

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Грозовые нейтроны

Л.П. Бабич

С целью оценки современного состояния исследований грозовых ядерных реакций выполнен обзор наблюдений усиления потока нейтронов в грозовых облаках и во времена гроз, которое связывается с фото-ядерными реакциями за счёт тормозного излучения лавин убегающих электронов высоких энергий, способных развиваться в грозовом электрическом поле. Отмечается трудность селекции грозовых нейтронов, обусловленная тем, что детекторы оказываются в смешанном поле различных излучений, включающем не только нейтроны, но и первичные электроны высоких энергий и их тормозное излучение. Особое внимание уделяется открытию в грозовом облаке и на поверхности Земли во время грозы линии аннигиляции позитрона и электрона с энергией фотонов 0,511 МэВ, являющейся достоверным свидетельством генерации нейтронов в грозовой атмосфере и фотоядерного происхождения грозовых нейтронов. Обсуждаются следствия этого открытия.

**Ключевые слова:** грозовая атмосфера, электроны высоких энергий, тормозное гамма-излучение, ядерные реакции, нейтроны, позитроны, аннигиляция

PACS numbers: 24.60.Lz, 25.20. – x, 92.60.Pw

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.12.038501>

## Содержание

1. Введение (1044).
2. Наблюдения усиления потока нейтронов в грозовых облаках и во времена гроз (1046).
  - 2.1. Регистрация газоразрядными детекторами.
  - 2.2. Регистрация сцинтилляционными детекторами.
3. Элементарный процесс, отвечающий за генерацию грозовых нейтронов (1053).
  - 3.1. Процессы с участием электронов высоких энергий и их тормозного излучения.
  - 3.2. Ядерный синтез?
  - 3.3. Наблюдения производства нейтронов лабораторными разрядами в открытой атмосфере.
4. Трудность интерпретации наблюдательных данных по грозовым нейтронам (1057).
5. Грозовые позитроны. Линия  $e^+e^-$ -аннигиляции как свидетельство грозовых нейтронов (1058).
  - 5.1. Наблюдения грозовых позитронов в высокогорных условиях.
  - 5.2. Регистрация грозовой линии  $e^+e^-$ -аннигиляции в ближнем космосе.
  - 5.3. Регистрация грозовой линии  $e^+e^-$ -аннигиляции в грозовом облаке.
  - 5.4. Регистрация грозовой линии  $e^+e^-$ -аннигиляции на уровне моря.
6. Следствия открытия грозовой линии аннигиляции электронов и позитронов (1065).
7. Заключение (1065).

## Список литературы (1067).

Л.П. Бабич. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, просп. Мира 37, 607188 Саров, Нижегородская область, Российская Федерация  
E-mail: leonid.babich52@gmail.com, babich@elph.vniief.ru

Статья поступила 25 июня 2018 г.,  
после доработки 10 декабря 2018 г.

*"Новое — это хорошо забытое старое".  
Любимая поговорка Л.В. Тарасовой (ВНИИЭФ),  
впервые зарегистрировавшей убегающие  
электроны высоких энергий и  
их тормозное излучение в электрических  
разрядах в открытой атмосфере [1, 2].*

## 1. Введение

Проблема грозовых нейтронов относится к довольно новой, но имеющей почти вековую историю области геофизики — атмосферному электричеству высоких энергий. Новой, если судить по начавшемуся в 1980-х годах, медленному в 1990-х годах и быстрому в новом тысячелетии росту числа публикаций результатов экспериментальных и теоретических исследований высокоэнергетических процессов и явлений в грозовой атмосфере. Однако начало исследованиям в области атмосферного электричества высоких энергий положено в конце первой четверти XX в. публикацией двух гипотез шотландским физиком и метеорологом Чарльзом Вильсоном [3]. Широко известная сейчас гипотеза об ускорении ("убегании" [4]) электронов до высоких энергий в электрических полях грозовых облаков доказана непосредственными наблюдениями ускоренных электронов и их тормозного излучения в рентгеновском и гамма-диапазонах [5–49]. Обнаружены два вида эмиссии, различающиеся продолжительностью. Во-первых, грозы производят интенсивные вспышки гамма-излучения длительностью до 1 мс с энергиями фотонов до 100 МэВ [39]. Эти события, неожиданно обнаруженные в ближнем космосе Фишманом и др. [7] во время выполнения эксперимента по исследованию вспышек и транзитных источников (Burst and Transient Source Experiment) с борта Комптоновской гамма-лучевой обсерватории



**Рис. 1.** Схема убегания электронов в воздухе [52, 53]. Сплошная кривая — зависимость электронной силы трения в атмосфере при нормальных условиях от энергии электрона, штриховая линия — электрическая сила,  $\varepsilon_{th}$  — энергетический порог убегания.

(Compton Gamma-Ray Observatory) в начале 1990-х годов, сейчас известны как земные вспышки гамма-излучения (Terrestrial  $\gamma$ -ray Flashes — TGFs). TGFs коррелированы с грозами, в частности с электромагнитными импульсами (ЭМИ) разрядов молнии. Наблюдается тенденция зарождения TGFs в верхних областях грозных облаков, что подтверждается событиями TGF, ассоциированными с развивающимися вверх внутриоблачными разрядами [50, 51]. Другой вид эмиссии высоких энергий — так называемые гамма-свечения (" $\gamma$ -ray glows" [18, 19]), ассоциированные с процессами в грозных облаках, т.е. довольно продолжительные импульсы рентгеновского излучения и гамма-излучения длительностью от доли секунды до нескольких десятков минут, наблюдаются на поверхности Земли, внутри или вблизи облаков с борта самолёта и с воздушных шаров [5, 6, 8–10, 19, 22, 28–31, 33, 45].

Сущность процесса убегания электронов в однородном электрическом поле  $E$  иллюстрируется на рис. 1 [52, 53], где приведена сила трения  $F(\varepsilon)$ , действующая на электрон с энергией  $\varepsilon$  вследствие его неупругих взаимодействий (ионизация, возбуждение, радиационные потери) с молекулами воздуха. Использование непрерывной функции  $F(\varepsilon)$ , принятое в детерминистическом описании, вместо скачкообразных потерь энергии электроном в области низких энергий ( $\leq 100$  эВ), естественно, некорректно, поскольку теряемая энергия сравнима со значением энергии до взаимодействия. Кривая  $F(\varepsilon)$  характеризуется максимумом  $F_{max} \approx 27$  МэВ (м атм) $^{-1}$  в окрестности энергии  $\varepsilon_{max} \approx 150$  эВ и минимумом  $F_{min} \approx 218$  кэВ (м атм) $^{-1}$  в окрестности  $\varepsilon_{min} \approx 1$  МэВ. Убегающими являются электроны, энергия которых превосходит значение  $\varepsilon_{th}$  (см. рис. 1), называемое порогом убегания. В режиме с убегающими электронами вторичный электрон, появляющийся в результате ионизирующих столкновений первичного (убегающего) электрона, уносит малую долю энергии первичного электрона, так что последний продолжает ускоряться. Учёт рассеяния электронов в кулоновских столкновениях сдвигает положение минимума  $\varepsilon_{min}$  в область более высоких энергий, приблизительно до 5 МэВ, и увеличивает  $F_{min}$  на 25 % [49].

Ещё Мак-Карти (McCarthy) и Паркс (Parks) [54], анализируя усиления рентгеновского излучения, которые они наблюдали в первой половине 1980-х годов с борта самолёта в грозных облаках [5, 6], показали, что только ускорения первичных электронов по Вильсону недостаточно для объяснения величин зарегистрированных потоков излучения. Преодолеть это затруднение удалось после открытия нового, теоретически предсказанного Гуревичем, Милихом и Русселем-Дюпре [55], процесса, согласно которому первичные электроны высоких энергий, созданные в атмосфере космическим излучением, не только продолжают набирать энергию (убегать [4]) в поле грозного облака, но и размножаются в редких событиях ионизации с рождением вторичных убегающих электронов высоких энергий, формируя лавину релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ). В процессе Гуревича–Милиха–Русселя-Дюпре в области энергий, существенно превышающих порог  $\varepsilon_{th}$  (см. рис. 1), в ионизирующих столкновениях энергия первичного электрона делится между первичным и вторичным электронами в пропорции, при которой оба электрона оказываются убегающими.

Концепция ЛРУЭ, развивающейся в довольно слабом крупномасштабном поле грозного облака или в сильном локализованном поле лидера молнии, оказалась весьма продуктивной, и в настоящее время она лежит в основе теоретических исследований и численного моделирования высокоэнергетических процессов в грозной атмосфере. Концепция была усовершенствована включением релятивистской обратной связи, делающей возможным самоподдерживающееся развитие ЛРУЭ благодаря тому, что её собственная вторичная эмиссия (рентгеновское и гамма-излучения, позитроны) создаёт затравочные центры, из которых развивается новая серия убегающих электронов высоких энергий [48, 56, 57], подобно тому как это происходит в низкоэнергетической области в процессе развития катодо-направленного стримера, поддерживающегося ионизацией газа перед его фронтом собственным излучением с энергий фотонов выше потенциала ионизации атомарных частиц газа [58, 59]. Однако "остаётся теоретический вызов: объяснить, как в нашей атмосфере генерируется так много высокоэнергетических электронов на таких малых временных масштабах", как продолжительность TGF [19].

Менее известно предсказание Вильсона о возможности ядерных реакций в грозных облаках. Состояние физики 1920-х годов было таково, что Вильсон, развивая свою первую гипотезу, мог провести только элементарные оценки ускорения электронов в электрическом поле грозного облака [3]. Что касается ядерных реакций, то Вильсон только указал на возможность распада или синтеза ядер атмосферных компонентов. Поскольку среди дочерних продуктов ядерных реакций часто оказываются нейтроны, обнаружение усиления потока нейтронов в грозной атмосфере было бы прямым свидетельством протекания ядерных реакций. Попытки проверить первую идею Вильсона делались с начала 1930-х годов [60–68] (см. обзоры [69, 70]). Но, хотя нейтрон был открыт примерно в то же время [71], вторая идея Вильсона оставалась вне внимания научного сообщества в течение нескольких десятилетий.

Только через столетия после публикации Вильсона [3] Либби (Libby) и Лукенс (Lukens) оценили [72]

ожидаемый выход нейтронов из канала молнии в связи с возможным вкладом грозových нейтронов в производство изотопа углерода  $^{14}\text{C}$ , который был предложен для датировки [73] и в настоящее время широко используется для определения возраста археологических артефактов и произведений искусства. Поскольку естественная вода помимо обычных молекул  $\text{H}_2\text{O}$  содержит молекулы тяжелой воды  $\text{D}_2\text{O}$  (0,015 %) и  $\text{HDO}$  (0,03 %), в которых ядра водорода заменены ядрами дейтерия, Либби и Лукенс исходя из представления, что в каналах молнии протекают реакции ядерного синтеза ( $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$ , энергия нейтронов 2,45 МэВ), посредством масштабирования результатов лабораторных экспериментов с электрическим взрывом полиэтиленовых нитей, обогащённых дейтерием [74], оценили выход нейтронов величиной  $Y_{\text{light}} \approx 10^{16}$  на один разряд молнии в канале объёмом  $10 \text{ м}^3$  по предельно простой формуле, не учитывающей даже температуру плазм:

$$\frac{Y_{\text{light}}}{Y_{\text{disch}}} \approx \left( \frac{\rho_{\text{light}}}{\rho_{\text{disch}}} \right)^2 \frac{V_{\text{light}} \tau_{\text{light}}}{V_{\text{disch}} \tau_{\text{disch}}}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — массовая плотность,  $V$  — объём,  $\tau$  — время жизни плазмы молнии или лабораторного пинча. На самом деле авторы допустили вычислительную ошибку; оценка по формуле (1) при тех же, что и в [72] значениях входящих в неё величин, занижает  $Y_{\text{light}}$  на два порядка [69].

Флейшер (Fleisher) с соавторами [75] приводят величину выхода нейтронов из канала молнии  $Y_{\text{light}} \approx 10^{12}$ , ссылаясь на частное сообщение соавтора статьи [74] Мошера (Mosher), выполнившего более аккуратное масштабирование с использованием сильно завышенного сечения реакции  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$ , полученного в предположении десятикратного превышения температуры  $T_{\text{disch}}$  плазмы разряда в работе [74] над температурой плазмы  $T_{\text{light}}$  наиболее горячей части канала молнии. При более реальном, по мнению авторов [75], отношении  $T_{\text{disch}}/T_{\text{light}} = 10^3$  невероятно, чтобы в плазме молнии генерировалось измеримое число нейтронов. Выполнив эксперимент с целью обнаружить генерацию нейтронов разрядами в открытой атмосфере, который оказался безуспешным, и масштабируя его результаты при предположении, что предельный флюенс газоразрядных нейтронов не превышал фоновой величины, авторы [75] понизили оценку Мошера в 20 раз.

В первой попытке зарегистрировать грозových нейтроны, сделанной Флейшером в 1975 г. с использованием твердотельных ядерных трековых детекторов, не получено никаких свидетельств об увеличении числа треков во времена гроз [76]. Сообщение о результатах первых успешных наблюдений грозových нейтронов появилось только в первой половине 1980-х годов [77]. С тех пор, хотя и после существенного временного разрыва (см. [78]), публикуются сообщения о наблюдении усиления потока нейтронов в грозových облаках, в частности, во времена гроз в корреляции с ЭМИ молнии.

Написание данного обзора мотивировано растущим интересом к генерации нейтронов грозами и необходимостью оценки состояния исследований в этой области физики атмосферного электричества высоких энергий, чтобы выяснить, является ли генерация нейтронов процессом, характерным для грозовой атмосферы, и обобщать в рамках последних наблюдений фотоядерное

происхождение грозových нейтронов, предсказанное в работе [79]. С этой целью выполнен обзор наблюдений грозových нейтронов. Отмечается трудность достоверной интерпретации полученных результатов. Особое внимание уделено результатам наблюдений Дуайе (Dwyer) [19] и Иното (Enoto) [46] с коллегами, открывших грозовую гамма-линию позитронно-электронной аннигиляции ( $e^+e^-$ ), которая может являться более надёжным, чем данные прямой регистрации нейтронов, свидетельством генерации грозových нейтронов и их фотоядерного происхождения. Обсуждаются следствия этого открытия. Обзор ограничивается доступными данными наблюдений; результаты теоретического анализа и численного моделирования упоминаются при необходимости.

## 2. Наблюдения усиления потока нейтронов в грозových облаках и во времена гроз

### 2.1. Регистрация газоразрядными детекторами

После сообщения Шаха и др. [77], сделанного в 1985 г., в основном в новом тысячелетии публикуются статьи о статистически значимых событиях усиления потока атмосферных нейтронов в грозových облаках и во времена гроз в различных областях Земли [31, 33–37, 40–42, 45, 78, 80–86]. Чаще всего для регистрации нейтронов использовались нейтронные мониторы на основе борных ( $\text{BF}_3$ ) (реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha, \gamma)^7\text{Li}$ ) [31, 33, 40–42, 77, 78, 83–86] или гелиевых ( $^3\text{He}$ ) (реакция  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ ) пропорциональных счётчиков [40–42, 82]. События повышения скорости счёта, которые связываются с генерацией грозových нейтронов, регистрировались на различных широтах на уровне моря, в высокогорных условиях и в ближнем космосе (табл. 1). Некоторые из этих событий имеют миллисекундную длительность, как и TGFs, длительность других находится в области нескольких секунд или минут, подобно длительности гамма-свечений.

В эксперименте [77], в котором впервые зарегистрировано усиление потока атмосферных нейтронов в корреляции с ЭМИ молнии, измерялось время задержки прихода нейтронов на детектор относительно ЭМИ. Эксперимент выполнялся с помощью не содержащего свинец нейтронного монитора (Lead-Free Gulmarg Neutron Monitor — LFGNM) Высокогорной научно-исследовательской лаборатории (Галмарг, Кашмир, Индия). Это область Гималаев на высоте 2743 м над уровнем моря с сильной грозовой активностью (в среднем 30 ударов молнии в сутки). Монитор включает в себя 21 цилиндрический борный счётчик с полной площадью эффективной поверхности  $S_{\text{eff}} \approx 3 \text{ м}^2$ . Записывающая электроника запускалась ЭМИ молнии. Характерные времена разрядов молнии и электронной системы соотносятся следующим образом:  $\Delta t_{\text{str}} \ll \Delta t_{\text{count}} \ll \Delta t_{\text{is}} \ll \Delta t_{\text{dead}}$ , где  $\Delta t_{\text{str}}$  — длительность удара молнии,  $\Delta t_{\text{count}} = 320 \text{ мкс}$  — время счёта LFGNM,  $\Delta t_{\text{is}} \approx 40 \text{ мс}$  — типичное время между ударами молнии,  $\Delta t_{\text{dead}} = 400 \text{ мс}$  — мёртвое время LFGNM. Наблюдения выполнялись в течение трёх лет до 1985 г.; зарегистрировано 11200 ЭМИ молнии, из которых 10818 коррелированы с одним зарегистрированным нейтроном, 250 — с двумя нейтронами и 124 — с тремя и более нейтронами (табл. 2, рис. 2). Авторы [77] считают, что однеитронные события обусловлены нейтронами, созданными космическим излу-

Таблица 1. Наблюдения грозовых нейтронов

Время наблюдений	Страна, место	Высота над уровнем моря	Ассоциация	Число усиленных скорости счёта	Максимальное превышение скорости счёта	Длительность усиления	Максимальное число зарегистрированных нейтронов	Литература
	РФ	Ближний космос						[81]
2008–2009	Индия	Малое поднятие	С молнией					[78]
31.05.1998	РФ, Москва	Малое поднятие	С молнией		$180 \text{ с}^{-1}$	10–20 с		[80]
2008–2009	Сан Хосе Дос Кампос, Бразилия	610 м	С молнией		$10^5 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	< 2 мин		[82]
2009–2012	РФ, Якутск, Сибирь	94 м	С молнией	9	$2,4 \times 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	3–4 мин		[83]
Май 1980–май 1983	Индия, Галмарг, Гималаи	2743 м	С ЭМИ молнии	124			87	[77]
Май 2006–октябрь 2009				150		1,28 мс	63	[86]
С 2003 г.	Армения, Арагатц	3250 м	С грозой	100	$56 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	10 мин	$\approx 5 \times 10^3$	[33]
					$53 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	4 мин	$\approx 4 \times 10^3$	[34]
22.07.2010	Китай, Тибет	4300 м	С грозовым облаком	1		40 мин		[31]
11.06–20.08.2010	Казахстан, Тянь-Шань	3340 м	С молнией	25	$3 \times 10^4 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1} *$	$\approx 1$ мин		[40]
12.06–24.07.2013				39	$\approx 10^6 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	0,2–542 мс	500	[41, 42]
05.01.2012	Япония	Берег Японского моря	С грозовым облаком	1	$58 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$	10–20 с		[45]
03.12.2015			С молнией	1		9 мс	$1000 \text{ см}^{-2}$	[106]

\* Оценка автора настоящего обзора —  $5 \times 10^5 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$ .

Таблица 2. Время запаздывания нейтронов относительно ЭМИ молнии

Время наблюдений	Полное число нейтронных событий/полное число ЭМИ молнии	Время запаздывания, мкс	Число нейтронных событий	Максимальное число нейтронов в событии	Литература
Май 1980–май 1983	$n \geq 3$	$\approx 10–200$	78	87	[77]
		$\approx 300–10^3$	4	32	
		$\approx 10^3–10^4$	29	40	
		Около $10^5$	12	33	
Май 2006–октябрь 2009	$n \geq 3$	1–300	9	52	[86]
		$6 \times 10^3–1,5 \times 10^4$	6	63	
		$4 \times 10^5–2,3 \times 10^5$	5	19	

нием, двухнейтронные события только частично обусловлены космическим излучением, но события с тремя и более зарегистрированными нейтронами следует полностью приписывать грозам.

Чаще всего встречаются многонейтронные события с малыми временами запаздывания в диапазоне 10–50 мкс (см. рис. 2), что соответствует типичной длительности удара молнии  $\Delta t_{\text{str}} \approx 50$  мкс. Число таких событий 51 из 124. Исходя из того что нейтроны генерируются в реакциях синтеза  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  в каналах молнии, по временам запаздывания и скорости нейтронов с энергией 2,45 МэВ полный выход нейтронов оценён величиной  $0,9 \times 10^7–2 \times 10^{10}$  на один удар молнии. Времена запаз-

дывания остальных многонейтронных событий распределены в интервале между 60 мкс и  $2 \times 10^5$  мкс. Оценённые для них выходы нейтронов настолько велики, что авторы считают их несовместимыми с физическими условиями в каналах молнии и полагают, что нейтроны в этих событиях генерируются многократными ударами, составляющими одну вспышку молнии. Первый удар вспышки инициировал систему регистрации, а нейтроны генерировались последующими ударами той же или другой вспышки. Не исключалось, что многонейтронные события с аномально большими временами запаздывания обусловлены излучёнными в направлениях от монитора нейтронами, которые регистрировались толь-

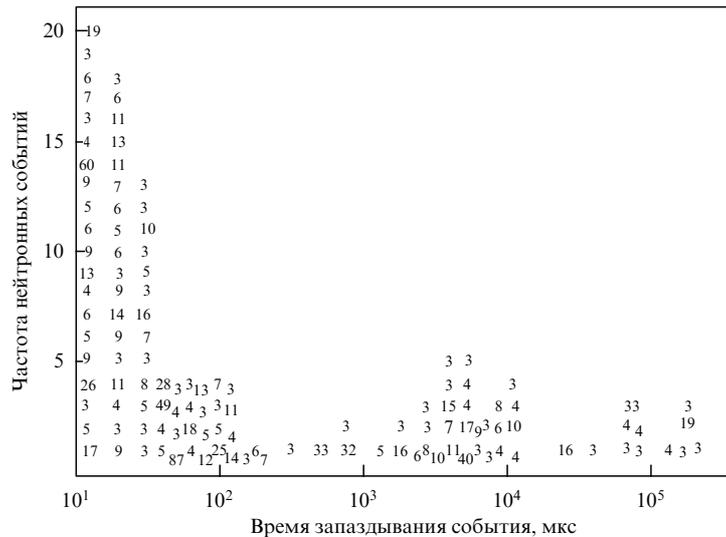


Рис. 2. Распределение времён запаздывания 124 коррелированных с ЭМИ молнии событий с тремя или более нейтронами; указаны числа составляющих событие нейтронов, зарегистрированных за время выборки 320 мкс [77].

ко после относительно долгого блуждания в процессах многократного рассеяния в веществе с существенной деградацией по энергиям. Как возможное объяснение этих событий, авторы [77] также упоминают реакции  $^{12}\text{C}(^2\text{H}, n)^{13}\text{N}$  и  $^{14}\text{N}(^2\text{H}, n)^{15}\text{O}$  в качестве источников нейтронов более низких энергий.

Для того чтобы существенно снизить неизбежное влияние нейтронов, производимых космическим излучением, Шиям (Shyam) и Кошик (Kaushik) провели поиск грозовых нейтронов на уровне моря [78]. Использовалась система регистрации нейтронов в Мумбаи (Mumbai) (Индия), включающая в себя 16 цилиндрических борных счётчиков, окружённых полиэтиленовым замедлителем. Наблюдалось сильное повышение скорости счёта во время вспышек молнии: 57,5 отсчётов за 100 мкс против 26,5 отсчётов при ясной погоде. Исходя из расстояния до расположенной вблизи места наблюдений высокой дымовой трубы с громоотводом, которая притягивала удары молнии, авторы [78] оценили максимальное число грозовых нейтронов величиной  $1,4 \times 10^9$  на удар. Предполагалось, что нейтроны генерировались той же реакцией  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$  в коллективном ускорении или ускорении ионов дейтерия в каналах молнии до высоких энергий, необходимых для эффективного ядерного синтеза.

Кужевский [80] также исходя из представления о том, что грозовые нейтроны рождаются в реакции синтеза  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$  в каналах молнии, оценивает число нейтронов в импульсной короне молнии величиной  $10^9 - 10^{10}$  на один удар, что на несколько порядков величины меньше оценки Либби и Лукенса [72] даже с поправкой Мошера, цитируемой в статье [75], но согласуется с оценкой Шияма и Кошика [78]. Кужевский сообщает [80] о событиях с повышенной скоростью счёта детектора нейтронов Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, неоднократно наблюдавшихся во времена гроз. В частности, 31 мая 1998 г. были зарегистрированы два события продолжительностью  $\approx 10 - 20$  с с повышением скорости счёта до величины, приблизительно равной  $180 \text{ с}^{-1}$  относительно уровня фона, которые состояли из ряда более коротких импульсов.

Авторы статьи [81] полагают, что грозы отвечали за высокие потоки нейтронов, которые они зарегистрировали приборами с эффективными площадями 30 и 100 см<sup>2</sup> на борту спутника "Колибри-2000" с орбитой на высоте 350 км. Хотя числа нейтронов, достигающих высот орбит спутников, от высотных источников фотонов превышают числа нейтронов от источников на низких высотах, достигающих поверхности Земли, флюенс нейтронов от высотных источников сильно уменьшается из-за пространственной дисперсии. Согласно результатам численного моделирования, выполненного Карлсоном с коллегами [87], грозы не могли отвечать за высокие потоки нейтронов, о которых сообщается в [81]. Действительно, в статье [87] на основании вычисленного значения  $10^{12}$  фотоядерных нейтронов на одну вспышку TGF численным моделированием их транспорта в ближний космос получен флюенс нейтронов  $\Phi_n \approx 10^{-5} \text{ см}^{-2}$  на высоте 350 км для направленного вверх источника фотонов, расположенного на высотах 15–20 км под спутником "Колибри-2000", соответствующих данным наблюдений TGFs с борта спутников [88, 89]. Это значение  $\Phi_n$  слишком мало для регистрации приборами с указанными выше площадями; поэтому в [87] выражаются серьёзные сомнения в том, что отклики детекторов "Колибри-2000" [81] были обусловлены грозовыми нейтронами. Увеличение числа фотоядерных нейтронов в источнике на несколько порядков величины не устраняет сомнений.

Мартин (Martin) и Альвес (Alves) [82] наблюдали атмосферные нейтроны с помощью цилиндрического гелиевого счётчика с эффективной площадью 70 см<sup>2</sup>, в котором отсутствовали как свинцовый продюсер, так и замедлитель нейтронов. Наблюдения велись с октября 2008 г. по август 2009 г. в городе Сан-Хосе-дос-Кампос (São José dos Campos) (Бразилия) на высоте 610 м над уровнем моря. Во время грозы 9 января 2009 г. была зарегистрирована вспышка нейтронов со скоростью счёта  $690 \text{ мин}^{-1}$ , что в 1000 раз выше средней скорости счёта нейтронов до этого события. Продолжительность события менее 2 мин.

Группой Чилингаряна [33–37] выполняются наблюдения космических лучей в Арагацском центре космиче-

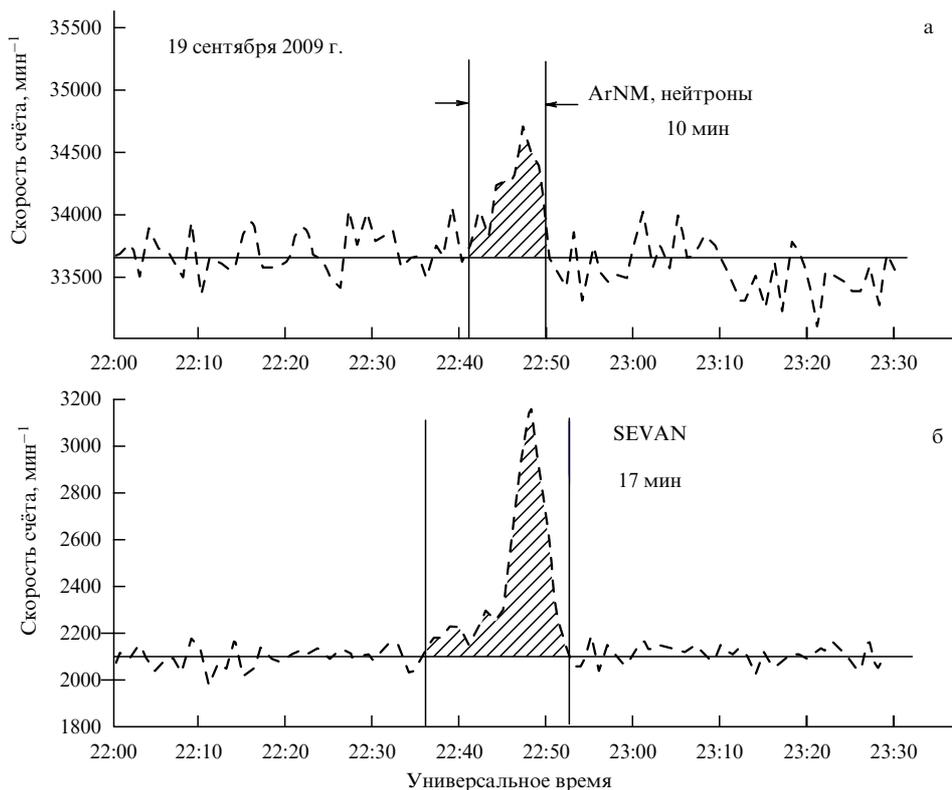


Рис. 3. Поминутный счёт частиц детекторами ArNM и SEVAN на ArSEC; заштрихована область дополнительного счёта в событии 19 сентября 2009 г. [33].

ской погоды (Aragats Space Environmental Center — ArSEC) (Армения) на высоте 3250 м над уровнем моря. Одновременно проводятся измерения гамма-излучения, нейтральных и заряженных частиц детекторами SEVAN (Space Environmental Viewing and Analysis Network) и ASNT (Aragats Solar Neutron Telescope). Дополнительно ведутся измерения нейтронов монитором ArNM (Aragats Neutron Monitor) типа NM64, включающим в себя 18 борных счётчиков с эффективной площадью 18 м<sup>2</sup>, расположенных под слоем свинца толщиной 5 см (поглотителем гамма-излучения) и слоем полиэтилена толщиной 10 см (замедлителем нейтронов). Авторы отмечают как отличительную особенность 18NM64 его пониженную чувствительность к лептонам. Впервые во времена грозовой активности одновременно были измерены общие потоки высокоэнергетических электронов, мюонов, гамма-излучения и нейтронов. В частности, почти 100 событий повышенной скорости счёта электронов, гамма-излучения и нейтронов, ассоциированных с грозами, наблюдались в течение 2003–2009 гг., включая 50 событий в минимуме солнечной активности в 2007–2009 гг., которые, следовательно, по мнению авторов, имеют грозовое происхождение. Так, 19 сентября 2009 г., когда грозовые облака находились на высотах 100–200 м над ArSEC, зарегистрировано большое повышение скорости счёта монитора ArNM [33]. Разряд молнии, сопровождаемый осадками, наблюдался за полчаса до этого события. Зарегистрировано значительное превышение скорости счёта ArNM над фоном (максимальное превышение 56 м<sup>-2</sup> мин<sup>-1</sup> с числом нейтронов  $\approx 5 \times 10^3$ ) продолжительностью 10 мин, что на 7 мин меньше длительности повышения гамма-излучения (рис. 3).

Авторы [33] отмечают, что межпланетное магнитное поле было очень устойчивым 19 сентября 2009 г., так что отсутствовал дополнительный поток космических лучей, который мог бы отвечать за усиление счёта монитора ArNM, следовательно, пик в одноминутной временной серии, зарегистрированной ArNM, доказывает, что наблюдалось усиление потока нейтронов в ArNM, несмотря на то что оно ( $5,1\sigma$ ) не является столь существенным, как регистрация нейтральных частиц детекторами ASNT ( $63\sigma$ ) и SEVAN ( $23\sigma$ ). В этом событии электроны и гамма-фотоны высоких энергий регистрировались одновременно с нейтронами; соответствующие абсолютные спектры (число частиц на 1 м<sup>2</sup> в 1 мин) электронов  $3,06 \times 10^5 \exp(-0,18\varepsilon)$  и  $\gamma$ -излучения  $8,57 \times 10^6 \varepsilon^{-2,83}$  на датчиках или на крыше здания, где расположены датчики, показаны на рис. 4. Спектры восстановлены по измеренным спектральным распределениям энергии, поглощённой в детекторах. Абсолютные спектры получены многократным решением прямой задачи с использованием аналитических формул (степенной, показательной или степенной с обрезанием) для спектра гамма-излучения ЛРУЭ.

Наблюдение одновременного с нейтронами усиления потоков электронов и гамма-фотонов с энергиями выше порога фотоядерных реакций  $\varepsilon_{th, N} = 10,55$  МэВ в воздухе рассматривается как однозначное подтверждение фотоядерного механизма генерации нейтронов и демонстрация того, что в атмосфере вблизи ArSEC развивалась ЛРУЭ. Чтобы окончательно доказать генерацию нейтронов, авторы [33], используя традиционный подход в статистическом анализе временных серий, сформировали трёхминутный временной ряд, трижды последова-

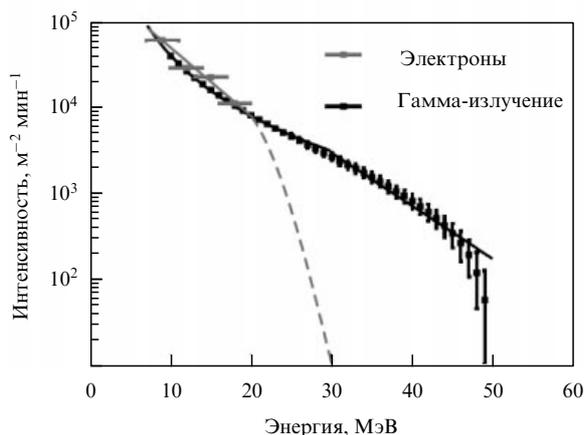


Рис. 4. Спектры электронов и гамма-излучения в событии 19 сентября 2009 г. на ArSEC [33].

тельно суммируя счёт первичной одноминутной серии. В результате значимость трёхминутного нейтронного пика была увеличена приблизительно до  $7,8\sigma$ . Оценённая вероятность случайного получения пика в трёхминутной серии ничтожно мала: близка к  $10^{-14}$ . Авторы [33] окончательно заключают, что в событии 19 сентября 2009 г. монитором AgNM зарегистрированы фотоядерные нейтроны грозового происхождения, источник которых находился в атмосфере.

Цучия (Tsuchiya) с соавторами [31] сообщают результаты наблюдений, которые велись Солнечным нейтронным телескопом (Solar Neutron Telescope — SNT) и нейтронным монитором YBJNM (Yangbajing Neutron Monitor), установленными на высоте 4300 м над уровнем моря в Обсерватории космических лучей (Янбацзин (Yangbajing), Тибет, Китай). YBJNM состоит из 28 мониторов типа NM64. Каждый борный счётчик монитора является трубой длиной 190,8 см и радиусом 7,4 см, окружённой плитами полиэтилена толщиной 7,5 см и свинцовыми блоками со средней толщиной 120 г см<sup>-2</sup>. Дополнительно для замедления нейтронов каждый счётчик монитора помещался в полиэтиленовую трубу толщиной 2 см. Площадь YBJNM 32 м<sup>2</sup> является наибольшей среди международных нейтронных мониторов. Вычисленная эффективность монитора YBJNM регистрации нейтронов на порядок величины выше эффективности для других проникающих излучений:  $\gamma$ -лучей, электронов и позитронов (рис. 5).

Во время дождливого сезона с мая по октябрь 2010 г. были зарегистрированы 25 событий ЭМИ молнии, поля которых сильно отличались от полей при ясной погоде [31]. Пять из них сопровождалась длительным повышением скорости счёта телескопа SNT и монитора YBJNM. Продолжительность четырёх из них — от 10 мин до более чем 30 мин. В случае, зарегистрированном 22 июля 2010 г., усиление длилось приблизительно 40 мин. Эти события намного продолжительнее событий, наблюдавшихся в зимних грозах на берегу Японского моря [28]. Авторы [31] полагают, что вероятной причиной такого различия является различие в циклах жизни зрелых стадий зимних и летних грозовых облаков. Телескопом SNT зарегистрированы существенные сигналы  $\gamma$ -излучения с энергиями фотонов выше 40 МэВ. Столь длительные высокоэнергетические события никогда прежде не наблюдались в ассоциации с грозовыми облаками или во

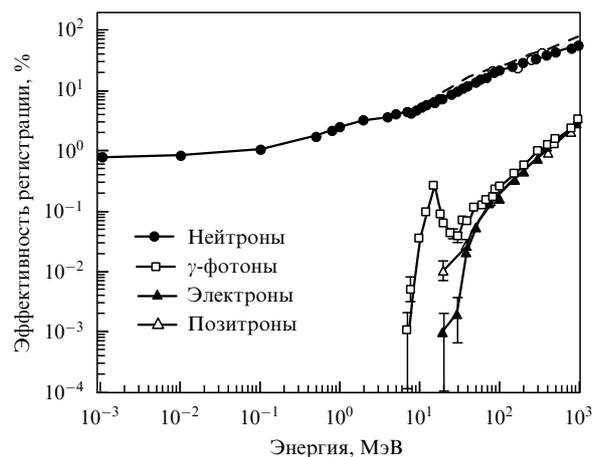


Рис. 5. Вычисленная эффективность регистрации различных излучений монитором NM64. Приведены статистические ошибки  $1\sigma$  [31]. Штриховая кривая — эффективность регистрации нейтронов, вычисленная Клемом и Дорманом [90]. Кружками обозначены экспериментальные данные Шибаты и др. [91] для эффективности регистрации нейтронов.

времена гроз. Они свидетельствуют о том, что ЛРУЭ с энергиями электронов, значительно превышающими 40 МэВ, способны развиваться в полях грозовых облаков в течение 40 мин.

Приняв во внимание, что в области высоких энергий спектры грозового  $\gamma$ -излучения, зарегистрированного в ближнем космосе [39] и на уровне моря [28], подчиняются степенному закону с показателем  $-2,7$  в [39], близким к  $-2,83$  в работе [33] и  $-2$  в [28], а также учитывая, что теоретический спектр тормозного  $\gamma$ -излучения является наиболее жёстким с показателем  $-1$ , авторы [31] выполнили численное моделирование методом Монте-Карло транспорта гамма-излучения для источника со степенным спектром в диапазоне от 10 до 300 МэВ с тремя значениями показателя:  $-1$ ,  $-2$ ,  $-3$ . Известно, что в области высоких энергий общепринятый спектр тормозного излучения ЛРУЭ является экспоненциальным с характерной энергией 7 МэВ [89, 92, 93]. Возможно, причина разногласия с наблюдаемыми степенными спектрами состоит в том, что спектры электронов ЛРУЭ и их тормозного  $\gamma$ -излучения вычислялись до установившегося, т.е. не изменяющегося с увеличением продолжительности счёта, состояния, тогда как наблюдаемые спектры, скорее всего, не успевали установиться. Используя удельное число фотоядерных нейтронов  $N_{nl} = 4,3 \times 10^{-3}$  на один гамма-квант с энергией выше фотоядерного порога  $\varepsilon_{th,N} = 10,55$  МэВ [94], для направленного вниз потока гамма-излучения с источником на высоте 900 м (5,2 км над уровнем моря), согласующейся с типичной высотой 1 км оснований летних грозовых облаков на Тибетском плато [95], авторы [31] оценивают флюенс грозовых нейтронов на уровне расположения обсерватории в диапазоне энергий от 1 кэВ до 300 МэВ величиной  $\Phi_n \approx 1,4 \times 10^4$  м<sup>-2</sup>, находящейся в пределах предыдущих предсказаний  $(0,03-1,00) \times 10^4$  м<sup>-2</sup> [87] и  $10^3-10^7$  м<sup>-2</sup> [94, 96] для различных высот источника и детектора (ср. со значениями в табл. 3). Отсюда авторы заключают, что "фотоядерные реакции, действительно, протекают в зрелых стадиях грозовых облаков" [31].

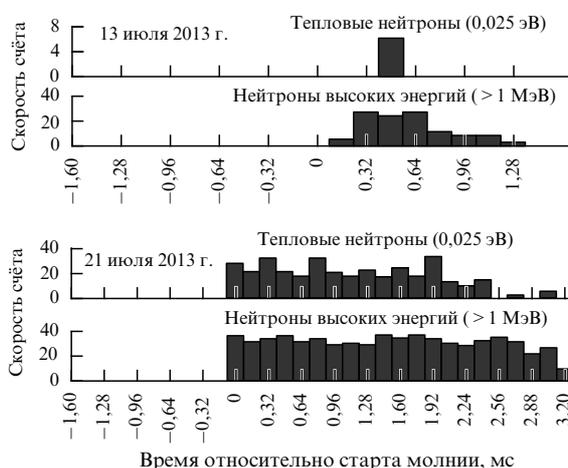
В статьях группы Института космофизических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера СО РАН [83–85]

**Таблица 3.** Наземный флюенс нейтронов  $\Phi_n$  для разных высот регистрации  $h_{det}$  и высот источника первичных гамма-лучей  $h_\gamma$  [160]

$h_\gamma$ , км	$h_{det}$ , км	Флюенс нейтронов, $m^{-2}$							
		Измеренный				Вычисленный			
		[77]	[33, 34]	[86]	[40]	[94]	[96]	[87]	[31]
?	2,74	30 – 670		56 – 700					
?	3,25		$5 \times 10^4$						
15 – 5	0					$(0,03 – 7) \times 10^2$			
12 – 8	3					$(0,35 – 4) \times 10^2$			
?	3,34				$(2 – 3) \times 10^4$				
4 – 2	0						$2 \times (10^3 – 10^5)$		
5 – 3,5	3						$(0,9 – 2) \times 10^7$		
5	0							$3 \times 10^2$	
2,5	0							$10^4$	
5,2	4,3								$1,4 \times 10^4$

сообщается о результатах наблюдений генерации грозовых нейтронов на высоте 94 м над уровнем моря в долине Туймаада вблизи Якутска. Регистрация велась монитором 24NM64, помещённым в полиэтиленовый замедлитель и свинцовый продюсер. Имея в виду, что чувствительность монитора сильно снижается с уменьшением энергии нейтронов, так что она наиболее высока в области энергий более 10 МэВ (приводятся значения чувствительности < 3 % для 3 МэВ, 2 % для 0,5 МэВ и 0,5 % для тепловых нейтронов (ср. с данными на рис. 5 [31])), авторы [83] полагают, что энергия 10 МэВ является нижней границей энергий эффективно регистрируемых нейтронов, что намного превышает предсказанную Карлсоном и др. [87] величину средней энергии фотоядерных нейтронов 3,9 МэВ. Во времена прохождения грозовых облаков над местом наблюдений зарегистрированы сильные вариации электрического поля на поверхности Земли на 1–3 км ниже оснований облаков в течение 1–2 ч с амплитудами напряжённости до  $20 \text{ кВ м}^{-1}$ , что гораздо выше фона среднего поля в этой области  $100 \text{ В м}^{-1}$ . В радиусе 10 км в окрестности пункта наблюдений были зарегистрированы 30 гроз за время наблюдений с 2009 г. по 2012 г. Наблюдались потоки нейтронов  $2,4 \times 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ мин}^{-1}$  в течение 3–4 мин во время самых сильных девяти гроз с отрицательными разрядами молнии в событиях, в которых напряжённость электрического поля на поверхности Земли превышала величину  $-16 \text{ кВ м}^{-1}$ , являющуюся, по мнению авторов [83–85], пороговой для генерации грозовых нейтронов.

Коллаборацией семи научных организаций Казахстана и России летом 2013 г. на Тянь-Шанской высокогорной станции космических лучей (3340 м над уровнем моря) во времена грозовой активности выполнены измерения проникающей радиации в рентгеновском и гамма-диапазонах (энергии от > 30 кэВ до > 300 кэВ) одновременно со вспышками нейтронов [41, 42]. Нейтроны измерялись в области тепловых энергий ( $\approx 0,025 \text{ эВ}$ ) пропорциональными гелиевыми счётчиками и в диапазоне энергий  $\geq 1 \text{ МэВ}$  монитором 18NM64 с расположенными в свинцовой трубе толщиной 10 см (поглотитель гамма-излучения) борными счётчиками с полиэтиленовым замедлителем нейтронов. Наблюдалась корреляция начала излучений с началом разрядов молнии [42].



**Рис. 6.** Нейтронные сигналы (число импульсов за 160 мкс), зарегистрированные 13 и 21 июля 2013 г. на Тянь-Шанской высокогорной станции космических лучей в событиях с близким ударом молнии, в окрестности момента триггера молнии [41, 42].

Так, в событии 13 июля 2013 г. счёт тепловых нейтронов гелиевыми счётчиками запаздывал на 0,4 мс относительно начала разряда, а монитором нейтронов высоких энергий — на 0,08 мс; в событии 21 июля 2013 г. счёт в обоих диапазонах начался за 0,08 мс до старта разряда (рис. 6). Гелиевыми счётчиками были зарегистрированы 40 событий с повышенной скоростью счёта в течение 200 мкс с максимальным числом нейтронов 47 в одном из них [41]. Коррелированные с молнией значения интенсивности нейтронов около  $2 \times 10^5 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $10^6 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , измеренные 13 и 21 июля 2013 г. соответственно, намного превосходят значения в спокойное время —  $1,5 \times 10^2 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $3 \times 10^2 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  соответственно. Измеренные гамма-спектры в обоих событиях почти экспоненциально убывают приблизительно от  $10^6 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при 30 кэВ до  $6 \times 10^5 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при 600 кэВ, что на 1,5–2 порядка величины превосходит средние значения, регистрируемые без привязки к триггеру молний" [42].

В статье [41] описывается временная структура событий с повышенной скоростью счёта нейтронов, коррели-

рованной с ЭМИ разрядов молнии (см. рис. 6). Длительность повышений изменялась в очень широких пределах: от 0,2 мс до 180 мс (гелиевый счётчик) и от 1 до 542 мс (монитор). Нейтроны излучались в основном вспышками длительностью  $\approx 200\text{--}400$  мкс. Интересно, что гамма- и электронные вспышки TGFs, длительность которых находится в миллисекундной области, также состоят из более коротких вспышек длительностью  $\approx 100$  мкс (см., например, [7, 20, 23, 24, 39]). Полный выход грозовых нейтронов оценивается величиной  $\approx 10^{10}$  нейтронов на разряд молнии [42]. Авторы [42] полагают, что измеренные значения скорости счёта слишком велики и они не могут объясняться "генерацией нейтронов фото- и электро-ядерными реакциями в электронно-фотонной лавине в атмосфере", и показывают посредством численного моделирования методом Монте-Карло, что нейтроны генерировались главным образом в плотной среде (грунте) вокруг датчиков. Эта возможность упущена в работах [34, 96–101], где анализ выполнен при предположении, что грозовые нейтроны генерируются в воздухе или непосредственно в датчиках.

Много лет спустя Иштиак (Ishtiaq) и др. [86], используя модернизированный монитор LFGNM, повторили эксперимент группы Шаха [77]. За время наблюдений зарегистрировано 150 ЭМИ разрядов молнии (см. табл. 2). В каждом из них были обнаружены события с более чем двумя нейтронами. Например, в мае и июне 2006 г., когда грозовая активность в основном проходила вблизи LFGNM, ЭМИ разрядов молнии инициировали монитор 60 раз. Из этого числа в 50 случаях зарегистрировано более четырёх нейтронов на событие (в статье [86] доступны наблюдательные данные только для 20 событий (см. табл. 2)).

В таблице 2 приведены полное число событий с тремя и более нейтронами, коррелированными с ЭМИ молнии; общее полное число зарегистрированных ЭМИ; времена запаздывания, определённые как разность между моментами запуска монитора и регистрации первого нейтрона; обнаруженное число нейтронных событий, коррелированных с ЭМИ, и максимальное число нейтронов в событии [77, 86]. Интересно, что нейтроны распределены по временам запаздывания в трёх группах, которые довольно близки в обоих наблюдениях, причём число нейтронных событий уменьшается с увеличением времени запаздывания. Возможно, последнее является свидетельством того, что источники таких событий находились на соответствующем удалении от монитора и, как следствие, поток нейтронов соответственно ослаблялся: в результате нейтроны далёких источников не достигали монитора. Уменьшение особенно заметно в наблюдениях Шаха и др. [77], где максимальное число нейтронов в событии также уменьшается с увеличением времени запаздывания. Возможно, это имеет место и в наблюдениях [86], если учесть все 150 событий.

## 2.2. Регистрация сцинтилляционными детекторами

Побережье Японского моря идеально для наземных наблюдений грозовых излучений высоких энергий [28, 30, 102] ввиду низкой локализации зарядов прибрежных зимних грозовых облаков [103]. На основании зарегистрированного группой Цучия [28] спектра гамма-излучения, простирающегося много выше порога фотоядерных реакций в воздухе  $\varepsilon_{\text{th},N} = 10,55$  МэВ, численным моделированием предсказаны генерация нейтронов гро-

зами на побережье Японского моря и возможность её наблюдения [96].

Группой Куроды (Kuroda) [45] с использованием прототипа детектора антинейтрино PANDA (antiProton ANnihilation at DArmstadt), включающего в себя 36 сцинтилляционных модулей размерами  $10 \times 10 \times 100$  см с покрытием, содержащим гадолиний с плотностью  $4,9$  мг  $\text{см}^{-2}$ , у атомной станции Ои (Ohi) на побережье Японского моря в декабре 2011 г. и январе 2012 г. были зарегистрированы три вспышки гамма-излучения, связанные с зимними грозовыми облаками. Излучение со спектром, простирающимся до энергии 15 МэВ, поступало на детектор с направления, близкого к зениту, при максимальной скорости счёта  $(550 \pm 10)$   $\text{с}^{-1}$  в области энергий выше 3 МэВ. Нейтроны наблюдались синхронно с третьей гамма-вспышкой, зарегистрированной 5 января 2012 г. [45]. Для селекции нейтронов с высокой достоверностью использовалась техника запаздывающих совпадений. Попадавший в детектор нейтрон с высокой энергией передавал её часть протону отдачи в пластмассе (быстрое событие). Затем после многократных столкновений нейтрон в конце концов захватывался ядром гадолиния, и в результате снятия возбуждения испускался  $\gamma$ -каскад с полной энергией 7,9 МэВ из  $^{157}\text{Gd}$  и 8,5 МэВ из  $^{155}\text{Gd}$  (запаздывающее событие), который регистрировался. По этим данным оценена максимальная скорость генерации нейтронов  $(14 \pm 5)$   $\text{с}^{-1}$  на единицу площади детектора ( $\approx 58$   $\text{м}^{-2}$   $\text{мин}^{-1}$  в табл. 1) [45]. Авторы [45] отмечают, что "наблюдение быстрых нейтронов на Земле свидетельствует о том, что больше нейтронов производится в воздухе между грозовым облаком и Землёй и даже в самом облаке. Эти нейтроны, однако, не достигали бы Земли из-за малой длины поглощения в воздухе".

Согласно результатам численного моделирования методом Монте-Карло, выполненного Куродой с соавторами в терминах ЛРУЭ [55], наблюдавшиеся гамма-спектры хорошо описываются тормозным излучением электронов с платоподобным распределением в области энергий 14–20 МэВ, распространяющихся вниз с высоты 100 м. Но энергетическое распределение электронов ЛРУЭ в области высоких энергий является экспоненциальным независимо от напряжённости электрического поля и плотности воздуха [33, 104, 105], что иллюстрируется, например, на рис. 7 из [104], где приведены вычисленные методом Монте-Карло установившиеся, т.е. не изменяющиеся с увеличением времени счёта, распределения электронов, для двух сильно различающихся значений перенапряжения электрического поля  $\delta = eE/(F_{\text{min}}P)$  относительно минимума электронной силы трения  $F_{\text{min}} = 218$  кэВ  $\text{м}^{-1}$   $\text{атм}^{-1}$  в воздухе (см. рис. 1).

Коллаборацией семи организаций Японии и США [106] для регистрации грозовых излучений высоких энергий использовался инструмент, состоящий из трёх цилиндрических сцинтилляционных детекторов с одинаковыми длиной и диаметром: ВС-408 (пластик), ВС-408 (пластик) и NaI (Tl) (кристалл) — размерами 2,5 см, 12,5 см и 12,5 см соответственно. В декабре 2015 г. инструмент был развёрнут в прибрежной области Японского моря на расстоянии около 300 м от громоотводной башни. Во время грозы 3 декабря 2015 г. башня была поражена ударом молнии, инициированной положительным восходящим лидером. Все три детектора записали резкий скачок скорости счёта длительностью 9 мс согла-

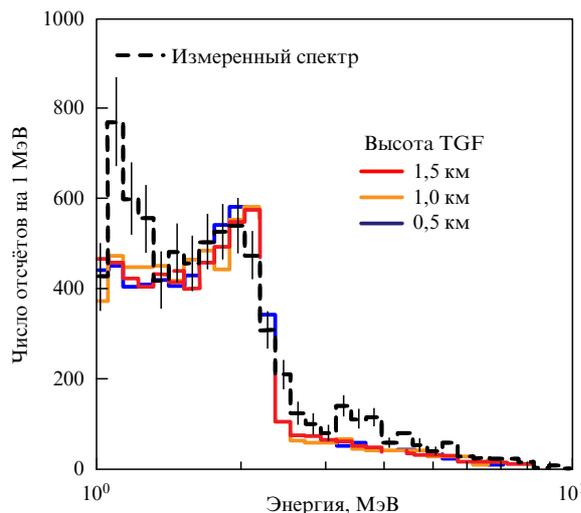


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Сравнение наземных спектров гамма-излучения: измеренного и вычисленного для трёх высот источника излучения [106]. Вычисленные спектры для всех принятых высот источника близки; чётко проявляется линия с энергией фотонов 2,223 МэВ как в измеренном, так и в вычисленных спектрах.

сованно с большой отрицательной вариацией атмосферного электрического поля. Для анализа использовались показания ВС-408 с размерами 12,5 см, способного регистрировать излучение в диапазоне энергий 0,3–25 МэВ. Авторы статьи [106] Бауэрс (Bowers) и др. рассматривают усиление счёта этого детектора в окрестности энергии 2 МэВ (см. рис. 7) как сигнатуру первичных нейтронов, обусловленную эмиссией фотонов с энергией 2,223 МэВ в результате радиационного захвата нейтронов  $\text{H}_1^1(n, \gamma)\text{H}_2^1$  ядрами водорода (протонами), основным компонентом сцинтиллятора.

Для анализа наблюдательных результатов Бауэрс и др. исходя из вероятного диапазона высот расположения основного центра отрицательного заряда в японских зимних грозных облаках выполнили численное моделирование гамма-излучения (TGF), нисходящего с высот 0,5, 1,0 и 1,5 км. Ранее [96] численным моделированием показано, что источник гамма-излучения на таких высотах лучше всего соответствует гамма-спектру, зарегистрированному на побережье Японского моря в работе Цучия и др. [28]. Бауэрс и др. выполнили моделирование своего эксперимента, используя обычный спектр TGF  $\varepsilon_\gamma^{-1} \exp(\varepsilon_\gamma/6,6 \text{ МэВ})$  в диапазоне энергий  $\varepsilon_\gamma$  фотонов до 40 МэВ. Прослеживались траектории всех нейтронов, как рождённых в фотоядерных реакциях, так и вторичных, до поверхности Земли и детектора. Зарегистрированный и вычисленный спектры приведены на рис. 7. Видно согласие зарегистрированной и вычисленной линий с энергией фотонов 2,223 МэВ. Для TGF с высоты 1,0 км наблюдавшаяся в [106] скорость счёта фотонейтронов согласуется с типичной яркостью TGF  $\sim 10^{17}$  гамма-фотонов [107]. Вычисленный авторами наземный гамма-флюенс  $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$  "намного превышает полный объединённый флюенс всех TGFs, наблюдавшихся со спутников с 1994 г." [106], а оценка полного числа фотоядерных нейтронов, произведённых в этом событии  $\sim 10^{12} - 10^{13}$ , согласуется с результатами предыдущих вычислений [87, 108].

Бауэрс и др. отмечают [106], что большие BF<sub>3</sub>- и <sup>3</sup>He-пропорциональные счётчики, которые использова-

лись в предыдущих наблюдениях грозных нейтронов, обсуждавшихся в разделе 2.1, и которые, как полагалось, чувствительны только к тепловым нейтронам, на самом деле восприимчивы к "загрязнению" электронами и гамма-фотонами высоких энергий, как показано в статьях [31, 98, 99]. Авторы [106] акцентируют внимание на том, что использование малых детекторов позволяет наблюдать уникальные спектральные и временные гамма-сигнатуры фотоядерных нейтронов, и вслед за авторами статьи [42] подчёркивают, что "важно учитывать термализацию нейтронов в Земле при рассмотрении реакции инструмента и эффективной радиационной дозы от нейтронных вспышек".

### 3. Элементарный процесс, отвечающий за генерацию грозных нейтронов

#### 3.1. Процессы с участием электронов высоких энергий и их тормозного излучения

В первых сообщениях о наблюдении грозных нейтронов в корреляции с разрядами молнии [76–78, 80], как и в статье Либби и Лукенса [72], предполагалось, что генерация нейтронов связана с реакцией ядерного синтеза  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$  в каналах молнии, несмотря на скептическое отношение Флейшера (Fleisher) с соавторами [75] к возможности протекания этой реакции в плазме молнии, основанное на масштабировании данных генерирующих нейтроны лабораторных разрядов (см. введение).

В статьях [97, 100] на основе концепции ЛРУЭ выполнен анализ фундаментальных взаимодействий, которые могли бы отвечать за генерацию грозных нейтронов, хотя в области высоких энергий характерные времена сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий относятся как  $\tau_{\text{str}} : \tau_{\text{el}} : \tau_{\text{weak}} \sim 10^{-14} : 10^{-11} : 1$ , так что на первый взгляд может показаться, что доминирует сильное взаимодействие. Анализируются реакции ядерного синтеза, фотоядерные реакции и ядерные реакции, индуцированные электронами (реакция электродезинтеграции  $^n\text{A}(e^-, n)^{n-1}\text{A}$  и реакция, обратная  $\beta$ -распаду,  $e^-(p^+, n)v_e$  [109]), из которых последние ранее [79, 98, 101, 110–112] не принимались во внимание, хотя вспышки жёсткого гамма-излучения, наблюдавшиеся в корреляции с грозами, — это только вторичное тормозное излучение электронов высоких энергий, поток которых, очевидно, интенсивнее потока гамма-лучей. Показано, что фотоядерные реакции доминируют в генерации грозных нейтронов. В отличие от нулевого выхода нейтронов в ядерном синтезе, ожидается существенный выход нейтронов в грозовой атмосфере за счёт реакций электродезинтеграции, хотя и меньший выхода в фотоядерных реакциях. Оценки на основе сечения реакции  $e^-(p^+, n)v_e$ , полученного в работе Сриваставы (Srivastava) и др. [109], демонстрируют незначительный выход нейтронов в реакции  $e^-(p^+, n)v_e$ .

Таким образом, за усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере отвечают фотоядерные реакции и в меньшей степени реакции электродезинтеграции в результате развития ЛРУЭ в протяжённых электрических полях грозных облаков и локализованных полях разрядов молнии [41, 42, 79, 94, 96–100, 110–113]. Высокоэнергетические электроны, составляющие ЛРУЭ, размножаясь и взаимодействуя с атомарными частицами атмосферы, испускают тормозное излучение в рентге-

**Таблица 4.** Данные наблюдений коротких вспышек грозового гамма-излучения и продолжительных гамма-свечений

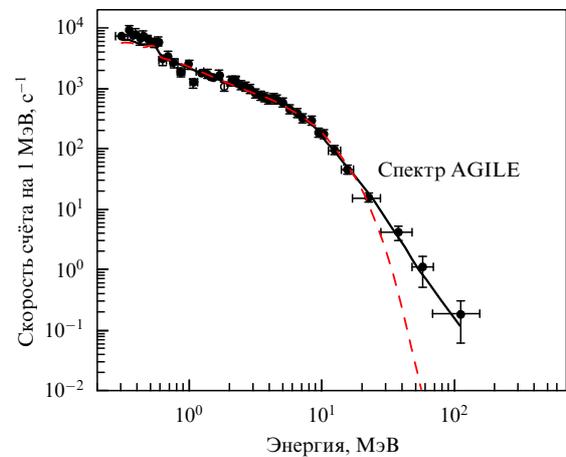
Литература	[13, 49]	[28]	[29]	[30]	[31]	[38]	[20]	[23, 24]	[39]	[46]	[45]	[33]
Макс. $\varepsilon_\gamma$ , МэВ	> 10	70	10		> 40	10	20–40	30–38	100	$\geq 10,5^*$	> 17	40–50
Длительность	> 2 мин	40 с	> 1 мин	90 с	40 мин	20 мин	0,2–3,5 мс	0,5–1 мс	0,5–1 мс	< 1 мс	1–3 мин	Десятки мин
Отношение к молнии	Ассоциация с молнией	До молнии				Ассоциация с молнией					До молнии	
Место	Северный Кавказ	Берег Японского моря	Gifu	Тибет	Fuji	Ближний космос			Берег Японского моря	Арагац		
Страна	РФ	Япония		Китай	Япония	США		Италия	Япония		Армения	
Высота над уровнем моря или орбита спутника, м	1700	30–40	2770	4300	3776	RHESSI 600000	"Fermi" 560000	AGILE	30–40	Уровень моря	3250	

\* То есть выше фотоядерного порога, поскольку, судя по линии  $e^+e^-$ -аннигиляции, генерировались нейтроны.

новском и гамма-диапазонах. Как цитируется во введении, с начала 1980-х годов эта эмиссия довольно часто регистрируется в атмосфере с борта самолётов и с воздушных шаров и в ближнем космосе с борта искусственных спутников Земли. Измеренные спектры грозового гамма-излучения простираются до энергий фотонов  $\varepsilon_\gamma$  (табл. 4), соответствующих напряжениям в грозовых облаках и превышающих пороги фотоядерных реакций с главными компонентами атмосферы и твёрдой земной поверхности:  $\varepsilon_{th,N}(\gamma, n) \approx 10,55$  МэВ,  $\varepsilon_{th,O}(\gamma, n) \approx 15,7$  МэВ,  $\varepsilon_{th,Ar}(\gamma, n) \approx 9$  МэВ,  $\varepsilon_{th,Si}(\gamma, n) \approx 10$  МэВ,  $\varepsilon_{th,Al}(\gamma, n) \approx 8,5$  МэВ,  $\varepsilon_{th,Fe}(\gamma, n) \approx 10$  МэВ. Именно электроны и  $\gamma$ -фотоны вторичного тормозного излучения высоких энергий способны выбивать нейтроны из ядер атмосферы ( $^{14}N$ ,  $^{16}O$ ,  $^{40}Ar$ ), твёрдого вещества вокруг датчиков ( $^{27}Si$ ,  $^{26}Al$ ,  $^{56}Fe$ ,  $^{16}O$ ) и самих датчиков.

В этом смысле представительными являются данные Тавани (Tavani) и др. [39] о спектрально-временных параметрах TGFs (см. табл. 4), полученные по наблюдениям с борта итальянского спутника AGILE (от итал. Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero), оборудованного минициалориметром MCAL, способным регистрировать импульсные события в диапазоне энергий от 0,350 до 100 МэВ. На рисунке 8 приведён обобщённый энергетический спектр 130 TGFs с исключённым фоном, наблюдавшихся с июня 2008 г. по январь 2010 г. Спектр простирается до энергии 100 МэВ и подчиняется степенному закону в области энергий выше 10 МэВ, что не согласуется с моделями на основе ЛРВЭ, предсказывающими экспоненциальный спад при высоких энергиях. Этот степенной гамма-спектр  $\sim \varepsilon^{-(2,7 \pm 0,1)}$  в области энергий выше  $\approx 7,5$  МэВ близок к спектру продолжительных гамма-свечений  $\sim \varepsilon^{-2,83}$ , наблюдавшихся на Арагаце на высоте 3250 м (см. табл. 4) [33].

Такой гамма-спектр является серьёзным аргументом в пользу фотоядерного происхождения грозовых нейтронов, поскольку он простирается не только выше порогов производящих нейтроны фотоядерных реакций в азоте и кислороде, но и намного выше положений 23,3 МэВ ( $^{14}N$ ) и 22,7 МэВ ( $^{16}O$ ) максимумов сечений этих реакций. Авторы [39] заключают, что "высокоэнергетический хвост в области выше 10 МэВ оказывается не малой долей, близкой к 1 %, как предсказывается, например, в работе [87], но, скорее всего, составляет приблизительно 10 % от полной энергии", и предсказывают типичный выход нейтронов  $N_n \geq 10^{13}$  в одной вспышке TGF, на порядок



**Рис. 8.** Обобщённая спектральная скорость счёта 130 вспышек TGFs, зарегистрированных с борта спутника AGILE, с исключённым фоном. Сплошная кривая — аппроксимация функциями  $f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-(0,5 \pm 0,1)}$  в области энергий  $1 \text{ МэВ} < \varepsilon < \varepsilon_c$  и  $f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-(2,7 \pm 0,1)}$  в области  $\varepsilon_c < \varepsilon < 100 \text{ МэВ}$ , где  $\varepsilon_c = (7,5 \pm 0,5) \text{ МэВ}$ ; штриховая кривая — феноменологическая модель до AGILE [20, 21, 89, 146]  $f(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\alpha} \exp(-\varepsilon/\varepsilon_c)$ , где  $\alpha = 0,4 \pm 0,2$  и  $\varepsilon_c = (6,6 \pm 1,2) \text{ МэВ}$  [39].

величины превышающий выход нейтронов  $10^{12}$ , предсказанный в работе [87] на основании результатов численного моделирования транспорта гамма-излучения, и приближающийся к другим предсказаниям: первым оценкам  $10^{15}$  для гигантского стратосферного разряда [79, 110, 111] и  $4 \times 10^{13}$  для внутриоблачного разряда молнии [111]; значениям  $1,6 \times 10^{14} - 1,1 \times 10^{15}$ , полученным численным моделированием высотного разряда и его излучений [108]; ограничению снизу  $\geq 4 \times 10^{12}$  [94] на число нейтронов, вычисленное по скорости генерации тормозного излучения ЛРВЭ [92] и ограничению на область генерации гамма-излучения [108] с использованием удельного числа фотоядерных нейтронов  $N_{nl} = 4,3 \times 10^{-3}$  на один гамма-квант с энергией выше фотоядерного порога  $\varepsilon_{th,N} = 10,55 \text{ МэВ}$  [94].

Заметим, что первичные потоки гамма-излучения в их источниках интенсивнее, а энергии  $\gamma$ -фотонов  $\varepsilon_\gamma$  выше, чем на датчиках. Поэтому генерация нейтронов в процессе транспорта гамма-излучения в атмосфере, твёрдой материи вокруг датчиков и в самих датчиках более эффективна, чем можно предсказать на основе измеренных чисел  $\gamma$ -фотонов и их энергий. Даже если источники

гамма-излучения находятся в каналах молнии, пробеги  $\gamma$ -фотонов с энергиями выше порогов фотоядерных реакций превосходят поперечные размеры каналов молнии, так что нейтроны генерируются вне их объёма. Нередко продолжительность зарегистрированного гамма-импульса сильно превышает продолжительность разрядов молнии, достигая нескольких десятков секунд или минут; кроме того,  $\gamma$ -радиация часто завершается до разряда [6, 28–32]. Гамма-импульсы могут быть только коррелированными с ЭМИ разрядов молнии; довольно часто они предшествуют разрядам и даже не коррелированы с ними.

Так, продолжительные гамма-свечения (до 40 мин), способные породить нейтроны, наблюдались до ЭМИ [28–31, 38] и, следовательно, не генерировались разрядами молнии. TGFs, зарегистрированные с борта спутников RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) [20] и Fermi [23], наблюдались до разрядов молнии, одновременно с ними и после них (см., например, [14, 23, 24]), а TGFs, зарегистрированные с борта RHESSI, с длительностью обычно менее 1 мс наблюдались в пределах  $-3/+1$  мс относительно ЭМИ молнии [14, 15]. По-видимому, ЭМИ молнии только запускали записывающую электронику, и если это так, то разряды молнии не имеют ничего общего с генерацией нейтронов и первичных электронов и гамма-лучей высоких энергий, как в наблюдениях Мак-Карти и Паркса [6], в которых продолжительная эмиссия рентгеновского излучения, зарегистрированная с борта самолёта, резко обрывалась согласованно с разрядом молнии и, следовательно, своим происхождением она, скорее всего, обязана электронам, ускоренным в крупномасштабном поле грозового облака, которое выключалось разрядом молнии.

### 3.2. Ядерный синтез?

Хотя фотоядерное происхождение грозовых нейтронов является общепринятым [31, 34–37, 41, 42, 46, 87, 94, 96–101, 110–113], выражаются сомнения [40] и продолжают попытки связать наблюдаемые события усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере с ядерным синтезом в каналах молнии [86, 114, 115]. Это неудивительно: поскольку ядерные реакции довольно обычны в лабораторных разрядах, представляется, что они тем более могут протекать в таком грандиозном разряде, как молния.

Так, авторы статьи [40] полагают, что "аномально большой поток" грозовых нейтронов тепловых энергий, зарегистрированный ими в высокогорных условиях, "представляет серьёзную трудность для фотоядерной модели генерации грозовых нейтронов", и отмечают, что статья [33] — единственная, в которой грозовые  $\gamma$ -фотоны с энергией  $\varepsilon_\gamma = 10–30$  МэВ, т.е. выше фотоядерного порога  $\varepsilon_{th,N} = 10,55$  МэВ, наблюдались на поверхности Земли, но это противоречит данным табл. 4.

Позднее для интерпретации результатов новых наблюдений [41, 42], в которых наряду с тепловыми нейтронами наблюдались грозовые нейтроны мегаэлектронвольтового диапазона, было выполнено моделирование методом Монте-Карло в рамках фотоядерного и электродезинтеграционного механизмов происхождения грозовых нейтронов [42]. Следуя предположению Шияма и Кошика [78] о том, что за зарегистрированное ими усиление потока нейтронов может отвечать убежание ионов

дейтерия в каналах молнии, Фюлеп (Fülöp) и Ландреман (Landreman) для обоснования результатов наблюдений [40] ядерным синтезом в канале молнии развили интересный механизм, основанный на убежении ионов дейтерия в сильных электрических полях, предположительно появляющихся в плазме молнии вследствие нарушения её квазинейтральности [114], что, скорее всего, невозможно, в частности, из-за высокой подвижности электронов, предотвращающей нарушение квазинейтральности [97, 100].

Пайва (Paiva) с соавторами [115] обсуждают механизм, обратный генерации грозовых нейтронов  $\gamma$ -фотонами высоких энергий, а именно, анализируется возможность того, что нейтроны, рождённые в реакциях ядерного синтеза  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}({}^4\text{H}, n){}^4\text{He}$  в каналах молнии, отвечают за вспышки гамма-излучения, наблюдаемые на поверхности Земли. Название статьи [86] "Регистрация нейтронов с энергией 2,45 МэВ в корреляции с... разрядами молнии..." ("Observation of 2.45 MeV neutrons correlated with... lightning discharges...") прямо указывает на то, что генерация грозовых нейтронов связывается с "реакцией синтеза  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  как одним из возможных механизмов генерации нейтронов, коррелированным с молнией". Это делается осторожно на основе единственного случая с временем запаздывания 14 мкс относительно ЭМИ молнии, ударившей в дерево, находящееся на расстоянии 300 м от монитора LFGNM; по этим данным энергия зарегистрированных нейтронов оценивается величиной  $\approx 2,45$  МэВ. Следует отметить, что средняя энергия фотоядерных нейтронов 3,9 МэВ, согласно расчётам Карлсона и др. [87], незначительно превосходит эту величину и также соответствует расстоянию 300 м, особенно с учётом того, что скорость есть квадратный корень из энергии. Цучия, анализируя аномально большую скорость счёта тепловых нейтронов, зарегистрированных гелиевым счётчиком, о которой сообщается в работе [40], также не исключает возможность некоторого вклада реакции  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  в повышенную скорость счёта [101].

Было бы легко проверить непосредственно, рождаются ли грозовые нейтроны ядерным синтезом или фотоядерными реакциями, при условии, что известны положение источника нейтронов и время запаздывания прибытия первого нейтрона на детектор. Но локализовать источник нейтронов прямыми наблюдениями — задача непростая даже тогда, когда локализация источника представляется абсолютно очевидной. Так, Шах с соавторами [77] также упоминают случай, когда молния ударила в дерево на расстоянии 1,5 км от монитора LFGNM. В результате зарегистрировано событие с 10 нейтронами и временем запаздывания 30 мкс (см. рис. 2). Расстояние, вычисленное при предполагаемой энергии нейтронов 2,45 МэВ, оказывается почти в два раза меньше фактического расстояния до дерева, из чего следует, что энергия нейтронов могла быть выше. Авторы, однако, полагают, что наиболее вероятное объяснение состоит в том, что первый зарегистрированный нейтрон в этом событии был рождён космическим излучением, а последующие девять нейтронов генерировались молнией и были зарегистрированы с некоторым запаздыванием. Наблюдалось также событие, когда дерево, удалённое от монитора на 400 м, было повреждено молнией; в этом случае зарегистрировано 33 нейтрона (см. рис. 2). Расстояние согласуется с временем запазды-

вания этого события 71,74 мс при условии, что энергия нейтронов составляла всего лишь 0,2 эВ. Расстояние до дерева, вычисленное для нейтронов с энергией 2,45 МэВ, на несколько порядков величины превышает фактическое расстояние до дерева [77].

Чтобы ещё раз акцентировать внимание на несостоятельности ядерного синтеза как процесса, предположительно ответственного за генерацию нейтронов в плазме разряда молнии, ниже приведён результат анализа, выполненного в работах [97, 100]. В воздухе возможны три производящие нейтроны реакции ядерного синтеза:  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^2\text{H}, n){}^{13}\text{N}$  и  ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{O}$ . Из компиляции [116] опубликованных зависимостей сечений этих реакций от энергии следует, что в диапазоне низких энергий, доступных для дейтронов в плотном воздухе из-за ограничения реакциями перезарядки  $\text{D}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{D} + \text{N}_2^+$ , т.е.  $\ll 1$  МэВ, доминирует реакция  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ . Тем не менее ввиду высокой концентрации азота в атмосфере, на много порядков величины превышающей концентрацию дейтерия, оценивается вклад реакции  ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{O}$ . Реакция  ${}^{12}\text{C}({}^2\text{H}, n){}^{13}\text{N}$  опускается ввиду низкой концентрации углерода и слишком малого сечения в интересующем диапазоне энергий.

Поскольку априори неизвестны ни напряжённость поля, ни параметры плазмы в канале молнии во время генерации нейтронов, оценивается приведённая к давлению напряжённость электрического поля  $E/P$ , необходимая для генерации хотя бы одного нейтрона в реакциях синтеза в канале молнии [97, 100]. Оценки выполнялись при предположении полной диссоциации и ионизации молекул дейтерия в канале молнии с использованием признанных, более или менее реальных литературных данных о концентрации воды и дейтерия в атмосфере, о размерах канала и продолжительности возвратного удара молнии [117–119]. Скорость синтеза оценивалась сверху для максимального сечения реакции  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ . Для сечения реакции  ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{O}$  использована экстраполяция [116] компилированных сечений в область низких энергий. Для сечения реакции перезарядки  $\text{D}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{D} + \text{N}_2^+$  использованы данные [120]. Даже при значениях величин, сильно занижающих  $E/P$ , получается, что для рождения только одного нейтрона требуется нереально сильное поле: с  $E/P > (55–174) \text{ МВ (м атм)}^{-1}$  для  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  и  $E/P > (44–152) \text{ МВ (м атм)}^{-1}$  для  ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{O}$ . Эти значения  $E/P$  намного превышают не только приведённую напряжённость пробивного поля в открытой атмосфере  $(E/P)_{\text{бр}} \approx 3 \text{ МВ (м атм)}^{-1}$  (см., например, [58, 59, 117] и цитируемую там литературу), но и даже значения  $E/P$ , которые создаются в воздушных промежутках сантиметрового диапазона при атмосферном давлении с использованием уникальных импульсов высокого напряжения с амплитудами в диапазоне сотен киловольт и временем нарастания пикосекундного диапазона, которое позволяет избежать пробоя и раннего коллапса напряжения, так что генерируются интенсивные пучки уходящих электронов высоких энергий (см., например, [1, 2, 69, 121–126] и цитируемую там литературу).

Указанные значения  $E/P$ , и без того сильно завышенные, увеличиваются, если в качестве числа нейтронов взять регистрируемое значение, а тем более число нейтронов в источнике. Являясь предельно консервативной относительно параметров плазмы и размеров каналов

молнии, приведённая оценка  $E/P$ , сделанная в рамках предположений, предельно благоприятных для протекания реакций синтеза, показывает, что энергия дейтронов в плазме молнии ограничена реакциями перезарядки слишком малой величиной, так что ядерный синтез в результате нагрева ионов электрическим полем в каналах молнии абсолютно невозможен в относительно медленных разрядах молнии в столь плотной среде, как нижняя атмосфера. Это тем более верно, поскольку опущены все другие взаимодействия ионов дейтерия, прежде всего ударная ионизация и упругое рассеяние.

### 3.3. Наблюдения производства нейтронов лабораторными разрядами в открытой атмосфере

Наносекундные разряды, развивающиеся в воздушных промежутках сантиметрового диапазона в режиме интенсивной генерации уходящих электронов в условиях многократных перенапряжений относительно напряжения пробоя [1, 2, 69, 121–126], по своим пространственно-временным характеристикам и значениям напряжённости поля, многократно превышающим напряжённость пробивного поля  $\approx 3 \text{ МВ (м атм)}^{-1}$ , ни в коей мере не напоминают разряды молнии. Гораздо ближе к разрядам молнии длинные искровые разряды, развивающиеся в открытой атмосфере под действием мегавольтных импульсов высокого напряжения с микросекундной длительностью. Как и в лидерах молнии (см., например, [127]), в таких разрядах наблюдались кратковременные вспышки рентгеновского излучения [128–137]. Генерация рентгеновского излучения в условиях этих экспериментов неожиданна, поскольку максимум энергетических потерь электронов  $F_{\text{max}} \approx 27 \text{ МВ (м атм)}^{-1}$  (см. рис. 1) десятикратно превышает среднюю напряжённость электрического поля в газоразрядных промежутках, но вполне объяснима ускорением электронов в поле, локально усиленном на головках стримеров [131–137] или внутри стримерных каналов, где концентрация газа понижается вследствие его нагрева [69, 138].

Более интригующими являются сообщения о генерации нейтронов в экспериментах с длинными ( $\approx 1$  м) искровыми разрядами в открытой атмосфере с использованием импульсов высокого напряжения с длительностью  $\approx 100$  нс и амплитудами  $\approx 1$  МВ [139, 140]. Нейтроны наблюдались как одновременно с импульсами рентгеновского излучения (рис. 9), так и с некоторым запаздыванием. Поскольку энергия электронов и, следовательно, фотонов их тормозного излучения не могла превосходить 1 МэВ, т.е. была много ниже порога фотоядерных реакций в воздухе, ядерный синтез остаётся единственным элементарным процессом, способным отвечать за генерацию нейтронов. Хотя из анализа экспериментальных данных, выполненного в статье [116] в рамках редакции экспериментов [139], сделан вывод о невозможности ядерного синтеза в условиях этих экспериментов, их результаты с учётом разнообразия методик и высокого уровня проведения измерений остаются интригующими, в связи с чем отмечаются нетрадиционные для плотной газовой среды механизмы и элементарные процессы, возможно, отвечающие за усиленный ядерный синтез [116].

— Ожидается, что в диапазоне низких энергий синтез ядер, экранированных электронными оболочками, может быть эффективнее синтеза голых ядер из-за пониже-

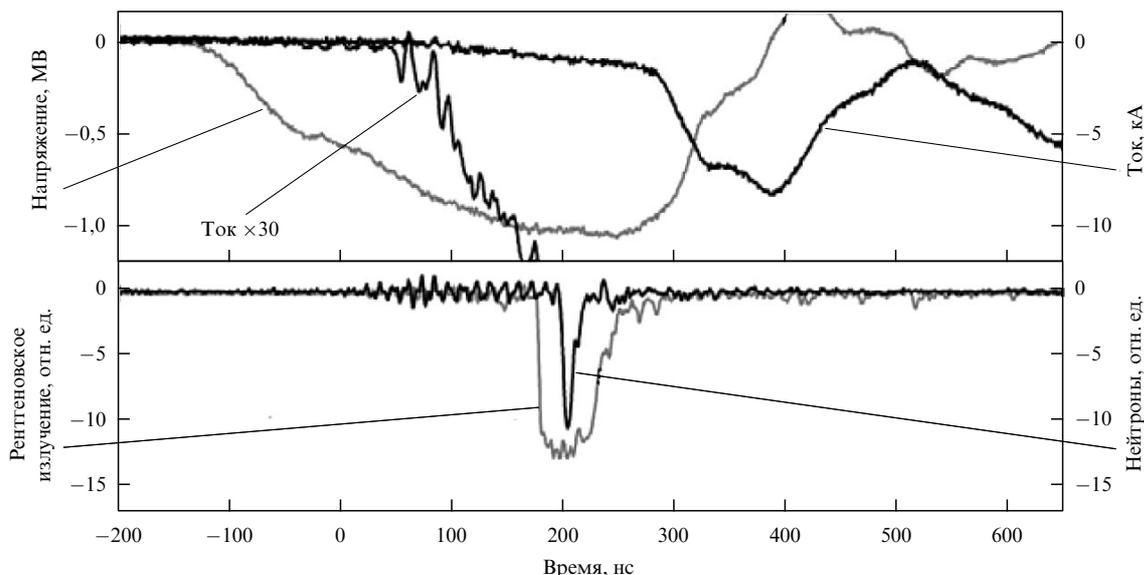


Рис. 9. Осциллограммы импульсов напряжения, тока, рентгеновского излучения и нейтронов [139].

ния кулоновского барьера (см., например, [141] и цитируемую там литературу). Но требуемого возрастания сечения синтеза на много порядков величины в диапазоне низких энергий к настоящему времени не наблюдалось.

— Возможно, сечение реакции  $^{14}\text{N}(^2\text{H}, n)^{15}\text{O}$  уменьшается в сторону низких энергий не столь быстро, как использованная в работе [116] экстраполяция. Невероятно, однако, что сечения синтеза в области низких энергий увеличиваются на несколько порядков, как требуется для преодоления перезарядки.

— Упомянется "холодный синтез" [142], не требующий высоких энергий. Неясно, однако, возможен ли он в неконтролируемых условиях обычных газовых разрядов, как в [139, 140], особенно ввиду крайне малой продолжительности газоразрядного процесса, порядка 100 нс.

— По мнению Шияма и Кошика, за усиление потока нейтронов, зарегистрированное ими в корреляции с молнией, может отвечать какой-то вид коллективного ускорения [78]. Таким может быть ускорение дейтронов, захваченных электронным потоком, наблюдаемое в лабораторной пучковой плазме (см., например, [143] и цитируемую там литературу). Хотя остаётся всё то же ограничение реакциями перезарядки в плотной атмосфере, можно допустить, что коллективное ускорение отвечает за какую-то часть усиления потока нейтронов в плазме разрядов молнии. Это предположение не является абсолютно бесосновательным при условии, что генерация нейтронов лабораторными разрядами в открытой атмосфере является достоверной и подтвердится в новых экспериментах.

#### 4. Трудность интерпретации наблюдательных данных по грозовым нейтронам

Фотоядерное происхождение грозовых нейтронов доказано численным моделированием [31, 33–35, 41, 42, 87, 94, 96, 112, 113], но прямые наблюдательные свидетельства ядерных реакций, генерирующих нейтроны во времена гроз, долгое время отсутствовали. Регистрация нейтронов не вызывает трудностей, если эксперимента-

тор априори уверен в том, что только нейтроны поступают на детектор. В некоторых экспериментах измерения выполнялись детекторами, покрытыми толстыми слоями свинца, поглощающими первичные грозовые электроны и тормозное гамма-излучение высоких энергий. В этом случае вместе с грозовыми нейтронами регистрируются фотоядерные нейтроны, произведённые в слоях свинца. В экспериментах с "голыми" детекторами предполагалось, что регистрируются только грозовые нейтроны. Однако в последнем случае вместе с нейтронами регистрируются первичные грозовые излучения.

В любом случае газоразрядные детекторы, традиционно используемые для измерений грозовых нейтронов, экранированы они или нет, не позволяют непосредственно на месте отделять грозовые нейтроны от первичной радиации, т.е. от электронов и гамма-излучения высоких энергий [31, 98, 99]. Генерация нейтронов сопровождается генерацией электронов и гамма-излучения высоких энергий, более того, нейтроны порождаются этими излучениями, которые способны вызывать в детекторах те же ионизационные эффекты, что и продукты реакций с участием нейтронов. Так, в традиционно используемых газоразрядных гелиевых (реакция  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ ) и борных (реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha, \gamma)^7\text{Li}$ ) счётчиках протоны, тритоны,  $\alpha$ -частицы,  $\gamma$ -фотоны и ядра лития ионизуют газ, создавая в счётчиках электрический импульс, который и регистрируется. Поскольку детекторы оказываются в смешанном поле электронов, гамма-излучения и нейтронов, требуется надёжная селекция нейтронов. Как отмечалось [98, 99], с этой целью традиционно используются два метода: техника времени пролёта, позволяющая на месте отделить нейтроны от гамма-излучения и релятивистских электронов, и нейтронные индикаторы. Первая выделяет нейтроны по более позднему приходу к месту регистрации и, следовательно, более поздней записи их сигналов, поскольку скорость нейтронов меньше скорости гамма-фотонов, распространяющихся со скоростью света в вакууме. Нейтронные индикаторы — это производящие нейтроны ядерные реакции с радиоактивными, но довольно долго живущими дочерними продуктами. Обнаружение

запаздывающих излучений этих продуктов после удаления детектора из смешанного поля излучений или после прекращения первичного импульса электронов и тормозных гамма-квантов высоких энергий, генерирующих нейтроны, позволяет быть уверенным в том, что регистрируются нейтроны.

В результате нашего анализа [98, 99] регистрации "аномально высокого потока нейтронов низких энергий", о котором сообщается в работе [40], возникли сильные сомнения в том, что наблюдавшиеся усиления скорости счёта гелиевых счётчиков обусловлены нейтронами. Результаты численного моделирования транспорта гамма-излучения методом Монте-Карло, выполненного без априорных предположений с использованием только данных о редакции эксперимента [40], позволивших вместо непосредственного анализа измеренных абсолютных скоростей счёта сравнить относительные скорости счёта экранированного и неэкранированного счётчиков и таким образом определить вид регистрируемого излучения, показали, что в [40], скорее всего, регистрировалось жёсткое гамма-излучение с энергиями фотонов  $\varepsilon_\gamma > 1$  МэВ. С другой стороны, численное моделирование с учётом чувствительности детекторов к различным излучениям показывает, что всё-таки регистрировались нейтроны [41, 42].

Детальный анализ [101], выполненный Цучия с учётом спектральной чувствительности гелиевого счётчика, доказывает способность счётчика, окружённого толстыми слоями вещества, регистрировать скорее грозовые гамма-лучи, чем нейтроны. Автор [101] полагает затруднительным заключение, что все сигналы гелиевых счётчиков во времена гроз обусловлены грозовыми нейтронами. Для окончательного ответа на вопрос о том, доминируют ли в зарегистрированном счёте нейтроны или гамма-лучи, необходимо учитывать высоту источника и влияние окружающего вещества на скорость счёта. Исходя из результатов своего анализа Цучия [101] заключает, что большое повышение скорости счёта, о котором сообщается в работе [40], обусловлено гамма-излучением с энергиями фотонов  $\varepsilon_\gamma > 10$  МэВ от близкого источника в грозовых облаках.

Моделирование методом Монте-Карло, выполненное в связи с наблюдениями грозовых излучений высоких энергий на Обсерватории космических лучей (Янбацзин), показало, что гамма-излучение с энергиями фотонов выше 10 МэВ вносит значительный вклад в сигналы нейтронного монитора NM64, в то время как вклад фотоядерных нейтронов с энергиями выше 1 кэВ относительно мал [31]. Из этого результата следует, что повышение скорости счёта нейтронных мониторов во времена гроз не обязательно является строгим свидетельством генерации грозовых нейтронов. Авторы работы [31] делают крайне важное заключение о ненадёжности регистрации грозовых нейтронов приборами, помещёнными в слои полиэтилена и свинца. Поскольку нейтроны взаимодействуют с этими слоями, токовые сигналы в счётчиках не несут прямой информации о падающих на них нейтронах. Отсюда в [31] следует заключение о том, что общепринятое мнение, согласно которому нейтронные мониторы нечувствительны к гамма-излучению из-за толстых свинцовых блоков, поглощающих гамма-излучение, не обосновано.

Авторы [31] указывают, что грозовые фотоны высоких энергий производят в свинце фотоядерные нейтроны,

создающие дополнительный фон, который может превышать сигнал от грозовых нейтронов, следовательно, априори неясно, обусловлены ли сигналы монитора грозовыми нейтронами или они являются следствием первичных  $\gamma$ -лучей. Так как потоки первичных электронов и гамма-квантов высоких энергий интенсивнее потока дочерних нейтронов, а энергии электронов  $\varepsilon_e$  и фотонов  $\varepsilon_\gamma$  намного выше энергии фотоядерных нейтронов  $\varepsilon_n = \varepsilon_\gamma$  (или  $\varepsilon_e$ )  $- \varepsilon_{th}(\gamma, In)$ , не является безосновательным заключение о том, что не нейтроны, а гамма-излучение может доминировать в регистрируемых нейтронными мониторами усиления проникающих излучений во времена гроз [31], несмотря на то что эффективность регистрации нейтронов монитором NM64 выше эффективности регистрации гамма-излучения (см. рис. 5).

Можно полагать, что техника запаздывающих совпадений, использованная Куродой с коллегами [45], лишена этих недостатков и позволяет непосредственно на месте отделять нейтроны от электронов и гамма-лучей. Ещё более надёжен подход Баурса и др. [106], в котором выделяется характерная линия в зарегистрированном спектре вторичного гамма-излучения как сигнатура первичных грозовых фотоядерных нейтронов, взаимодействующих с детектором.

## 5. Грозовые позитроны.

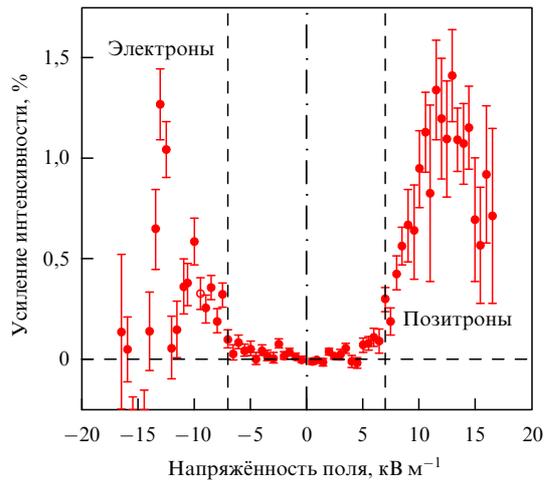
### Линия $e^+e^-$ -аннигиляции

#### как свидетельство грозовых нейтронов

Очевидно, что интенсивные потоки грозового гамма-излучения высоких энергий способны генерировать значительное количество позитронов, которые аннигилируют с электронами среды с эмиссией вблизи аннигиляционной  $e^+e^-$ -линии 0,511 МэВ. Эти процессы, естественно, учитывались в программах Монте-Карло, по которым выполнялось численное моделирование ЛРУЭ и TGF [19, 31, 41, 45, 56, 57, 87, 93, 104, 144–149] начиная с самых первых работ [144–147]. В связи с пробоем на убегающих электронах [150] указанные процессы анализируются в статье Гуревича и др. [151], где предсказывается возможность наблюдения позитрон-электронной "линии во время интенсивных разрядов в атмосфере". Такая возможность была достигнута позднее в работах [19, 24, 46].

### 5.1. Наблюдения грозовых позитронов в высокогорных условиях

Усиления позитронного компонента вторичных космических лучей во времена гроз впервые наблюдались Хайердиновым и Лидванским на Баксанской нейтринной обсерватории на высоте 1700 м над уровнем моря (Баксанская долина, Северный Кавказ, РФ). Площади детекторов Баксанской обсерватории намного превышают площади детекторов высокогорных обсерваторий на Тянь-Шане (высота 3340 м), Тибете (высота 4330 м) и Арагаце (высота 3250 м), а тем более площади детекторов в миссиях на самолётах или искусственных спутниках Земли: 54 м<sup>2</sup> для регистрации мягкого компонента (электроны, позитроны и гамма-кванты в области энергий 10–30 МэВ) [48, 49, 152, 153] и 200 м<sup>2</sup> и 175 м<sup>2</sup> для регистрации жёсткого компонента (мюоны) с порогами 100 МэВ и 1 ГэВ соответственно [49, 152–155]. Столь большие площади детекторов позволяют проводить



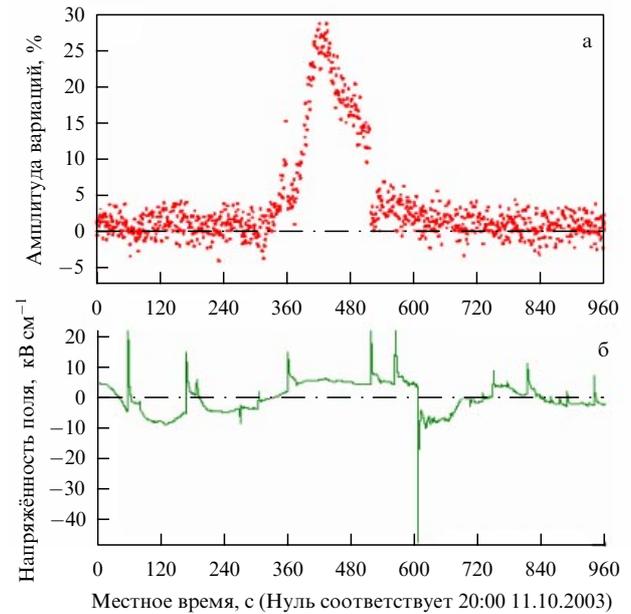
**Рис. 10.** Зависимость усиления мягкого компонента вторичных космических лучей от напряжённости приземного электрического поля (Баксанская нейтринная обсерватория) [49].

наблюдения грозовых эффектов с достаточно высокой статистической точностью.

В 2000–2003 гг. наблюдалось влияние приземного электрического поля во времена гроз на космические лучи. Регистрировались регулярные изменения скорости счёта мягких и жёстких компонентов вторичных космических лучей и спорадические вариации интенсивности обоих компонентов (яркие события) [13, 49, 152]. Хайердинов и Лидванский отмечают, что, хотя Баксанская обсерватория расположена на высоте 1700 м, в то время как высоты окружающих гор составляют приблизительно 3900 м, эффекты электрического воздействия гроз, несмотря на крайне низкую частоту ярких событий, наблюдаемы: несколько событий за грозовой сезон [49].

Зависимость вариаций интенсивности (отклонение от средней суточной величины) мягкого компонента, построенная с использованием 52 отобранных грозовых событий, приведена на рис. 10 [49, 152]. Левая часть рисунка (отрицательное электрическое поле) соответствует электронам вторичных космических лучей, приобретающим дополнительную энергию в электрическом поле, так что скорость их счёта увеличилась. Аналогично, правая ветвь рисунка должна соответствовать позитронам, приобретающим энергию в поле противоположного знака. Видно, что изменение спектра в приземном поле не превышает 1,5%. Авторы подчёркивают, что эффект хорошо наблюдаем, несмотря на то что вариации напряжённости поля  $1 \text{ кВ м}^{-1}$  приводят к изменению скорости счёта, в 20 раз более слабому, чем изменения, вызванные вариациями атмосферного давления на 1 мм ртутного столба.

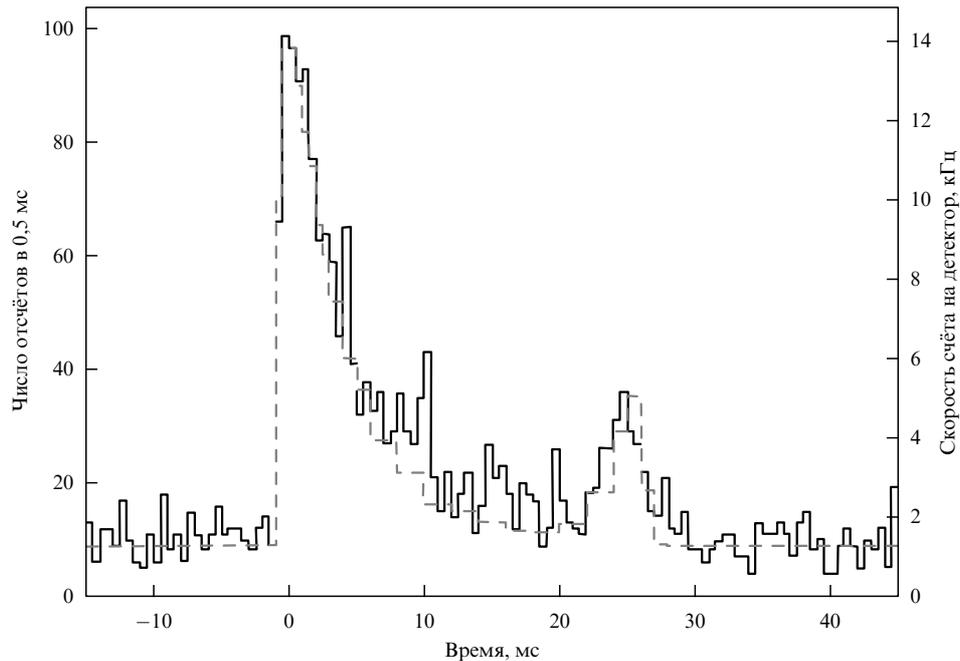
Необычайно большое усиление мягкого компонента (до 30%) было зарегистрировано 11 октября 2003 г. (рис. 11). Усиление произошло в интервале времени между двумя удалёнными (4,4 и 3,2 км) разрядами молнии, зарегистрированными приблизительно в моменты 360 и 500 с (см. рис. 11). Более близкий разряд в окрестности 610 с (см. рис. 11) никак не повлиял на интенсивность частиц. Авторы [49, 152] полагают, что источником этого усиления является область, довольно удалённая от обсерватории, и заключают, что столь большие вариации интенсивности не могут быть обусло-



**Рис. 11.** Большое усиление интенсивности мягкого компонента вторичных космических лучей во время грозы 11 октября 2003 г. (а) и соответствующие вариации напряжённости приземного электрического поля с ясно видимыми ЭМИ разрядов молнии (б), зарегистрированные на Баксанской нейтринной обсерватории [49].

влены изменением энергетических спектров в простом ускорении электронов и позитронов в поле грозового облака, а требуется генерация дополнительных частиц.

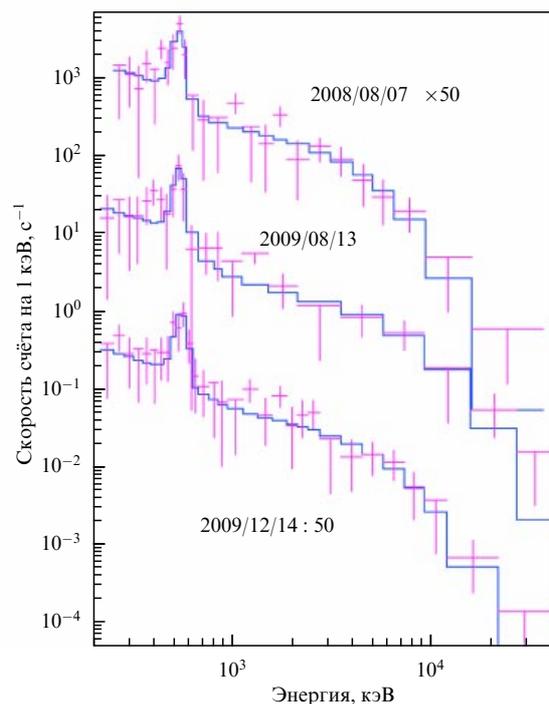
Продолжительность этого события, более 2 мин, на несколько порядков величины превышающая продолжительность типичных TGF, соответствует длительности грозовой эмиссии высоких энергий, идентифицируемой как гамма-свечения [18, 19]. Согласно модели, развитой Лидванским и Хайердиновым в рамках детерминистического подхода, такие события связаны с довольно продолжительными, но локализованными высотными разрядами с обратной положительной связью на позитронах [48, 49, 156–158]. Необходимая для этого процесса минимальная напряжённость поля, полученная с учётом углового рассеяния электронов, превышает критическую напряжённость поля в традиционной теории пробоя на убегающих электронах, равную минимуму электронной силы трения  $F_{\min} \approx 218 \text{ кВ м}^{-1} \text{ атм}^{-1}$  без учёта рассеяния (см. рис. 1), всего лишь на 30%. Соответствующая сила трения достигает минимума при энергии электронов около 10 МэВ, что является энергетическим порогом в наблюдениях мягкого компонента. Этот процесс более локализован по сравнению с простым каскадным размножением убегающих электронов, для которого требуется протяжённая область с достаточно сильным полем (много характерных длин усиления ЛРУЭ в е раз). Кроме того, это единственный процесс, способный отвечать за большую продолжительность наблюдаемых событий. Заметим, что стохастическое численное моделирование ЛРУЭ и её излучений [19, 31, 41, 45, 56, 57, 87, 93, 104, 144–149] выполняется с учётом всех элементарных взаимодействий электронов, включая упругое и неупругое угловое рассеяние, без привлечения детерминистического понятия силы трения. Такое моделирование включает в себя самосогласованно все частицы "мягкого компонента": электроны, фотоны и позитроны.



**Рис. 12.** Гистограмма — временная развёртка события 14 декабря 2009 г. как результат суммирования по всем 14 детекторам на борту спутника Fermi. Штриховая линия — результат численного моделирования методом Монте-Карло [24].

### 5.2. Регистрация грозовой линии $e^+e^-$ -аннигиляции в ближнем космосе

В работах [108, 146, 159, 160] показано, что часть потока убегающих электронов высоких энергий, составляющих ЛРУЭ, может проникать в космос и давать, наряду с квантами тормозного излучения ЛРУЭ, вклад в показания приборов на борту спутников. Источник таких объединённых TGF-подобных импульсов гамма-излучения и электронов находится на высотах 14–15 км [161, 162]. Такие импульсы наблюдались Бриггсом (Briggs) и др. [24] с борта спутника Fermi, запущенного 11 июля 2008 г., монитором всплеск гамма-излучения (Gamma-ray Burst Monitor [24]), состоявшим из 14 сцинтилляционных детекторов: 12 детекторов на основе кристаллов NaI(Tl), перекрывавших диапазон энергий приблизительно от 8 кэВ до 1 МэВ, и двух детекторов на основе висмут-германиевых ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) кристаллов, перекрывавших диапазон энергий приблизительно от 0,2 до 40 МэВ и неспособных различать фотоны и электроны [24]. Авторы [24] отмечают необычайно большую продолжительность большинства таких TGF-подобных событий и более мягкий спектр, чем спектр типичных TGFs: их длительность превышает 10 мс (рис. 12), а спектры ограничены энергией  $\approx 10$  МэВ, тогда как спектры большинства TGFs простираются в область энергий выше 30 МэВ. Эти события обусловлены электронами высоких энергий, распространяющимися из источников вдоль линий геомагнитного поля. Анализ трёх самых ярких событий показал, что их спектры включают в себя интенсивные линии аннигиляции позитронов и электронов ( $e^+e^-$ ) в окрестности энергии 0,511 МэВ, свидетельствующие о том, что электронные TGFs содержат существенный позитронный компонент (рис. 13), доля которого  $N(e^+)/N(e^+ + N(e^-))$  оценивается величиной в пределах 0,1–0,3 [24]. Бриггс и др. заключают, что пары рождаются в некоторых разрядах молнии и, скорее всего, все TGFs инжектируют электронно-позитронные пучки в космос.



**Рис. 13.** Измеренные спектральные скорости счёта (точки с воротами ошибок) и результаты подгонки численным моделированием (гистограммы) в событии 7 августа 2008 г. (обозначено 2008/08/07) (увеличено в 50 раз), событии 13 августа 2009 г. (обозначено 2009/08/13) и в первом импульсе в событии 14 декабря 2009 г. (обозначено 2009/12/14) (уменьшено в 50 раз), зарегистрированных с борта спутника Fermi [24].

### 5.3. Регистрация грозовой линии $e^+e^-$ -аннигиляции в грозовом облаке

В августе–сентябре 2009 г. коллаборацией семи научных организаций США в Колорадо и Флориде выполнены в течение 37 ч наблюдения с борта самолёта Gulfstream V

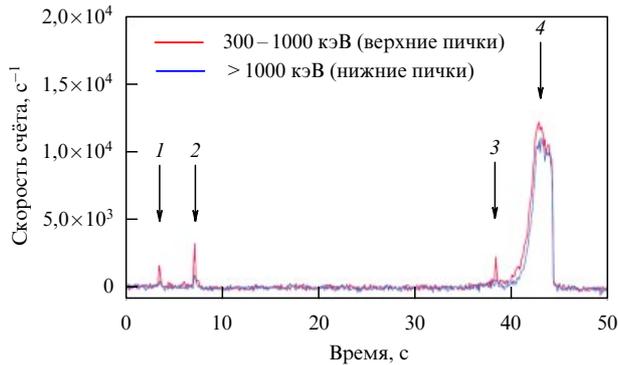


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Скорость счёта бортового детектора (ADELE) излучений высоких энергий молнии с исключённым фоном в диапазонах 0,3–1 МэВ и > 1 МэВ [19].

jet. Регистрация грозových излучений осуществлялась Бортовым детектором излучений высоких энергий молнии (Airborne Detector for Energetic Lightning Emissions — ADELE), включающим в себя кристаллы NaI(Tl) и пластмассовые сцинтилляторы BC-408 с дискриминацией восходящих и нисходящих потоков частиц. В девяти полётах были зарегистрированы 12 гамма-свечений и одна вспышка TGF, коррелированные с грозами [19, 22]. Крайне интересным для проблемы грозových нейтронов является эпизод 21 августа 2009 г., когда самолёт на высоте 14,1 км "неосторожно вошёл в верхнюю часть активной грозовой ячейки". В этом эпизоде были зарегистрированы четыре гамма-свечения в диапазоне энергий 0,3–1,0 МэВ и > 1 МэВ (рис. 14). Продолжительность наиболее яркого гамма-свечения  $\approx 5$  с при скорости счёта  $> 10^4$  с<sup>-1</sup> в обоих энергетических диапазонах. Дуайе (Dwyer) и др. [19] полагают, что в этом случае "ADELE вошёл в нисходящий поток убегающих электронов, т.е. в область источника гамма-свечения". Этому гамма-свечению предшествовали более слабые и более короткие гамма-свечения длительностью приблизительно 0,2 с. Два из них (1 и 3 на рис. 14), разделённые временным интервалом 35 с, почти полностью обусловлены эмиссией в линию 0,511 МэВ. Оба усиления приблизительно в 12 раз превышали фон и сопровождалась электрической активностью, измеряемой в нижней части самолёта. Авторы [19] полагают, что во время этих событий самолёт, пролетавший несколько километров за 35 с, кратковременно погружался в изолированные облака аннигилирующих позитронов.

Дуайе и др. [19] анализируют события, обозначенные цифрами 1 и 3 на рис. 14 (события 2 и 4 в анализе не учитывались, поскольку для них получены только грубые энергетические спектры в измерениях с пластмассовыми сцинтилляторами). На рисунке 15 приведены объединённые энергетические спектры событий 1 и 3, полученные посредством NaI(Tl)-детекторов. Треугольниками показан зарегистрированный во временном интервале 0–0,75 с спектр в пиках 1 и 3, являющийся локальным фоновым во времена этих событий. Ромбами обозначены данные, записанные в течение 0,8–0,9 с после начала временной развёртки по триггеру каждого из событий 1 и 3.

На рисунке 16 гамма-спектры, вычисленные методом Монте-Карло, для позитронов, заполняющих объём воз-

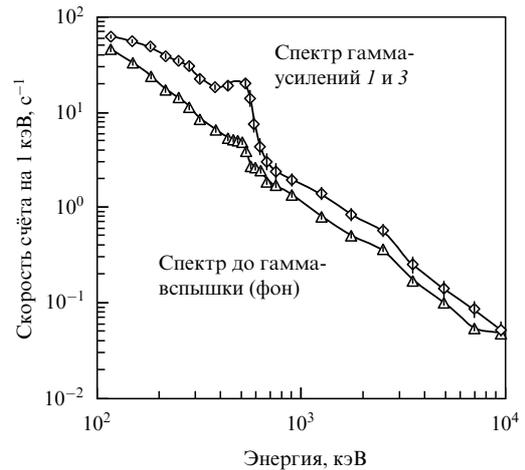


Рис. 15. Объединённая спектральная скорость счёта ADELE в интервалах времени 0–0,75 с до начала усиления гамма-излучения в пиках 1 и 3 на рис. 14 (треугольники), рассматриваемая как локальная фоновая, и объединённая скорость счёта в усилениях 1 и 3 с энергией 0,511 МэВ, зарегистрированная в течение 0,8–0,9 с после начала временной развёртки по триггеру каждого события 1 и 3 (ромбы) [19].

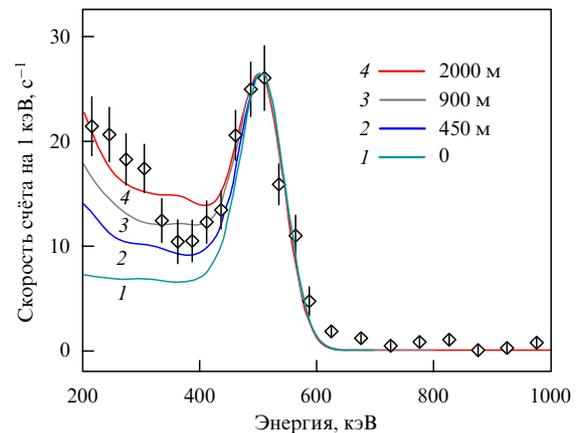


Рис. 16. Объединённая спектральная скорость счёта ADELE в двух усилениях с энергией фотонов 0,511 МэВ, обозначенных цифрами 1 и 3 на рис. 14 в интервале времени 0,8–0,9 с; фон исключён. Кривые 1–4 являются результатами численного моделирования с позитронами, заполняющими объём вне самолёта до радиуса, указанного на рисунке [19].

духа, ограниченный радиусом, указанным на рисунке, сравниваются с измеренным спектром в событиях 1 и 3 [19]. Кривая 1 иллюстрирует спектр источника, расположенного непосредственно на самолёте (0 м), так что учитываются взаимодействия позитронов только с материалом самолёта и детекторов. Другие кривые показывают спектры для однородного изотропного стационарного источника позитронов в объёме, ограниченном указанным на рисунке расстоянием от самолёта. Видно, что спектры 1 (0 м, воздух не учитывается) и 2 (учитываются взаимодействия как с самолётом и детекторами, так и с воздухом на расстоянии 450 м) не согласуются с измеренным спектром, поскольку занижают скорость счёта в области низких энергий. Спектры, вычисленные с большими исходными объёмами воздуха (радиусы 900 и 2000 м), лучше согласуются с измеренным спектром, приблизительно соответствуя линии 0,511 МэВ и низкоэнергетическому комптоновскому компоненту.

Таким образом, авторы [19] исключают локальный источник позитронов вблизи самолёта и делают вывод о том, что наблюдаемое усиление в основном обусловлено излучением в линию 0,511 МэВ в большом объёме воздуха радиусом более 1 км относительно самолёта. Поскольку время жизни позитрона в плотной атмосфере на несколько порядков величины меньше 0,2 с, должен быть, соответственно, продолжительный источник позитронов. Дуайе и др. обсуждают три возможности, не отдавая предпочтения ни одной из них.

Первый источник связывается с возможным развитием ЛРУЭ, создающей электронно-позитронные пары, позитроны которых убегают в направлении, противоположном убегаению электронов, и поддерживающие обратную релятивистскую связь [56, 57], благодаря которой возможна генерация почти произвольно больших потоков позитронов [19]. Авторы [19] отмечают две трудности такого сценария: во-первых, неясно, как позитроны могли двигаться к самолёту, не производя больших потоков высокоэнергетических фотонов в области энергий выше 0,511 МэВ (такая эмиссия не была обнаружена (см. рис. 14)), и, во-вторых, почему события 1 и 3 с энергией фотонов 0,511 МэВ почти одинаковы.

Второй возможный источник Дуайе и др. [19] связывают с положительным лидером, возможно, инициируемым воздействием самолёта, в результате чего самолёт и окружающая атмосфера могли приобрести отрицательный заряд. В этом сценарии вторичные позитроны космического излучения притягиваются к самолёту, а вторичные электроны отталкиваются от него, так что позитроны концентрируются вблизи самолёта. Но неясно, как эта модель объясняет генерацию достаточно сильного электрического поля, способного извлекать позитроны с больших расстояний, и, кроме того, почему усиление гамма-излучения в области более высоких энергий фотонов мало [19].

Третий источник позитронов, по мнению авторов [19], возможно, обусловлен образованием локализованной области повышенной радиоактивности в грозовом облаке, вероятно, созданной высокоэнергетическими электронами ЛРУЭ и их тормозным излучением. Действительно, поскольку грозы могут порождать нейтроны в фотоядерных реакциях  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ , эти реакции кроме нейтронов производят долгоживущие радиоактивные изотопы  $^{13}\text{N}$  (период полураспада  $\tau_{1/2} = 598$  с) и  $^{15}\text{O}$  ( $\tau_{1/2} = 122$  с), подверженные  $\beta$ -плюс-распадам  $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$  и  $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$ . Для преодоления трудности, согласно которой в этом сценарии ЛРУЭ должны были генерировать большое усиление гамма-излучения при более высоких энергиях, чего не наблюдалось, авторы полагают, что "лавины развивались до того, как самолёт оказывался вблизи них". С другой стороны, так как периоды полураспада изотопов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  на несколько порядков превышают длительность (0,2 с) наблюдаемых усилений с энергией фотонов 0,511 МэВ, "требовался бы механизм, обеспечивающий перенос позитронов ближе к самолёту" [19]. В то же время отмечается, что "подвижность ионов слишком мала для их дрейфа на существенное расстояние за время длительности, 0,2 с, событий 1 и 3 и, следовательно, временная структура события не может быть обусловленной движением радиоактивных изотопов" [19]. Другая возможность, на которую указывают авторы [19], состоит в том, что позитроны с энергиями выше 1 МэВ,

испускаемые в распадах, могли убежать в полях, превышающих порог развития ЛРУЭ, проходя большие расстояния от их источника; однако, по их мнению, остаётся всё та же трудность — отсутствие фотонов тормозного излучения позитронов высоких энергий.

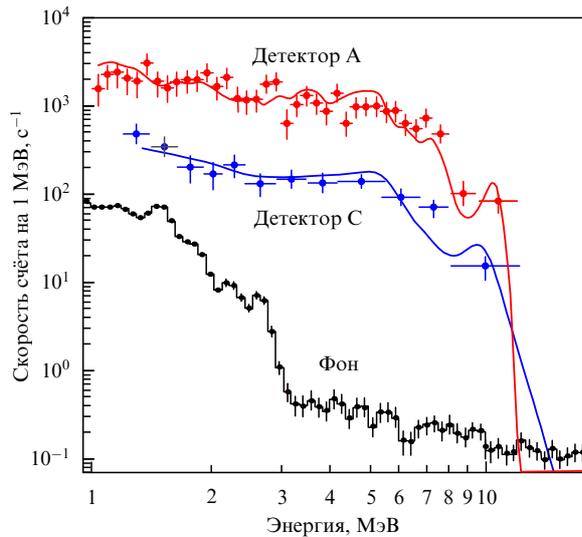
Следует иметь в виду, что малая по сравнению с периодами полураспада изотопов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  измеренная длительность событий 1 и 3 может быть связана с тем, что "движение самолёта смешивало пространственные и временные эффекты", как отмечали ещё Мак-Карти и Паркс [54], анализируя результаты своих наблюдений с борта самолёта [5, 6]. Gulfstream V jet с ADELE на борту мог оказываться на расстояниях, достаточно малых для регистрации сигналов, только к завершению распада нуклидов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$ , образовавшихся, когда самолёт находился ещё вдали от области с повышенной радиоактивностью, о чём может свидетельствовать отсутствие усиления гамма-излучения высоких энергий в событиях 1 и 3. Даже если самолёт находился недалеко от этой области, то продолжительность записи сигналов ограничивалась чувствительностью детекторов, и записанная длительность, 0,2 с, событий 1 и 3 ограничена временем, в течение которого облучение детекторов было достаточно интенсивным.

Таким образом, механизм генерации грозовых гамма-импульсов с доминированием излучения в линию 0,511 МэВ, зарегистрированных с помощью ADELE, остаётся неясным. Неясным остаётся даже, как образовались облака позитронов в грозовой ячейке; Дуайе и др. заключают, что "возможно, их появление связано с присутствием самолёта в наэлектризованной окружающей среде" [19].

#### 5.4. Регистрация грозовой линии $e^+e^-$ -аннигиляции на уровне моря

В 2017 г. коллаборацией GROWTH (Global Relay of Observatories Watching Transients Happen) десяти японских научных организаций опубликованы давно ожидаемые надёжные экспериментальные свидетельства того, что ядерные реакции, производящие нейтроны, протекают в грозовой атмосфере [46]). Наблюдения выполнялись зимой 2016–2017 гг. на побережье Японского моря в высоте 30–40 м над уровнем моря у атомной электростанции Касивадзаки-Карива (Ниигата), там же, где наблюдались продолжительные вспышки грозового гамма-излучения со спектром фотонов, простирающимся до 70 МэВ [28].

Использовались три детектора со сцинтиллирующими кристаллами  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (A, B, C на рис. 1 в статье [46]) и один детектор с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  (D на рис. 1 в статье [46]). 6 февраля 2017 г. были зарегистрированы два разряда молнии с грозового облака на поверхность моря на расстояниях 0,5–1,7 км от детекторов. За отрицательным разрядом с пиковым током  $-33$  кА через 23,7 мкс последовал положительный разряд с током  $+44$  кА. Все детекторы и девять мониторов (см. рис. 1 в статье [46]) электростанции записали необычайно мощную TGF-подобную вспышку излучения длительностью менее 1 мс, которая сопровождалась гамма-послесвечением в результате захвата нейтронов ( $n, \gamma$ ) ядрами атмосферы и земной поверхности. Послесвечение, зарегистрированное в интервалах времени  $40 < t < 100$  мс и  $20 < t < 200$  мс соответственно детекторами A и C, на 2–3 порядка величины превышало фон и затухло прибли-



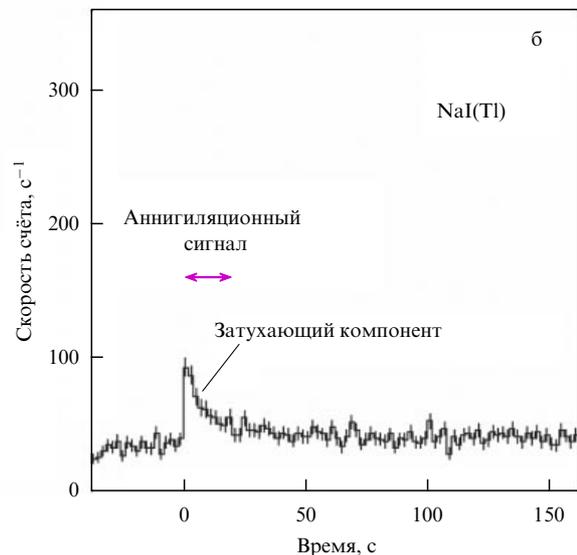
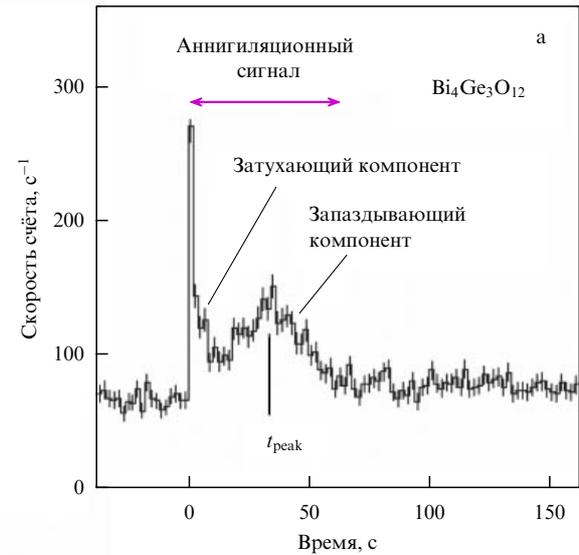
**Рис. 17.** Субсекундная спектральная скорость счёта гамма-девозбуждения ядер, зарегистрированная 6 февраля 2017 г. на берегу Японского моря после TGF-подобной вспышки (длительность  $< 1$  мс) детектором А в интервале времени  $40 < t < 100$  мс и детектором С в интервале  $20 < t < 200$  мс [46].

зительно за 100 мс по экспоненте с постоянной времени 40–60 мс (рис. 17). Это послесвечение сопровождалось эмиссией вблизи  $\gamma$ -линии  $\varepsilon_\gamma = 0,511$  МэВ, регистрируемой детекторами А и D в течение 1 мин (рис. 18, 19).

Обсуждая полученные результаты, Иното (Enoto) с коллегами [46] вслед за авторами статьи [19] обращают внимание на то, что фотоядерные реакции производят кроме нейтронов нестабильные изотопы, которые за довольно продолжительное время в  $\beta$ -плюс-распадах трансформируются в устойчивые изотопы. Испускаемые позитроны аннигилируют с электронами атомарных частиц окружающей среды с эмиссией двух  $\gamma$ -фотонов с энергией 0,511 МэВ. Следовательно, согласно [46], экспериментально доказать, что интенсивность фотоядерных реакций, генерирующих нейтроны, действительно возрастает во времена гроз, можно, как минимум, разрешив эту  $\gamma$ -линию по времени и энергии.

Детекторы А и D регистрировали постепенно затухающий сигнал с характерным временем  $\approx 5$  с (затухающий компонент на рис. 18). Вслед за Гуревичем с соавторами, показавшими численным моделированием, что грозовые нейтроны генерируются в основном в твёрдом веществе вокруг детекторов и непосредственно в детекторах, а не в воздухе [41, 42], авторы [46] связывают этот сигнал с фотоядерными реакциями  $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$  и  $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$  в грунте вокруг детекторов, в самих детекторах и их корпусах, так как времена полураспада нестабильных изотопов  $^{27}\text{Si}$  ( $\tau_{1/2} = 4,15$  с) и  $^{26}\text{Al}$  ( $\tau_{1/2} = 6,25$  с) в реакциях  $^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + e^+ + \nu_e$  и  $^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + e^+ + \nu_e$  согласуются с характерным временем 5 с. Заметим, поскольку длительность, 10–20 с, части усиления скорости счёта, которую Курода и др. выделили из вспышки длительностью 200 с, зарегистрированной 5 января 2012 г., и которую они относят к грозовым нейтронам [55], близка к периодам полураспада ядер  $^{27}\text{Si}$  и  $^{26}\text{Al}$ , нейтроны в этом событии, скорее всего, также генерировались в твёрдой среде.

Детектор А зарегистрировал помимо затухающего компонента запаздывающий компонент (рис. 18а), кото-



**Рис. 18.** Сигналы аннигиляции с детекторов А ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) (а) и D ( $\text{NaI}(\text{Tl})$ ) (б), зарегистрированные 6 февраля 2017 г. на берегу Японского моря [46].

рый Иното и др. связывают с реакциями  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  в грозовом облаке [46]. Нестабильные продукты этих реакций, т.е. изотопы азота  $^{13}\text{N}$  ( $\tau_{1/2} = 598$  с) и кислорода  $^{15}\text{O}$  ( $\tau_{1/2} = 122$  с), распадаются в реакциях  $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$  и  $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$ . Отсюда авторы [46] заключают, что запаздывающий компонент есть следствие аннигиляции в заполненном позитронами облаке, переносимом ветром со скоростью  $v_{\text{wind}} \approx 17$  м с $^{-1}$  с характерным временем, совпадающим с положением максимума запаздывающего сигнала  $t_{\text{peak}} = (34,5 \pm 1)$  с на рис. 18а, поскольку произведение  $v_{\text{wind}} t_{\text{peak}} \approx 590$  м сравнимо с расстоянием между детектором А и локализацией ударов молнии по поверхности моря. Фактически реализована техника долгоживущих нейтронных индикаторов с использованием "детекторов" самой среды, а именно ядер атмосферы и твёрдого вещества, окружающего скintилляторы.

Как и авторы статьи [19], Иното с коллегами [46] не игнорируют возможности прямой генерации электрон-позитронных пар тормозным  $\gamma$ -излучением высоких

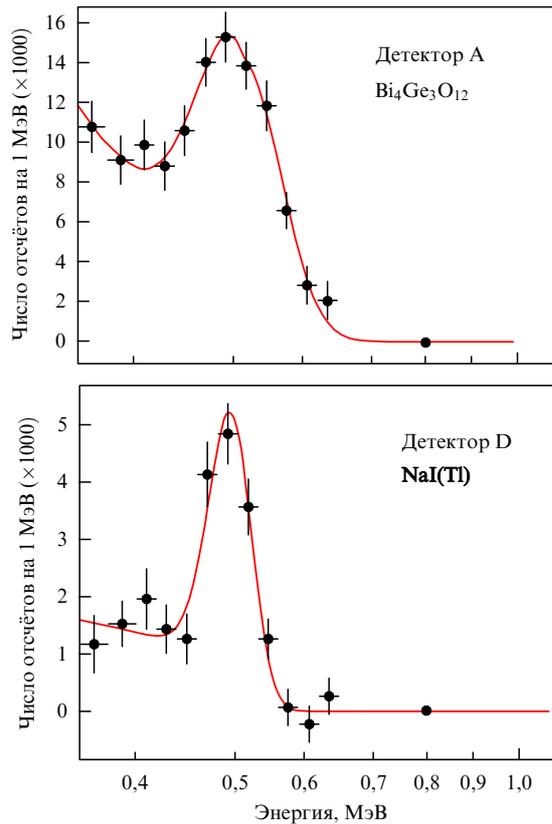


Рис. 19. Спектры сигналов аннигиляции на рис. 18 [46].

энергий в процессе развития грозовой ЛРУЭ, но, как и авторы статьи [19], подчёркивают, что аннигиляционные сигналы (см. рис. 18, 19), намного более продолжительные ( $\geq 1$  с), чем сигнал гамма-девозбуждения ядер (см. рис. 17), "не сопровождалось... гамма-излучением с энергиями фотонов выше 3 МэВ" [46]. Длительность каждого компонента аннигиляционного сигнала (см. рис. 18 и 19), особенно запаздывающего компонента, на несколько порядков превосходит длительность,  $\sim 10$  мс, обусловленных грозовой активностью объединённых импульсов гамма-излучения, электронов и позитронов, зарегистрированных с борта спутника Fermi, также

содержащих аннигиляционный компонент (см. рис. 12 и 13). Кроме того, Иното и др. отмечают, что во время аннигиляционных сигналов электрическое поле на Земле было направлено вверх с напряжённостью, меньшей чем  $\approx 3$  кВ м $^{-1}$ , и поэтому позитроны, непосредственно порождаемые тормозным излучением ЛРУЭ, не могли накапливаться вблизи поверхности Земли, так что аннигиляционная линия не должна была усиливаться [46]. На основании этих данных Иното и др. делают вывод, что фотоядерные реакции являются прямой интерпретацией наблюдаемых аннигиляционных сигналов.

Аналогичный сигнал аннигиляции был зарегистрирован на том же месте 13 января 2012 г. [47]. Во время этого события активным был только детектор D. Авторы [46] считают этот результат не вполне достоверным, поскольку нейтронный сигнал был искажён насыщением детектора, и поэтому запись субсекундного гамма-девозбуждения ядер не производилась вследствие невозможности сбора данных в течение 200 мс. Что ещё хуже, в это время не работал монитор электрического поля, так что невозможно полностью исключить прямого рождения пар тормозными фотонами с энергией 10–20 МэВ. Иното и др. подчёркивают, что в событии 6 февраля 2017 г. электрическое поле, измеряемое вблизи детектора D, было отрицательным во время запаздывающего (аннигиляционного) сигнала, "что указывает на движение электронов к Земле от отрицательно заряженных облаков, и, следовательно, генерация линии с энергией 0,511 МэВ без тормозного излучения с энергией фотонов 10–20 МэВ была невозможна" [46].

На рисунке 20 [46, 163, 164] иллюстрируются каналы, начинающиеся реакцией  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ . Каналы, начинающиеся реакциями  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$  и  $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$ , аналогичны.

1. Гамма-фотон с энергией выше фотоядерного порога  $\varepsilon_{\text{th}, \text{N}}(\gamma, n) = 10,55$  МэВ выбивает нейтрон из ядра  $^{14}\text{N}$ , в результате чего образуется ядро устойчивого изотопа  $^{13}\text{C}$  и излучаются два  $\gamma$ -фотона аннигиляции с  $\varepsilon_{\gamma} = 0,511$  МэВ.

2. Выбитый нейтрон захватывается ядром  $^{14}\text{N}$ ; после снятия возбуждения гамма-излучением образуется ядро устойчивого изотопа  $^{15}\text{N}$ . Кроме того, возможно рождение ядра устойчивого изотопа  $^{17}\text{O}$  после захвата нейт-

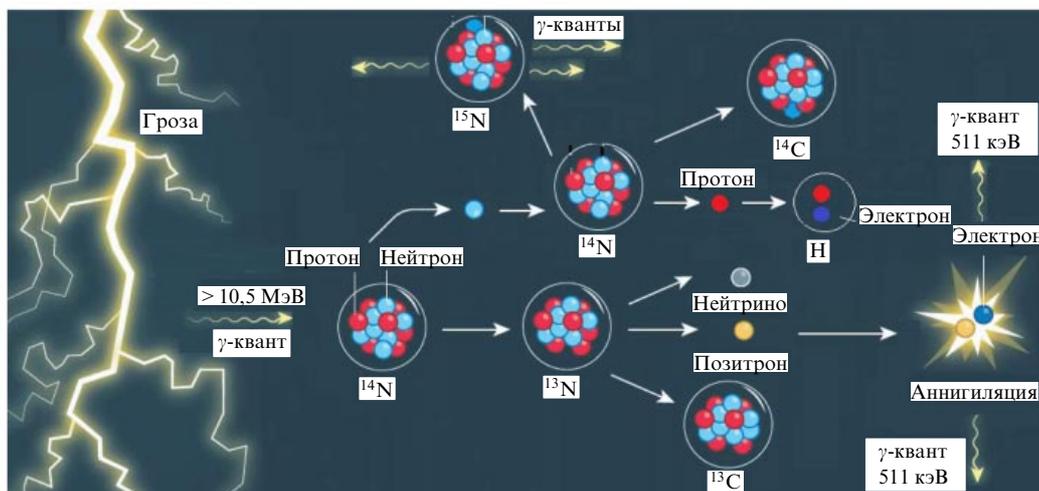


Рис. 20. Каналы реакций с участием ядер  $^{14}\text{N}$ , инициируемых гамма-квантом с энергией выше порога фотоядерных реакций [46, 163, 164].

рона ядром  $^{16}\text{O}$  и снятия возбуждения (на рис. 20 не показано).

3. Другой результат захвата нейтрона ядром  $^{14}\text{N}$  состоит в том, что после снятия возбуждения дочернего ядра  $^{15}\text{N}$  эмиссией протона, образуется ядро слабо радиоактивного изотопа  $^{14}\text{C}$  (реакция  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ ). Испускаемый протон захватывает свободный атмосферный электрон, и образуется атом водорода.

## 6. Следствия открытия грозовой линии аннигиляции электронов и позитронов

1. Производящие нейтроны ядерные реакции, действительно, протекают в грозовой атмосфере в корреляции с разрядами молнии. Грозовые нейтроны генерируются фотонами высоких энергий в TGF-подобных событиях и наблюдаемы на поверхности Земли.

2. Как предсказывалось в [79], грозовые нейтроны порождаются фотоядерными реакциями. Регистрация долгоживущего (несколько десятков секунд) запаздывающего компонента линии  $\varepsilon_\gamma = 0,511$  МэВ после разряда молнии (типичная продолжительность возвратного удара  $\sim 50$  мкс) и  $\gamma$ -вспышки длительностью менее 1 мс является достоверным свидетельством  $e^+e^-$ -аннигиляции и однозначным доказательством протекания производящих нейтроны фотоядерных реакций в грозовой атмосфере, поскольку запаздывающий компонент линии  $\varepsilon_\gamma = 0,511$  МэВ, скорее всего, есть следствие  $\beta$ -плюс-распада их долгоживущих продуктов  $^{13}\text{N}$  ( $\tau_{1/2} = 598$  с) и  $^{15}\text{O}$  ( $\tau_{1/2} = 122$  с), образующихся в фотоядерных реакциях с участием основных компонентов атмосферы [46].

3. Следует подчеркнуть, что, как теоретически показано в работах [79, 97–100, 110–112], реакции ядерного синтеза невозможны в каналах молнии и, следовательно, они не могут отвечать за усиление потока атмосферных нейтронов во времена грозовой активности. Это подтверждается результатами работы [46]: если бы ядерный синтез отвечал за рождение грозовых нейтронов, то линия  $e^+e^-$ -аннигиляции  $\varepsilon_\gamma = 0,511$  МэВ отсутствовала бы, а энергия фотонов в  $(n, \gamma)$ -последсвечении была бы ограничена величиной 2,45 МэВ (энергия нейтронов в реакции  $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$ ), в то время как спектр послесвечения простирается до энергии выше 10 МэВ (см. рис. 17).

4. Работа [46] позволила обнаружить ранее неизвестный естественный, дополнительный к космическому облучению Земли, источник изотопов в атмосфере, таких как  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$ , последний из которых широко используется для датировки археологических артефактов и художественных произведений. Действительно, вклад гроз в содержание изотопа  $^{14}\text{C}$  на Земле может быть сопоставимым в некоторых областях Земли с наработкой космическим облучением [164]. Будущие исследования должны показать, производят ли грозы другие изотопы (например, водорода, гелия, бериллия). Ввиду важности этой проблемы требуются более точные и многочисленные экспериментальные исследования грозовых вспышек гамма-излучения и нейтронов на разных высотах, долготях, широтах.

5. Иницируемые грозами ядерные реакции, возможно, протекают в атмосферах других планет, таких как Юпитер, Сатурн или Венера, и поэтому они могут давать вклад в изотопный состав их атмосфер [80, 165]. Определение величины этого вклада потребует деталь-

ных исследований грозовых вспышек гамма-излучения и нейтронов на этих планетах.

6. Результаты наблюдений [19, 46] подтверждают мнение о том, что грозовые нейтроны генерируются не в каналах молнии, поскольку даже полные пробеги  $\gamma$ -фотонов, а тем более пробеги фотонов, участвующих в фотоядерных реакциях, т.е. фотонов с энергиями выше фотоядерного порога  $\varepsilon_{\text{th}, \text{N}}(\gamma, n)$ , на несколько порядков величины превосходят поперечные размеры каналов [96–100, 163]. Следовательно, вопреки ожиданиям [69, 75], грозовые нейтроны не несут информации о параметрах плазмы разрядов молнии, тем не менее они могут поставлять информацию о процессах в грозовой атмосфере, поскольку генерируются не только в твёрдом веществе на Земле, но и в грозовых облаках, что подтверждается спектрами, приведёнными на рис. 15 и 16 [19], и запаздывающей линией аннигиляции на рис. 18а [46].

## 7. Заключение

Исследования высокоэнергетических процессов в грозовых облаках и во времена гроз, инициированные почти 100 лет назад Чарльзом Вильсоном [3], остаются новой и слабо разработанной областью физики атмосферного электричества. Хотя число наблюдений грозовых импульсов рентгеновского излучения, гамма-излучения и нейтронов ограничено, твёрдо установлено, что высокоэнергетические процессы являются характерными для земных грозовых облаков и гроз и представляют собой следствие лавинообразного размножения электронов высоких энергий в процессе Гуревича–Милиха–Русселя–Дюпре [55] в крупномасштабных полях грозовых облаков, как предсказывал Вильсон [3], или в пространственно ограниченных электрических полях лидеров молнии (см., например, [69, 127, 165, 166] и цитируемую там литературу). Поскольку наэлектризованные облака и разряды молнии наблюдаются в атмосферах других планет Солнечной системы, а убегающие электроны и их тормозное излучение регистрируются при электрических разрядах не только в воздухе, но и в других газообразных средах (см., например, [69, 167, 168] и приведённые там ссылки), высокоэнергетические явления, скорее всего, также характерны для других планетарных атмосфер [80, 165].

Несмотря на существенный успех, достигнутый со времён Вильсона, особенно в течение последних десятилетий, до сих пор немного известно о грозовых высокоэнергетических процессах. Особенно слабо изучены ядерные реакции, в том числе порождающие нейтроны. К настоящему времени опубликовано совсем немного статей, в которых сообщается о наблюдениях грозовых нейтронов; ещё меньше сообщений об измерениях числа нейтронов, так что эта величина остаётся довольно неопределённой. Выводы делаются на основании крайне ограниченной информации.

Пока даже неясно, генерируются ли нейтроны каждым грозовым облаком с достаточно большим зарядом или каждой достаточно сильной грозой. Так, в первом сообщении об открытии грозовых нейтронов в Гималаях [77] были отобраны только 124 события генерации грозовых нейтронов на фоне 11200 ЭМИ молнии. Позднее там же наблюдались грозовые нейтроны, коррелированные почти с каждым зарегистрированным ЭМИ [86].

Согласно обширному числу наблюдательных данных, полученных на горе Арагац с 2009 г., гамма-фотоны с энергиями выше порога фотоядерных реакций в атмосфере  $\varepsilon_{th,N} = 10,55$  МэВ генерируются каждой грозой [33–38]. С другой стороны, в наблюдениях Алексеенко и др. [169], выполненных в разных географических точках (Москва, Обнинск, Баксан, Италия — высоты 200, 175, 1700 и 1000 м над уровнем моря соответственно) с использованием детекторов с площадью чувствительной поверхности  $S_{eff} = 0,36–0,75$  м<sup>2</sup>, не обнаружено никаких свидетельств об усилении потока нейтронов во времена гроз. Поскольку данные табл. 1 противоречат этому отрицательному результату, представляется целесообразным повторить наблюдения [169] в тех же географических точках, учитывая, что положительные результаты получены с использованием детекторов с гораздо большей площадью эффективной поверхности, например,  $S_{eff} \approx 32$  м<sup>2</sup> в YBJNM [31],  $S_{eff} \approx 18$  м<sup>2</sup> в ArNM [33],  $S_{eff} \approx 3$  м<sup>2</sup> в LFGNM [77, 86]. Это тем более целесообразно ввиду регистрации сигнатуры грозовых нейтронов Бауэрсом и др. [106] и открытия грозовой линии  $e^+e^-$ -аннигиляции Дуае и др. [19] и Иното и др. [46]. Следует отметить, что авторы [106] зарегистрировали грозовые нейтроны детектором меньшей площади,  $S_{eff} \approx 0,14$  м<sup>2</sup>, чем в наблюдениях Алексеенко и др. [169], но в области с интенсивной грозовой активностью и низкими грозовыми облаками.

Реакции ядерного синтеза в канале молнии, с которыми связывались ожидаемые, а затем и первоначально наблюдаемые усиления потока нейтронов во времена гроз, невозможны при известных параметрах разрядов молнии и современных представлениях о макроскопических и элементарных процессах, гипотетически способных протекать в плазме молнии. Поскольку гамма-излучение с энергиями фотонов, намного превышающими фотоядерный порог, генерируется в грозовой атмосфере, происхождение грозовых нейтронов принято связывать с фотоядерными реакциями и в меньшей степени — с реакциями электродезинтеграции, инициируемыми грозовыми вспышками электронов высоких энергий и их тормозного гамма-излучения.

Фотоядерная природа грозовых нейтронов доказана численным моделированием. Однако ввиду трудности селекции нейтронов в наблюдениях с традиционно используемыми газоразрядными детекторами от других проникающих излучений, таких как электроны и гамма-фотоны высоких энергий, до недавнего времени отсутствовали достоверные наблюдательные свидетельства генерации нейтронов в грозовой атмосфере и их происхождения. Куроде с соавторами [45], по-видимому, удалось, используя технику запаздывающих совпадений, разделить на месте нейтроны от электронов и гамма-излучения, но остаётся неясным, генерировались ли нейтроны в атмосфере или в твёрдом веществе на поверхности Земли. Грозовые фотоядерные реакции в атмосфере не наблюдались непосредственно, несмотря на растущее число наблюдательных свидетельств о нейтронах, предположительно обусловленных этими реакциями. Чтобы исключить эффект, связанный с электронами и  $\gamma$ -излучением, требовался критический эксперимент ("Experimentum crucis" по Бэкону).

Убедительные свидетельства протекания таких реакций были получены только недавно в наблюдениях групп Бауэрса [106] и Иното [46]. В эксперименте [106] во

вторичной эмиссии пластмассового сцинтиллятора обнаружена характерная гамма-линия с энергией фотонов 2,223 МэВ, являющаяся результатом радиационного захвата нейтронов  $H_1^1(n, \gamma)H_2^1$  ядрами водорода в детекторе, как сигнатура первичных грозовых фотоядерных нейтронов. Иното с коллегами в рамках коллаборации GROWTH [46], вслед за предсказанием Гуревича и др. возможности во время пробоя на убегающих электронах в грозовых электрических полях наблюдать грозовую  $\gamma$ -линию  $e^+e^-$ -аннигиляции с энергией 0,511 МэВ [151] и наблюдениями этой линии в грозовом облаке [19, 22], обнаружили на уровне моря запаздывающую долгоживущую линию  $e^+e^-$ -аннигиляции и для объяснения её происхождения учли, как и в работе [19], другие, помимо нейтронов, продукты фотоядерных реакций, а именно нестабильные ядра компонентов воздуха и твёрдого вещества детекторов и их окружения. Позитроны, испускаемые нестабильными ядрами компонентов атмосферы, аннигилируют; получающаяся линия  $e^+e^-$ -аннигиляции (запаздывающий компонент в работе [46]) является прямым свидетельством генерации нейтронов в грозовой атмосфере и их фотоядерного происхождения.

Разумеется, опубликованные в статьях [19, 46, 106] результаты наблюдений, являющихся к настоящему времени уникальными, не следует рассматривать как окончательное доказательство протекания в грозовой атмосфере генерирующих нейтроны ядерных реакций. Требуются сопровождаемые разработкой адекватных моделей и компьютерным моделированием многочисленные наблюдения грозовых излучений с достаточно высоким временным разрешением, с локализацией источников излучений в пространстве и времени и селекцией излучений по их типам. Крайне необходимы измерения энергетических спектров излучений, в том числе в связи с трудностями прямой регистрации грозовых нейтронов, необходима надёжная селекция по спектру и времени грозовых линий  $e^+e^-$ -аннигиляции, генерируемых в атмосфере, в самих детекторах и твёрдом веществе окружающей среды. Как замечают Гуревич с коллегами: "Подобные измерения могут привести к совершенно неожиданным результатам" [42].

Порождающие нейтроны грозовые реакции протекают вне каналов молнии, следовательно, грозовые нейтроны не позволяют заглянуть внутрь каналов и получить информацию о плазме разрядов молнии. Тем не менее они могут поставлять информацию о процессах в грозовой атмосфере. Открытие гамма-линий реакции  $H_1^1(n, \gamma)H_2^1$  [106] и  $e^+e^-$ -аннигиляции [19, 46] доказывает, что грозовая атмосфера генерирует гамма-радиацию с энергиями фотонов выше фотоядерного порога в воздухе,  $\varepsilon_{th,N} = 10,55$  МэВ, и является сильным аргументом в пользу процесса Гуревича–Милица–Русселя–Дюпре [55], лежащего в основе многих аспектов атмосферного электричества высоких энергий. Дальнейшие поиски грозовых нейтронов с более детальным исследованием их временных, пространственных и энергетических характеристик способны пролить свет на многие проблемы атмосферного электричества. Крайне многообещающим является то, что с обнаружением этих вторичных  $\gamma$ -линий открывается "новый путь к изучению TGFs, которые довольно редки... поскольку датчики на воздушных шарах или на борту самолётов способны измерять TGF-сигнатуры только после завершения TGF" [19].

**Благодарности.** Исследования атмосферного электричества высоких энергий в Российском федеральном ядерном центре "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ВНИИЭФ) являются продолжением пионерских исследований высокоэнергетических процессов в экспериментах с лабораторными разрядами в открытой атмосфере и других газах, начатых в конце 1960-х годов группами Л.В. Тарасовой и Ю.Л. Станкевича [1, 2, 170–173], сотрудничество с которыми в качестве аспиранта и молодого специалиста автор вспоминает с глубокой благодарностью и ностальгией.

Данный обзор есть следствие исследований, выполненных по проектам Международного научно-технического центра (МНТЦ) №№ 339, 490, 1480 и 3993. Автор выражает глубокую благодарность С. Гитомеру (S. Gitomer), бывшему научному советнику МНТЦ от США, Р.А. Русселю-Дюпре (R.A. Roussel-Dupré), Э.М.Д. Цымбалисту (E.M.D. Symbalisy), С. Халдоупису (C. Haldoupis), Т. Ньюберту (T. Neubert) — коллабораторам от США и ЕС в этих проектах, Н. Кросби (N. Crosby), С. Каммеру (S. Cummer), А. ван Дюрсену (A. van Deursen), Дж.Р. Дуайе (J.R. Dwyer), Р. Русселю-Дюпре, Д. Смиту (D. Smith), Х. Цучия (H. Tsuchiya) и Э. Уильямсу (E. Williams) за поддержку предложения по последнему в программе МНТЦ проекту № 3993. Автор искренне благодарен Е.И. Бочкову, Е.Н. Донскому, А.В. Гуревичу, К.П. Зыбину, И.М. Куцьку, Т.В. Лойко, С. Халдоупису, Т. Ньюберту, Р.А. Русселю-Дюпре, Э.М.Д. Цымбалисту и другим участникам исследований в этих проектах за многолетнее сотрудничество. Особую благодарность автор выражает Р.И. Илькаеву, который как директор ВНИИЭФ поддержал в 1995–1996 гг. исследования по атмосферному электричеству высоких энергий в рамках сотрудничества ВНИИЭФ–Лос-Аламосская национальная лаборатория–Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН посредством МНТЦ. Автор благодарен рецензентам УФН, учёт замечаний которых позволил серьезно уточнить и строже аргументировать ряд утверждений.

Читатели могут получить данные по статье у автора по электронной почте: leonid.babich52@gmail.com.

## Список литературы

1. Тарасова Л В, Худякова Л Н *ЖТФ* **39** 1530 (1969); Tarasova L V, Khudyakova L N *Sov. Phys. Tech. Phys.* **14** 1148 (1969)
2. Тарасова Л В и др. *ЖТФ* **44** 564 (1974); Tarasova L V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** 351 (1975)
3. Wilson C T R *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.* **22** 534 (1925)
4. Eddington A S *Nature* **117** 25 (1926)
5. Parks G E et al. *Geophys. Res. Lett.* **8** 1176 (1981)
6. McCarthy M, Parks G K *Geophys. Res. Lett.* **12** 393 (1985)
7. Fishman G J et al. *Science* **264** 1313 (1994)
8. Eack K B et al. *J. Geophys. Res.* **101** 29637 (1996)
9. Eack K B et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2915 (1996)
10. Eack K B et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 185 (2000)
11. Chubenko A P et al. *Phys. Lett. A* **275** 90 (2000)
12. Chubenko A P et al. *Phys. Lett. A* **309** 90 (2003)
13. Alexeenko V V et al. *Phys. Lett. A* **301** 299 (2002)
14. Cummer S A et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L08811 (2005)
15. Cummer S A et al. *Geophys. Res. Lett.* **38** L14810 (2011)
16. Dwyer J R *J. Geophys. Res.* **113** D10103 (2008)
17. Dwyer J R, Grefenstette B W, Smith D M *Geophys. Res. Lett.* **35** L02815 (2008)
18. Dwyer J R, D M Smith, Cummer S A *Space Sci. Rev.* **173** 133 (2012)
19. Dwyer J R et al. *J. Plasma Phys.* **81** 475810405 (2015)
20. Smith D M et al. *Science* **307** 1085 (2005)
21. Grefenstette B W et al. *J. Geophys. Res.* **114** A02314 (2009)
22. Smith D M et al. *J. Geophys. Res.* **116** D20124 (2011)
23. Briggs M S et al. *J. Geophys. Res.* **115** A07323 (2010)
24. Briggs M S et al. *Geophys. Res. Lett.* **38** L02808 (2011)
25. Marisaldi M et al. *J. Geophys. Res.* **115** A00E13 (2010)
26. Marisaldi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 128501 (2010)
27. Connaughton V et al. *J. Geophys. Res.* **115** A12307 (2011)
28. Tsuchiya H et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 165002 (2007)
29. Tsuchiya H et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 255003 (2009)
30. Tsuchiya H et al. *J. Geophys. Res.* **116** D09113 (2011)
31. Tsuchiya H et al. *Phys. Rev. D* **85** 092006 (2012)
32. Moore C B et al. *Geophys. Res. Lett.* **28** 2141 (2001)
33. Chilingarian A A et al. *Phys. Rev. D* **82** 043009 (2010)
34. Chilingarian A, Bostanjyan N, Vanyan L *Phys. Rev. D* **85** 085017 (2012)
35. Chilingarian A et al. *Phys. Rev. D* **86** 093017 (2012)
36. Chilingarian A, Hovsepyan G, Kozliner L *Phys. Rev. D* **88** 073001 (2013)
37. Chilingarian A, Hovsepyan G, Mantasakanyan E *Phys. Rev. D* **93** 052006 (2016)
38. Torii T et al. *Geophys. Res. Lett.* **36** L13804 (2009)
39. Tavani M et al. (AGILE Team) *Phys. Rev. Lett.* **106** 018501 (2011)
40. Gurevich A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 125001 (2012)
41. Gurevich A V et al. *Atmos. Res.* **164–165** 339 (2015)
42. Gurevich A V et al. *Phys. Rev. D* **94** 023003 (2016)
43. Tran M D et al. *J. Atmos. Solar Terrest. Phys.* **136** 86 (2015)
44. Kelley N A et al. *Nature Commun.* **6** 7845 (2015)
45. Kuroda Y et al. *Phys. Lett. B* **758** 286 (2016)
46. Enoto T et al. *Nature* **551** 481 (2017)
47. Umemoto D et al. *Phys. Rev. E* **93** 021201(R) (2016)
48. Хаердинов Н С, Лидванский А С *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1032 (2007)
49. Khaerdinov N S, Lidvansky A S, in *Proc. of the 5th Intern. TEPA, Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration, TEPA 2015, Nor-Amberd, Armenia, October 5–9, 2015* (Ed. A Chilingarian) (Yerevan: Yerevan Physics Institute, 2016) p. 35
50. Stanley M A et al. *Geophys. Res. Lett.* **33** L06803 (2006)
51. Shao X-M, Hamlin T, Smith D M *J. Geophys. Res.* **115** A00E30 (2010)
52. Бабич Л П *ТВТ* **33** 659 (1995); Babich L P *High Temp.* **33** 653 (1995)
53. Dwyer J R *Sci. Am.* **292** (5) 64 (2005)
54. McCarthy M P, Parks G K *J. Geophys. Res.* **97** 5857 (1992)
55. Gurevich A V, Milikh G M, Roussel-Dupre R *Phys. Lett. A* **165** 463 (1992)
56. Dwyer J R *Geophys. Res. Lett.* **30** 2055 (2003)
57. Babich L P et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L09809 (2005)
58. Meek J M, Craggs J D *Electrical Breakdown of Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1953); Пер. на русск. яз.: Мик Д, Крэгс Д *Электрический пробой в газах* (М.: ИЛ, 1960)
59. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992); Пер. на англ. яз.: Raizer Y P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1991)
60. Schonland B F J *Proc. R. Soc. London A* **118** 37 (1928)
61. Schonland B F J, Viljoen J P T *Proc. R. Soc. London A* **140** 314 (1933)
62. Appleton E V, Bowen K G *Nature* **132** 965 (1933)
63. Macky W A *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.* **30** 70 (1934)
64. Halliday E C *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.* **30** 206 (1934)
65. Clay J, Jongen H F, Aarts A J J *Physica* **18** 801 (1952)
66. Hill R D *J. Geophys. Res.* **68** 6261 (1963)
67. Shaw G E *J. Geophys. Res.* **72** 4623 (1967)
68. Whitmire D P *Lett. Nuovo Cimento* **26** 497 (1979)
69. Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena* (1st Science and Technology Series, Vol. 2) (Arlington, VA: Futurepast Inc, 2003)
70. Lidvansky A S *J. Phys. G* **29** 925 (2003)

71. Chadwick J *Nature* **129** 312 (1932)
72. Libby L M, Lukens H R *J. Geophys. Res.* **78** 5902 (1973)
73. Libby W F, Anderson E C, Arnold J R *Science* **109** 227 (1949)
74. Stephanakis S L et al. *Phys. Rev. Lett.* **29** 568 (1972)
75. Fleischer R L, Plumer J A, Crouch K J *J. Geophys. Res.* **79** 5013 (1974)
76. Fleischer R L *J. Geophys. Res.* **80** 5005 (1975)
77. Shah G N et al. *Nature* **313** 773 (1985)
78. Shyam A, Kaushik T C *J. Geophys. Res.* **104** 6867 (1999)
79. Бабич Л П *Письма в ЖЭТФ* **84** 345 (2006); Babich L P *JETP Lett.* **84** 285 (2006)
80. Кужевский Б М *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 Физика, Астрон.* (5) 14 (2004)
81. Bratolyubova-Tsulukidze L S et al. *Adv. Space Res.* **34** 1815 (2004)
82. Martin I M, Alves M A *J. Geophys. Res.* **115** A00E11 (2010)
83. Стародубцев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **96** 201 (2012); Starodubtsev S A et al. *JETP Lett.* **96** 188 (2012)
84. Козлов В И и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **77** 652 (2013)
85. Kozlov V I et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **409** 012210 (2013)
86. Ishtiaq P M et al. *J. Geophys. Res. Atmos.* **121** 692 (2016)
87. Carlson B E, Lehtinen N G, Inan U S *J. Geophys. Res.* **115** A00E19 (2010)
88. Carlson B E, Lehtinen N G, Inan U S *Geophys. Res. Lett.* **34** L08809 (2007)
89. Dwyer J R, Smith D M *Geophys. Res. Lett.* **32** L22804 (2005)
90. Clem J M, Dorman L I *Space Sci. Rev.* **93** 335 (2000)
91. Shibata S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **463** 316 (2001)
92. Бабич Л П и др. *Геомagnetизм и аэрoномия* **44** 697 (2004); Babich L P et al. *Geomagn. Aeron.* **44** 645 (2004)
93. Lehtinen N G et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2645 (1996)
94. Babich L P et al. *J. Geophys. Res.* **115** A00E28 (2010)
95. Qie X et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L05814 (2005)
96. Babich L P et al. *J. Geophys. Res.* **115** A09317 (2010)
97. Babich L P et al. *Phys. Rev. D* **89** 093010 (2014)
98. Бабич Л П и др. *Письма в ЖЭТФ* **97** 333 (2013); Babich L P et al. *JETP Lett.* **97** 291 (2013)
99. Babich L P et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 7905 (2013)
100. Babich L P *ЖЭТФ* **145** 433 (2014); *JETP* **118** 375 (2014)
101. Tsuchiya H *Astropart. Phys.* **33** 57 (2014)
102. Torii T, Takeishi M, Hosono T *J. Geophys. Res.* **107** 4324 (2002)
103. Krehbiel P R "The electrical structure of thunderstorms", in *The Earths Electrical Environment* (Eds E P Krider, P R Krehbiel) (Washington: Natl. Acad. Press, 1986) p. 96
104. Бабич Л П и др. *Физика плазмы* **30** 666 (2004); Babich L P et al. *Plasma Phys. Rep.* **30** 616 (2004)
105. Dwyer J R, Babich L P *J. Geophys. Res.* **116** A09301 (2011)
106. Bowers G S et al. *Geophys. Res. Lett.* **44** 10063 (2017)
107. Mailyan B G et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 11 (2016)
108. Babich L P et al. *ЖЭТФ* **133** 80 (2008); *JETP* **106** 65 (2008)
109. Srivastava Y N, Widom A, Larsen L *Pramana J. Phys.* **75** 617 (2010)
110. Бабич Л П *Геомagnetизм и аэрoномия* **47** 702 (2007); Babich L P *Geomagn. Aeron.* **47** 664 (2007)
111. Babich L P, Roussel-Dupré R A *J. Geophys. Res.* **112** D13303 (2007)
112. Babich L P et al. *Письма в ЖЭТФ* **85** 589 (2007); *JETP Lett.* **85** 483 (2007)
113. Grigoriev A V et al. *J. Geophys. Res.* **115** A00E52 (2010)
114. Fülöp T, Landreman M *Phys. Rev. Lett.* **111** 015006 (2013)
115. Paiva G S et al. *Atmos. Climate Sci.* **3** 459 (2013)
116. Babich L P *Phys. Rev. C* **92** 044602 (2015)
117. Базелян Э М, Райзер Ю П *Физика молнии и молниезащиты* (Москва: Физматлит, 2001); Bazelyan E M, Raizer Yu P *Lightning Physics and Lightning Protection* (Bristol: IOP Publ., 2000)
118. Rakov V A, Uman M A *Lightning. Physics and Effects* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003)
119. Hill R D *J. Geophys. Res.* **68** 1365 (1963)
120. Lindsay B G, Stebbings R F *J. Geophys. Res.* **110** A12213 (2005)
121. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990); Babich L P, Loiko T V, Tsukerman V A *Sov. Phys. Usp.* **33** 521 (1990)
122. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004); Tarasenko V F, Yakovlenko S I *Phys. Usp.* **47** 887 (2004)
123. Бабич Л П *УФН* **175** 1069 (2005); Babich L P *Phys. Usp.* **48** 1015 (2005)
124. Яландин М И и др. *Письма в ЖТФ* **37** (8) 56 (2011); Yalandin M I et al. *Tech. Phys. Lett.* **37** 371 (2011)
125. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **375** 2845 (2011)
126. Месяц Г А и др. *Физика плазмы* **38** 34 (2012); Mesyats G A et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 29 (2012)
127. Dwyer J R et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L01803 (2005)
128. Dwyer J R et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L20809 (2005)
129. Dwyer J R et al. *J. Geophys. Res.* **113** D23207 (2008)
130. Cooray V et al. *J. Atmos. Solar Terrest. Phys.* **71** 1890 (2009)
131. Nguyen C V, van Deursen A P J, Ebert U *J. Phys. D* **41** 234012 (2008)
132. Rahman M et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L06805 (2008)
133. Kochkin P O et al. *J. Phys. D* **45** 425202 (2012)
134. Kochkin P O, van Deursen A P J, Ebert U *J. Phys. D* **47** 145203 (2014)
135. Kochkin P O, van Deursen A P J, Ebert U *J. Phys. D* **48** 025205 (2015)
136. Østgaard N et al. *J. Geophys. Res. Atmos.* **121** 2939 (2016)
137. Nguyen C V et al. *J. Phys. D* **43** 025202 (2010)
138. Köhn C et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 015017 (2018)
139. Agafonov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 115003 (2013)
140. Agafonov A V et al., arXiv:1604.07784
141. Быстрицкий В М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 1635 (2010); Bystritsky V M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 1570 (2010)
142. Царев В А *УФН* **160** (11) 1 (1990); Tsarev V A *Sov. Phys. Usp.* **33** 881 (1990)
143. Плютто А А, Капин А Т *ЖТФ* **45** 2533 (1975); Plyutto A A, Kapin A T *Sov. Phys. Tech. Phys.* **20** 1578 (1976)
144. Symbalisty E M D et al. *EOS Trans. AGU* **78** 4760 (1997)
145. Babich L P et al. *Phys. Lett. A* **245** 460 (1998)
146. Lehtinen N G, Bell T F, Inan U S *J. Geophys. Res.* **104** 24699 (1999)
147. Babich L P et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 430 (2001)
148. Бабич Л П и др. *Докл. РАН* **379** 606 (2001); Babich L P et al. *Dokl. Phys.* **46** 536 (2001)
149. Бабич Л П, Донской Е Н, Куцык И М *ЖЭТФ* **134** 65 (2008); Babich L P, Donskoy E N, Kutsyk I M *JETP* **107** 49 (2008)
150. Гуревич А В, Зыбин К П *УФН* **171** 1177 (2001); Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Usp.* **44** 1119 (2001)
151. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **275** 101 (2000)
152. Khaerdinov N S, Lidvansky A S, Petkov V B *Atmos. Res.* **76** 346 (2005)
153. Khaerdinov N S, Lidvansky A S *J. Phys. Conf. Ser.* **409** 012230 (2013)
154. Лидванский А С, Петков В Б, Хаердинов Н С *Изв. РАН. Сер. физ.* **68** 1605 (2004)
155. Kanonidi K Kh et al. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7** 279 (2011)
156. Лидванский А С, Хаердинов Н С *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1052 (2007); Lidvansky A S, Khaerdinov N S *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1024 (2007)
157. Лидванский А С, Хаердинов Н С, Черняев А Б *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1056 (2007); Lidvansky A S, Khaerdinov N S, Chernyaev A B *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1028 (2007)
158. Лидванский А С, Хаердинов Н С *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1060 (2007); Lidvansky A S, Khaerdinov N S *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1032 (2007)
159. Lehtinen N G, Inan U S, Bell T F *J. Geophys. Res.* **106** 28841 (2001)
160. Dwyer J R, Grefenstette B W, Smith D M *Geophys. Res. Lett.* **35** L02815 (2008)
161. Hazelton B J et al. *Geophys. Res. Lett.* **36** L01108 (2009)
162. Cohen M B et al. *Geophys. Res. Lett.* **37** L18806 (2010)
163. Babich L P *Nature* **551** 443 (2017)
164. Babich L P *Geophys. Res. Lett.* **44** 11191 (2017)
165. Dwyer J R *Phys. Plasmas* **14** 042901 (2007)
166. Babich L P et al. *J. Geophys. Res.* **118** 2573 (2013)
167. Babich L, Loiko T V *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 3243 (2016)

168. Бабич Л П, Лойко Т В *ЖТФ* **61** (9) 153 (1991); Babich L P, Loiko T V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **36** 213 (1991)
169. Alekseenko V et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 125003 (2015)
170. Станкевич Ю Л, Калинин В Г *ДАН СССР* **177** (1) 72 (1967); Stankevich Yu L, Kalinin V G *Sov. Phys. Dokl.* **12** 1042 (1967)
171. Станкевич Ю Л *ЖТФ* **40** 1476 (1970)
172. Бабич Л П *ЖТФ* **42** 1617 (1972); Babich L P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 1292 (1973)
173. Бабич Л П, Станкевич Ю Л *ЖТФ* **42** 1669 (1972); Babich L P, Stankevich Yu L *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 1333 (1973)

## Thunderous neutrons

### L.P. Babich

*Russian Federal Nuclear Center “All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics”,  
prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation  
E-mail: leonid.babich52@gmail.com, babich@elph.vniief.ru*

To assess the current state of explorations of nuclear reactions in thunderous atmosphere, observational data are reviewed of the neutron flux enhancements in thunderclouds and during thunderstorms related to photonuclear reactions on account of the bremsstrahlung of the avalanches of high-energy runaway electrons capable of evolving in the thunderous electric fields. Selecting thunderous neutrons is a challenging problem, since detectors are immersed in a mixed field of various penetrating emissions that includes, apart from neutrons, also the primary high-energy electrons and their bremsstrahlung. A special attention is given to a discovery of the electron-positron annihilation line with the photon energy 0.511 MeV in a thundercloud and on the Earth surface during thunderstorms, providing trustworthy evidence of the neutron production by thunderous atmosphere and photonuclear origin of thunderous neutrons. Consequences of this discovery are discussed.

**Keywords:** thunderous atmosphere, high-energy electrons, bremsstrahlung gamma-rays, nuclear reactions, neutrons, positrons, annihilation

PACS numbers: 24.60.Lz, **25.20.**–x, 92.60.Pw

Bibliography — 173 references

*Received 25 June 2018, revised 10 December 2018*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (10) 1044–1069 (2019)

*Physics – Uspekhi* **62** (10) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.12.038501>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.12.038501>