

О возможности ускорения атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык

Анализируется возможность убегания атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в электрическом поле, усиленном вследствие сильного нарушения квазинейтральности плазмы. Показано, что нарушение квазинейтральности невозможно из-за ограничений, накладываемых как особенностями разрядов молнии в частности и разрядов в плотных газах вообще, так и фундаментальным ограничением, обусловленным высокой подвижностью электронов.

Введение

За первой попыткой Флейшера (Fleisher) обнаружить генерацию нейтронов молнией [1] последовал ряд публикаций, в которых сообщается о коррелированном с грозами статистически значимом росте скорости счета детекторов нейтронов [2–11]. Возможно, вслед за статьями [12] и [13] ожидаемая генерация нейтронов в грозовой атмосфере традиционно связывается с ядерным синтезом в каналах молнии, прежде всего с реакцией ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ [2, 3, 8, 9, 14]. Было бы крайне интересно обнаружить ядерный синтез в канале молнии, поскольку это свидетельствовало бы о неполноте наших знаний о плазменных процессах в молнии, и в частности о том, что напряженность электрического поля E , степень ионизации i и температура T в некоторых областях канала намного выше традиционно принятых средних величин. Однако кинетическая энергия дейтронов в плотной атмосфере ограничена реакциями перезарядки $\text{D}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{D} + \text{N}_2^+$ и столь малыми величинами, что ядерный синтез невозможен; поэтому наблюдавшееся усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере связывается с фотоядерными реакциями [15–17]. По-видимому, этот прямой механизм, основанный на заслуживающих доверия сообщениях о коррелированных с грозами довольно интенсивных вспышках γ -излучения со спектрами фотонов, простирающимися выше порога фотоядерных реакций в воздухе 10,5 МэВ [4, 5, 7, 18–22], по неясным причинам не представляется удовлетворительным, и дискуссия о природе нейтронов грозового происхождения продолжается, в частности реанимируется идея ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ [14].

Единственным путем обойти ограничение энергии дейтронов, накладываемое реакциями перезарядки, является сильное увеличение напряженности поля в канале молнии над измеренными величинами. Работая в этом направлении, в отличие от прямого нагрева ионов в невозмущенном электрическом поле [15–17], авторы работы [14] для объяснения генерации нейтронов в канале молнии обращаются к убеганию ионов в поле, локально усиленном пространственным зарядом плазмы. Их анализ мотивирован сообщением [6] о регистрации необычайно сильного потока нейтронов низких энергий в корреляции с разрядами молнии. Авторы [14] полагают, что из-за локального нарушения квазинейтральности плазмы напряженность электрического поля в канале становится локально равной $\vec{E}^* = \vec{E}(1 - Z/Z_i)$, где $\vec{E}$ – напряженность внешнего поля, Z – заряд пробного (убегающего) иона и $Z_i = n_i/n_e$ – «средний заряд ионов» [14]. Если $Z/Z_i > 1$, то вектор поля $\vec{E}^*$ переворачивается относительно направления $\vec{E}$. Более того, если $Z/Z_i \gg 1$, то перевернутое поле оказывается намного сильнее внешнего. Это происходит, если отношение концентрации ионов к концентрации дрейфующих электронов $n_i/n_e = Z_i \ll 1$ [14]. В результате малая часть ионов, включая атмосферные дейтроны, преодолевает реакции перезарядки и ускоряется «в направлении потока электронов» [14], т. е. в направлении внешней электрической силы $-e\vec{E}$, действующей на электроны, до энергий, достаточных для детектируемого ядерного синтеза. Эта интересная идея, обещающая новые возможности в физике молнии, сталкивается с серьезными трудностями. Ниже мы, исходя из особенностей разрядов в плотных газах вообще и молнии в частности, обрисовываем в общих чертах несколько специфических несогласованностей, а затем обсудим, возможно ли сильное нарушение квазинейтральности плазмы в больших областях канала молнии вообще.

Несогласованность процесса убегания ионов с общими характеристиками газовых разрядов и молнии

Обсудим, насколько соответствует механизм убегания ионов с ограничением напряженности поля в атмосфере пробивной напряженности [23–25]:

$$E_{br} = E_{br}^{(1)} P \approx 3 \frac{MB}{M \cdot atm} \cdot P(atm). \quad (1)$$

Формула (1) верна для пробоя в изначально неионизованном газе в однородном поле. Анализируемый процесс (убегание ионов) развивается в сильно ионизованном канале молнии в неоднородном поле, поэтому пробивная напряженность намного ниже, чем (1).

На рис. 2 в работе [14] иллюстрируется вычисленная зависимость отношения напряженности внешнего поля E к напряженности поля Драйсера (Dreicer) E/E_D от отношения скорости ионов к тепловой скорости электронов в v_i/v_{Te} для температуры электронов $T_e = 3$ эВ. Заметим, что температура плазмы в первые 10 мкс развития среднего возвратного удара (главная стадия молнии, средняя продолжительность $\Delta t_{light} \approx 50$ мкс [24, 25]) равна $\sim 30\,000$ К, т. е. близка к $T_e = 3$ эВ, но уменьшается до $20\,000$ К в течение следующих 20 мкс [24] и к моменту 50 мкс намного ниже 3 эВ. На рис. 2,а [14] представлена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} , вычисленная для концентрации электронов $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и $Z_i = 0,1; 0,01$ и $0,001$. С $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 3$ эВ и кулонов-

ским логарифмом $\Lambda \sim 10$ получаем $E_D = 0,1$ МВ/м. Следовательно, на рис. 2,а $E = 0,01-0,05$ МВ/м при $E/E_D = 0,1-0,5$. На рис. 2,б [14] приведена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} для $Z_i = 0,001$ и $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, 10^{22} м^{-3} , 10^{23} м^{-3} . С $n_e = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и 10^{23} м^{-3} и теми же T_e , Λ напряженность $E_D = 1$ МВ/м и 10 МВ/м. Следовательно, $E = 0,1-0,5$ МВ/м и $1-5$ МВ/м соответственно для $n_e = 10^{22}$ и 10^{23} м^{-3} . Эти значения E превышают $E_{br} = 0,1$ МВ/м согласно формуле (1) для принятой в [14] концентрации молекул $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, т. е. $P = 1/27$ атм. Итак, заключаем, что, по крайней мере, для $n_e = 10^{22}$ и 10^{23} м^{-3} результаты на рис. 2 [14] несовместимы с ограничением, накладываемым пробоем. Кроме того, все использованные значения n_e намного меньше измеренных: $n_e = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ в первые 5 мкс и уменьшается до 10^{23} м^{-3} в течение следующих 10 мкс возвратного удара [24].

На рис. 4 в работе [14] приведена удельная скорость генерации нейтронов, вычисленная в зависимости от приведенной напряженности внешнего поля $E/(n_a Z_i)$ в диапазоне 20–200. Учитывая, что E приведена в единицах МВ/м, концентрация нейтралов n_a – в единицах 10^{24} м^{-3} и используя число Лошмидта (Loshmidt) $N_L = 2,7 \cdot 10^{25} 1/(\text{м}^3 \cdot \text{атм})$, концентрацию n_a можно выразить следующим образом через давление P :

$$n_a = 2,7 \cdot 10^{25} (\text{м}^{-3} \cdot \text{атм}) \cdot P(\text{атм}) / 10^{24} (\text{м}^{-3}) = 27 \cdot P(\text{атм}). \quad (2)$$

Следовательно, с учетом ограничения (1) необходимо выполнение соотношения

$$E = 200 \cdot n_a Z_i \approx 200 \cdot 27 P(\text{атм}) \cdot Z_i < E_{br}^{(1)} \cdot P, \quad (3)$$

откуда следует ограничение

$$Z_i < 0,5 \cdot 10^{-3}, \quad (4)$$

несовместимое со значениями $Z_i \geq 0,001$, принятыми в [14]. Как указано выше, в сильно ионизованном канале значение $E_{br}^{(1)}$ меньше, чем (1), поэтому ограничение, накладываемое на Z_i , еще сильнее. Поскольку $Z_i = n_i/n_e$ [14], то нарушение квазинейтральности плазмы должно быть значительно сильнее, чем принято в [14]. Но даже с $Z_i = 0,001$ и измеренной напряженностью грозового поля $E_{thund} \approx 140-1200$ кВ/м (см. [24, 25] и цитируемую литературу) напряженность усиленного поля $|E^*| = E_{thund} \cdot |(1 - Z/Z_i)|$ для дейтронов ($Z = 1$) близка или на порядок величины выше пробивной напряженности (1).

Следующая несогласованность связана с тем, что согласно формуле (2) принятой в [14] концентрации нейтралов $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ соответствует давление $P \approx 1/27$ атм (высота $z \approx 23$ км, средняя стратосфера). Но разряды молнии развиваются в тропосфере [24, 25] при давлениях $P \approx \exp(-z/7,1 \text{ км}) \approx (1/2,7 - 1)$ атм, которым соответствуют $n_a \approx (1-2,7) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Так, измерения [6] выполнены на высоте 3 км, где $n_a \approx 1,8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \gg 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Выход нейтронов в [14] вычислен с использованием сильно зависящей от n_a функции распределения ионов $f(v_i) =$

$= Cf(1 + Bv_i^4)^{-A/4B}$, где $A = (5/4)(n_a/EZ_i)(m_i/Ze)^2 \cdot 10^{-23}$. Использование вместо принятой в [14] концентрации $n_a \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ее значений в диапазоне $\approx (1-2,7) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ведет к кардинальному уменьшению хвоста $f(v_i)$ и, следовательно, числа предсказываемых нейтронов.

Удельная скорость генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t)$ на рис. 4 [14] вычислена для концентрации дейтерия $n_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и концентрации дейтронов $n_i = 10^{18} \text{ м}^{-3}$; следовательно, для однородного распределения дейтерия в канале молнии степень ионизации $i = 1/5$. Поскольку вычисления в [14] выполнены с $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, значения $n_e \leq 10^{23} \text{ м}^{-3}$, с которыми вычислена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} (рис. 2 [14]), не согласуются со столь высокой i . Несогласованность еще сильнее, потому что разряды молнии развиваются в высотах, где $n_a \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

Завышение i приводит к завышению тока молнии. Действительно, полагая $i = 1/5$, $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и используя скорость дрейфа электронов $v_e = \frac{\mu}{P} E_{br}^{(1)} P = \mu E_{br}^{(1)}$, где $\mu = 0,06 (\text{м}^2 \cdot \text{атм})/(\text{В} \cdot \text{с})$ – подвижность электронов [23], получаем ток в канале молнии с поперечным сечением S_{ch}

$$I(A) = en_e \mu E_{br}^{(1)} S_{ch} = e i n_a \mu E_{br}^{(1)} S_{ch} = 6 \cdot 10^9 \cdot S_{ch} (\text{м}^2). \quad (5)$$

Известно, что радиус поперечного сечения самой горячей части канала, по которому течет ток, порядка нескольких сантиметров [24, 25]; поэтому, полагая $S_{ch} \sim (1-10) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, находим из соотношения (5) слишком большой ток $I \sim (0,6-6) \text{ МА}$. С другой стороны, с типичными значениями тока молнии $I = 10-100 \text{ кА}$ [24, 25] получаем слишком маленькое поперечное сечение $S_{ch} = 1,6-16 \text{ мкм}^2$. Используя самую высокую скорость генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t) = 10^7$ на рис. 4 [14], длину канала $1-10 \text{ км}$ [24, 25], $S_{ch} = 1,6-16 \text{ мкм}^2$ и продолжительность возвратного удара $\Delta t_{light} \approx 50 \text{ мкс}$ [24, 25], получаем незначительное число нейтронов $N_n \approx 1-100$. Ситуация не улучшается, если использовать более реальную концентрацию нейтронов $n_a \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$ и уменьшить $E_{br}^{(1)}$ до разумного значения. Даже $N_n = (0,5-5) \cdot 10^6$, вычисленная с использованием сильно завышенной площади $S_{ch} = 1 \text{ м}^2$, слишком мала для регистрации удаленными счетчиками нейтронов из-за ослабления потока нейтронов в плотной атмосфере.

И наконец, оценим абсолютный выход нейтронов исходя из самой высокой скорости генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t) = 10^7 (\text{м}^3 \cdot \text{с})^{-1}$ на рис. 4 [14], но используя более реальные размеры канала. Авторы [14] определяют V_{ch} как «объем канала молнии» и Δt – как «время жизни электрического поля в канале молнии». Фактически в контексте их идеи вместо V_{ch} следует понимать малый объем канала с $n_i/n_e \ll 1$. Таковы ограниченные области на фронтах лидера и возвратного удара. Судя по увеличенной яркости, длина этих областей $l \sim 25-110 \text{ м}$ [24]. Противоречия собственному определению Δt , цитируемому выше, авторы [14] пишут, что «квазиустойчивые электрические поля, длящиеся десятки минут, могут быть сформированы во время зрелой стадии гроз. Поэтому Δt может изменяться на многие порядки величины от $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ до нескольких сотен секунд» [14]. Но свободные ионы генерируются в пределах канала, а не в крупномасштабных полях

грозовых облаков; поэтому значение Δt должно равняться $\Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс. Поскольку размер поперечного сечения наиболее горячей части канала порядка нескольких сантиметров [24, 25], вместо V_{ch} разумно использовать объем, равный площади $S_{\text{ch}} \sim (1-10) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, умноженной на длину области с усиленным полем $l = 25-110$ м. В результате получаем нерегистрируемый выход нейтронов $N_n < 100-1000$ в одном ударе молнии.

Фундаментальная несогласованность

Исходя из феноменологии грозы и молнии, выше обсуждаются частные трудности механизма генерации нейтронов убегающими ионами. Не ясно, однако, возможно ли вообще ускорение ионов «в направлении потока электронов» [14], т. е. вдоль $-e\vec{E}$. Сомнение связано с тем, что электроны мобильнее ионов (отношение подвижности электронов и ионов $N_2^+ \sim 50000/1$), и поэтому обратное движение электронов вдоль $\vec{E}$ («counter streaming» [14]) относительно потока тестовых ионов) предотвращает нарушение квазинейтральности. Следовательно, движение малой доли электронов в течение некоторого времени Δt вдоль $\vec{E}$, т. е. против дрейфа большей части электронов навстречу потоку тестовых ионов, способно предотвратить локальное переворачивание вектора поля и увеличение напряженности выше E . Для демонстрации этого используем уравнение Максвелла:

$$\frac{|\Delta E^*|}{\Delta x} \approx \frac{e}{\epsilon_0} |n_e - n_i|, \quad (6)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Смещение электронов, дрейфующих со скоростью v_e в течение времени Δt , есть $\Delta x = v_e \Delta t = (\mu_e/P) \cdot E^* \Delta t$. Полагаем, что изменение $|\Delta E^*|$ порядка самой величины E^* и $n_i \ll n_e$. Это верно, поскольку $|\Delta E^*| = |E - E^*| = E(Z/Z_i) \sim E^*$ для $Z/Z_i \gg 1$ и $n_i/n_e = Z_i \ll 1$ [14]. Таким образом, уравнение (6) сводится к выражению

$$\Delta t \approx \frac{\epsilon_0}{e(\mu/P)n_e}, \quad (7)$$

означающему, что для уменьшения напряженности E^* до E электроны с плотностью n_e должны «двигаться против потока» в течение времени порядка максвелловского времени релаксации. Полагая здесь $\mu = 0,06 \text{ м/(В·с)}$ [23], $P = 1/27 \text{ атм}$ [14] и $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ (самое малое значение в [14]), получаем $\Delta t \sim 4 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Как отмечается выше, $n_e \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ во время первых 5 мкс возвратного удара и уменьшается на порядок во время следующих 10 мкс [23]. С $n_e = (10^{23} - 10^{24}) \text{ м}^{-3}$ и $P = (1/2, 7-1) \text{ атм}$ $\Delta t \approx 10^{-15} - 10^{-16} \text{ с}$. В любом случае Δt на много порядков величины меньше средней продолжительности возвратного удара $\Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс. Следовательно, обратное движе-

ние электронов предотвращает сильное нарушение квазинейтральности, необходимой для убегания ионов. С другой стороны, с $\Delta t = \Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс соотношение (7) дает $n_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ и $n_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ соответственно для $P = 1/2, 7$ и $1/27$ атм. Даже с $\Delta t \approx 50$ нс, требуемым для пробоя в малых воздушных объемах лабораторных размеров, уравнение (7) дает $n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и $n_e \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ соответственно для $P = 1/2, 7$ и $1/27$ атм. Все эти значения n_e , достаточные для предотвращения нарушения квазинейтральности, много меньше значений 10^{21} , 10^{22} и 10^{23} м^{-3} , используемых в [14], и тем более меньше значений $n_e = (10^{23} - 10^{24}) \text{ м}^{-3}$, измеренных в возвратном ударе [24].

Заключение

Согласно выполненным оценкам обратное движение малой доли электронов против направления основного потока электронов предотвращает сильное нарушение квазинейтральности в значительных объемах канала молнии, необходимое для убегания дейтронов до высоких энергий и детектируемой генерации нейтронов в реакциях ядерного синтеза. На фронте лидеров квазинейтральность действительно нарушается, и локальное поле здесь сильнее внешнего поля, но векторы обоих полей коллинеарны. Таким образом, мы вынуждены заключить, что интересная гипотеза, выдвинутая в работе [14] с целью реанимации ядерного синтеза в канале молнии, скорее всего, неадекватна.

Убегание ионов привлечено в [14] для объяснения чрезвычайно высокого потока нейтронов низких энергий, который, как утверждается, зарегистрирован в работе [6] и, по мнению авторов [6] и [11], несовместим с фотоядерным механизмом. Но результаты моделирования методом Монте-Карло демонстрируют, что в эксперименте [6] регистрировалось γ -излучение и электроны высоких энергий [5, 26, 27]. Как и в работах [26, 27], мы еще раз обращаем внимание на то, что повышение скорости счета детекторов во времена гроз не обязательно связано с усилением потока атмосферных нейтронов, поскольку детекторы чувствительны к любым проникающим излучениям. Это замечание своевременно, в частности, ввиду отсутствия коррелированных с грозами нейтронов в продолжительных новых наблюдениях [28]. Но фотоядерные нейтроны действительно могут генерироваться грозами согласованно с γ -вспышками, что демонстрируется результатами численного моделирования [26, 27, 29, 30] и эксперимента [4].

Список литературы

1. Fleisher R. L. Search for neutron generation by lightning // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.
2. Shah G. N., Razdan H., Bhat C. L. Ali Q. M. Neutrons generation in lightning bolts // Lett. to Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
3. Bratolyubova-Tsulukidze L. S., GrachёB 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.

4. Chilingarian 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. Shyam A., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
9. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молниях // *Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2004. Т. 5. С. 14–16.
10. 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 [doi: 10.1029/2009JA014498].
11. 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, № 3. С. 201–204.
12. Libby L. M., Lukens H. R. Production of radiocarbon in tree rings by lightning bolts // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. P. 5902.
13. Fleisher R.L., Palmer J.L., Crouch K. Are neutrons generated by lightning // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. P. 5013.
14. Fülöp T., Landreman M. Ion runaway in lightning discharges // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 015006.
15. Бабиц Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84. С. 345.
16. Бабиц Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // *Геомагнетизм и астрономия*. 2007. Т. 47. С. 702–708.
17. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112. P. D13303 [doi:10.1029/2006JD008340].
18. 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.
19. 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. N D4. P. 1085–1088.
20. 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].
21. Tavani M. et al. Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 018501 [doi:10.1103].

22. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Detection of high-energy gamma-rays from winter thunderclouds // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 165002.
23. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. – Berlin: Springer, 1991.
24. Bazelyan E. M. and Raizer Yu. P. Lightning physics and lightning protection. – Bristol: IOP Publishing, 2000.
25. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning physics and effects. – New York: Cambridge Univ. Press, 2003.
26. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Залялов А. Н., Куцык И. М. Об усилении потока нейтронов в грозовой атмосфере и возможности их регистрации // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 333.
27. 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. Geophys. Res. 2013. Vol. 118 [doi:10.1002/2013JA019261].
28. Alexeenko V., Arneodo F., Bruno G. et al. Sporadic variations of thermal neutron background measured by a global net of the en-detectors // 33rd Int. cosmic ray conf. Rio de Janeiro, 2013.
29. Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoï 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].
30. 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].

About Possibility of Acceleration Atmospheric Deuterons in the Lightning Channel up to Energies of Efficient Nuclear Synthesis ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$

L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk

A possibility of atmospheric deuteron runaway is analyzed in the lightning channel up to energies of efficient effective nuclear synthesis ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ in electric field strengthened owing to strong violation of plasma quasi-neutrality. It is shown that the quasi-neutrality violation is impossible both because of the restrictions, imposed by peculiarities of the lightning discharges in particular and discharges in dense gases in general, and the fundamental restriction due to high electron mobility.