

# Анализ лабораторного эксперимента по генерации нейтронов разрядами в открытой атмосфере

Л. П. Бабич

*Анализируется лабораторный эксперимент с высоковольтными разрядами в открытой атмосфере, генерирующими высокоэнергетические нейтроны. Современный уровень знаний не позволяет выяснить природу наблюдавшейся эмиссии нейтронов. Показано, что известные элементарные процессы, а именно реакции ядерного синтеза  $d(d,n)^3\text{He}$  и  $d(^{14}\text{N},n)^{15}\text{O}$ , фотоядерные реакции, реакции электродезинтеграции  ${}^n_m A(e^-,n)_m^{n-1} A$  и обратные  $\beta$ -распаду реакции  $e^-(p^+,n)\nu_e$ , не способны отвечать за генерацию нейтронов в атмосфере. Отмечается, что энергетический выход реакций  $d(d,n)^3\text{He}$  и  $d(^{14}\text{N},n)^{15}\text{O}$  меньше 10 МэВ. Обсуждаются слабо изученные механизмы, возможно, способные отвечать за генерацию нейтронов разрядами в открытой атмосфере.*

## Введение

Ускорение (убегание) электронов до высоких энергий в плотных нижних слоях атмосферы в электрических полях грозových облаков, предсказанное Вильсоном [1] и впервые наблюдавшееся в лабораторных экспериментах в конце 1960-х – первой половине 1970-х гг. [2–7], сейчас считается довольно обычным процессом, присущим некоторым лабораторным и природным разрядам (см. [8–13] и цитируемую литературу). Вильсон также предсказывал ядерные реакции в полях грозových облаков. Сообщения о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере [14–22] можно было бы рассматривать как доказательство справедливости этой гипотезы, однако их достоверность подвергается сомнению [21–26]. Статистически достоверная регистрация нейтронов, генерируемых разрядом в воздухе в лабораторных условиях, могла бы стать серьезным аргументом в пользу объявленной регистрации усиления потока атмосферных нейтронов в корреляции с грозами [14–22]. Поэтому сообщение о первых наблюдениях «эмиссии вспышек нейтронов в процессе высоковольтного разряда» в атмосфере при нормальных условиях [27] представляет большой интерес для физики атмосферного электричества. К газоразрядному промежутку с межэлектродным расстоянием  $d$  вплоть до 1 м прикладывались довольно обычные им-

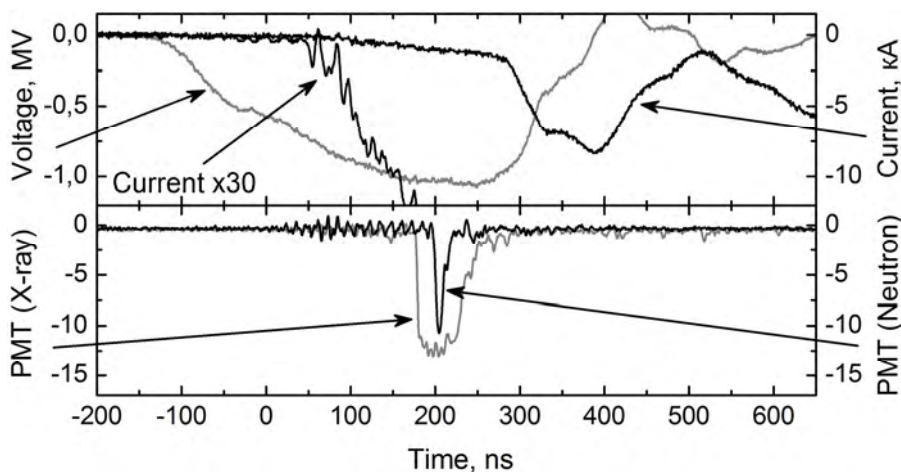


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока, напряжения, рентгеновского излучения и нейтронов [27]

пульсы напряжения: амплитуда  $U = 1$  МВ, длительность фронта импульса 200 нс, полная длительность 500 нс (рис. 1). Генерировались импульсы газоразрядного тока с амплитудой 10–15 кА и полной длительностью 200 нс; им предшествовали предимпульсы длительностью  $\Delta t_{\text{pre}} \approx 250$  нс (см. рис. 1) [27]. Авторы сообщают, что импульсы нейтронов длительностью  $\Delta t_n \approx 25$  нс генерировались в диапазоне от тепловых энергий выше 10 МэВ со средним флюенсом  $10^6 \text{ см}^{-2}$  за импульс в области разряда [27]. Нейтроны регистрировались в начальной фазе разряда на плато напряжения внутри рентгеновского импульса длительностью  $\Delta t_x \approx 100$  нс, который прекращался в конце предимпульса тока непосредственно в начале спада напряжения (см. рис. 1).

Из факта регистрации рентгеновского излучения следует, что в [27] поле локально усиливалось до величин  $\approx 20\text{--}30 \text{ МВ}/(\text{м} \cdot \text{атм})$ , необходимых для убегания электронов низких энергий в атмосфере [5, 8–10, 28, 29]. Но для генерации нейтронов в плотной атмосфере требуются намного более сильные электрические поля, нежели для генерации убегających электронов высоких энергий и тормозного излучения рентгеновского диапазона лабораторными разрядами в плотных газах [2, 4, 6–12]. Генерация нейтронов разрядами в открытой атмосфере, наблюдавшаяся в работе [27], является чрезвычайно интригующим феноменом, поскольку довольно длинный фронт импульса напряжения – порядка сотен наносекунд – не позволяет достигать высоких перенапряжений.

Ниже сокращенно изложен вариант анализа [30] возможности генерации нейтронов в нижних слоях атмосферы в условиях работы [27]. Анализ выполнен в рамках известных фундаментальных взаимодействий, а именно ядерного синтеза и реакций, индуцированных электронами высоких энергий: фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$  с участием тормозного излучения высоких энергий, реакций прямой электродезинтеграции  ${}^n_m A(e^-, n) {}^{n-1}_m A$  и обратных  $\beta$ -распаду слабых реакций  $e^-(p^+, n)\nu_e$  [25, 26]. Раздел из [30], в котором обсуждается достоверность трековых измерений и измерений в реальном времени, выполнявшихся в работе [27], не рассматривается.

## Ядерный синтез

Ядерный синтез традиционно считается фундаментальным процессом, способным отвечать за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере [14–16, 31, 32]. В воздухе возможны три реакции этого вида с генерацией нейтронов:  $d(d, n)^3\text{He}$ ,  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$ . Из сечений  $\sigma_{\text{fus}}$  этих реакций на рис. 2, собранных по данным работ [33] для  $d(d, n)^3\text{He}$ , [34–36] для  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и [37–39] для  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$ , видно, что в интересующем диапазоне энергий (ниже 1 МэВ) доминирует реакция  $d(d, n)^3\text{He}$ . Однако из-за высокой концентрации азота в атмосфере, на многие порядки превышающей концентрацию дейтерия, разумно учесть реакцию  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$ . Реакцию  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  опускаем ввиду низкой концентрации углерода и слишком малого сечения  $\sigma_{\text{fus}}$  в данном диапазоне энергий.

Кинетика ионов дейтерия в воздухе во внешнем электрическом поле с напряженностью  $E$  описывается элементарным кинетическим уравнением  $eE \cdot \partial f / \partial \varepsilon_{\text{ion}} = -N_L P < \sigma_t > f$ , где доминирующим процессом предполагается реакция перезарядки  $D^+ + N_2 \rightarrow D + N_2^+$  [40–43]. Решение этого уравнения дает нормированную на единицу функцию распределения ионов дейтерия по энергиям  $f(\varepsilon_{\text{ion}}, T) = T^{-1} \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{ion}}/T)$ , где  $T = eE/N_L P < \sigma_t >$ ,  $< \sigma_t >$  – усредненное сечение реакции перезарядки,  $N_L \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$  – концентрация молекул воздуха (число Лошмидта),  $P$  (атм) – давление. Поскольку скорость реакций синтеза  $v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}})$  более слабая функция  $\varepsilon_{\text{ion}}$ , чем  $f(\varepsilon_{\text{ion}}, T)$ , то выход нейтронов оценивается как

$$N_n = in_D 2N_L P \left\{ \frac{[\text{H}_2\text{O}][\text{D}_2]}{[\text{N}_2]} \right\} V \Delta t \int_{\varepsilon_{\text{fus}}}^{\infty} v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}}) f(\varepsilon_{\text{ion}}, T) d\varepsilon_{\text{ion}} = N_n(\sigma_t = 0) \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T), \quad (1)$$

где

$$N_n(\sigma_t = 0) \approx in_D 2N_L P \left\{ \frac{[\text{H}_2\text{O}][\text{D}_2]}{[\text{N}_2]} \right\} V \Delta t \langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}} \rangle \quad (2)$$

есть выход нейтронов без учета реакций перезарядки,  $i$  – степень ионизации,  $n_D = N_L P 2[\text{H}_2\text{O}][\text{D}]$  – концентрация ядер дейтерия;  $[\text{H}_2\text{O}] \approx 1\%$  – содержание воды в воздухе в лабораторных условиях при 20 °С;  $[\text{D}_2] = 0,015\%$  – содержание дейтерия в естественной воде,  $[\text{N}_2] \approx 0,8\%$  – содержание азота в воздухе;  $V = Sl$  – объем канала длиной  $l$  и поперечным сечением  $S$ , где протекает синтез;  $\Delta t \approx 25 \text{ нс}$  – длительность импульса нейтронов [27];  $v_{\text{ion}}$  – скорость дейтронов;  $\langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}} \rangle$  – усредненная по функции распределения скорость реакций синтеза;  $\varepsilon_{\text{fus}}$  – некая минимальная энергия дейтронов, ниже которой синтез неэффективен. Величина  $[\text{H}_2\text{O}][\text{D}]$  в скобках должна использоваться для реакции  $d(d, n)^3\text{He}$ ,  $[\text{N}_2]$  – для реакции  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$ .

Величины  $l$  и  $S$ , необходимые для вычисления объема  $V$  в (2), невозможно оценить по размерам перекрывающих промежутков каналов, изображенных на интегральном снимке в работе [27], потому что нейтроны генерировались в начальной стадии разряда во время довольно медленно растущего предимпульса тока на плато напряжения с  $U_{\text{plat}} = 1 \text{ МэВ}$  (см. рис. 1). Скорее всего, на этой стадии развивались множественные электронные лавины и стримеры, так что межэлектродный промежуток не был перекрыт непрерывным каналом; промежуток перекрывался позже во время

наблюдаемого резкого роста тока до максимального значения 10 кА, приводящего, в конечном счете, к коллапсу напряжения. Следовательно, более или менее разумно принять значение  $l$  равным межэлектродному расстоянию, т. е. 1 м [27], но невозможно положить  $S$  равной площади поперечного сечения каналов, перекрывающих промежутки в [27]. Также не определена степень ионизации  $i$ . Однако  $i$  и  $S$  можно исключить, используя выражение для тока  $I(t) = en_e(t)v_d(t)S(t)$ . Здесь  $n_e(t) = i(t)N_L P$ ,  $v_d(t) = \mu_e U(t)/l$  и  $\mu_e \approx 0,09 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [44] – концентрация, скорость дрейфа и подвижность электронов в воздухе соответственно. В результате вместо (2) получаем формулу

$$N_n(\sigma_t = 0) = \frac{I \Delta t}{e \mu_e U} l^2 n_D 2P \left\{ \frac{[\text{H}_2\text{O}][\text{D}_2]}{[\text{N}_2]} \right\} \langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}} \rangle, \quad (3)$$

по которой оценим сверху выход нейтронов без учета реакций перезарядки. Согласно осциллограммам на рис. 1 во время генерации нейтронов ток предимпульса  $I \approx 400\text{--}500 \text{ А}$ . Очевидно, энергия дейтронов  $\varepsilon_{\text{ion}}$  не могла превысить 1 МэВ; поэтому, используя  $\langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}} \rangle \approx v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}})$  с абсолютно нереальным значением  $\varepsilon_{\text{ion}} = 1 \text{ МэВ}$ , при котором  $v_{\text{ion}} \approx 10^7 \text{ м/с}$  и  $\sigma_{\text{fus}} \approx 100$  и  $10 \text{ мб}$  (1 барн =  $10^{-28} \text{ м}^2$ ) соответственно для реакций  $d(d, n)^3\text{He}$  и  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  (см. рис. 2), получаем  $N_n(\sigma_t = 0) \approx 0,05$  для  $d(d, n)^3\text{He}$  и  $2,5 \cdot 10^4$  для  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$ . Здесь учтено, что для набора энергии 1 МэВ иону необходимо пересечь межэлектродный промежуток, так что, приняв  $\varepsilon_{\text{ion}} = 1 \text{ МэВ}$ , мы ограничились длиной области генерации нейтронов величиной не более  $0,1l \approx 0,1 \text{ м}$  возле катода. Фактически энергия дейтронов намного ниже, следовательно,  $v_{\text{ion}}$  и особенно  $\sigma_{\text{fus}}$  также меньше. Например, полагая  $\varepsilon_{\text{ion}} = 0,1 \text{ МэВ}$  и  $l \approx 1 \text{ м}$ , получаем  $N_n(v_t = 0) \approx 0,5$  для реакции  $d(d, n)^3\text{He}$ . Используя для реакции  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  экстраполяцию  $\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon) \approx 10,2 \text{ мб} \cdot (\varepsilon/1 \text{ МэВ})^{2,67}$  в область малых энергий, получаем для этой реакции при  $\varepsilon_{\text{ion}} = 0,1 \text{ МэВ}$   $N_n(\sigma_t = 0) \approx 10^4$  нейтронов. Очевидно, оценки  $N_n(\sigma_t = 0)$  сильно завышены.

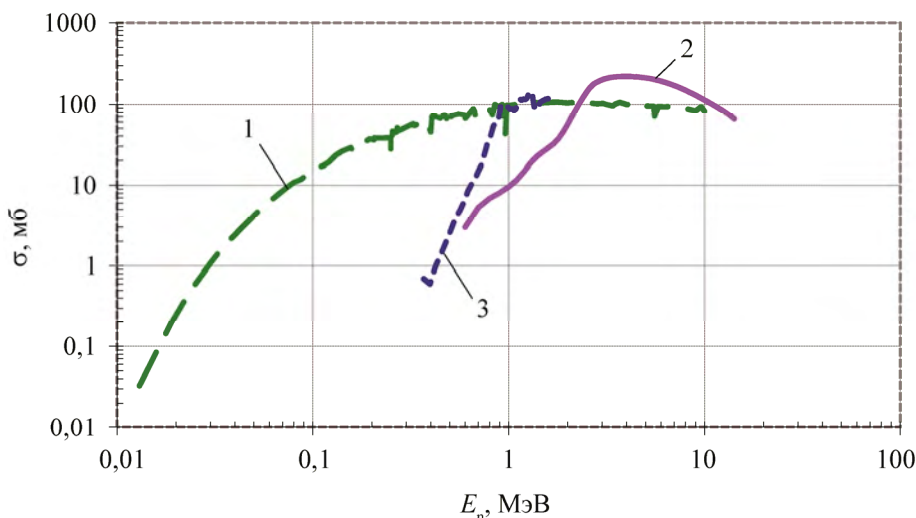


Рис. 2. Сечения реакций  $d(d, n)^3\text{He}$  [33] (1),  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  [34–36] (2),  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  [37–39] (3)

Для учета множителя  $\exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T)$  в (1), отвечающего за реакции перезарядки, требуется знание  $E$ ,  $\sigma_t$  и  $\varepsilon_{\text{fus}}$ . Ранее в этой статье намеренно не использовалась напряженность поля  $E$ , которое, скорее всего, неоднородно и локальные значения напряженности неизвестны. Тем не менее оценим  $\exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T)$ , используя среднюю напряженность  $E = 1$  МВ/м и энергию  $\varepsilon_{\text{fus}} = 1,7$  кэВ, когда поперечное сечение реакции  $d(d, n)^3\text{He}$  пренебрежимо мало:  $\sigma_{\text{fus}} = 10^{-36} \text{ м}^2$  [45]. Сечение реакции перезарядки  $D^+ + N_2 \rightarrow D + N_2^+$  в диапазоне энергии выше  $\varepsilon_{\text{fus}} = 1,7$  кэВ равно  $\sigma_t \geq 4,25 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  [46]. Полагая  $E = 1$  МВ/м и  $\sigma_t = 4,25 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , получаем  $T = eE/N_L P\langle\sigma_t\rangle \approx 0,87$  эВ; следовательно,  $\exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T)$  равняется нулю, поэтому ожидается нулевой выход нейтронов  $N_n(\sigma_t = 0) \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{fus}}/T) = 0$ . Это тем более верно, поскольку опущены все другие взаимодействия ионов дейтерия.

### ***Реакции, индуцированные электронами высоких энергий***

Итак, в рамках современных знаний показано, что ядерный синтез невозможен в условиях экспериментов [27]. Поскольку оставшиеся три реакции являются пороговыми, необходимо оценить, позволяет ли приложенное напряжение 1 МВ преодолеть пороги.

Пороговые энергии фотоядерных реакций  $\gamma(^{14}\text{N}, 1n)^{13}\text{N}$  и  $\gamma(^{16}\text{O}, 1n)^{15}\text{O}$  с ядрами основных компонентов атмосферы равны соответственно  $\varepsilon_{\text{th},N}(\gamma 1n) = 10,55$  МэВ и  $\varepsilon_{\text{th},O}(\gamma 1n) = 15,7$  МэВ [25, 26]. Необходимы электроны, способные генерировать тормозное излучение с энергиями выше 10,55 МэВ, что намного превышает 1 МэВ.

К анализируемой проблеме относятся две реакции электродезинтеграции электронами:



где  $\varepsilon_e$  – кинетическая энергия электрона. Их пороги  $\varepsilon_{\text{th},N}(e^-, n) = 10,55$  МэВ и  $\varepsilon_{\text{th},O}(e^-, n) = 15,7$  МэВ (те же, что и пороги фотоядерных реакций), вычисленные как дефект масс [25, 26], также намного превышают 1 МэВ.

Обратными  $\beta$ -распаду являются реакции с ядрами водорода водяного пара



с пороговой энергией  $\varepsilon_{\text{th}}(e^-, n) = 0,783$  МэВ [25, 26] и реакции с ядрами основных элементов атмосферы



с теми же порогами, что у реакций (4) и (5).

Видно, что пороги  $(\gamma, n)$  реакций, реакций дезинтеграции  ${}^n_m A(e^-, n) {}^{n-1}_m A$  (4) и (5) и слабых реакций (7) и (8) слишком высоки, чтобы эти реакции могли отвечать за генерацию нейтронов в воздухе с приложенным напряжением 1 МВ. Поскольку порог  $\varepsilon_{th}(e^-, n) = 0,783$  МэВ реакции  $e^-(p^+, n)v_e$  несколько ниже 1 МэВ, рассмотрим ее внимательнее. Оценим концентрацию электронов высоких энергий  $n_e$  (в анализируемом случае  $\varepsilon_e \sim 1$  МэВ), необходимую для генерации хотя бы одного нейтрона в реакции  $e^-(p^+, n)v_e$  за время генерации нейтронов  $\Delta t_n \approx 25$  нс [27]. Используем следующую формулу для числа нейтронов:

$$N_n \approx n_e v_{e^-,n} \Delta t_n = 1, \quad (9)$$

в которой для частоты  $v_{e^-,n}$  реакции  $e^-(p^+, n)v_e$  используем выражение для частоты взаимодействия «тяжелый» электрон – протон, полученное Сриваставой (Srivastava) и др. в единицах  $\hbar = c = 1$  [47]:

$$v_e \cdot \sigma_{e^-,n} \approx \frac{2G_F^2}{\pi} (\tilde{m}_e - \Delta)^2, \quad (10)$$

где  $v_e$  – скорость электрона,  $\sigma_{e^-,n}$  – сечение реакции  $e^-(p^+, n)v_e$ ;  $G_F \approx 0,875 \cdot 10^{-37}$  эВ·см<sup>3</sup> – константа слабого взаимодействия Ферми;  $\Delta = m_n - m_{p^+}$  – разность масс нейтрона и протона в энергетических единицах;  $\tilde{m}_e$  – масса «тяжелого» электрона, которую в рамках анализируемой проблемы полагаем равной  $\tilde{m}_e = m_e + \varepsilon_e$  в энергетических единицах [25, 26]. Преобразуя (10) к единицам СИ, из (9) получим нереальную концентрацию  $n_e \approx 10^{48}$  м<sup>-3</sup> электронов с энергией  $\varepsilon_e \approx 1$  МэВ, необходимую для генерации одного нейтрона.

## Гипотетические механизмы

Итак, возникает дилемма: или события, обнаруженные в [27], не связаны с нейтронами, или происхождение нейтронов сложнее, чем рассмотренные выше механизмы, основанные на линейном ускорении дейтронов или электронов. Также есть вероятность, что имеющиеся знания рассмотренных ядерных реакций недостаточно полны. Мыслимы следующие механизмы и элементарные процессы, возможно, отвечающие за усиленный ядерный синтез.

1. Коллективное ускорение дейтронов, захваченных электронным потоком, наблюдаемое в пучковой плазме [48, 49]. Чтобы дейтроны приобрели энергию  $\varepsilon_d = 0,1-1$  МэВ, они должны быть захвачены потоком электронов с энергией направленного движения порядка  $\varepsilon_e \approx m_e \varepsilon_d / m_d \approx 27-270$  эВ. Эта энергия не слишком высока для экспериментальных условий [27]. Действительно, хотя при  $U/Pd \approx 1$  МВ/1 м/1 атм средняя энергия электронов в лавинах и стримерах не превышает нескольких эВ [44], энергия электронов на фронтах электронных лавин и стримеров может быть намного выше средней вследствие локального усиления электрического поля [5, 8, 9, 44].

2. Традиционно рассматривается синтез голых ядер. Ожидается, однако, что в диапазоне низких энергий синтез ядер, экранированных электронными оболочками, может быть эффективнее из-за понижения кулоновского барьера (см., например, [45] и цитируемую литературу). Ожидается

рост астрофизического фактора  $S(\epsilon)$  в диапазоне ультранизких энергий, что может иметь место для быстрых атомов дейтерия, произведенных в реакциях перезарядки  $D^+ + N_2 \rightarrow D + N_2^+$  и дейтронами, участвующими в реакциях  $d(d, n)^3\text{He}$  и  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  с D и N атомами. Эффект от ожидаемого роста  $S(\epsilon)$  не ясен: достаточно сильный рост  $S(\epsilon)$  в сечении ядерного синтеза  $\sigma(\epsilon) = (S(\epsilon)/\epsilon) \exp(-\text{const}/\sqrt{\epsilon})$  не наблюдался.

3. Автор полагал, что сечения реакций  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  в области низких энергий уменьшаются подобно сечению  $d(d, n)^3\text{He}$ , что не доказано прямыми измерениями. Возможно, сечение  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  уменьшается в сторону низких энергий не столь быстро, как использованная в данной работе экстраполяция  $\sigma_{\text{fus}}(\epsilon) \approx 10,2 \text{ мб} \times (\epsilon/1 \text{ МэВ})^{2,67}$ . Кроме того, из-за сложной структуры нуклидов  $^{14}\text{N}$  и  $^{12}\text{C}$  мыслимы резонансы в области низких энергий с увеличенными сечениями реакций  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$ .

4. «Холодный» синтез не требует высоких энергий. Этот эффект наблюдается в довольно продолжительном процессе насыщения металлических подложек дейтерием. Однако не ясно, возможен ли он в неконтролируемых условиях обычных газовых разрядов, особенно ввиду крайне малой продолжительности процесса (порядка 100 нс) [27].

5. Реакция  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  игнорируется по причине слишком низкой концентрации углерода в воздухе по сравнению с концентрацией азота. Однако электроды высоковольтных установок, как правило, покрыты пленками масла с высокой концентрацией углерода.

Энергия электронов, необходимая для генерации нейтронов в реакциях, индуцируемых электронами, слишком высока для экспериментальных условий в [27], если только не реализуется коллективный процесс поляризационного самоускорения на фронтах лавин и стримеров [8–10] на стадии предимпульса тока, позволяющий ускорять малую долю электронов до энергий, превышающих прикладываемое напряжение, что наблюдалось в экспериментах с разрядами при многократных перенапряжениях относительно статического напряжения пробоя, достигаемых благодаря субнаносекундным фронтам импульсов высокого напряжения [8–10]. Представляется, однако, абсолютно невозможным, чтобы достаточно большое число электронов ускорялось в плотной атмосфере даже до энергий, близких к прикладываемому напряжению  $\sim 1 \text{ МВ}$ , не говоря уже о преодолении порогов  ${}^n_m A(e^-, n) {}^{n-1}_m A$  реакций.

## Заключение

На основании данных об известных фундаментальных взаимодействиях выполнен анализ генерации нейтронов лабораторными разрядами в открытой атмосфере [27]. Даже при энергии атмосферных дейтронов 1 МэВ, соответствующей приложенному напряжению в экспериментах [27], получается недетектируемый выход нейтронов в реакциях ядерного синтеза  $d(d, n)^3\text{He}$  и  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  в экспериментальных условиях [27]. С учетом реакций перезарядки имеем нулевой выход нейтронов.

Автор исключил возможность генерации нейтронов фотоядерными реакциями и реакциями электродезинтеграции по причине слишком высоких порогов по сравнению с приложенным в [27] напряжением. Требуется нереально высокая концентрация свободных электронов в газоразрядной плазме, чтобы приписать генерацию нейтронов реакциям, обратным  $\beta$ -распаду, которые обсужда-

лись в связи с генерацией нейтронов в грозовой атмосфере [25, 26, 47]. Возможна постановка вопроса о том, насколько полным может быть лабораторное моделирование процесса генерации нейтронов молнией ввиду современного уровня знаний о фундаментальных взаимодействиях, способных генерировать нейтроны.

Отмечены другие возможности протекания ядерного синтеза в электрическом поле в атмосфере. Некоторые из них (коллективное ускорение ионов и «холодный» синтез) наблюдались в реальных экспериментах, но в условиях, сильно отличающихся от [27], другие являются гипотетическими и требуют специального теоретического анализа и экспериментальных исследований (рост сечений реакций  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  в диапазоне низких энергий и рост сечений синтеза ядер, экранированных электронными оболочками). Крайне важно изучить поведение сечений реакций  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  и  $d(^{12}\text{C}, n)^{13}\text{N}$  в диапазоне низких энергий. Однако в связи с ядерным синтезом особенно интригующим является обнаружение нейтронов с энергиями выше 10 МэВ [27], поскольку полные энергетические выходы всех продуктов реакций  $d(d, n)^3\text{He}$  (3,270 МэВ) и  $d(^{14}\text{N}, n)^{15}\text{O}$  (5,068 МэВ) меньше 10 МэВ.

Для селекции механизма генерации нейтронов газовыми разрядами в столь плотной среде, как нижние слои атмосферы, крайне важно локализовать область генерации или, по крайней мере, источник рентгеновского излучения, как сделано в экспериментах с лабораторными разрядами в атмосфере [50] с использованием импульсов напряжения с временем нарастания 10 нс, позволяющих создавать электрические поля с большей средней напряженностью  $U/d$ , чем в [27].

События, зарегистрированные в работе [27], не связаны с газоразрядными нейтронами, или происхождение нейтронов сложнее, нежели вследствие рассмотренных выше механизмов – как признанных, так и гипотетических. *Автор полагает, что зарегистрированные в работе [27] сигналы не обусловлены газоразрядными нейтронами.* Нейтронные измерения – крайне сложная задача не только из-за обычных электромагнитных шумов, но, главным образом, из-за необходимости исключения регистрации других проникающих излучений – как сопровождающих исследуемую генерацию нейтронов, так и излучений из окружающей среды. Преодоление этой трудности крайне важно, особенно при измерениях малых флюенсов нейтронов.

## 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. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // ДАН СССР. 1967. Т. 39. С. 72–73.
3. Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R. A search for X-rays from helium and air discharges at atmospheric pressure // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746–4748.
4. Тарасова Л. В., Худякова Л. В. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе // ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1530–1533.
5. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669–1673.



6. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов при давлениях 0,1–760 Торр // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564–568.

7. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова В. Л., Цукерман В. А. О природе рентгеновского излучения и быстрых электронов в наносекундных газовых разрядах // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 166–170.

8. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. Т. 160. С. 49–82.

9. Babich L. P. Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. – Arlington (Virginia, USA): Futurepast Inc., 2003.

10. Бабич Л. П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегających электронов, достигнутых в новых экспериментах с разрядами в плотных газах // УФН. 2005. Т. 175. С. 1069–1091.

11. Бабич Л. П., Лойко Т. В. Особенности регистрации импульсов убегających электронов высоких энергий и рентгеновского излучения, генерируемых высоковольтными наносекундными разрядами в атмосфере // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 287–294.

12. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G. et al. Picosecond runaway electrons beams in air // Plasma Phys. Rep. 2012. Vol. 38. P. 29–45.

13. Dwyer J. R., Smith D. M., Cummer S. A. High-energy atmospheric physics: terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena // Space Sci. Rev. 2012 [doi: 10.1007/s11214-012-9894-0].

14. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.

15. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // J. of Geophys. Res. 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.

16. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молниях // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 2004. № 5. С. 14–16.

17. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 125001.

18. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под грозовыми облаками вблизи уровня моря // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 201–204.

19. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // J. Geophys. Res. Ser. Space Physics. 2010. Vol. 115. P. A00E11.

20. 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 [doi: 10.1103/PhysRevD.82.043009].

21. Chilingarian A., Bostanjyan N., Karapetyan T., Vanyan L. Remarks on recent results on neutron production during thunderstorms // *Phys. Rev. D.* 2012. Vol. 86. P. 093017 [doi:10.1103/PhysRevD.86.093017].

22. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma-rays and neutrons in Tibet // *Phys. Rev. D.* 2012. Vol. 85. P. 092006 [doi:10.1103/PhysRevD.85.092006].

23. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Zalyalov A. N. On amplifications of photonuclear neutron flux in thunderstorm atmosphere and possibility of detecting them // *JETP Lett.* 2013. Vol. 97. P. 291–296.

24. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R. et al. Numerical analysis of 2010 high-mountain (Tien-Shan) experiment on observations of thunderstorm-related low-energy neutron emissions // *J. of Geophys. Res. Ser. Space Physics.* 2013. Vol. 118. P. 1–8.

25. Babich L. P. Fundamental processes capable of accounting for the neutron flux enhancements in thunderstorm atmosphere // *JETP.* 2014. Vol. 118. P. 375–383.

26. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Rassoul H. K. Analysis of fundamental interactions capable of producing neutrons in thunderstorm atmosphere // *Phys. Rev. D.* 2014. Vol. 89. P. 093010.

27. Agafonov A. V., Bagulya A. V., Dalkarov O. D. et al. Observation of neutron bursts produced by laboratory high-voltage atmospheric discharge // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 115003.

28. Bakhov K. I., Babich L. P., Kutsyk I. M. Temporal characteristics of runaway electrons in electron – neutral collision dominated plasma of dense gases. Monte Carlo calculations // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2000. Vol. PS-28. P. 1254–1262.

29. Moss G. D., Pasko V. P., Liu N., Veronis G. Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leader // *J. of Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. P. A02307 [doi:10.1029/2005JA011350].

30. Babich L. P. Analysis of laboratory experiment on neutron generation by discharges in the open atmosphere // *Phys. Rev. C.* 2015. Vol. 92. P. 044602 [doi:10.1103/PhysRevC.00.004600].

31. Fleisher R. L., Palmer J. A., Crouch K. Are neutrons generated by lightning // *J. of Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. P. 5013–5017.

32. Fleisher R. L. Search for neutron generation by lightning // *J. of Geophys. Res.* 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.

33. Liskien H., Paulsen A. Neutron production cross sections and energies for the reactions  $T(p, n)^3\text{He}$ ,  $D(d, n)^3\text{He}$ , and  $T(d, n)^4\text{He}$  // *Nuclear Data Tables (Nuclear Data Sect. A).* 1973. Vol. 11. P. 569.

34. Wohlleben K., Schuster E. Activation analysis with deuteron the total cross-sections of  $B-10(d, n)C-11$ ,  $N-14(d, n)O-15$  and  $O-16(d, n)F-17$  reactions up to 3.2 MeV // *Radiochimica Acta.* 1969. Vol. 12. P. 75.

35. Takacs S., Tarkanyi F., Hermanne A., Paviotti De Corcuera R. Validation and upgrade of the recommended cross section data of charged particle reactions used for production PET radioisotopes // *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B.* 2003. Vol. 211. P. 169.

36. Koehl F., Krauskopf J., Misaelide P. et al. Determination of nitrogen in semiconductor materials using the  $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$  nuclear reactions // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 1990. Vol. 50. P. 19.
37. Barit I. Ya., Kuzmin L. E., Kazantsev A. M. Determination of carbon in thin layers by means of the  $\text{C12}(d, n)\text{N13}$  nuclear reaction using a 2 MeV Van de Graaff accelerator // J. of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 1986. Vol. 97. P. 97.
38. Michelmann R. W., Krauskopf J., Meyer J. D., Bethge K. Excitation functions for the reactions  $^{10}\text{B}(d, n)^{11}\text{C}$  and  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$  for charged particle activation analysis // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 1990. Vol. 51. P. 1.
39. Firouzbakht M. L., Scholyer D. J., Wolf A. P. Cross-section measurements for the  $^{13}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}$  and  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$  nuclear reactions // Radiochimica Acta. 1991. Vol. 55. P. 1.
40. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 345–348.
41. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // Геомагнетизм и аэрномия. 2007. Т. 47. С. 702–708.
42. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // J. of Geophys. Res. 2007. Vol. 112. P. D1330.
43. Babich L. P., Kudryavtsev A. Yu., Kudryavtseva M. L., Kutsyk I. M. Terrestrial gamma-ray flashes and neutron pulses from direct simulations of gigantic upward atmospheric discharge // JETP Lett. 2007. Vol. 85. P. 483.
44. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. – Berlin: Springer, 1991.
45. Bystritsky V. M., Gerasimov V. V., Krylov A. R. et al. Measurement of the astrophysical S-factor for dd-interaction at ultralow deuteron – collision energies using the inverse z-pinch // Ядерная физика. 2003. Т. 66. С. 1731–1738.
46. Fülöp T., Landreman M. Ion runaway in lightning discharges // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 015006 [doi:10.1103/PhysRevLett.111.015006].
47. Srivastava Y. N., Widom A., Larsen L. A primer for electron-weak induced low energy nuclear reactions // Pramana – Journal of Phys. 2010. Vol. 75. P. 617.
48. Плюто А. А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1589–1592.
49. Плюто А. А., Капин А. Т. Энергетические и временные характеристики пучков при ускорении ионов электронами // ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 2533–2543.
50. Репин П. Б., Репьев А. Г. Исследование рентгеновского излучения диффузного разряда в геометрии «стержень–плоскость» при атмосферном давлении // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 33–37.

## Analysis of a Laboratory Experiment on Neutron Generation by Discharges in the Open Atmosphere

L. P. Babich

*Laboratory experiment with the high-voltage discharges in the open atmosphere generating high-energy neutrons «up to energies above 10 MeV» in the open atmosphere is analyzed. Modern level of knowledge does not allow finding out the nature of observed neutron emission. It is shown, that known elementary processes, namely, reactions of nuclear synthesis  $d(d,n)^3\text{He}$  and  $d(^{14}\text{N},n)^{15}\text{O}$ , photonuclear reactions, of electro-disintegration  ${}^n_m A(e^-,n){}^{n-1}_m A$  and opposite to the  $\beta$ -decay reactions  $e^-(p^+,n)\nu_e$  are not capable of accounting for the neutron generation in atmosphere. The energy yield of reactions  $d(d,n)^3\text{He}$  and  $d(^{14}\text{N},n)^{15}\text{O}$  is less than 10 MeV. Poorly studied mechanisms, probably, capable of accounting for the neutron generation by discharges in the open atmosphere are discussed.*