

ПРОИСХОЖДЕНИЕ СИГНАЛОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ 23 ФЕВРАЛЯ 1987 г. В ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ

© 2024 г. Н. Ю. Агафонова¹⁾ *, А. С. Мальгин¹⁾

Поступила в редакцию 12.11.2023 г.; после доработки 23.11.2023 г.; принята к публикации 23.11.2023 г.

Во время вспышки SN1987A 23 февраля 1987 г. четыре подземных нейтринных детектора и две гравитационные антенны в Риме и Мэриленде зарегистрировали сигналы, связанные с гравитационным коллапсом ядра звезды. Поскольку зафиксировать антеннами прямое гравитационное излучение от коллапса SN1987A невозможно, до сих пор непонятно, какие события регистрировали гравитационные антенны. В настоящей работе проведен амплитудный анализ сигналов гравитационных антенн в Риме и Мэриленде в окрестности сигналов нейтринных детекторов во время Сверхновой SN1987A. Показано, что амплитудные распределения во всех сигналах антенн согласуются с распределением флуктуирующих энергопотерь атмосферных мюонов, пересекающих антенны. Сделано заключение о мюонном происхождении сигналов, детектируемых антеннами “веберовского” типа — алюминированными цилиндрами массой 2–3 т.

DOI: 10.31857/S0044002724020088, EDN: KRICXB

1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация событий, связанных со вспышкой Сверхновой SN1987A, до сих пор вызывает споры и научные дискуссии.

Во время вспышки SN1987A работали четыре подземных детектора, способные регистрировать нейтрино от сверхновых, и две гравитационные антенны (GA). Это сцинтилляционные детекторы LSD (Mont Blanc Liquid Scintillation Detector [1, 2]) и BUST (Baksan Underground Scintillation Telescope (BUST) [3]), черенковские детекторы KND (Kamioka Nucleon Decay Experiment [4]) и IMB (Irvine-Michigan Brookhaven [5]), гравитационные антенны в Риме (GEOGRAV, ниже RGA) [6] и в Мэриленде (MGA) [7].

Детектор LSD зарегистрировал пять импульсов в 2 ч 52 мин 37 с UT 23.02.1987 почти на 5 ч раньше (в 7 ч 35 мин UT) событий, зарегистрированных в детекторах BUST (5 импульсов), KND (11 импульсов) и IMB (8 импульсов). В 7 ч 35 мин UT в LSD также зарегистрировано два импульса.

В антеннах RGA и MGA регистрируемым событием была энергия возбуждения (температура) антенны, измеряемая каждую секунду и выражаемая в кельвинах (K) [8].

При длительном поиске редких сигналов с неизвестной сигнатурой взаимодействий, образующих эти сигналы, стандартной процедурой является

исследование временных совпадений (корреляций). В случае с SN1987A были найдены совпадения событий, зарегистрированных работавшими тогда четырьмя нейтринными детекторами и двумя гравитационными антеннами. При анализе событий антенны RGA во временной окрестности ± 30 с сигнала LSD в 2 ч 52 мин 37 с UT 23.02.1987 были обнаружены события, энергия которых заметно превышала среднюю энергию возбуждения антенны [9]. Наиболее детальный анализ корреляций, который охватил диапазон 0 ч 00 мин—8 ч 00 мин UT 23.02.1987, был проведен в [10].

Поскольку почувствовать антеннами Вебера прямое гравитационное излучение от коллапса ядра звезды Sanduleak невозможно, до сих пор непонятно, какие события регистрировали гравитационные антенны RGA и MGA.

Цель настоящей работы — дать возможное объяснение сигналов в гравитационных антеннах во время вспышки Сверхновой SN1987A.

2. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ АНТЕННЫ RGA И MGA

Твердотельные резонансные антенны RGA и MGA (их характеристики приведены в табл. 1) работали при комнатной температуре в лабораторных помещениях практически на уровне моря [6, 7]. Энергия возбуждения антенны, выражаемая в кельвинах, определялась в некотором временном интервале, для RGA интервал составлял 1 с, для MGA — 0.1 с (с последующим суммированием до 1 с). Таким образом, каждое событие в антеннах

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

* E-mail: Agafonova@inr.ru

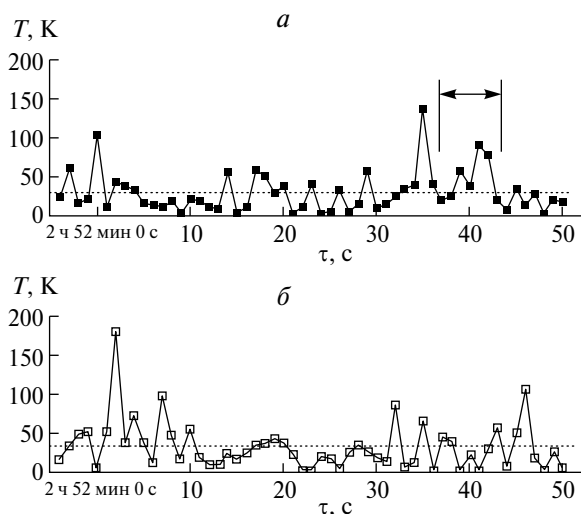


Рис. 1. События в Римском (RGA) (а) и Мэрилендском (MGA) (б) гравитационных детекторах во временной окрестности τ сигнала LSD в 2 ч 52 мин UT 23.02.1987. Вертикальными линиями на рис. а выделена область LSD-сигнала. Точечные кривые соответствуют средней температуре событий: а — $T = 29$ К; б — $T = 31$ К.

отражало ее энергетическое состояние во временном интервале 1 с. В событии присутствует практически постоянная шумовая (термодинамическая) компонента, находящаяся в равновесии с температурой помещения и шумами электроники [11].

Для улучшения отношения сигнал/шум и повышения достоверности выделяемых событий-кандидатов в эксперименте RGA использовался программный фильтр Винера–Колмогорова, в MGA — аппаратный фильтр Баттерворта (Butterworth'a). Последовательности из 55 событий, полученных на RGA и MGA в диапазоне от 2 ч 51 мин 56 с до 2 ч 52 мин 51 с UT 23.02.1987 показаны на рис. 1 (рисунок соответствует Fig. 2 из [12]). Последовательности характеризуются средней температурой $\langle T_R \rangle = 29$ К для RGA и $\langle T_M \rangle \approx 30$ К для MGA.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБЫТИЙ В RGA

Рассмотрим энергетические характеристики событий RGA, дифференциальное и интегральное амплитудные распределения которых показаны на рис. 2. В [13] было сделано утверждение об отсутствии влияния частиц атмосферных ливней на MGA (и, следовательно, на RGA). Тем не менее нельзя исключить возможность формирования амплитудных распределений, показанных на рис. 2, под действием потока атмосферных мюонов, так как в [13] исследовались совпадения между событиями в антеннах RGA (MGA) и их однократными пересечениями широкими атмосферными ливнями (ШАЛ), в то время как каждое событие в RGA (MGA) создается суммарным энергетическим возбуждением

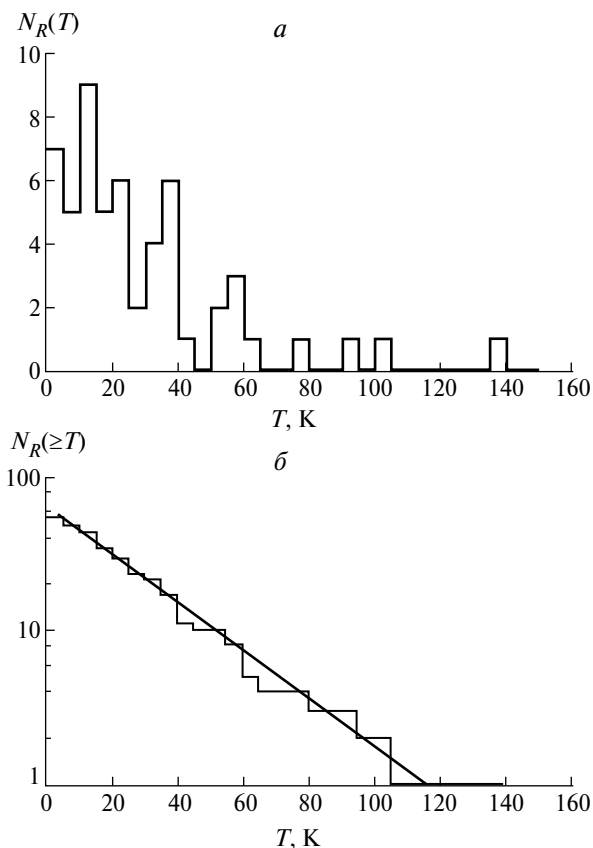


Рис. 2. Дифференциальные энергетические распределения 55 событий RGA в окрестности сигнала LSD в 2 ч 52 мин UT 23.02.1987 (гистограмма на рис. а) и его интегральный вид (б). Прямая линия на рис. б — $\exp(-T/\langle T_R \rangle)$ — соответствует $\langle T_R \rangle = 29$ К.

антенн в течение 1 с, а за это время пересечение с ШАЛ может быть многократным.

При горизонтальном расположении RGA ее за секунду в среднем пересекали 290 мюонов:

$$\begin{aligned} \bar{N}_\mu &= SI_\mu F = 1.8 \text{ м}^2 \times 130 \mu \times \\ &\times \text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \times 1.24 = 290 \mu \times \text{с}^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь S — горизонтальное сечение RGA; I_μ — полный поток мюонов на уровне моря ($\bar{E}_\mu \approx 4$ ГэВ); F — геометрический фактор, учитывающий форму RGA (цилиндр) и угловую зависимость интенсивности мюонов $I_\mu(\theta)$, пропорциональную $\cos^2\theta$.

В рамках гипотезы мюонного происхождения событий форма гистограммы на рис. 2 определяется флуктуациями полного энергетического выделения мюонов $\epsilon_\mu^{\text{tot}}$:

$$\epsilon_\mu^{\text{tot}} = N_\mu \bar{\epsilon}_\mu, \quad (2)$$

где N_μ — число мюонов, пересекающих RGA за 1 с; $\bar{\epsilon}$ — удельные энергопотери (равные энергетическим выделениям) мюонов $\text{МэВ}(\text{г см}^{-2})^{-1}$; $\bar{l}_\mu$ — средняя длина пробегов мюонов, пересекающих RGA в течение 1 с.

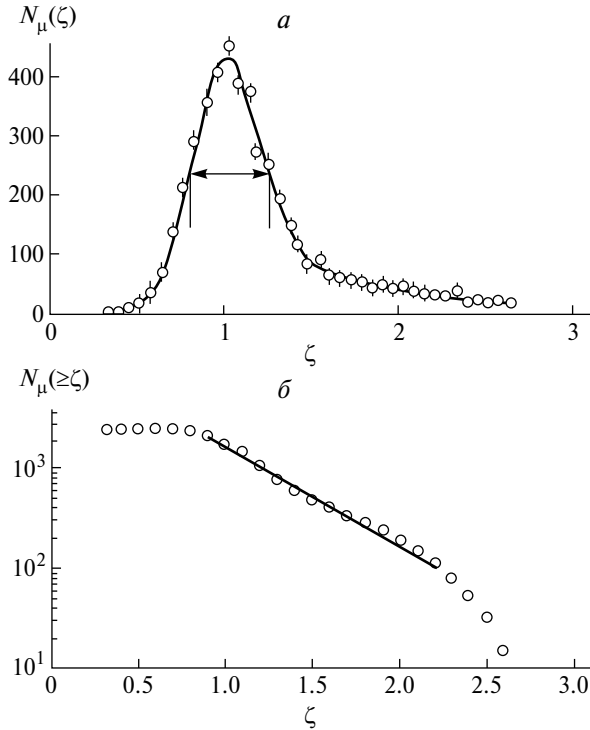


Рис. 3. Дифференциальный спектр ионизационных потерь мюонов $N_\mu(\zeta)$, измеренный на уровне моря (гистограмма на рис. а), и его интегральный вид $N_\mu(\geq \zeta)$ (б) в относительных величинах. Параметр $\zeta = \epsilon/\epsilon_{pr}$, где ϵ_{pr} — вероятная потеря энергии. Прямыми линиями на рис. а показана полуширина распределения $\Delta\zeta = \Delta\epsilon = 0.52$. Прямая линия на рис. б соответствует $\langle\zeta\rangle = 0.41$.

В терминах разрешения Δ (ширина на полувысоте) функции распределения $N(\epsilon_\mu^{\text{tot}})$ компонентами ежесекундных флуктуаций величины $\epsilon_\mu^{\text{tot}}$ являются флуктуации числа мюонов ΔN_μ , средней длины треков $\Delta \bar{l}_\mu$ и удельных энергопотерь $\Delta\epsilon$. Следовательно, флуктуации $\Delta\epsilon_\mu^{\text{tot}}$ можно представить выражением $\Delta\epsilon_\mu^{\text{tot}} = \sqrt{(\Delta N_\mu)^2 + (\Delta \bar{l}_\mu)^2 + (\Delta\epsilon)^2}$.

Флуктуации ΔN_μ при $\bar{N}_\mu = 290$ можно считать гауссовыми. В результате $\Delta N_\mu = 2.35\sigma$, где $\sigma = (\sqrt{\bar{N}_\mu})^{-1} = 0.059$, т.е. $\Delta N_\mu = 0.14$.

Пробег мюонов l_μ распределены в широком, но фиксированном диапазоне 0–3.06 м. Средняя геометрическая длина треков $\bar{L}$ в цилиндре определяется его размерами и угловым распределением мюонов. Для оценки можно принять $\bar{L} = 2RL(R+L)^{-1} = 0.55$ м ($R = 0.3$ м, $L = 3$ м). С учетом ограниченного диапазона длин l_μ при большом числе мюонов $\bar{N}_\mu = 290$ можно полагать, что флуктуации $\Delta \bar{l}_\mu$ не должны превышать флуктуаций ΔN_μ , т.е. $\Delta \bar{l}_\mu \leq \Delta N_\mu$.

Доминирующий вклад в формирование спектра энергопотерь мюонов $\Delta\epsilon_\mu^{\text{tot}}$ вносят флуктуации потерь $\Delta\epsilon$ (на уровне моря — главным образом

ионизационных). Спектр ионизационных потерь мюонов со средней энергией 4 ГэВ имеет асимметричный вид, но шире распределения потерь Ландау примерно в 2 раза. Его разрешение $\Delta\epsilon = 0.52$ (рис. 3 [14]) значительно превышает величину $\Delta N_\mu = 0.14$. В этом случае флуктуации $\Delta\epsilon_\mu^{\text{tot}}$ оказываются связанными с произведением $l_\mu\epsilon$, в котором, в соответствии с ограничением $\Delta l_\mu \leq \Delta N_\mu$, длину l_μ можно заменить на постоянное значение $\bar{L} = 55$ см. Полагая среднюю величину ионизационных потерь $\bar{\epsilon} \sim 2$ МэВ (г см^{-2})⁻¹, для RGA с плотностью $\rho_{Al} = 2.7$ г см⁻³ находим: $\bar{\epsilon}_{l\mu} = \bar{L}\rho_{Al}\bar{\epsilon} = 297$ МэВ (что близко к оценке величины $\bar{\epsilon}_{l\mu} = 324$ МэВ, полученной в [15]). В результате полные средние энергетические потери мюонов $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}$, пересекающих антенну за 1 с, составляют

$$\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}} = 290\mu \times 297 \text{ МэВ} / \mu \approx 86 \text{ ГэВ}, \quad (3)$$

а относительными флуктуациями $\Delta\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}$ полного среднего энерговыделения мюонов $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}$ можно считать флуктуации $\Delta\epsilon_{l\mu}$ ионизационных потерь одиночных мюонов в слое алюминия 55 см, которые соответствуют флуктуациям потерь $\Delta\epsilon \approx \Delta\epsilon_\mu^{\text{tot}} \approx \Delta\epsilon_{l\mu}$.

4. СВЯЗЬ СОБЫТИЙ В АНТЕННАХ С ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ МЮОНОВ

Связь событий RGA с энерговыделениями мюонов в антенне можно найти, установив сходство распределений $N_R(T)$ и $N_\mu(\zeta)$ (см. рис. 2, 3), где параметр $\zeta = \epsilon/\epsilon_{pr}$, ϵ_{pr} — вероятная потеря энергии. Будем сравнивать интегральные представления распределений с тем, чтобы минимизировать влияние низкой статистики на форму распределения $N_R(T)$. Как следует из рис. 2, величины практически всех RGA-событий (53 из 55) содержатся в интервале 0–100 К, их распределение согласуется с экспонентой $\exp(-T/\langle T_R \rangle)$ при $\langle T_R \rangle = (29 \pm 1)$ К. На интервале изменения $\Delta T = 100$ К отношение $\Delta T/\langle T_R \rangle$ уменьшается в 3.3 раза.

Интегральное распределение $N_\mu(\geq \zeta)$ имеет следующие особенности (см. рис. 3). В диапазоне $\Delta\zeta = 1.35$ (0.85–2.2) содержится основная часть (~96%) событий N_μ , при этом зависимость $N_\mu(\geq \zeta)$ от ζ на этом участке носит экспоненциальный характер с показателем $\langle\zeta\rangle = 0.41$. Наконец, отношение $\Delta\zeta/\langle\zeta\rangle$ в диапазоне $\Delta\zeta = 1.35$ падает в 3.3 раза.

Поскольку диапазону $\Delta\zeta = 1.35$ соответствует диапазон температур $\Delta T = 0$ –100 К; можно определить коэффициент $k = (\Delta T/\Delta\zeta) = 74$ К, который связывает величины $\langle\zeta\rangle$ и $\langle T_R \rangle$: $\langle T_R \rangle = \langle\zeta\rangle k = 0.41 \times 74 = 30$ К.

Таким образом, распределение $N_R(\geq T)$ согласуется с высокоэнергетической частью распределения $N_\mu(\geq \zeta)$ в области $\zeta \geq 0.85$. Величина $\zeta = 0.85$

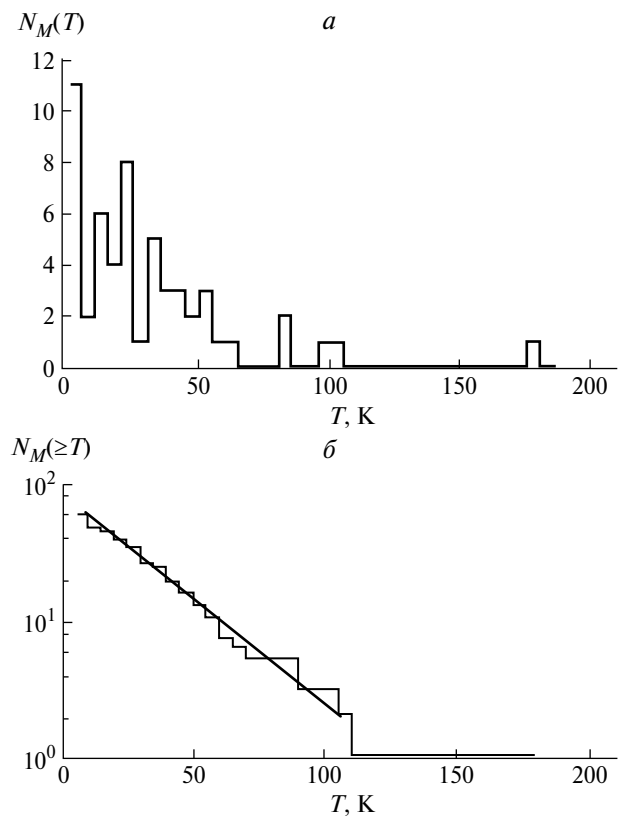


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для 55 событий MGA. На рис. 4, б — $\exp(-T/\langle T_M \rangle)$ соответствует $\langle T_M \rangle = 31$ К.

соответствует границе $T = 0$ пропускания фильтра, отсекающего низкоэнергетическую компоненту сигналов антенны, включающую в себя, наряду с наименьшими энерговыделениями мюонов, тепловой шум антенны и шумы электроники. Подавляющее число всех событий N_R на выходе фильтра связано с ионизационными потерями одиночных мюонов. Они в основном занимают область до $\xi \sim 2.2$. События более высоких энергий связаны с электромагнитным сопровождением мюонов, роль которого при регистрации гравитационного сигнала с использованием RGA была проанализирована в [15], а также с частицами ШАЛ.

Для событий Мэрилендской антенны (MGA) был выполнен такой же анализ, как и для Римской (RGA). Интегральное распределение $N_M(\geq T)$

событий MGA (рис. 4) также описывается экспонентой с $\langle T_M \rangle = (31 \pm 4)$ К ≈ 30 К $= \langle T_R \rangle$ и в результате согласуется как с распределением $N_R(\geq T)$, так и с $N_\mu(\geq \xi)$.

Равенство $\langle T_R \rangle = \langle T_M \rangle$ является следствием мюонного происхождения сигналов антенн. Это объясняется тем, что, во-первых, суммарное энерговыделение большого числа мюонов, пересекающих антенну за 1 с, пропорционально массе антенны независимо от ее размеров и ориентации в пространстве и, во-вторых, что теплоемкость антенны также пропорциональна ее массе. Следовательно, при равенстве характеристик потока мюонов (RGA и MGA находились практически на одинаковой высоте над уровнем моря (табл. 1)) антенны, состоящие из одного и того же материала, должны иметь одинаковые температурные характеристики, связанные с энерговыделением мюонов.

Такое соответствие распределения $N_R(\geq T)$ распределению ионизационных потерь мюонов в веществе RGA при идентичности законов распределений $N_M(\geq T)$ и $N_R(\geq T)$ говорит о мюонном происхождении всех событий RGA и MGA как в рассмотренном интервале 55 с, так и за все время сигнала обоих детекторов в окрестности 2 ч 52 мин UT 23.02.87.

5. ВЛИЯНИЕ МЮОНОВ И ВНЕШНЕЙ РАДИОАКТИВНОСТИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТАТУС ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ

Оценим вклад энергопотерь мюонов в энергетическую характеристику гравитационной антенны — ее температуру, измеряемую каждую секунду. Как было определено нами выше, полные средние энергетические потери мюонов $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}$, пересекающих антенну за 1 с, составляют величину $\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}} \approx 86$ ГэВ.

Вклад $T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}})$ (в К) в энергетическое состояние антенны, работающей при комнатной температуре, определяется выражением (формула (3) из [15], в которой скорость звука в Al 5400 м/с при гелиевой температуре заменена на 6250 м с⁻¹ при комнатной температуре):

$$T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 2.06 \times 10^{-8} \left(T(\bar{\epsilon}_\mu^{\text{tot}}) \right)^2 \cos^2(\pi x/L), \tag{4}$$

$-L/2 \leq x \leq L/2$.

Таблица 1. Характеристики гравитационных антенн в RGA и MGA

Параметры	RGA	MGA
Координаты	42.0°N, 12.5°E	39.0°N, 77.0°W
Высота над уровнем моря $H_{s.l.}$, м	+40	+20
Вещество, форма	Алюминий, цилиндр $L = 3.0$ м, $D = 0.6$ м	Алюминий, цилиндр $L = 1.55$ м, $D = 1.0$ м
Масса, т	2.3	3.1
Основная собственная частота продольных колебаний, Гц	858	1660
Эффективная температура T , К	29	31

Как и в [15], для максимальной оценки вклада используем величину $x = 0$. Подставляя в выражение (4) $\bar{\varepsilon}_\mu^{\text{tot}} = 86 \text{ ГэВ}$, получаем, что $T(\bar{\varepsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 1.5 \times 10^{-4} \text{ К}$.

Радиоактивность материалов и окружающей среды также влияет на энергетический статус RGA и MGA, не имевших специальной защиты (толщину железного кольца для подвеса и стенок вакуумной камеры, в которой находилась антенна GRA, защитой считать не будем). Будем рассматривать внешнюю радиоактивность, так как собственная радиоактивность алюминиевой антенны пренебрежимо мала. Наиболее проникающей компонентой естественной радиоактивности является γ -излучение, охватывающее широкий диапазон энергий (0.1–10) МэВ. Внешней радиоактивностью для RGA и MGA будем считать, в первую очередь, γ -фон от стен помещения, железных конструкций установок, вызываемый распадами радона, выходящего в основном из грунта. Кроме этого, необходимо учитывать γ -кванты электромагнитного сопровождения, образуемого мюонами в окружающих установку конструкциях, и γ -излучение, связанное с захватом нейтронов естественной радиоактивности ядрами материалов, окружающих антенны. Наконец, внешняя радиоактивность обусловлена распадами долгоживущих изотопов, образуемых ШАЛ в этих материалах.

Поглощенная доза энергии E_a , соответствующая среднему фону радиации среды обитания, составляет $E_a \approx 0.05 \times 10^{-6} \text{ Гр ч}^{-1}$ ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж кг}^{-1} = 6.24 \times 10^{12} \text{ МэВ кг}^{-1}$). Используя эту величину, определим среднее количество энергии, выделившейся в антенне с массой $M_R = 2300 \text{ кг}$ в 1 с при полном поглощении γ -квантов:

$$E_\gamma^R = E_a M_R = 0.05 \times 10^{-6} \text{ ч}^{-1} \times \\ \times 6.24 \times 10^{12} \text{ МэВ кг}^{-1} \times \frac{2300 \text{ кг}}{3600 \text{ с}} = 200 \text{ ГэВ с}^{-1}.$$

Подставляя эту величину в (4), находим

$$T(E_\gamma^R) = 2.06 \times 10^{-8} (E_\gamma^R)^2 = 8.2 \times 10^{-4} \text{ К}.$$

Из сравнения величин $T(\bar{\varepsilon}_\mu^{\text{tot}}) = 1.5 \times 10^{-4} \text{ К}$ и $T(E_\gamma^R)$ следует, что флуктуации температуры $T(\bar{\varepsilon}_\mu^{\text{tot}})$ происходят на фоне практически постоянной составляющей $T(E_\gamma^R)$, более чем в 5.5 раз (с учетом аппаратных шумов) превышающей $T(\bar{\varepsilon}_\mu^{\text{tot}})$. Эту составляющую и подавляют фильтры гравитационных антенн RGA и MGA.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сделана попытка объяснить происхождение сигналов в гравитационных Римской и Мэрилендской антеннах во время вспышки SN1987A 23 февраля 1987 г. С этой целью рассчитано полное

энерговыведение в антенне, определено количество мюонов, которые должны были пересечь каждую из антенн за 1 с, и проанализирована форма энергетических распределений. Показано, что амплитудные распределения всех сигналов для обеих антенн согласуются с распределением флуктуирующих энергопотерь атмосферных мюонов, пересекающих антенны.

Исходя из этого анализа нами сделано заключение, что события в гравитационных антеннах RGA, MGA вызваны мюонами от распадов пионов и каонов.

Существуют гипотезы, объясняющие вариации темпа распадов в связи, в том числе и с вариациями гравитационного поля [16–21].

О наблюдении нестатистических вариаций интенсивности радиоактивных распадов сообщалось неоднократно, из недавних публикаций [16–20, 22]. Одним из первых достоверных указаний на возможность вариаций распадов (сезонных) было получено в эксперименте по определению периода полураспада ^{32}Si в 1982–1985 гг. [21]. Механизм вариаций не установлен до сих пор.

В [23] в данных эксперимента по точному измерению времени β -распада изотопа ^{32}Si ($T_{1/2} \sim 172 \text{ г}$) была обнаружена корреляция темпа распадов ядер ^{32}Si и ^{36}Cl . Корреляция наблюдалась в течение $\sim 7 \text{ ч}$ в окрестности сигнала от события GW170817 — слияния двух нейтронных звезд [24, 25], что свидетельствует о влиянии гравитационных волн на вероятность радиоактивных распадов. Однако возможность прямого воздействия гравитационных волн на нейтринные детекторы и RGA, MGA за время SN1987A нужно исключить.

Можно предположить, что изменение гравитационного поля за время SN1987A может повлиять на распады пионов и каонов, т.е. на число мюонов, пересекающих гравитационные антенны. Этот же эффект может быть источником найденных в [10] корреляций в детекторах KND–LSD–RGA–MGA. В [26] показано, что форма сигнала по точному измерению времени β -распада Si и Cl неожиданно подобна форме сигнала от SN1987A в детекторах KND–LSD–RGA–MGA. Такое подобие доказывает, что наблюдаемые корреляции сигналов связаны с радиоактивными распадами ядер и частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Л. Дадыкин, Г. Т. Зацепин, В. Б. Корчагин, П. В. Корчагин, А. С. Мальгин, О. Г. Рязская, В. Г. Рясный, В. П. Талочкин, Ф. Ф. Хальчуков, В. Ф. Якушев, М. Альетта, Дж. Бадино, Дж. Болонья, К. Кастаньоли, Ф. Кастеллина, В. Фульджоне и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 464 (1987) [V. L. Dadykin, G. T. Zatsepin, V. B. Korchagin, P. V. Korchagin, A. S. Mal'gin, O. G. Ryazhskaya, V. G. Ryasnyi, V. P. Talochkin, F. F. Khal'chukov,

- V. F. Yakushev, M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, W. Fulgione, *et al.*, JETP Lett. **45**, 593 (1987)].
2. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, V. L. Dadykin, W. Fulgione, P. Galeotti, F. F. Kalchukov, B. Kortchaguin, P. V. Kortchaguin, A. S. Malguin, V. G. Ryassny, O. G. Ryazhskaya, O. Saavedra, V. P. Talochkin, *et al.*, Europhys. Lett. **3**, 1315 (1987).
3. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко, И. В. Кривошейна, Письма в ЖЭТФ **45**, 461 (1987) [E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, and I. V. Krivosheina, JETP Lett. **45**, 589 (1987)].
4. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshihara, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1490 (1987).
5. R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, A. Cicio, R. Claus, B. Cortez, M. Crouch, S. T. Dye, S. Errede, G. W. Foster, W. Gajewski, K. S. Ganezer, M. Goldhaber, T. J. Haines, T. W. Jones, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1494 (1987).
6. T. Bronzini, S. Frasca, G. Pizzella, G. V. Pallottino, and G. Vannaroni, Nuovo Cimento C **8**, 300 (1985).
7. J. Weber, Phys. Rev. Lett. **22**, 1320 (1969).
8. E. Amaldi, P. Bonifazi, M. G. Castellano, E. Coccia, C. Cosmelli, S. Frasca, M. Gabellieri, I. Modena, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, F. Ricci, and G. Vannaroni, Europhys. Lett. **3**, 1325 (1987).
9. M. Aglietta, A. Castellina, W. Fulgione, G. Trinchero, S. Vernetto, C. Castagnoli, P. Galeotti, O. Saavedra, E. Amaldi, S. Frasca, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, F. Ricci, P. Astone, C. Cosmelli, *et al.*, Nuovo Cimento C **14**, 171 (1991).
10. P. Galeotti and G. Pizzella, Eur. Phys. J. C **76**, 426 (2016); arXiv: 1603.05076 [physics.gen-ph].
11. P. Bonifazi, V. Ferrari, S. Frasca, G. V. Pallottino, and G. Pizzella, Nuovo Cimento C **1**, 465 (1978).
12. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, W. Fulgione, P. Galeotti, O. Saavedra, G. Trinchero, S. Vernetto, E. Amaldi, C. Cosmelli, S. Frasca, G. V. Pallottino, G. Pizzella, P. Rapagnani, *et al.*, Nuovo Cimento C **12**, 75 (1989).
13. D. H. Ezrow, N. S. Wall, J. Weber, and G. B. Yodh, Phys. Rev. Lett. **24**, 945 (1970).
14. В. С. Мурзин, Введение в физику космических лучей (Москва, Атомиздат, 1979).
15. E. Amaldi and G. Pizzella, Nuovo Cimento C **9**, 612 (1986).
16. D. Javorsek II, P. A. Sturrock, R. N. Lasenby, A. N. Lasenby, J. B. Buncher, E. Fischbach, J. T. Gruenwald, A. W. Hoft, T. J. Horan, J. H. Jenkins, J. L. Kerford, R. H. Lee, A. Longman, J. J. Mattes, B. L. Morreale, D. B. Morris, *et al.*, Astropart. Phys. **34**, 173 (2010); arXiv: 1007.0924 [nucl-ex].
17. J. H. Jenkins and E. Fischbach, Astropart. Phys. **31**, 407 (2009).
18. J. H. Jenkins, D. W. Mundy, and E. Fischbach, Nucl. Instrum. Methods A **620**, 332 (2010).
19. A. Parkhomov, J. Mod. Phys. **2**, 1310 (2011).
20. T. Mohsinally, S. Fancher, M. Czerny, E. Fischbach, J. T. Gruenwald, J. Heim, J. H. Jenkins, J. Nistor, and D. O'Keefe, Astropart. Phys. **75**, 29 (2016).
21. D. E. Alburger, G. Harbottle, and E. F. Norton, Earth Planet. Sci. Lett. **78**, 168 (1986).
22. E. D. Falkenberg, Apeiron **8**, 32 (2001).
23. E. Fischbach, V. E. Barnes, N. Cinko, J. Heim, H. B. Kaplan, D. E. Krause, J. R. Leeman, S. A. Mathews, M. J. Muetherthies, D. Neff, and M. Pattermann, Astropart. Phys. **103**, 1 (2018); arXiv: 1801.03585.
24. B. P. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 161101 (2017).
25. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Afrough, B. Agarwal, M. Agathos, K. Agatsuma, N. Aggarwal, *et al.*, Astrophys. J. Lett. **848**, L12 (2017).
26. N. Agafonova, A. Malgin, and E. Fischbach; arXiv: 2107.00265 [nucl-ex].

ORIGIN OF THE SIGNALS REGISTERED ON FEBRUARY 23, 1987 IN GRAVITY ANTENNAS

© 2024 N. Yu. Agafonova¹⁾, A. S. Malgin¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

During the SN1987A outburst on February 23, 1987, four underground neutrino detectors and two gravitational antennas in Rome and Maryland detected signals associated with the gravitational collapse of the star's core. Since it is impossible to detect direct gravitational radiation from the collapse of SN1987A with antennas, it is still not clear what events were recorded by gravitational antennas. In this work, an amplitude analysis of the signals from gravitational antennas in Rome and Maryland in the vicinity of the signals from neutrino detectors during Supernova SN1987A was carried out. It is shown that the amplitude distributions in all antenna signals are consistent with the distribution of fluctuating energy losses of atmospheric muons crossing the antennas. A conclusion has been made about the muon origin of signals detected by "Weber" type antennas — aluminized cylinders with a mass of 2–3 tons.