

Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах

Л. П. Баби́ч¹⁾

Российский федеральный ядерный центр, ВНИИ экспериментальной физики
607188, Саров Нижегородская область, Россия

Поступила в редакцию 7 августа 2006 г.

Показано, что эффективность реакций синтеза ядер дейтерия в атмосфере крайне мала, так что ядерный синтез не может отвечать за генерацию нейтронов молнией. Генерация нейтронов в грозовых полях связывается с фотоядерными реакциями в гигантских восходящих атмосферных разрядах над грозовыми облаками.

PACS: 52.80.–s, 52.90.+s

Гипотеза о возможности ядерных реакций в грозовых полях высказана Вильсоном в 1924 г., а первые оценки выхода нейтронов из молнии выполнены на основании скейлинга реакции синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в лабораторных разрядах (см. ссылки в [1]). Выполнены прямые измерения усиления потока нейтронов в тропосфере во время грозовой активности [2–5]. В высокогорном эксперименте в весьма тонкой редакции зарегистрировано существенное превышение потока нейтронов в грозовой атмосфере над космическим фоном [3]. В [4, 5] сообщается о статистически значимых единичных событиях, в которых усиление потока нейтронов во время грозы зарегистрировано практически на уровне моря. Результаты [3–5] интерпретировались как следствие реакции синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в канале молнии.

Ядерные реакции, генерирующие нейтроны, могли бы являться ключом к пониманию механизма молнии. Если нейтроны генерируются ступенчатым лидером, данные о них позволили бы продвинуться в понимании его механизма. Если же реакции протекают в канале возвратного удара, который в микросекундном масштабе считается хорошо изученным, информация о нейтронах позволила бы получить новые данные о локальных значениях температуры или напряженности электрического поля в зависимости от того, какой из механизмов, термический или ускорительный, отвечает за ядерные реакции. В настоящей работе показано, что ядерный синтез в грозовой атмосфере абсолютно невозможен, а нейтроны генерируются фотоядерными реакциями, протекающими вне каналов молнии в гигантских восходящих атмосферных разрядах (ВАР), развивающихся над грозовыми облаками в объемах до 1000 км^3 в результате

пробоя стратосферы на релятивистских убегающих электронах (см. [6] и цитированную там литературу).

Выход реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в канале молнии. Ожидаемый выход нейтронов вследствие реакций синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ можно оценить по формуле

$$N_n \approx N_L P \cdot [\text{H}_2\text{O}] \cdot 2[\%] \cdot S_{\text{ch}} l_{\text{ch}} n_{\text{ion}} \cdot \Delta t \times \int_{\varepsilon_{\text{fus}}}^{\infty} v_{\text{ion}} f(\varepsilon_{\text{ion}}, T) \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}}) d\varepsilon_{\text{ion}}, \quad (1)$$

где N_L – концентрация молекул воздуха при нормальных условиях (число Лошмидта), P (атм.) – давление; $[\text{H}_2\text{O}]$ и $[\%]$ – относительные концентрации паров воды в грозовой атмосфере и молекул дейтерия в природной воде, ε_{ion} – кинетическая энергия, v_{ion} – скорость и n_{ion} – концентрация ионов дейтерия; S_{ch} – площадь поперечного сечения и l_{ch} – длина канала молнии; Δt – время существования областей с сильным полем ($v_{\text{ion}} \cdot \Delta t \ll l_{\text{ch}}$); $\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}})$ – сечение реакций ядерного синтеза; ε_{fus} – минимальная энергия дейтронов, при которой эффективность синтеза достаточна в рамках рассматриваемой проблемы.

Из элементарного кинетического уравнения $eE \cdot \partial f / \partial \varepsilon_{\text{ion}} = -N_L P \langle \sigma_t \rangle f$, в столкновительном члене которого учитывается только перезарядка, как наиболее эффективный процесс взаимодействия ионов дейтерия с молекулами воздуха, получается нормированная на единицу функция распределения дейтронов по энергиям $f(\varepsilon_{\text{ion}})$ в поле с напряженностью E :

$$f(\varepsilon_{\text{ion}}, T) = T^{-1} \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{ion}}/T), \quad (2)$$

где $T = eE/N_L P \langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_t \rangle$ – усредненное сечение перезарядки. Поскольку согласно формуле Гамо-

¹⁾e-mail: babich@elph.vniief.ru, Kay@sar.ru

ва для σ_{fus} скорость $\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}}) \cdot v_{\text{ion}} \sim (\varepsilon_{\text{ion}})^{-0.5} \times \exp(-\text{const}/\sqrt{\varepsilon_{\text{ion}}})$ реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ более слабая функция ε_{ion} , чем (2), то выход нейтронов оценивается как

$$N_n \approx N_L P \cdot [\text{H}_2\text{O}] \cdot 2[\%] \cdot S_{\text{ch}} l_{\text{ch}} n_{\text{ion}} \cdot \Delta t \times \langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}}) \rangle \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T), \quad (3)$$

где $T \approx 1.67$ эВ для максимальной зарегистрированной напряженности грозового поля $E \approx 1$ МВ/м [7] (согласно новым измерениям $E < 100$ кВ/м [8]), $N_L \cdot P \approx 10^{25}$ м⁻³ (соответствует высоте 7 км) и $\langle \sigma_t \rangle = 6 \cdot 10^{-20}$ м² (принято равным σ_t при энергии $\varepsilon_{\text{ion}} = 50$ эВ [9]). В возвратном ударе молнии измерена температура $T \approx 3$ эВ [7]. Даже для $T \approx 10$ эВ при $\varepsilon_{\text{fus}} = 1.7-6.6$ кэВ [10], когда сечение реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ крайне мало ($\sigma_{\text{fus}} = 10^{-36}-10^{-32}$ м² [10]), модуль показателя экспоненты в (3) равен 170-660, то есть столь велик, что $N_n \ll 1$ для разумных значений геофизических величин. Так, для $l_{\text{ch}} = 1-10$ км, $S_{\text{ch}} \approx 1-10$ см² [7], $[\text{H}_2\text{O}] \sim 1.65\%$ (по толщине слоя "осажденной воды" [11]), $[\%] = 0.015\%$ [11], $\Delta t \sim 50$ мкс (типичная длительность возвратного удара [3, 7]), $\sigma_{\text{fus}}(6.6 \text{ кэВ}) = 10^{-32}$ м² и $v_{\text{ion}} \sim 10^6$ м/с (соответствует $\varepsilon_{\text{ion}} \approx 6.6$ кэВ) множитель перед экспонентой гораздо меньше 10^{10} даже при полной ионизации всех атомов дейтерия в канале, когда $n_{\text{ion}} = N_L P \cdot [\text{H}_2\text{O}] \cdot 2[\%]$, что абсолютно нереально. Следовательно, $N_n \ll 10^{-64}$. Варьирование в широких пределах величин, входящих в формулу (3), и учет вклада в синтез быстрых атомов дейтерия, возникающих в процессе перезарядки и подверженных сильному торможению в плотной атмосфере, не меняет характер оценки.

Чтобы окончательно показать невозможность реакций ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$, укажем, что даже для $E = 3$ МВ/м, то есть пробивной напряженности однородного поля при $N = N_L$, модуль показателя экспоненты в том же интервале ε_{fus} оказывается равным 60-220. Эта оценка демонстрирует невозможность реакций ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в гипотетических двойных слоях в канале возвратного удара [4], поскольку 3 МВ/м является предельной величиной в относительно медленных процессах генерации грозового поля.

Генерация нейтронов фотоядерными реакциями в восходящих атмосферных разрядах. ВАР развиваются вследствие генерации лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), инициируемых космическим излучением, и сопровождаются импульсами жесткого γ -излучения [12, 13] (см. также литературу, цитированную в [6, 14, 15]). Поскольку измеренный спектр γ -излучения простира-

ется до 20 МэВ, а рассчитанная средняя энергия фотонов тормозного излучения ЛРУЭ ~ 1 МэВ [14], то возможна генерация нейтронов в (γ, n) -реакциях вне канала молнии, которая лишь запускает механизм ВАР.

Воспользуемся моделью ВАР, согласно которой электроны релятивистских лавин в окрестности некоторой высоты H вследствие эффекта вертикальной составляющей геомагнитного поля движутся горизонтально [15]. В приближении изотропного точечного источника тормозного излучения число фотонейтронов, генерируемых в одном разряде, можно оценить следующим образом:

$$N_n = 2N_L P(H) \cdot \int_{H-h_{\text{char}}}^{H+h_{\text{char}}} e^{-x/h_{\text{char}}} dx \int_0^{\Delta t_\gamma} \frac{dN_\gamma(\delta)}{dt} \times \\ \times N_e(\delta, t) dt \int_{\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)}^{\infty} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) \sigma(\gamma, S_n) d\varepsilon_\gamma \approx \\ \approx 2N_L \cdot \exp\left(-\frac{2H}{h_{\text{char}}}\right) \cdot h_{\text{char}} \left(e - \frac{1}{e}\right) \cdot N_e(\delta) \times \\ \times \frac{dN_\gamma}{dt} \Delta t_\gamma \cdot \sigma_{\text{yield}}(\varepsilon_{\gamma, \text{max}}) \cdot \langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{\text{th}}) \rangle, \quad (4)$$

где принят экспоненциальный закон изменения плотности воздуха по высоте с характерным масштабом $h_{\text{char}} \approx 7.1$ км, $dN_\gamma(\delta)/dt$ – скорость эмиссии фотонов, Δt_γ – длительность импульсов атмосферного γ -излучения, зарегистрированного с борта орбитальных станций [12, 13], $N_e(\delta)$ – число релятивистских убегающих электронов в воздухе при перенапряжении $\delta = eE/(F_{\text{min}} \cdot P)$ относительно минимума силы трения электронов $F_{\text{min}} = 218$ кэВ/м · атм., $f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma)$ – нормированное на единицу распределение фотонов по энергиям ε_γ , $\sigma(\gamma, S_n) = \sum_i i \cdot \sigma(\gamma, i, n) + \nu \sigma(\gamma, f)$, $\sigma(\gamma, i, n)$ – сечение реакции (γ, in) с выходом i нейтронов, $\sigma(\gamma, f)$ – сечение фотоделения ядер с выходом ν нейтронов, $\sigma_{\text{yield}}(\varepsilon_{\gamma, \text{max}}) = \int_{\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)}^{\varepsilon_{\gamma, \text{max}}} \sigma(\gamma, S_n) d\varepsilon$ – сечение выхода нейтронов во всех фотоядерных реакциях, $\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$ – порог $(\gamma, 1n)$ -реакции, $\varepsilon_{\gamma, \text{max}}$ – максимальная энергия, до которой имеются данные по сечениям [16]. В пределах точности наших оценок достаточно считать атмосферу состоящей из ядер ${}^{14}\text{N}$, для которых $\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n) = 10.55$ МэВ, $\varepsilon_{\gamma, \text{max}} = 29.5$ МэВ, $\sigma_{\text{yield}} = 98.8 \cdot 10^{-31}$ МэВ · м² [16]. Полагая $\delta = 4$ (высота $H = 30$ км) [15], $\Delta t_\gamma \approx 1$ мс [12, 13] (это время включает серию генераций ЛРУЭ [15]),

$$\langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{\text{th}}) \rangle > \frac{1}{\varepsilon_{\gamma, \text{max}} - \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, n)} \int_{\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, n)}^{\varepsilon_{\gamma, \text{max}}} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/МэВ,}$$

$dN_\gamma(\delta)/dt \approx 10^7 \text{ 1/с} \cdot \text{атм} \cdot \text{электрон}$ [14] и $N_e(\delta)$, равным числу электронов 10^{17} , соответствующему $H \approx 30 \text{ км}$ [15] и достаточному для генерации зарегистрированного в [12] числа жестких фотонов, получим число нейтронов, генерируемых в одном ВАР: $N_n \approx 10^{15}$.

Время запаздывания нейтронов. В работе [3] времена запаздывания t_{del} прихода нейтронов на счетчик относительно электромагнитного импульса находятся в интервале $10 \text{ мкс} - 0.1 \text{ с}$, причем число нейтронных событий уменьшается с ростом t_{del} . В предположении, что t_{del} есть время движения по прямой линии [3] нейтрона с энергией $\varepsilon_n = 1 - 10 \text{ МэВ}$, $t_{\text{del}} \approx 10 \text{ мкс}$ означают, что источники находились на расстояниях порядка сотен метров от монитора, а $t_{\text{del}} \approx 0.1 \text{ с}$ – на расстояниях порядка тысяч километров. Большие t_{del} объясняются следующими причинами [3]:

- первый разряд вспышки молнии запускал счетчик, а нейтроны генерировались последующими разрядами вспышки;
- участвуют реакции $^{12}\text{N}(^2\text{H}, n)^{13}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(^2\text{H}, n)^{15}\text{O}$, генерирующие нейтроны с меньшими энергиями, чем $^2\text{H}(^2\text{H}, n)^3\text{He}$;
- нейтроны блуждают в воздухе до их попадания на счетчик.

В рамках фотоядерного механизма большой диапазон t_{del} объясняется тем, что нейтроны генерируются в большом объеме на пути распространения фотонов с больших высот, где развиваются ВАР, к поверхности земли, в том числе в самой земле и веществе монитора, и тем, что в отличие от нейтронов ядерного синтеза фотонейтроны распределены в широком диапазоне энергий, $\varepsilon_n = [0; \varepsilon_\gamma - \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)]$. Большие t_{del} регистрируются, если источник первого нейтрона с достаточно большой энергией находится на большом расстоянии от монитора. Малые t_{del} есть следствие генерации нейтронов фотонами, достигшими приповерхностных слоев тропосферы. Однако поскольку только время распространения фотонов с высот, где развиваются ВАР, близко к 100 мкс , то возникает проблема согласования механизма генерации нейтронов γ -излучением ВАР с $t_{\text{del}} \leq 100 \text{ мкс}$, которая естественно разрешается, если в событиях с $t_{\text{del}} \leq 100 \text{ мкс}$ счетчик запускался электромагнитным импульсом самих ВАР.

В [3] упоминается событие, в котором было зарегистрировано 33 нейтрона, когда молния ударила в дерево на расстоянии 400 м от монитора. Соответствующее этому событию время $t_{\text{del}} = 72 \text{ мс}$ [3] находится в вопиющем противоречии с механизмом ядерного синтеза в канале молнии, но естественно объясняется фотоядерным механизмом генерации нейтронов γ -излучением ВАР.

Заключение. Выход нейтронов в фотоядерных реакциях, сопровождающих γ -излучение ВАР, оценивается величиной $\sim 10^{15}$, тогда как ядерный синтез абсолютно невозможен в условиях, которые согласно современным представлениям реализуются в канале молнии. Число убегающих электронов 10^{17} , полученное на основе механизма ВАР, предложенного Гуревичем, Милихом и Рюсселем-Дюпре (Roussel-Dupré) (см. [6] и цитированную литературу), и достаточное для удовлетворительного объяснения γ -импульсов атмосферного происхождения [12, 13], приводит к генерации $10^{15}(\gamma, n)$ -нейтронов. Для сравнения с данными натурных наблюдений требуется численное моделирование, включающее само согласованный транспорт γ -излучения и нейтронов на большие расстояния в редакции, соответствующей условиям эксперимента.

Установление связи с ВАР усиления потока нейтронов в атмосфере, зарегистрированного в [3], явилось бы серьезным аргументом в пользу механизма ВАР с участием релятивистских убегающих электронов. Отсутствие такой связи означало бы, что корреляция многонейтронных событий с молнией, обнаруженная в [3], является случайной, что сомнительно ввиду тщательной селекции этих событий, либо в молнии протекают локальные процессы с характерными временами гораздо меньше микросекунды, способные отвечать за усиление потока нейтронов.

Автор считает своей приятной обязанностью выразить благодарность директору ВНИИЭФ академику Р.А.Илькаеву и д-ру С.Гитомеру (S. Gitomer) за поддержку исследований по физике атмосферных разрядов, академику А.В.Гуревичу и д-ру Р.А.Рюсселю-Дюпре (R.A. Roussel-Dupré) за многолетнее сотрудничество в этой области. Автор благодарен Т.В.Лойко, обратившей его внимание на статью Б.М.Кужевского [5].

1. L. P. Babich, *Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena*, Arlington, Virginia, USA.: Futurepast Inc., 2003.
2. R. L. Fleisher, J. Geophys. Res. **80**, 5005 (1975).

3. G. N. Shah, H. Razdan, C. L. Bhat, and Q. M. Ali, *Nature* **313**, 773 (1985).
4. A. N. Shyam and T. C. Kaushik, *J. Geophys. Res.* **104**, 6867 (1999).
5. Б. М. Кужевский, Вестник Московского университета, серия 3, Физика, Астрономия. № 5, 14, 2004.
6. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, *УФН* **171**, 1177 (2001).
7. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер, *Физика молнии и молниезащиты*, М.: Физматлит, 2001.
8. K. V. Eack, W. H. Beasley, D. W. Rust et al., *Geophys. Res. Lett.* **23**, 2915 (1996).
9. D. Smith and L. Kevan, *J. of American Chemical Society* **93**, 2113 (1971).
10. В. М. Быстрицкий, В. В. Герасимов, А. Р. Крылов и др., *Ядерная физика* **66**, 1731 (2003).
11. *Физическая энциклопедия*, под редакцией А. М. Прохорова, М.: Советская энциклопедия, 1988.
12. G. J. Fishman, P. N. Bhat, R. Mallozzi et al., *Science* **264**, 1313 (1994).
13. D. M. Smith, L. I. Lopez, P. P. Lin et al., *Science* **307**, 1085 (2005).
14. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомagnetизм и аэрономия* **44**, 697 (2004).
15. Л. П. Бабич, Р. И. Илькаев, А. Ю. Кудрявцев и др., *Геомagnetизм и аэрономия* **44**, 266 (2004).
16. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. Atomic Data and Nuclear Tables* **38**, 199 (1988).