

УДК 533.9

Нейтронный выход из горячей дейтериевой плазмы

А. Ю. Чирков, В. Р. Веснин, В. В. Долганов

Рассматриваются возможности использования D–D-плазмы для генерации быстрых нейтронов. Важное преимущество D–D-реакции заключается в том, что отпадает необходимость воспроизводства трития. D–D-плазма может быть источником нейтронов с энергией 14 МэВ, которые рождаются в результате сгорания образующегося трития. Рассмотрено влияние примеси лития, который в небольшом количестве улучшает энергобаланс D–D-плазмы. Оптимальное с точки зрения критерия Лоусона отношение концентраций лития и дейтерия составляет 0,3–0,4. Выход в нейтронах с энергией 14 МэВ составляет около 50 % при добавлении лития-6 и около 35 % при добавлении лития-7. Требуются температуры около 100 кэВ. Поэтому для этого вида термоядерного топлива давление плазмы должно быть примерно равно магнитному давлению. Для увеличения скорости реакции может быть использован интенсивный нагрев пучком быстрых атомов. При этом коэффициент усиления в плазме $Q \sim 1$ может достигаться при температуре электронов около 100 кэВ и энергии инжектируемых дейтронов около 2 МэВ.

PACS: 28.52.Cx, 52.50.Gj

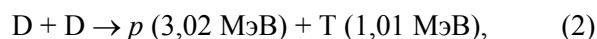
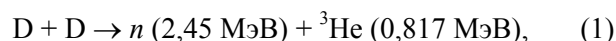
Ключевые слова: термоядерная плазма, быстрые нейтроны, дейтерий, литий, инжекционный нагрев.

Введение

Создание мощных источников нейтронов с энергиями ~ 10 МэВ на основе реакций ядерного синтеза сегодня рассматривается как перспективное направление развития энергетики. Такие системы потенциально способны решать задачи утилизации радиоактивных отходов, замыкания ядерного топливного цикла, а также выполнять функцию драйвера в гибридном термоядерно-ядерном реакторе для производства энергии и ядерного топлива. В существующих проектах термоядерных источников нейтронов, как правило, рассматривается D–T-реакция. Для ускорительных систем рассматривались реакции дейтерия с литием [1, 2].

Наиболее привлекательной, с точки зрения доступности компонентов, является, видимо, D–D-

реакция, протекающая по двум почти равновероятным каналам:



Важное преимущество D–D-реакции заключается в том, что отпадает необходимость воспроизводства трития. Однако энергия первичных D–D-нейтронов недостаточно высока для указанных выше приложений, так как характерные пороги реакций трансмутации составляют около 5 МэВ. В то же время D–D-плазма может быть источником нейтронов с энергией 14 МэВ, которые рождаются в результате сгорания в ней трития, производимого в реакции (2). Скорость D–T-реакции высока, и, следовательно, значительная часть трития будет сгорать до того, как успеет покинуть ловушку. Оценки показали выгорание трития на уровне 70 % [3, 4].

Необходимо подчеркнуть, что для систем на основе D–D-реакции коэффициент усиления мощности в плазме достигает величины $Q > 1$ только при отношении давлений плазмы и магнитного поля $\beta \approx 0,5$ и выше [5]. Поэтому для дейтериевой плазмы (в качестве энергетического источника)

Чирков Алексей Юрьевич, профессор.

Веснин Владимир Романович, студент.

Долганов Василий Васильевич, инженер.

МГТУ имени Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, 2-ая Бауманская ул., 5.

Тел. (499) 265-79-05. E-mail: chirkov@bmstu.ru

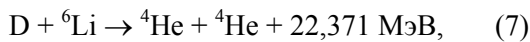
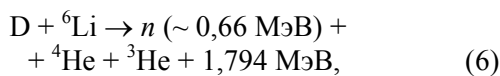
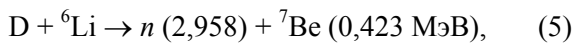
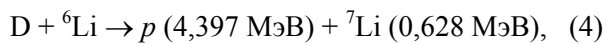
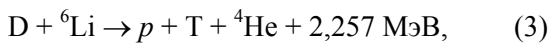
Статья поступила в редакцию 14 марта 2016 г.

могут рассматриваться такие системы, как, например, открытая ловушка, обращенная магнитная конфигурация и, возможно, сферический токамак [6—8]. Важно отметить, что добавка здесь относительно небольшого количества лития может улучшить энергобаланс D–D-плазмы, так как литий может вступать в реакции с дейтерием. В ряде таких реакций могут рождаться нейтроны. Для увеличения скорости реакции может быть дополнительно использован интенсивный нагрев плазмы пучком быстрых атомов [9].

Целью данной работы является теоретический анализ возможности и эффективности использования для генерации быстрых термоядерных нейтронов дейтериевой плазмы без внешнего источника трития, но с возможной добавкой лития.

D–D-цикл с добавкой лития

При добавлении лития в дейтериевую плазму возможны следующие дополнительные реакции [10]:



Рассмотрим термоядерный цикл, в котором тритий, рождающийся в реакциях (2) и (3), сгорает при взаимодействии с дейтерием: $D + T \rightarrow n (14,1 \text{ МэВ}) + {}^4\text{He} (3,5 \text{ МэВ})$. В принципе, другие продукты реакций (1)—(6) также могут вступать во вторичные реакции, а именно: $D + {}^3\text{He} \rightarrow p (14,68 \text{ МэВ}) + {}^4\text{He} (3,67 \text{ МэВ})$, $D + {}^7\text{Be} \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + 16,766 \text{ МэВ}$. Поскольку сечение D–T-реакции значительно превосходит сечения других возможных реакций, то примем, что тритий может полностью сгорать до ухода из ловушки, а другие продукты, напротив, покидают ловушку до того, как успеют вступить в какие-либо реакции.

Отдельно рассмотрим реакцию (8), которая может протекать по двум каналам. При высоких энергиях сталкивающихся ядер основным механизмом является прямое взаимодействие, при этом энергия нейтрона составляет около 14 МэВ [11]. При умеренных энергиях, характерных для термоядерной плазмы, более вероятен канал с образованием составного ядра [12]. Энергию нейтрона для этого случая оценим около 5 МэВ.

В дальнейшем для анализа используем уравнение баланса энергии (для единицы объема):

$$P_{aux} + P_{fus} = P_n + P_{rad} + \frac{W_{th}}{\tau_E}, \quad (9)$$

где $W_{th} = \frac{3}{2} \left(\sum_i n_{i,th} k_B T_i + n_e k_B T_e \right)$ — энергия тепловых компонентов; k_B — постоянная Больцмана; $n_{i,th}$ — концентрация тепловых ионов; n_e — концентрация электронов; T_i — температура ионов; T_e — температура электронов (полагаем $T_e = T_i = T$); P_{aux} — поглощенная мощность внешнего нагрева (например, инжекции нейтральных атомов); P_{fus} — термоядерная мощность; P_n — мощность в нейтронах; P_{rad} — мощность потерь на излучение (при высоких значениях β учитывается только тормозное излучение, которое рассчитывается с учетом высоких температур [13]); τ_E — время удержания энергии тепловых компонентов.

На рис. 1—4 представлены результаты расчетов параметров для смесей D– ${}^6\text{Li}$ и D– ${}^7\text{Li}$. На рис. 1 и 2 приведены линии уровня параметра Лоусона $L = n\tau$, где n — суммарная концентрация всех компонентов плазмы, $\tau = \tau_E$ — время удержания энергии тепловых компонентов. Параметр Лоусона соответствует режиму зажигания $Q = P_{fus}/P_{aux} \rightarrow \infty$. Однако допустимые значения $n\tau$ для режимов с $Q \sim 1$ на порядок ниже. Как видно из рис. 1 и 2, оптимальное содержание лития составляет $x_{Li} = 0,3$ — $0,4$. Заметим, что параметр Лоусона $n\tau \sim 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ при температуре плазмы $T \sim 100 \text{ кэВ}$.

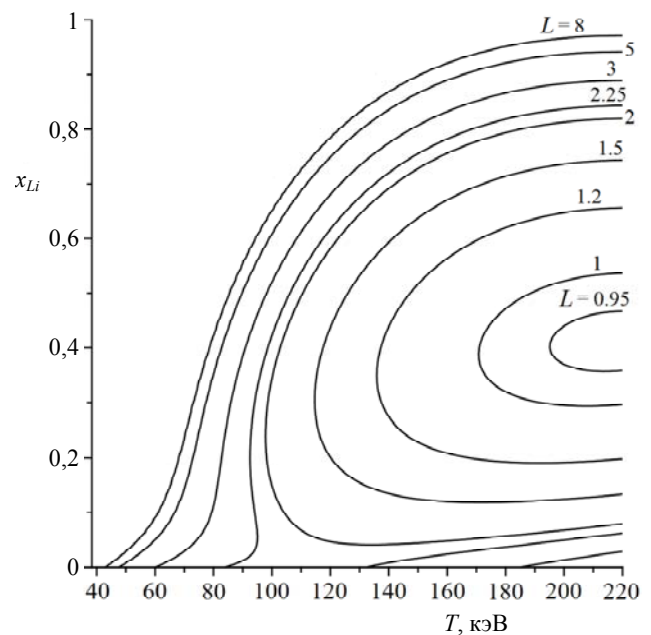


Рис. 1. Изолинии параметра Лоусона $L = n\tau$ (значения L указаны в единицах $10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$) для цикла D– ${}^6\text{Li}$ с полным сгоранием трития в координатах x_{Li} и T .

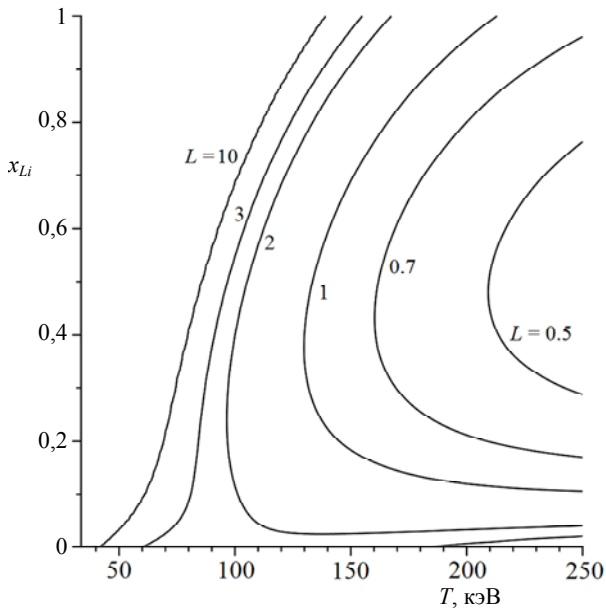


Рис. 2. Изолинии параметра Лоусона $L = n\tau$ (значения указаны в единицах $10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$) для цикла $\text{D-}^7\text{Li}$ с полным сгоранием трития в координатах x_{Li} и T .

На рис. 3 и 4 представлены энергетические распределения выхода нейтронов для смесей $\text{D-}^6\text{Li}$ и $\text{D-}^7\text{Li}$ для $x_{\text{Li}} = 0,35$ и $x_{\text{Li}} = 0,4$ соответственно, но при разных температурах плазмы T . Видно, что доля энергии в нейтронах с энергией 14 МэВ при этом составляет около 50 % от P_{fus} для смеси $\text{D-}^6\text{Li}$ и около 35 % — для смеси $\text{D-}^7\text{Li}$.

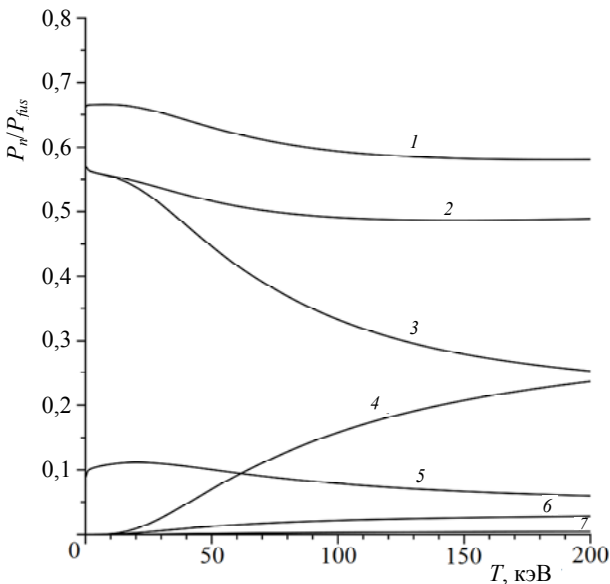


Рис. 3. Выход нейтронов из смеси $\text{D-}^6\text{Li}$ с $x_{\text{Li}} = 0,35$ при полном сгорании трития: 1 — суммарный; 2 — нейтроны с энергией 14,1 МэВ всего; 3 — нейтроны с энергией 14,1 МэВ в результате сгорания трития, рождающегося в реакции (2); 4 — нейтроны с энергией 14,1 МэВ в результате сгорания трития, рождающегося в реакции (3); 5 — нейтроны с энергией 2,45 МэВ, рождающиеся в реакции (1); 6 — нейтроны с энергией 2,958 МэВ, рождающиеся в реакции (5); 7 — нейтроны с энергией $\sim 0,66$ МэВ, рождающиеся в реакции (6).

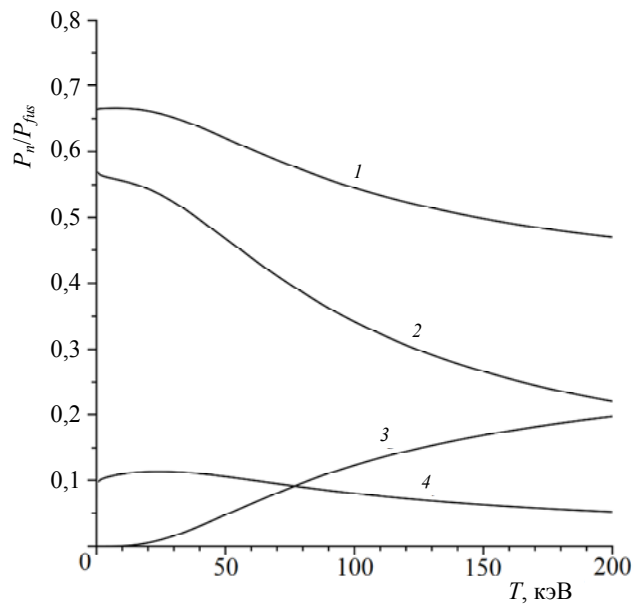


Рис. 4. Выход нейтронов из смеси $\text{D-}^7\text{Li}$ с $x_{\text{Li}} = 0,4$ при полном сгорании трития: 1 — суммарный; 2 — нейтроны с энергией 14,1 МэВ в результате сгорания трития, рождающегося в реакции (2); 3 — нейтроны с энергией ~ 5 МэВ, рождающиеся в реакции (8); 4 — нейтроны с энергией 2,45 МэВ, рождающиеся в реакции (1).

Параметры D–D-плазмы, нагреваемой мощным пучком

Мощная инжекция нейтральных пучков может поддерживать в плазме значительную популяцию быстрых частиц. Скорость реакции с участием быстрых компонентов многократно превышает скорости в максвелловской плазме. Для расчета скорости реакций используем функцию распределения для быстрых ионов [14]. Для расчета параметров D–D-плазмы со значительным содержанием быстрого компонента используем ранее разработанный подход [9]. Баланс тепловых (индекс th) и быстрых (индекс f) ионов сорта i можно выразить уравнениями

$$n_{i,th} / \tau_{i,p} = n_{i,f} / \tau_{i,f}, \quad (10)$$

$$n_{i,f} / \tau_{i,f} = P_{inj} / E_0, \quad (11)$$

где $n_{i,f}$ — концентрация быстрых частиц, $P_{inj} = P_{aux}$ — поглощенная мощность инжекции, E_0 — энергия инжекции дейтерия; τ_p — время удержания тепловых ионов (принимаем $\tau_p = 3\tau_E$), τ_f — время релаксации пучка быстрых частиц.

Результаты расчетов приведены на рис. 5 и 6. Режим с $Q \approx 1$ может быть реализован при $T \approx 100$ кэВ, энергии инжекции дейтерия $E_0 \approx 2,5$ МэВ и $n\tau \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. Содержание быстрого компонента при этом, согласно оценкам, около 70 %.

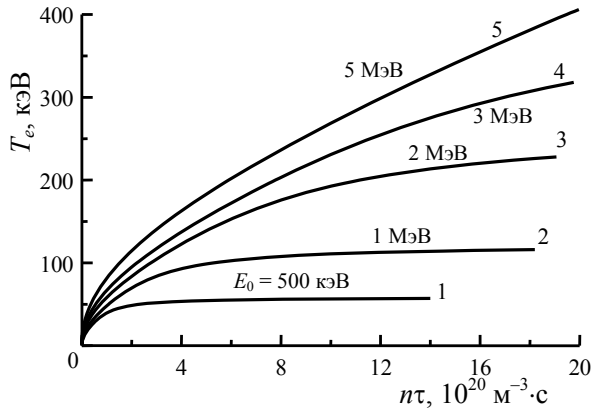


Рис. 5. Требуемое соотношение между электронной температурой T_e и параметром $n\tau$ при энергии инжекции дейтерия E_0 : 1 — $E_0 = 500$ кэВ, 2 — 1 МэВ, 3 — 2 МэВ, 4 — 3 МэВ, 5 — 5 МэВ.

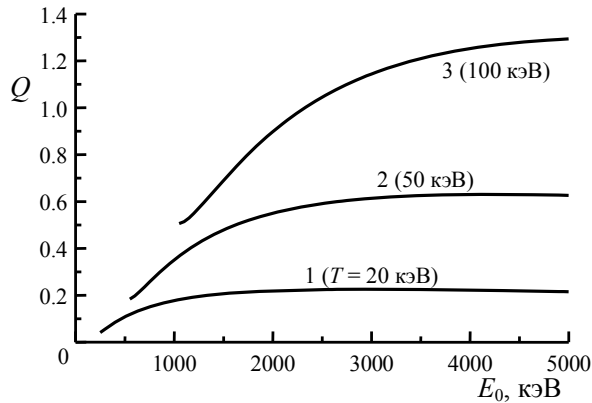


Рис. 6. Коэффициент усиления мощности в плазме в зависимости от энергии дейтронов: 1 — $T_e = 20$ кэВ, 2 — 50 кэВ, 3 — 100 кэВ.

Заключение

Как показал анализ, дейтериевая плазма без внешнего источника трития потенциально тоже может использоваться для генерации быстрых термоядерных нейтронов. Небольшая добавка лития несколько улучшает показатели такого цикла. При этом в случае литиевой стенки реактора попадание материала стенки уже не будет оказывать отрицательного эффекта.

Показано, что возможно значительное снижение требований к удержанию энергии при мощном нагреве дейтериевым пучком.

Пока затруднительно судить о возможностях использования рассмотренных термоядерных топливных циклов в магнитных ловушках конкретных типов, поэтому целесообразно дальнейшее исследование данного вопроса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание № 13.2573.2014/К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ohno H., Mizumoto M., Odera M. // Journal of Fusion Energy. 1989. Vol. 8. P. 229.
2. Lawrence G. P., Bhatia T. S., Blind B., Guy F. W., Krakowski R. A., Neuschaefer G. H., Schnurr N. M., Schriber S. O., Varsamis G. L., Wangler T. P., Wilson M. T. / Proc. Thirteenth Symp. on Fusion Engineering, Knoxville, 1989. Vol. 1. P. 684.
3. Хвесьюк В. И., Чирков А. Ю. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 16. С. 47.
4. Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 253.
5. Chirkov A. Yu., Khvesyuk V. I. // Fusion Technol. 2001. Vol. 39 (1T). P. 406.
6. Хвесьюк В. И., Чирков А. Ю. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 21. С. 61.
7. Чирков А. Ю. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 31.
8. Chirkov A. Yu. // Journal of Fusion Energy. 2013. Vol. 32. No. 2. P. 208.
9. Chirkov A. Yu. // Nucl. Fusion. 2015. Vol. 55. P. 113027.
10. Feldbacher R. Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter — IAEA, 1987.
11. Сафронов К. В., Вихляев Д. А., Гаврилов Д. С., Горохов С. А., Какиин А. Г., Литин А. В., Лобода Е. А., Пахомов С. Н., Потапов А. В., Савельев А. В., Толстоухов П. А., Флегентов В. А. / XLI Межд. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС, 2014. С. 133.
12. Кондратьев В. Н. // УФН. 1949. Т. 38. Вып. 2. С. 153.
13. Chirkov A. Yu. / ArXiv e-prints. 2010. arXiv:1005.3411v2. (<http://arxiv.org/abs/1005.3411>).
14. Чирков А. Ю. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 11–12. С. 1050.

Neutron yield from hot deuterium plasma

A. Yu. Chirkov, V. R. Vesnin, and V. V. Dolganov

Bauman Moscow State Technical University
5 2-nd Baumanskaya, Moscow, 105005, Russia
E-mail: chirkov@bmstu.ru

Received March 14, 2016

Consideration is given to the possibility on neutron generation in the D–D plasma. The advantage of D–D-reaction is that one doesn't need for an external tritium source. The 14 MeV neutrons can be

produced due to burn of tritium produced in D–D reaction. The effect of a small amount of lithium is considered that it improves the energy balance of D–D fusion. From the Lawson criterion viewpoint, optimal lithium to deuterium density ratio is 0.3—0.4. Yield in neutrons with 14 MeV is about 50 % by the addition of lithium-6 and about 35 % by the addition of lithium-7. Temperature of 100 keV is required. Therefore plasma pressure must be approximately equal to the magnetic pressure for this type of fusion fuel. Powerful neutral beam injection can be used to increase the reaction rate. Plasma power gain $Q \sim 1$ can be achieved at electron temperature of about 100 keV and deuteron injection energy of about 2 MeV.

PACS: 28.52.Cx, 52.50.Gj

Keywords: fusion plasma, fast neutrons, deuterium, lithium, neutral beam injection.

REFERENCES

1. H. Ohno, M. Mizumoto, M. Odera, *Journal of Fusion Energy* **8** (3/4), 229 (1989).
2. G. P. Lawrence, T. S. Bhatia, B. Blind, F. W. Guy, R. A. Krakowski, G. H. Neuschaefer, N. M. Schnurr, S. O. Schriber, G. L. Varsamis, T. P. Wangler, M. T. Wilson, in *Proc. Thirteenth Symp. on Fusion Engineering* (Knoxville, 1989). Vol. 1. P. 684–687.
3. V. I. Khvesyuk, A. Yu. Chirkov, *Tech. Phys. Letters* **27** (8), 686 (2001).
4. V. I. Khvesyuk, A. Yu. Chirkov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 253 (2002).
5. A. Yu. Chirkov, V. I. Khvesyuk, *Fusion Technol.* **39** (1T), 406 (2001).
6. V. I. Khvesyuk, A. Yu. Chirkov, *Tech. Phys. Letters* **26** (11), 964 (2000).
7. A. Yu. Chirkov, *Prikladnaya Fizika* **2**, 31 (2007).
8. A. Yu. Chirkov, *Journal of Fusion Energy* **32**, 208 (2013).
9. A. Yu. Chirkov, *Nucl. Fusion* **55**, 113027 (2015).
10. R. Feldbacher, *Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter* (IAEA, 1987).
11. K. V. Safronov, D. A. Vikhlyayev, D. S. Gavrilov, S. A. Gorokhov, A. G. Kakshin, A. V. Lipin, E. A. Loboda, S. N. Pakhomov, A. V. Potapov, A. V. Savel'ev, P. A. Tolstoukhov, V. A. Flegentov, in *Proc. XLI Int. (Zvenigorod) Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion* (Zvenigorod, 2014). P. 133.
12. V. N. Kondrat'ev, *Sov. Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **38** (2), 153 (1949).
13. A. Yu. Chirkov, ArXiv e-prints. arXiv:1005.3411v2. <http://arxiv.org/abs/1005.3411> (2010).
14. A. Yu. Chirkov, *Yadernaya Fizika i Inzhiniring* **4** (11–12), 1050 (2013).