

02;03

Выход DD-реакции в процессе электрического пробоя кавитационных пузырьков в диэлектрических дейтерированных жидкостях

© А.Г. Липсон, В.А. Кузнецов, Дж. Майли

Институт физической химии РАН, Москва
University of Illinois at Urbana–Champaign, Department of Nuclear,
Plasma & Radiological Engineering, Urbana IL 61801, USA

В окончательной редакции 11 сентября 2003 г.

Показано, что эмиссия нейтронов, наблюдаемая в диэлектрических дейтерированных жидкостях (C_3D_6O и D_2O) в процессах кавитации может быть полуколичественно объяснена в рамках ускорительной модели. Эта модель предполагает возникновение нескомпенсированного заряда на стенках кавитационного пузырька, обеспечивающего искровой пробой при достижении пузырьком максимального радиуса.

Недавно в [1] были опубликованы противоречивые данные о генерации нейтронов и трития при образовании и схлопывании кавитационных пузырьков большого радиуса (r_{max}) в процессе сонолюминесценции (СЛ) в дейтерированном ацетоне (C_3D_6O). Следует отметить, что на самом деле впервые выход нейтронов (хотя и меньшей интенсивности) наблюдали еще двенадцатью годами ранее [2,3] при многопузырьковой кавитации в D_2O с титановым вибратором. В отличие от этих работ, авторы [1] утверждают что, согласно их расчетам, температура при схлопывании кавитационных пузырьков (иницированных затравочными 14 MeV нейтронами в звуковом поле) достигала $T \sim 10^7$ К. Поэтому они рассматривали детектируемые продукты DD-реакции как сигнатуру термоядерных реакций при кавитационном воздействии на дейтерированный ацетон.

В настоящей работе мы покажем, что в рамках представлений об электрическом пробое кавитационных пузырей большого радиуса ($r_{max} \sim 1$ mm) в дейтерированных жидкостях можно ожидать детектируемый выход нейтронов, сильно зависящий от конечного радиуса пузыря.

Будем исходить из известного положения (по аналогии с разрушаемыми твердыми диэлектриками и полупроводниками [4]) о том, что при формировании кавитационных пузырьков, т.е. при нарушении сплошности диэлектрической жидкости, поверхность стенок пузырька будет электрически заряжена (нести нескомпенсированный электрический заряд). Действительно, при $T = 0^\circ\text{C}$ электропроводность жидкого ацетона $\gamma = 6 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ сравнима с электропроводностью молекулярных кристаллов (при $T = 22^\circ\text{C}$ γ примерно на один порядок выше), при когезионном разрушении которых на свежесформированной поверхности образуется зарядовая мозаика с плотностью зарядов $10^{10} - 10^{11} \text{e/cm}^2$. Аналогичная величина плотности зарядов была получена для многопузырьковой кавитации в воде согласно оценкам [5]. Мы будем рассматривать простейшую модель, в которой нижняя половина кавитационного пузырька несет положительный заряд, а верхняя — отрицательный. На начальной стадии расширения пузырька сразу после его образования ($r \geq r_0 = r_{\min}$) давление внутри пузыря велико ($p \sim 10^3 \text{ atm}$, $T > 10^3 \text{ K}$). Это, с одной стороны, предотвращает пробой газа внутри пузырька, а с другой — способствует быстрой релаксации заряда на его стенках вследствие резкого увеличения их электропроводности при высокой температуре. Кроме того, малое расстояние между противоположно заряженными поверхностями препятствует развитию каскадных процессов формирования искрового разряда. И только при $r \rightarrow r_{\max}$, когда давление и температура в пузыре приближаются к нормальным условиям ($p \sim 1 \text{ atm}$, $T = 300 \text{ K}$), реализуются условия пробоя газа (паров $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$) в пузыре. Отметим, что аналогичный пробой при нарушении адгезионных (когезионных) связей наблюдается в твердых диэлектриках [4].

Поскольку электрическая прочность паров ацетона составляет 98% от аналогичного значения газообразного азота/воздуха [6], то для определения напряженности электрического поля искрового пробоя пузырька в первом приближении целесообразно использовать известную пробойную зависимость воздуха (при $p = 1 \text{ atm}$) как функцию $E(h)$, где h — расстояние между электродами, в случае пузырька $h = 2r_{\max}$. Поэтому максимальная энергия положительно заряженных дейтронов, бомбардирующих отрицательно заряженную стенку пузырька, определится как $E_d = 2Er_{\max}$.

Как видно из рис. 1, значения энергии дейтронов E_d , ускоренных в искровом разряде в пузырьках радиусом 0.1–1.0 mm, находятся в

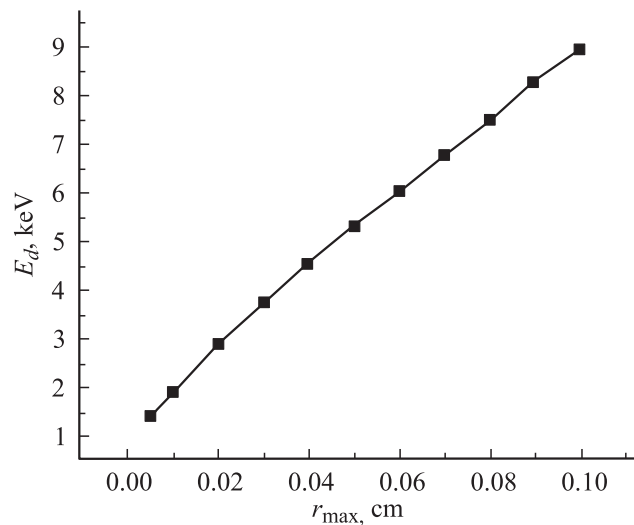


Рис. 1. Расчетная зависимость максимальной энергии дейтронов от максимального радиуса кавитационного пузырька в дейтерированном ацетоне, построенная на основе закона Пашена для воздуха при $p = 1 \text{ atm}$ [13] с использованием формулы (1).

интервале 1.8–8.9 keV. Количество дейтронов, ускоренных в разряде в одном пузырьке, может быть оценено следующим образом:

$$N_d = 4\pi\alpha_i n_L r_{\max}^3, \quad (1)$$

где α_i — степень ионизации дейтерия в искровом разряде при $p = 1 \text{ atm}$, оцениваемая как $\alpha_i = 2.6 \cdot 10^{-5}$ [6]; n_L — число Лошмидта. В рамках ускорительной модели, предполагающей бомбардировку стенок пузырьков дейтеронами с энергией E_d из искрового разряда, полный выход нейтронов при кавитации можно выразить как

$$Y_n = N_b N_d \omega_s Y(E_d), \quad (2)$$

где $N_b = 10^3$ — число кавитирующих пузырей в резонаторе и $\omega_s = 1.9 \cdot 10^4 \text{ Hz}$ — частота звукового поля [1], а $Y(E_d)$ — выход DD-реакции из толстой мишени в процессе бомбардировки стенок

пузырька дейтеронами с энергией E_d [7]:

$$Y(E_d) = \int_0^{E_d} N_D \sigma(E_d) (dE/dx)^{-1} dE,$$

где $N_d = 6.4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ — концентрация дейтерия в $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$; $\sigma(E_d)$ — сечение DD-реакции в функции от E_d [7]; $dE/dx \sim v_d$ (где v_d — скорость дейтерона) [8] — тормозная способность дейтеронов в ацетоне. Данные dE/dx для жидкого ацетона отсутствуют, однако здесь в первом приближении мы используем значения dE/dx для металлического ${}^7\text{Li}$ [9], поскольку эффективный средний атомный заряд 3 и плотность $\rho = 0.87 \text{ g/cm}^3$ для $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ практически совпадают с аналогичными характеристиками металлического Li . Отметим, что $Y(E_d)$ при низких энергиях E_d является аппроксимацией известного приближения Боша и Халле (рис. 2) [10].

Итак, в полном виде выход нейтронов при кавитации в $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$, осуществлявшейся согласно условиям работы [1], в предположении об искровом пробое промежутка между заряженными стенками пузырька оценится как:

$$Y_n = 8\pi\alpha_i n_L N_b \omega_s r_{\max}^3 \int_0^{E_d} N_D \sigma(E_d) (dE/dx)^{-1} dE. \quad (3)$$

Как следует из рис. 3, при $r_{\max} = 0.3-1.0 \text{ mm}$ [1] и $E_d \sim 3.7-8.8 \text{ keV}$ (рис. 1) значение выхода нейтронов Y_n находится в интервале $\sim 10^2-10^7 \text{ n/s}$ в телесный угол 4π , что удовлетворительно соответствует экспериментальным данным работ [1,11]. При уменьшении максимального радиуса пузырька до значений $r_{\max} < 0.01 \text{ cm}$ выход нейтронов резко падает до недетектируемых величин. Отметим, что при нахождении Y_n мы использовали приближение Боша–Халле для определения сечения DD-реакции и пренебрегли эффектами усиления выхода DD-реакции, характерными для большинства металлов при их бомбардировке дейтеронами низких энергий [12,13].

Подобный эффект усиления (экранирования), возможно, имеет место в процессе многопузырьковой кавитации с титановым вибратором, осуществленном в приоритетной работе [2]. В этом эксперименте кавитационные пузырьки взаимодействуют с поверхностью TiD_2 -вибратора,

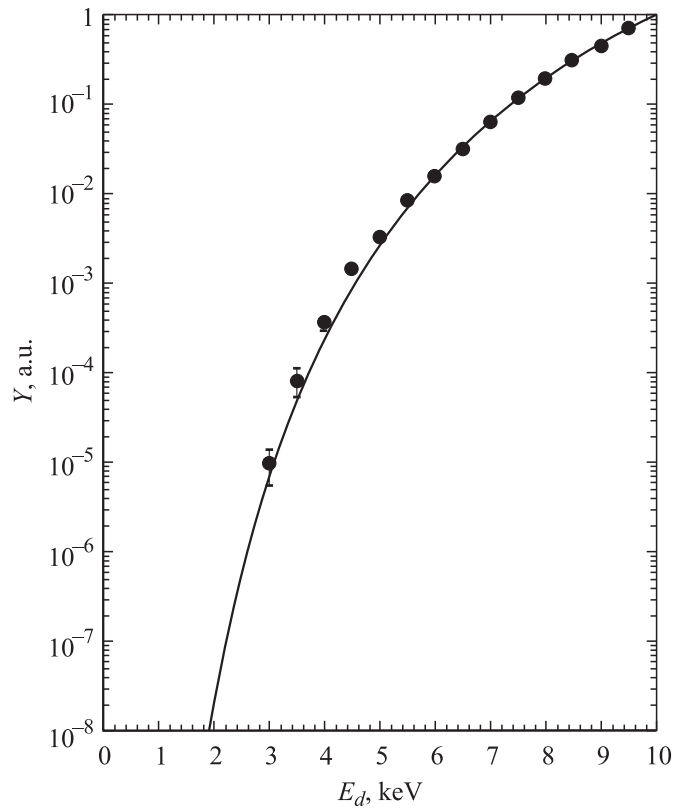


Рис. 2. Нормализованный выход DD-реакции из толстой мишени в функции от энергии бомбардирующего дейтерона (жирная линия), построенный согласно формуле (4) в соответствии с приближением Боша и Халле в отсутствие усиления DD-реакции (bare yield); черными кружками обозначен экспериментальный выход реакции $D(d, p)T$ из Au-мишени на ускорителе.

в результате чего происходит разряд между стенкой пузырька и металлической поверхностью. Предполагается, что максимальный радиус пузырька в многопузырьковой кавитации с вибратором мал и лежит в интервале $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ [5]. При этом, согласно рис. 1, значения энергий дейтронов в разряде между положительно заряженной стенкой пузырька и поверхностью Ti составят $E_d = 1.30\text{--}1.84\ \text{keV}$. Число пузырей,

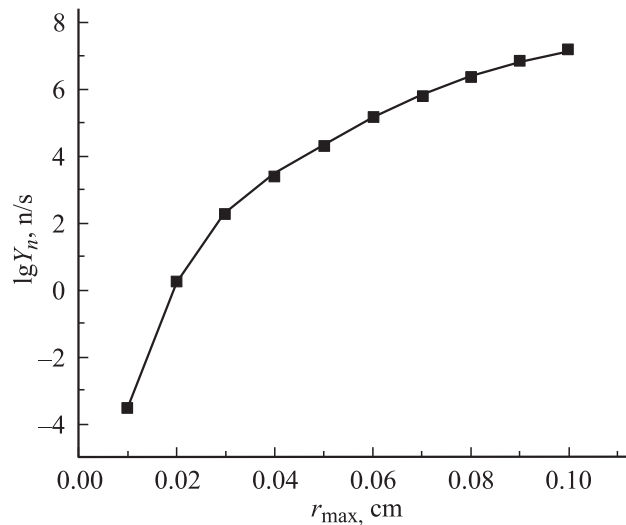


Рис. 3. Расчетный выход нейтронов в телесный угол 4π , полученный согласно формуле (5) для дейтерированного ацетона [1], в функции от максимального радиуса кавитационных пузырьков.

поступающих в единицу времени на вибратор, согласно оценкам [5], для многопузырьковой кавитации составляет $N_b \sim 10^6$ bubbles/s, а значение концентрации дейтерия в мишени (TiD_2 [3]) — $N_D = 1.13 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. С учетом фактора усиления DD-реакции $f_{\text{DD}} \sim 5 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^5$, характерного для Ti-мишеней при их бомбардировке в тлеющем разряде при $(E_d)_{\text{lab}}$, лежащей между 1.8 и 1.3 keV [14], получим для $Y_n = 0.2 - 8.0$ n/s в телесный угол 4π . Эта оценка удовлетворяет экспериментальным данным (0.5–1.0 n/s) [2,3].

Таким образом, мы показали, что эмиссия нейтронов в диэлектрических дейтерированных жидкостях ($\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ и D_2O) может быть, в принципе, объяснена с позиций ускорительной модели. Ожидается, что выход нейтронов должен сильно зависеть от радиуса пузырька (т.е. регулироваться амплитудой звукового давления). Следует отметить, что дальнейшее увеличение размеров $r_{\max} > 0.1 \text{ cm}$ в $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$, по-видимому, не приведет к увеличению выхода нейтронов в связи либо с увеличением вероятности более раннего пробоа (вследствие несимметричности пузыря [15]), либо с утечкой заряда.

При кавитации с использованием Ti-вибратора [2,3] наблюдение слабой эмиссии нейтронов даже при $r_{\max} < 0.01$ cm становится возможным за счет процессов усиления DD-реакции в металлических мишенях, наблюдаемых при их бомбардировке низкоэнергетическими дейтеронами [12–14].

Авторы благодарны проф. К. Суслику за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] *Taleyarkhan R.P. et al. // Science. 2002. V. 295. P. 1868–1872.*
- [2] *Lipson A.G., Klyuev V.A., Deryaguin B.V. et al. // Sov. Tech. Phys. Lett. (Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki). V. 16. N 10. P. 763–768.*
- [3] *Lipson A.G., Lyakhov B.F., Saunin E.I. et al. // Technical Physics. 1993. V. 38. N 7. P. 623–629.*
- [4] *Дерягин Б.В., Кротова Н.А., Смилга В.П. Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1977. 280 с.*
- [5] *Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция. М.: Химия, 1986. 288 с.*
- [6] *Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. Изд. 2. М.–Л.: Гостехтеоретиздат, 1950. 624 с.*
- [7] *Yuki H., Sato T., Kasagi J. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. 23–29.*
- [8] *Eder K., Semrad D., Bauer P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4112–4117.*
- [9] *Anderson H.H., Ziegler J.F. Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements. New York: Pergamon Press, 1977.*
- [10] *Bosch Y.S., Halle G.M. // Nucl. Fusion. 1994. V. 32. P. 611–619.*
- [11] *Shapira D., Saltmarsh M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 104302.*
- [12] *Yuki H., Kasagi G., Lipson A.G. et al. // JETP Lett. 1998. V. 68. N 11. P. 823–828.*
- [13] *Raiola F., Migliardi P., Gyurky G. et al. // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 377–384.*
- [14] *Miley G.H., Lipson A.G. // Proc. 11 th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems, Albuquerque, N.M., 2002. P. 382–387.*
- [15] *Didenko Yu.T., Suslick K.S. // Nature. 2002. V. 418. P. 394–397.*