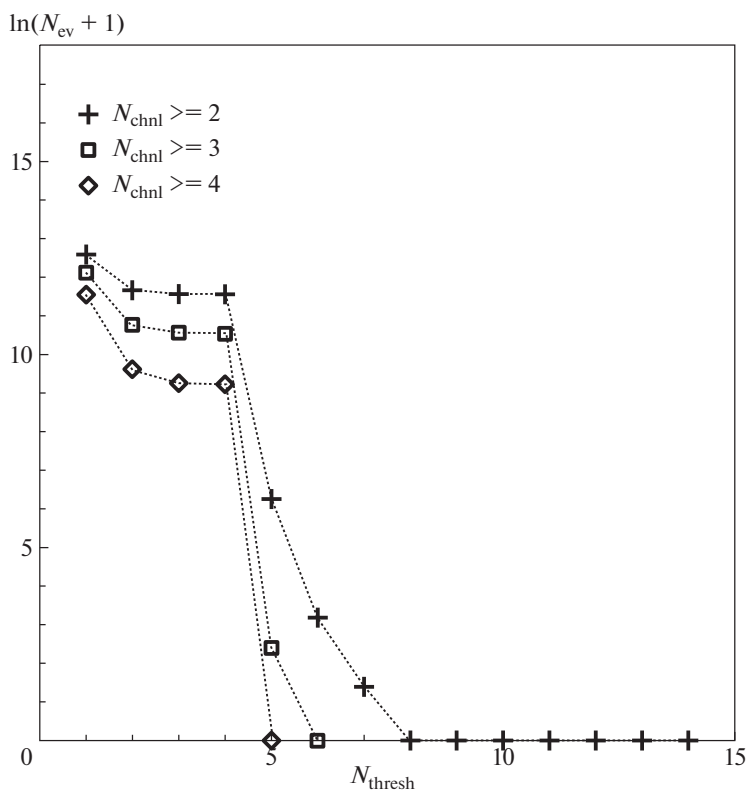


Рис. 6. Число фоновых событий как функция жесткости различных критериев подавления фона.

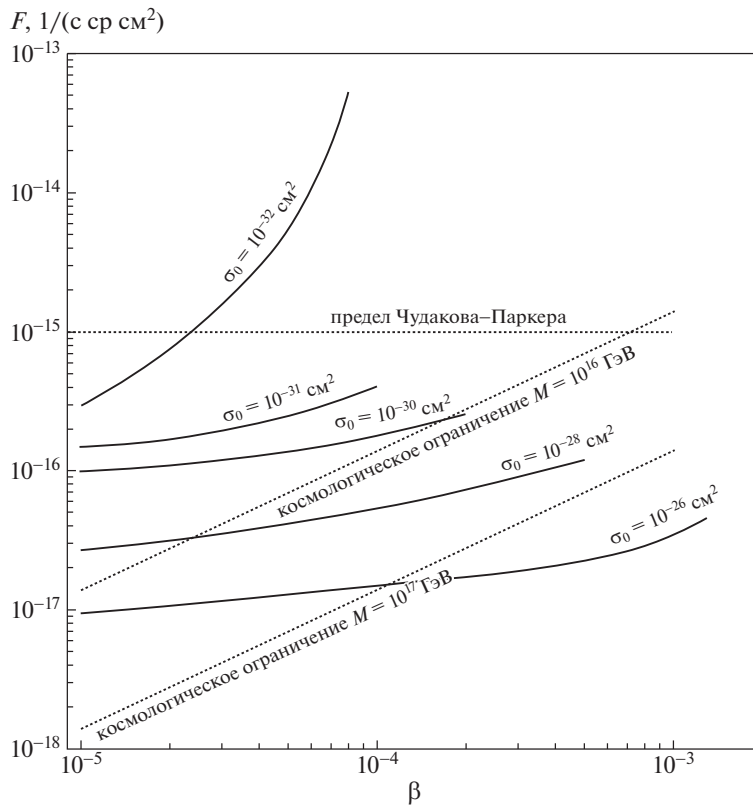


Рис. 7. Ограничения на поток GUT-монополей. Кривые: сплошные — результат настоящей работы для 90% доверительного уровня, штриховые — теоретические ограничения.



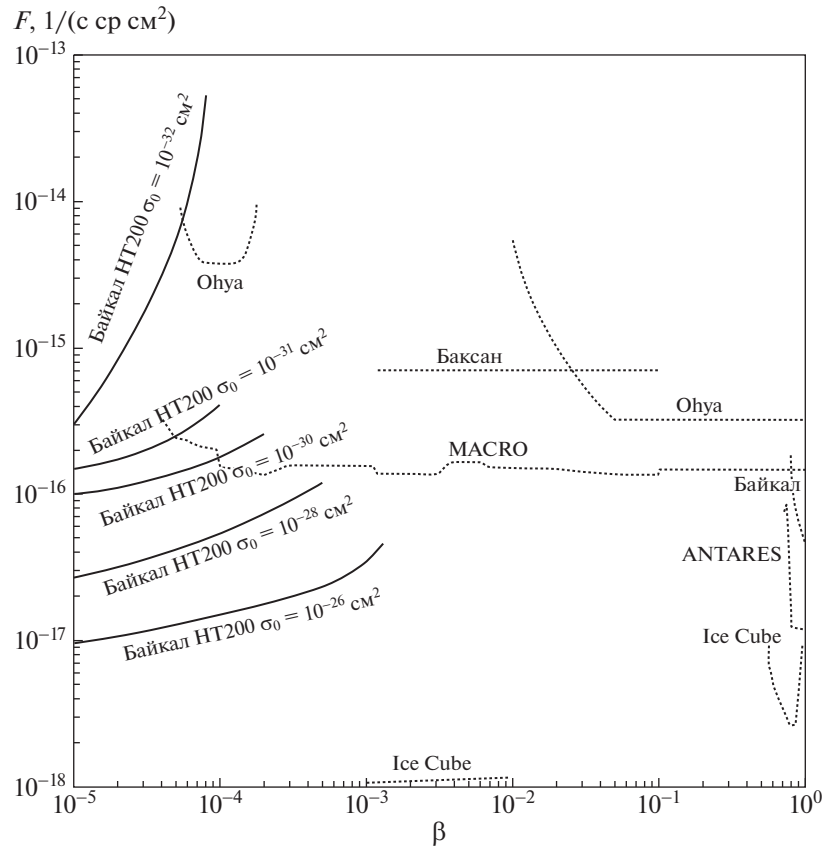


Рис. 8. Экспериментальные ограничения на поток магнитных монополей для 90% доверительного уровня.

GUT-монополю будет виден телескопом, достигает 140 м, а длина пробега монополя между актами катализа барионного распада может составлять  $10^{-4}$  см. Поэтому, например, при расчете методом Монте-Карло вклада в эффективную площадь только одной такой траектории необходимо учесть  $\sim (140 + 68 + 140)/10^{-6} = 3.5 \times 10^8$  актов взаимодействия монополя с нуклонами воды и затем многократно повторить расчет для набора необходимой статистики. Далее, такой же расчет нужно выполнить для других возможных траекторий, скоростей и сечений. Кроме того, нужно учесть, что конфигурация телескопа может меняться от одного сеанса накопления данных к другому и поэтому все расчеты нужно проводить заново для каждой конфигурации детектора. Практика показывает, что затраты на такой расчет даже для самых быстрых современных компьютеров значительно превосходят время накопления данных в телескопе, поэтому для расчета эффективной площади детектора мы используем более простой приближенный метод. Точный расчет показывает, что погрешность такого метода не превосходит нескольких процентов. Основная идея этого метода состоит в замене оптических каналов телескопа областями, размеры которых соответствуют средним эффективным

площадям регистрации этих каналов, см. рис. 4 и 5. Для заданного направления монополя эффективная площадь установки может быть получена как проекция на нормальную плоскость средних площадей регистрации отдельных каналов. При этом заданному критерию отбора (срабатывание заданное число раз по крайней мере двух каналов за время прохода монополя через объем детектора) удовлетворят только области, состоящие из парных пересечений различных проекций. Сумма таких пересечений и даст эффективную площадь регистрации детектора в заданном направлении. Так как заранее нельзя ожидать какого-либо преимущественного направления для прихода магнитных зарядов в объем детектора, необходимо также провести усреднение по различным направлениям. Зная эффективную площадь установки, нетрудно получить ограничения на поток монополей.

На рис. 7 в качестве примера показаны ограничения на поток магнитных монополей, полученные из анализа примерно двухгодичного объема данных телескопа NT200. Для сравнения на рисунке также приведены астрофизические ограничения на интенсивность потока магнитных зарядов: предел Чудакова–Паркера, получаемый из условия сохранения наблюдаемой напряженности галактиче-

ских магнитных полей; и космологическое ограничение, к которому приводит очевидное требование, что плотность магнитных зарядов не может превосходить критической плотности вещества во Вселенной,  $4\pi F_{\text{mon}} M_{\text{mon}} / (c\beta) < \rho_0 = 10^{-29} \text{ г/см}^3$ .

Из рисунка видно, что полученные за два года работы установки НТ200 данные дают для ряда сечений  $\sigma_0$  и скоростей  $\beta$  гораздо более жесткие ограничения, чем указанные теоретические пределы. Мы ожидаем, что, после того как все накопленные к настоящему моменту данные детектора НТ200 и байкальских детекторов предыдущих поколений будут обработаны, приведенные на рисунке экспериментальные ограничения на поток монополей будут улучшены примерно в 10 раз.

На рис. 8 приведено сравнение результатов настоящей работы с ограничениями на поток монополей, найденными в других экспериментах, см. [17–24]. Как видно из рисунка, результаты, полученные в рамках проведенного нами в настоящей работе анализа, дают для многих областей ограничения, в несколько раз превосходящие аналогичные ограничения других экспериментов.

## 5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы описали алгоритм поиска медленного GUT-монополя в Байкальском нейтринном детекторе НТ200. Из объема данных, накопленных примерно за два года работы детектора, нами были получены ограничения на поток монополей, которые для многих значений скоростей  $\beta$  и сечений  $\sigma_0$  заметно превосходят аналогичные ограничения из других экспериментов. Мы также ожидаем, что после того, как будет завершена обработка всех имеющихся к настоящему моменту данных, мы сможем улучшить пределы на поток GUT-монополей примерно в 10 раз.

Дальнейшим расширением телескопа НТ200 является крупномасштабный детектор GVD [25, 26]. К сожалению, в настоящий момент сооружаемый детектор не укомплектован электроникой для поиска медленного GUT-монополя. Как видно из рис. 4, расстояние, на котором медленный GUT-монополю с  $\sigma_0 = 10^{-26} \text{ см}^2$  виден оптическими каналами, превосходит 100 м. Поэтому применение нового детектора с такими масштабами расстояний позволило бы существенно увеличить эффективную площадь для поиска магнитного заряда в этом диапазоне сечений, в то время как детектор НТ200 с его более компактной геометрией предоставляет уникальные возможности для поиска GUT-монополя в области меньших сечений  $\sigma_0$ . Мы также надеемся, что в будущем новая электроника для поиска GUT-монополя будет обладать гораздо меньшим мертвым временем, что позволит нам продвинуться в область больших  $\beta$ . Последнее

замечание важно в связи с тем, что, как видно из рис. 3, при  $\beta \sim 6 \times 10^{-3}$  пробег монополя между актами катализа барионного распада начинает убывать благодаря взаимодействию магнитного заряда с ядрами кислорода.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность моим коллегам: Г.В. Домогацкому, К. Шпирингу, Л.А. Кузмичеву, Ж.-А. Джилкибаеву, Р. Вишневу, Е.А. Осиповой, В.В. Айнутдинову за их интерес к работе и полезные обсуждения ее результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Б. Безруков, И. А. Белолептиков, Э. В. Бугаев, Н. М. Буднев, М. Д. Гальперин, Ж.-А. М. Джилкибаев, Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, В. Л. Зурбанов, В. Б. Кабиков, А. М. Клабуков, С. И. Климушин, Л. А. Кузьмичев, М. И. Немченко, А. И. Панфилов, Ю. В. Парфенов и др., ЯФ **52**, 86 (1990) [Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 54 (1990)].
2. I. A. Belolaptikov, L. B. Bezrukov, V. A. Borisovets, N. M. Budnev, E. V. Bugaev, A. G. Chensky, I. A. Danilchenko, J.-A. M. Djilkibaev, V. I. Dobrynin, G. V. Domogatsky, L. A. Donskykh, A. A. Doroshenko, G. N. Dudkin, V. Yu. Egorov, S. V. Fialkovsky, A. A. Garus, *et al.*, *Astropart. Phys.* **7**, 263 (1997).
3. P. A. M. Dirak, *Proc. Roy. Soc. London A* **133**, 60 (1931).
4. G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B* **79**, 276 (1974).
5. А. М. Поляков, Письма в ЖЭТФ **20**, 430 (1974).
6. V. A. Rubakov, *Rep. Prog. Phys.* **51**, 189 (1988).
7. В. А. Рубаков, Письма в ЖЭТФ **33**, 658 (1981).
8. C. G. Callan, *Phys. Rev. D* **26**, 2058 (1982).
9. V. A. Rubakov and M. S. Serebrjakov, *Nucl. Phys. B* **218**, 240 (1983).
10. J. Arafune and M. Fukugita, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1901 (1983).
11. Л. Б. Безруков, Н. М. Буднев, М. Д. Гальперин, Ж.-А. М. Джилкибаев, *Океанология* **30**, 1022 (1990).
12. Б. А. Таращанский, О. Н. Гапоненко, В. И. Добрынин, *Оптика атмосферы и океана* **7**, 1508 (1994).
13. Б. А. Таращанский, Р. Р. Миргазов, К. А. Почейкин, *Оптика атмосферы и океана* **8**, 771 (1995).
14. О. Н. Гапоненко, Р. Р. Миргазов, Б. А. Таращанский, *Оптика атмосферы и океана* **9**, 1069 (1996).
15. V. Balkanov, I. Belolaptikov, L. Bezrukov, A. Chensky, N. Budnev, I. Danilchenko, Z.-A. Dzhlkibaev, G. Domogatsky, A. Doroshenko, S. Fialkovsky, O. Gaponenko, A. Garus, T. Gress, A. Karle, A. Klabukov, A. Klimov, *et al.*, *Appl. Opt.* **38**, 6818 (1999).
16. О. Н. Гапоненко, *Оптика и спектроскопия* **128**, 627 (2020).
17. E. N. Alexeyev *et al.* (Baksan Collab.), in *Proceedings of the 21st ICRC, Adelaide, 1990*, Vol. 10, p. 83.

18. S. Orito, H. Ichinose, S. Nakamura, K. Kuwahara, T. Doke, K. Ogura, H. Tawara, M. Imori, K. Yamamoto, H. Yamakawa, T. Suzuki, K. Anraku, M. Nozaki, M. Sasaki, and T. Yoshida, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1951 (1991).
19. The MARCO Collab. (M. Ambrosio *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **25**, 511 (2002).
20. M. Cozzi, *Phys. At. Nucl.* **70**, 118 (2007).
21. V. Aynutdinov *et al.* (BAIKAL Collab.), *Astrophys. J.* **29**, 366 (2008).
22. S. Adrián-Martínez *et al.* (ANTARES Collab.), *Astropart. Phys.* **35**, 634 (2012).
23. IceCube Collab. (M. G. Aartsen *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **76**, 133 (2016).
24. IceCube Collab. (M. G. Aartsen *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **79**, 124 (2019).
25. A. V. Avrorin, A. D. Avrorin, V. M. Aynutdinov, R. Bannasch, Z. Bardáčová, L. A. Belolaptikov, V. B. Brudanin, N. M. Budnev, A. R. Gafarov, K. V. Golubkov, N. S. Gorshkov, T. I. Gres', R. Dvornický, G. V. Domogatsky, A. A. Doroshenko, J. A. M. Dzhilkibaev, *et al.*, *Instrum. Exp. Tech.* **63**, 551 (2020).
26. А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, Р. Баннаш, И. А. Белолаптиков, В. Б. Бруданин, Н. М. Буднев, А. Р. Гафаров, К. В. Голубков, Т. И. Гресь, Ж.-А. М. Джилкибаев, Г. В. Домогатский, А. А. Дорошенко, А. Н. Дьячок, Р. Дворницкий, А. В. Загородников и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **83**, 1016 (2019) [*Bull. Russ. Akad. Sci. Phys.* **83**, 921 (2019)].

## GUT-MONOPOLE SEARCH WITH THE HELP OF NEUTRINO DETECTOR

O. N. Gaponenko<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The search of the magnetic charge predicted in the Grand Unification Theory (GUT-monopole), with the help of the Baikal neutrino detector NT200 is described. The method of registration of such unusual particle in neutrino detectors with the comparison with theoretical predictions and the results of other experiments are discussed in some details.