

УДК 533.9; 551.594

# Об усилении потока фотоядерных нейтронов в грозовой атмосфере и возможности его регистрации

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков,  
А. Н. Залялов, И. М. Куцык

*Анализируется достоверность сообщений о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере. Анализ мотивирован тем, что используемые газоразрядные счетчики на основе реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  регистрируют не только нейтроны, но любые проникающие излучения. Фотоядерные реакции способны отвечать за усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере, поскольку в корреляции с грозами неоднократно регистрировались вспышки  $\gamma$ -излучения со спектрами, простирающимися выше порога фотоядерных реакций в воздухе. Численным моделированием показано, что зарегистрированные в грозовой атмосфере импульсы  $\gamma$ -излучения способны генерировать фотоядерные нейтроны в количествах, достаточных для регистрации даже на уровне моря.*

## Введение

Ядерные реакции в грозовых полях, предсказанные Вильсоном (C. T. R. Wilson) в 1924 г. [1], могут проявляться как усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере. Первая попытка обнаружить генерацию нейтронов в корреляции с грозовой активностью, предпринятая Флейшером (R. L. Fleisher) [2], оказалась, по мнению автора, безуспешной (см. также обзор в [3]). Первое сообщение (1985 г.) о статистически значимом усилении скорости счета монитора нейтронов в корреляции с ЭМИ разрядов молнии в трехлетнем эксперименте (Индия, Гималаи, 2743 м над уровнем моря) опубликовано группой Шаха (G. N. Shah) [4]. Затем последовали сообщения об усилении скорости счета детекторов нейтронов в корреляции с грозовой активностью в ближнем космосе [5], в высокогорных условиях [6–10]; первое сообщение об усилении скорости счета детекторов нейтронов вблизи уровня моря поступило также из Индии (A. N. Shyam, T. C. Kaushik, 1999 г.) [11], затем последовали сообщения Б. М. Кужевского (Россия, МГУ, 2004 г.) [12], И. М. Мартина (I. M. Martin, 2007 г.) и др. [13–15] и сообщение 2012 г. С. А. Стародубцева и др. «Первые (? – *Вопрос наш.*) экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под грозовыми облаками вблизи уровня моря» [16].

Настоящая работа мотивирована растущим числом сообщений о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере [4–16] и сомнениями [7, 16] в том, что за генерацию нейтронов отвечают фотоядерные реакции [17–19]. Целью работы является оценка достоверности этих сообщений, анализ элементарных взаимодействий и демонстрация реальности фотоядерных реакций в грозовой атмосфере и возможности регистрации фотоядерных нейтронов.

## ***Элементарные взаимодействия в грозовой атмосфере, способные генерировать нейтроны***

Казалось бы, за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере должно отвечать сильное (ядерное) взаимодействие. Так, в области энергий  $\sim 1$  ГэВ (репер в физике высоких энергий) характерные времена сильного (strong), электромагнитного (electromagnetic) и слабого (weak) взаимодействий соответственно равны  $\tau_{\text{str}} \sim 10^{-24}$ ,  $\tau_{\text{el}} \sim 10^{-21}$  и  $\tau_{\text{weak}} \sim 10^{-10}$  секунд [20]. Традиционно генерация нейтронов в грозовой атмосфере связывалась с реакциями ядерного синтеза в каналах молнии [2, 4, 11, 12, 21], прежде всего с реакцией  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ . В связи с более высокой по сравнению с  ${}^2\text{H}$  концентрацией ядер углерода и азота упоминаются реакции  ${}^{12}\text{C}({}^2\text{H}, n){}^{13}\text{N}$  и  ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{N}$  [2, 3], хотя их сечения гораздо меньше сечения  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ . Однако приобретаемая дейтронами энергия в грозовом поле ограничена реакциями перезарядки столь малой величиной, что выход нейтронов в реакциях синтеза в каналах молнии равен нулю *даже в предположении полной ионизации дейтерия* во влажной атмосфере [17–19]. По той же причине неэффективна пороговая реакция  ${}^1\text{H}({}^{14}\text{N}, n){}^{14}\text{O}$  (порог  $\sim 6$  МэВ), несмотря на повышенную концентрацию водорода во влажной атмосфере.

Поскольку в грозовых полях генерируются лавины релятивистских убегающих электронов [22], то в принципе возможны слабые взаимодействия электронов высоких энергий с протонами атомных ядер  $e^-(p^+, n)\nu$  (порог 0,78 МэВ) и фотоядерные реакции  $(\gamma, Xn)$  ( $X$  – число нейтронов) с участием тормозного излучения электронов высоких энергий. Однако вероятность реакций  $e^-(p^+, n)\nu$ , обратных  $\beta$ -распаду, крайне мала (см. выше характерное время  $\tau_{\text{weak}}$ ). Остаются фотоядерные реакции  $(\gamma, Xn)$ , с которыми связывается усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере [17–19] (см. также численное моделирование эмиссии и транспорта фотоядерных нейтронов на большие расстояния [8, 23–27]). Пороги (thresholds)  $\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$  реакций с основными компонентами атмосферы  $\gamma({}^{14}\text{N}, 1n){}^{13}\text{N}$  и  $\gamma({}^{16}\text{O}, 1n){}^{15}\text{O}$  соответственно равны 10,55 и 15,7 МэВ. Измеренные  $\gamma$ -спектры грозового происхождения простираются до более высоких энергий  $\gamma$ -квантов  $\varepsilon_\gamma$ : 40–50 МэВ [6], более 40 МэВ [8], 10 МэВ [28, 29] и более 10 МэВ [30] соответственно на высотах 3250 [6], 4300 м [8], 2770 м [28, 29] и 1700 м [30]; более 20 МэВ [31], 30–38 МэВ [32] и 100 МэВ [33] в ближнем космосе; до  $\sim 35$  МэВ с малой и до  $\sim 70$  МэВ с большой ошибкой на уровне моря [29, 34]. Следовательно, *фотоядерные реакции могут отвечать за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере*.

## ***О механизме реализации фотоядерных реакций в грозовой атмосфере***

Если бы реакции, генерирующие нейтроны, протекали в каналах молнии, потребовались бы кардинальные изменения представлений о механизме молнии. В настоящее время, однако, отсутствуют данные о том, что в относительно медленном процессе развития канала молнии в плотной атмосфере создаются условия, необходимые для протекания ядерных реакций в самих каналах. Что же касается фотоядерных реакций, то пробеги фотонов с  $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$  намного превосходят поперечные размеры каналов молнии, так что фотоядерные нейтроны могут генерироваться, в основном, вне каналов в процессе распространения  $\gamma$ -излучения в атмосфере [10, 18, 19], даже если импульсы нейтронов коррелированы с ЭМИ молнии, как в работе [4].

Возможно, разряд молнии только включает механизм генерации нейтронов вне каналов молнии, например, в гигантских разрядах над грозовыми облаками [17–19]. Вспышки  $\gamma$ -излучения с  $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$ , как и рентгеновского излучения, регистрировавшегося внутри облаков [35], могут предшествовать разрядам молнии [6, 28–30], и тогда они не связаны с ними [30]; следовательно, нейтроны могут генерироваться в крупномасштабных полях грозовых облаков до разрядов мол-

нии. О том же свидетельствует длительность  $\gamma$ -импульсов порядка десятков и сотен секунд [6, 25–27, 30], намного превышающая длительность разрядов молнии [36].

### ***О достоверности сообщений о регистрации нейтронов в корреляции с разрядами молнии***

Анализируя возможности ядерного синтеза и фотоядерных реакций генерировать нейтроны в грозовой атмосфере, авторы [17–19] исходили из сообщений [4, 11, 12] о регистрации усиления потока нейтронов, не оценивая их достоверность. Особенно надежным представлялся высокогорный эксперимент [4], в котором из 11 200 ЭМИ выделены 124 события с выходом нейтронов от 3 до 60 после ЭМИ, а одно- и двухнейтронные события исключались как, по крайней мере, частично порожденные космическим излучением; исключены возможные эффекты ЭМИ и широких атмосферных ливней [4]. Однако во всех экспериментах по регистрации нейтронов грозового происхождения использовались газоразрядные счетчики на основе реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  или  ${}^{10}\text{B}(n; {}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$  [2, 4, 6–16], в которых импульсы тока могут инициироваться любым ионизирующим излучением, не обязательно продуктами этих реакций. Не исключено, что основной вклад в скорость счета давали импульсы рентгеновского и  $\gamma$ -излучений грозового происхождения непосредственно и фотоядерные нейтроны, генерируемые в блоках свинца, покрывающих счетчики, и других предметах.

Поскольку генерация нейтронов сопровождается эмиссией электронов высоких энергий, рентгеновского и  $\gamma$ -излучений, более того, нейтроны могут генерироваться электронами и  $\gamma$ -излучением, и поскольку эти излучения способны вызывать те же эффекты в датчиках, что и продукты реакций с участием нейтронов (протоны, тритоны,  $\alpha$ -частицы), необходима надежная селекция нейтронов. Известны два подхода: метод времени пролета и долгоживущие нейтронные индикаторы, т. е. реакции с долгоживущими дочерними продуктами [37, 38]. Оба подхода широко используются в исследованиях с импульсными ядерными реакторами и эвакуированными нейтронными трубкам, применялись в испытаниях ядерного оружия, но только метод времени пролета позволяет получать информацию о нейтронах на месте. Так как поток  $\gamma$ -излучения значительно выше потока дочерних фотоядерных нейтронов и энергия  $\gamma$ -квантов  $\varepsilon_\gamma$  значительно превосходит энергию нейтронов  $\varepsilon_n = \varepsilon_\gamma - \varepsilon_{th}(\gamma, Xn)$ , то вывод авторов [8] о том, что, как и в их эксперименте, «не нейтроны, а  $\gamma$ -излучение могло доминировать в усилении излучения, обнаруженном нейтронным монитором на Арагаце» [6], и заключение, что «международные сети нейтронных мониторов... и солнечных нейтронных телескопов... полезны для наблюдения за вспышками  $\gamma$ -излучения, связанными с грозами», заслуживают внимательного отношения.

Оценить достоверность сообщений о регистрации нейтронов на основе опубликованных данных по абсолютному усилению скорости счета и ее связи с нейтронами или  $\gamma$ -излучением невозможно из-за неопределенности положения источника, его размеров и мощности, вида излучения, энергетического и углового распределений. В высокогорном эксперименте [4, 9], где регистрация нейтронов, казалось бы, обоснована тем, что измерялись времена задержки прихода нейтронов на детектор относительно ЭМИ и, возможно, относительно  $\gamma$ -импульса, поскольку тот и другой распространяются с одной скоростью. Если  $\gamma$ -кванты с  $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{th}(\gamma, Xn)$  генерируются в каналах молнии [19] или в объемных высотных разрядах, включаемых разрядами молнии [17–19], приходу нейтронов на детектор предшествуют ЭМИ и  $\gamma$ -импульс, которые совпадают во времени, если оба испускаются непосредственно разрядами молнии или достаточно мала задержка включаемых молнией процессов, способных создавать другие источники проникающих излучений, например, высотные разряды. Но хотя детектор запускался ЭМИ, вызвано ли усиление счета нейтронами,

не ясно: если иметь в виду продолжительные вспышки  $\gamma$ -излучения с  $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{th}(\gamma, 1n)$  [8, 28, 29, 34], то, возможно, регистрировались  $\gamma$ -кванты, поскольку детектор уже находился в поле  $\gamma$ -излучения.

Достоинством редакции эксперимента [7] является использование «наружного» (external) незранированного  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  счетчика и «внутреннего» (internal) счетчика, экранированного двухмиллиметровой железной крышей здания и слоем углерода толщиной 20 см, по существу – отражателем нейтронов низких энергий. Этим воспользовались авторы работы [27]: по восстановленным потокам, зарегистрированным «наружным» счетчиком, методом Монте-Карло вычислена скорость счета «внутреннего» счетчика, оказавшаяся в 6–10 раз меньше скорости счета в общении [7].

В связи с важностью проблемы мы посчитали целесообразным еще раз выполнить анализ, но избегая вычисления абсолютной скорости счета, а сравнивая вычисленную и измеренную относительную скорость счета «внутреннего» и «наружного» счетчиков, т. е. прямо используя достоинство редакции [7]. Методом Монте-Карло по методике С-007 ВНИИЭФ [39] моделировался транспорт нейтронов в воздухе, слоях железа ( $l_{\text{Fe}} = 2$  мм) и углерода ( $l_{\text{C}} = 20$  см), покрывавших «внутренний» счетчик. Моделирование выполнено для точечного источника фотоядерных нейтронов с угловым распределением по Ламберту и распределением по энергиям, вычисленным для высоты 3340 м [7] по универсальному спектру тормозного излучения лавины релятивистских убегающих электронов [40] и сечению ( $\gamma, Xn$ ) реакций [41]. Для нескольких расстояний  $L$  между источником и счетчиком вычислены групповые спектры нейтронов, входящих в «наружный» и «внутренний» счетчики как доли  $P_{\text{ext}}^{(i)}$  и  $P_{\text{int}}^{(i)}$  нейтронов в диапазонах энергий  $\Delta\varepsilon_n^{(i)} = 0-0,01$  эВ,  $0,1-1,0$  эВ,  $1,0-10$  эВ,  $10-100$  эВ,  $0,1-1$  кэВ,  $1-10$  кэВ,  $10-100$  кэВ,  $0,1-1$  МэВ,  $1-10$  МэВ,  $10-20,1$  МэВ.

Для учета энергетической чувствительности детекторов  $P_{\text{int}}^{(i)}$  и  $P_{\text{ext}}^{(i)}$  умножены на сечение реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  в диапазонах  $\Delta\varepsilon_n^{(i)}$ . Вычисленные отношения (ratio) полных скоростей счета

$$R = \sum_{i=1}^{11} P_{\text{int}}^{(i)} \sigma_i \Delta\varepsilon_i / \sum_{i=1}^{11} P_{\text{ext}}^{(i)} \sigma_i \Delta\varepsilon_i \quad (\text{табл. 1})$$

в области низких энергий намного превышают отношения  $R_{\text{exp}} = 0,34-1,06$  скоростей счета «внутреннего» и «наружного» счетчиков с извлеченным фоном [7], приведенные в табл. 2.

Таблица 1

Отношение вычисленных скоростей счета «внутреннего» (экранированного) и «наружного» (неэкранированного) счетчиков с учетом спектральной чувствительности

$L, \text{ м}$	100	200	300	500
$R (\varepsilon_n = 0-1 \text{ кэВ})$	10034	204	25,1	4,1
$R (\varepsilon_n = 0-20,1 \text{ МэВ})$	0,84	0,26	0,24	0,14

Чтобы выяснить, не могут ли наблюдаемые  $R_{\text{exp}}$  (табл. 2) объясняться регистрацией  $\gamma$ -излучения, по методике С-007 моделировался транспорт  $\gamma$ -квантов в слоях железа и углерода, экранировавших «внутренний» счетчик. Доли  $\gamma$ -квантов  $\Delta_\gamma$ , вторичных электронов  $\Delta_e$  и позитронов  $\Delta_p$  на один фотон, падающий (incident) в интервале энергий  $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} = 0,5-10$  МэВ, и спектры фотонов, электронов и позитронов, входящих во «внутренний» счетчик, вычислены для углового распределения по Ламберту в диапазоне энергий падающих фотонов  $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} = 0,5-10$  МэВ. Доли  $\Delta_\gamma$ ,  $\Delta_e$ ,  $\Delta_p$ , и средние энергии фотонов  $\varepsilon_{\gamma,\text{ent}}$ , электронов  $\varepsilon_{e,\text{ent}}$  и позитронов  $\varepsilon_{p,\text{ent}}$ , входящих (entered) во «внутренний» счетчик, представлены в табл. 3. Видно, что  $\Delta_\gamma = 0,11-0,57$  для  $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} = 0,5-10$  МэВ согласуются с отношениями  $R_{\text{exp}}$  в табл. 2. Впечатляет близость  $\Delta_\gamma$  и  $R_{\text{exp}}$  для  $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} > 2$  МэВ. Хотя

$\Delta_e, \Delta_p \ll \Delta_\gamma$ , вклад электронов и позитронов в скорость счета может быть значительным, поскольку их проникающая способность гораздо ниже, чем фотонов той же энергии, а следовательно, выше вероятность срабатывания детектора.

Таблица 2

Отношение  $R_{\text{exp}}$  скоростей счета «внутреннего» (экранированного) и «наружного» (неэкранированного) счетчиков в работе [7]

Дата	Время	$R_{\text{exp}}$
20 августа 2010 г.	12:54:00	641/1558 $\approx 0,41$
	12:56:00	418/720 $\approx 0,58$
	12:58:00	323/758 $\approx 0,43$
	13:00:00	716/2055 $\approx 0,34$
10 августа 2010 г.	08:06	$\sim 1200/2500 \approx 0,48$
	08:08	$\sim 1000/1600 \approx 0,63$
	12:50	$\sim 1250/2200 \approx 0,57$
	12:57	$\sim 1900/1800 \approx 1,06$

Таблица 3

Доли на один падающий  $\gamma$ -квант и средняя энергия  $\gamma$ -квантов ( $\Delta_\gamma, \epsilon_{\gamma, \text{ent}}$ ), электронов ( $\Delta_e, \epsilon_{e, \text{ent}}$ ) и позитронов ( $\Delta_p, \epsilon_{p, \text{ent}}$ ), входящих во «внутренний» (экранированный) счетчик

$\epsilon_{\gamma, \text{inc}}$ , МэВ	$\Delta_\gamma$	$\epsilon_{\gamma, \text{ent}}$ , МэВ	$\Delta_e$	$\epsilon_{e, \text{ent}}$ , МэВ	$\Delta_p$	$\epsilon_{p, \text{ent}}$ , МэВ
0,5	0,11	0,18	$5 \cdot 10^{-5}$	0,13	0,0	
1	0,19	0,38	$3,6 \cdot 10^{-4}$	0,32	0,0	
2	0,30	0,87	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,72	$1,8 \cdot 10^{-6}$	0,45
4	0,43	1,97	$6 \cdot 10^{-3}$	1,53	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,84
5	0,47	2,60	$8,2 \cdot 10^{-3}$	1,92	$2,8 \cdot 10^{-4}$	1,18
6	0,50	3,15	$1,0 \cdot 10^{-2}$	2,32	$5,2 \cdot 10^{-4}$	1,91
7	0,52	3,74	$1,3 \cdot 10^{-2}$	2,7	$8,7 \cdot 10^{-4}$	2,30
8	0,54	4,34	$1,5 \cdot 10^{-2}$	3,08	$1,3 \cdot 10^{-3}$	2,61
9	0,55	4,94	$1,7 \cdot 10^{-2}$	3,44	$1,7 \cdot 10^{-3}$	2,93
10	0,57	5,53	$1,9 \cdot 10^{-2}$	3,80	$2,2 \cdot 10^{-3}$	3,30

### Возможность регистрации нейтронов грозового происхождения

Поскольку в грозовой атмосфере генерируются  $\gamma$ -кванты с энергиями, существенно превосходящими порог ( $\gamma, n$ ) реакций в воздухе [6, 8, 27–34], представляет интерес оценить возможность регистрации фотоядерных нейтронов грозового происхождения, для чего необходимы сведения о потоке и спектре  $\gamma$ -излучения в источнике, а не на детекторе.

Исследована возможность генерации фотоядерных нейтронов зарегистрированными на берегу Японского моря продолжительными ( $\sim 1$  мин) вспышками жесткого  $\gamma$ -излучения низких грозовых облаков [34] и регистрации этих нейтронов. Анализ выполнялся в цилиндрических координатах ( $\rho, z$ ) с ориентацией на измеренные флюенс  $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ 1/м}^2$  и спектр  $\gamma$ -квантов [34]. Здесь  $\rho$  – координата по горизонтали, вертикальная координата  $z$  отсчитывается от уровня моря. Использован подход, принятый в работах [24, 25]. В работе [34] отмечается, что источник  $\gamma$ -излучения сильно локализован, поэтому численное моделирование выполнено для точечного  $\gamma$ -ис-

точника, расположенного на варьируемой высоте  $z_\gamma^{\text{emis}}$ . Поскольку усиление  $\gamma$ -излучения наблюдалось на площади с характерным размером  $\sim 100 \text{ м} \ll z_\gamma^{\text{emis}}$ , то целесообразно вычислять флюенс нейтронов в окрестности  $\rho = 0$ , где он максимален. С использованием универсального спектра тормозного излучения лавины релятивистских убегающих электронов [40] вычислена доля  $\gamma$ -квантов  $\Delta_\gamma(\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,\text{th}})$  в надпороговой области. Методом Монте-Карло с использованием сечения фотоядерных реакций [41] вычислены выход нейтронов  $\Delta_{n,\gamma} = 3,3 \cdot 10^{-3}$  на один фотон с  $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,\text{th}}$ , нормированный на единицу флюенс фотоядерных нейтронов  $\Phi_n(\rho, z_\gamma^{\text{emis}}, z_{\text{det}}, \alpha)$  на высоте расположения детектора  $z_{\text{det}}$ , генерируемый нисходящим конусообразным потоком  $\gamma$ -излучения с угловой апертурой  $\alpha$ , и доля достигших детектора нейтронов  $\Delta_{n,\text{det}} = N_n^{\text{det}} / N_n^{\text{emis}}$ . Абсолютные числа  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma^{\text{emis}}$ , эмитированных источником, вычислялись путем моделирования транспорта  $\gamma$ -квантов методом Монте-Карло с разных высот  $z_\gamma^{\text{emis}}$  до  $z_{\text{det}}$  с последующей нормировкой на  $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ 1/м}^2$  [34]. В табл. 4 для  $z_\gamma^{\text{emis}} = 1\text{--}10 \text{ км}$  представлены: максимальный ( $\rho = 0$ ) флюенс  $\Phi_n^{\text{max}} = \Phi_n(\rho = 0, z_\gamma^{\text{emis}}, z_{\text{det}} = 0, \alpha)$ ,  $\Delta_{n,\text{det}}$  на поверхности земли ( $z_{\text{det}} = 0$ ) и  $N_\gamma^{\text{emis}}$ . Вычисленный нами спектр  $\gamma$ -излучения [25] для  $z_\gamma^{\text{emis}} \leq 2 \text{ км}$  согласуется с измеренным спектром [34]. Максимальный флюенс нейтронов на детекторе  $\sim 10^3\text{--}10^4 \text{ нейтр./м}^2$  (см. табл. 4), вычисляемый по формуле  $F_n^{\text{max}} = \Phi_n^{\text{max}} \cdot \Delta_{n,\text{det}} \cdot \Delta_{n,\gamma} \cdot \Delta_\gamma(\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\gamma,\text{th}}) N_\gamma^{\text{emis}}$ , достаточен для надежной регистрации. Действительно, если сообщение о регистрации событий с  $N_{\text{det}} = 3\text{--}60$  в высокогорном ( $z_{\text{det}} \approx 3 \text{ км}$ ) эксперименте [4] верно, то при эффективности  $\eta \sim 3 \%$  и общей площади детектора  $S_{\text{det}} \approx 3 \text{ м}^2$  [4] этим  $N_{\text{det}}$  соответствует гораздо меньший флюенс ( $30\text{--}670 \text{ нейтр./м}^2$ ).

Таблица 4

Максимальное значение рассчитанного нормированного на единицу флюенса  $\Phi_n^{\text{max}}$ ; доля нейтронов  $\Delta_{n,\text{det}}$ , достигших уровня моря ( $z_{\text{det}} = 0$ ); максимальное значение потока нейтронов  $F_n^{\text{max}}$ ; число эмитированных источником  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma^{\text{emis}}$

$z_\gamma^{\text{emis}}$ , км	$\alpha = 20^\circ$				$\alpha = 60^\circ$			
	$\Phi_n^{\text{max}}$ , $\text{м}^{-2}$	$\Delta_{n,\text{det}}$	$N_\gamma^{\text{emis}}$	$F_n^{\text{max}}$ , нейтр./ $\text{м}^2$	$\Phi_n^{\text{max}}$ , $\text{м}^{-2}$	$\Delta_{n,\text{det}}$	$N_\gamma^{\text{emis}}$	$F_n^{\text{max}}$ , нейтр./ $\text{м}^2$
1	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^3$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^3$
2	$7,1 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^3$
4	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{17}$	$7,3 \cdot 10^3$
6	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{18}$	$2,2 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{18}$	$7,9 \cdot 10^3$
8	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{19}$	$2,4 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{19}$	$7,5 \cdot 10^3$
10	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{20}$	$1,9 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{20}$	$2,7 \cdot 10^3$

## Заключение

1. В цепочке элементарный процесс – механизм его реализации в грозовой атмосфере – регистрация нейтронов установленным можно считать только элементарный процесс (фотоядерные реакции), отвечающий за возможную генерацию нейтронов грозовыми полями, поскольку в корреляции с грозовой активностью зарегистрированы  $\gamma$ -кванты с энергиями, намного превышающими порог фотоядерных реакций в азоте 10,5 МэВ [6, 8, 27–34].

2. Результаты экспериментов по регистрации нейтронов недостаточно полны для выяснения механизма усиления интенсивности фотоядерных реакций в грозовой атмосфере. Сообщается о скорости счета и спектре фотонов на детекторе, а не о потоке и спектре в источнике, которые нужно знать, чтобы вычислить выход фотоядерных нейтронов в воздухе, в веществе счетчика и окружающих предметах. Ясно одно: поскольку пробеги фотонов с  $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,th} = 10,5$  МэВ намного превосходят поперечные размеры каналов молнии, фотоядерные нейтроны генерируются вне каналов и, следовательно, не несут информации о процессах в самих каналах. С большой степенью вероятности нейтроны генерируются за счет тормозного излучения лавин релятивистских убегающих электронов в крупномасштабных полях грозовых облаков.

3. Наблюдавшееся усиление скорости счета детекторов нейтронов в грозовой атмосфере могло быть вызвано любыми проникающими излучениями, генерируемыми в атмосфере. Оно могло быть следствием регистрации нейтронов, генерируемых не в атмосфере, а в счетчиках и окружающих предметах [8]. В эксперименте на Арагаце [6, 10, 27], положительный результат, возможно, обоснован редакцией экспериментов, в которых одновременно регистрировались электроны высоких энергий,  $\gamma$ -кванты и нейтроны. Сообщения [4, 5, 7–9, 11–16] об усилении потока нейтронов вследствие их генерации в грозовой атмосфере вообще не обоснованы, поскольку в скорости счета мог доминировать вклад  $\gamma$ -излучения, электронов и позитронов, генерируемых в грозовых полях.

4. Предсказана высокая интенсивность фотоядерных реакций в атмосфере. В частности, флюенс фотоядерных нейтронов, генерируемый  $\gamma$ -импульсами с характеристиками, подобными характеристикам продолжительных  $\gamma$ -вспышек низких грозовых облаков, зарегистрированных на берегу Японского моря [34], может достигать на уровне моря достаточных для регистрации  $\sim 10^3$ – $10^4$  нейтр./м<sup>2</sup>, т. е. превышать флюенс в высокогорном эксперименте [4]. В экспериментах [4, 5, 7–9, 11–16] могли регистрироваться нейтроны в смеси с другими проникающими излучениями.

5. Нами обоснована способность грозовых полей генерировать фотоядерные нейтроны в количествах, достаточных для регистрации. Наиболее адекватный метод времени пролета, позволяющий получать информацию о нейтронах и  $\gamma$ -квантах «на месте», не применим в случае продолжительных  $\gamma$ -вспышек. Долгоживущие нейтронные индикаторы – другой метод, позволяющий надежно осуществлять селекцию нейтронов, удалив после регистрации детектор из поля облучения, – едва ли применим из-за слабых потоков нейтронов на детектор. Нейтроны с энергиями ниже десятков кэВ можно выделить по  $\gamma$ -линии с  $\varepsilon_\gamma = 478$  кэВ в реакции  $^{10}\text{B}(n; ^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$  [37], что возможно также в случае достаточно интенсивных потоков нейтронов. Одной из трудностей селекции может быть близость флюенсов нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Так, измеренный на берегу Японского моря флюенс  $\gamma$ -квантов  $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4$  [34] близок к предсказанному для этого эксперимента флюенсу нейтронов  $\sim 10^3$ – $10^5$  нейтр./м<sup>2</sup>.

Чтобы выделить нейтроны грозового происхождения, необходимо в одном эксперименте одновременно с регистрацией нейтронов регистрировать  $\gamma$ -излучение счетчиком, нечувствительным к нейтронам. По результатам численного моделирования взаимодействия  $\gamma$ -излучения с измеренными потоком и спектром со счетчиком нейтронов можно установить, обусловлен ли отклик этого счетчика  $\gamma$ -излучением или нейтронами и тем самым выяснить достоверность измерений нейтронов.

## **Благодарности**

Авторы глубоко благодарны профессору Т. Ньюберту (T. Neubert) и профессору Х. Халдоупису (C. Haldoupis), европейским коллабораторам в проекте МНТЦ № 3993-2010, в рамках которого выполнена данная работа; доктору Н. Кросби (N. Crosby), профессору А. ван Деурсену (A. van Deursen), профессору С. Каммеру (S. Cummer), доктору Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. Roussel-Dupré), профессору Д. Смиту (D. Smith), доктору Т. Тории (T. Torigi), профессору Э. Вильямсу (E. Williams) за поддержку предложения по проекту, профессору В. Ракову (V. Rakov) – за полезные комментарии. Л. П. Бабич и И. М. Куцык выражают глубокую благодарность академику РАН А. В. Гуревичу, члену-корреспонденту РАН К. П. Зыбину, доктору Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré), доктору Ю. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisy) за многолетнее плодотворное сотрудничество по физике атмосферного электричества, продолжением которого явилась данная работа.

## **Список литературы**

1. Wilson C. T. R. The acceleration of  $\beta$ -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924. Vol. 22. P. 534–538.
2. Fleisher R. L. Search for Neutron Generation by Lightning // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.
3. Babich L. P. Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. – Arlington, Virginia: Futurepast Inc., 2003.
4. Shah G. N., Razdan H., Bhat G.L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
5. Bratolyubova-Tsulukidze L. S., Grachev E. A., Grigoryan O. R. et al. Thunderstorms as the probable reason of high background neutron fluxes at  $L < 1.2$  // Adv. in Space Res. 2004. Vol. 34. P. 1815–1818.
6. Chilingaryan A., Daryan A., Arakelyan K. et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma-rays, and neutrons // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 82. P. 043009.
7. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // Phys. Rev. Lett. Week ending, 23 March 2012. Vol. 108. P. 125001.
8. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma rays and neutrons in Tibet // ArXiv: 12042578. 11 Apr. 2012. Vol. 1 [physics.geo.ph].
9. Shah G. N., Ishtiaq P. M., Mufti S. et al. Burst profile of the lightning generated neutrons detected by Gulmarg neutron monitor // 30<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. Merida, Mexico, 2007.
10. Chilingarian A., Bostanjyan N., Vanyan L. Neutron bursts associated with thunderstorms // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85. P. 085017.
11. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // J. Geophys. Res. 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
12. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молнии // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. №. 5. С. 14–16.
13. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // Chapman Conf. on the effects of thunderstorms and lightning in the upper atmosphere. 10–15 May 2009, Pennsylvania, USA.
14. Martin I. M., Alves M. A., Pugacheva G. I., Petrov A. Changes in low energy neutron count rate near ground level associated with weather phenomena // 11<sup>th</sup> Int. Congr. of the Brazilian Geophys. Soc. August 24–28, 2009. Salvador, Brazil.

15. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A00E11.
16. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под облаками вблизи уровня моря // *Письма в ЖЭТФ.* 2012. Т. 96 С. 201–204.
17. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 84. С. 345–348.
18. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2007. Т. 47. С. 702–708.
19. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112. D13303 [doi:10.1029/2006JD008340].
20. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие. Физическая энциклопедия / Под ред. А. М. Прохорова. Т. 4. – М.: Сов. энциклопедия, 1994.
21. Libby L. M., Lukens H. R. Production of radiocarbon in tree rings by lightning bolts // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. P. 5902–5903.
22. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupré R. A Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett. A.* 1992. Vol. 165. P. 463.
23. Babich L. P., Kudryavtsev A. Yu., Kudryavtseva M. L., Kutsyk I. M. Atmospheric gamma-ray and neutron flashes // *ZhÉTF.* 2008. Vol. 133, N 1. P. 80–94 (*JETP.* 2008. Vol. 106. P. 65–76).
24. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Roussel-Dupré R. A. Localization of the source of terrestrial neutron bursts detected in thunderstorm atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A00E28 [doi:10.1029/2009JA014750].
25. Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoi E. N., Kutsyk I. M. Source of prolonged bursts of high-energy gamma-rays detected in thunderstorm atmosphere in Japan at the coastal area of the Sea of Japan and on high mountain top // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A09317 [doi:10.1029/2009JA015017].
26. Carlson B. E., Lehtinen N. G., Inan U. S. Neutron production in terrestrial gamma-ray flashes // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A00E19 [doi:10.1029/2009JA014696].
27. Chilingaryan A., Bostanjyan N., Karapetyan T., Vanyan L. Comments on recent results on neutron production in thunderclouds // *Proc. of Cosmic Ray Summer School. Nor Arbert Int. Conf. Center, June 1–7, 2012, Cosmic Ray Division, Yerevan Physics Institute.*
28. Tsuchiya H., Enoto T., Torii T. et al. Observation of an energetic radiation burst from mountain-top thunderclouds // *Phys. Rev. Lett.* Week ending 26 June 2009. Vol. 102. P. 255003-1–255003-4.
29. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Long-duration gamma-ray emissions from 2007 and 2008 winter thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116. D09113 [doi:10.1029/2010JD015161].
30. Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S., Petkov V. B. Cosmic rays and the electric field of thunderclouds: evidence for acceleration of particles (runaway electrons) // *Atmospheric Res.* 2005. Vol. 76. P. 246–354.
31. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science.* 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
32. Briggs M. S. Fishman G. J., Connaughton V. et al. First results on terrestrial gamma-ray flashes from the Fermi gamma-ray burst monitor // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A07323 [doi:10.1029/2009JA015242].

33. Tavani M. et al. Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators // Phys. Rev. Lett. Vol. 106. P. 018501 [doi:10.1103/PhysRevLett. 106.01851 (2011)].
34. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Detection of high-energy gamma-rays from winter thunderclouds // Phys. Rev. Lett. Week ending, 19 October 2007. Vol. 99. P. 165002-1–165002-4.
35. McCarthy M., Parks G. K. Further observations of x-rays inside thunderstorms // Geophys. Res. Lett. 1985. Vol. 12. P. 393.
36. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning physics and effects. – NY: Cambridge Univ. Press, 2003.
37. Стрелков Л. В. Нейтронные детекторы. Физическая энциклопедия / Под ред. А. М. Прохорова. Т. 3. – М.: Сов. энциклопедия, 1993.
38. Нефедов Ю. Я., Пунин В. Т. Методы диагностики параметров высокоинтенсивных импульсных источников ионизирующих излучений. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2010.
39. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 2001. Вып. 1. С. 17–24.
40. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М., Рюссель-Дюпре Р. А. Тормозное излучение лавины релятивистских убегающих электронов в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2004. Т. 44, № 5. С. 697–703.
41. Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // Atomic Data and Nuclear Tables. 1988. Vol. 38. P. 199–338.

## On Neutron Flux Enhancements in Thunderstorm Atmosphere

L. P. Babich, E. I. Bochkov, A. N. Zalyalov, I. M. Kutsyk

*Reliability of communications reporting observations of neutron flux enhancements in thunderstorm atmosphere is analyzed. The analysis is motivated by that the used gas-discharge counters on the basis of reactions  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  and  ${}^{10}\text{B}(n, \gamma){}^7\text{Li}$  detect not only neutrons, but any penetrating radiations. Photonuclear reactions are capable of accounting for the possible amplifications of neutron flux in thunderstorm atmosphere as in correlation with thunderstorms  $\gamma$ -ray flashes were repeatedly observed with spectra extending high above the threshold of photonuclear reactions in air. By means of numerical simulations it was demonstrated that  $\gamma$ -ray pulses detected in thunderstorm atmosphere are capable of generating photonuclear neutrons in numbers sufficient to be detected even at sea level.*