

01;03

Генерация пара при взрывном фрагментировании льда

© Е.Г. Фатеев

Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск
E-mail: fateev@udm.net

Поступило в Редакцию 26 июня 2007 г.

Обсуждается возможность производства водяного пара при взрывном фрагментировании льда в условиях высоких неоднородных давлений. Пленки воды с толщинами до единиц микрон могут быть образованы при взаимном трении крупинок льда в результате их быстрого квазизидкого течения в генераторе фрагментов. Из объема 1 м^3 выбрасываемых микро- и нанофрагментов льда может образоваться порядка $1-10^2$ литров пленочной воды в зависимости от уровня давления в генераторе. Водяной пар, частично диссоциированный, может быть образован из пленочной воды при ее вскипании после быстрого сброса давления в результате высокоскоростного выброса смеси льда и воды за пределы генератора фрагментов.

PACS: 62.50.+p, 79, 82.30.Lp, 82.50.Gw

Недавно обсуждалась возможность производства ионизированных газов типа водорода, кислорода и радикалов на их основе при фрагментировании льда в условиях высоких неоднородных давлений во взрывных генераторах микро- и нанофрагментов [1]. В этом письме обращается внимание на возможность генерирования значительного количества водяного пара в подобных взрывных процессах.

Можно выделить две стадии в процессах, при которых в генераторах фрагментов [2-4] происходит полное разрушение объема льда до микро- и наноосколков [5,6]. На первой стадии лед, находящийся в

критических полях механических напряжений при быстром открытии боковой границы в генераторе, разрушается во всем своем объеме. Причем в результате взрывного разрушения фрагменты льда могут быть распределены по размерам по иерархическому закону, вплоть до микро- и наноразмерных крупинок. Это приводит ко второй стадии в процессе, когда разрушенный объем льда подобно квазижидкости [7], испытывая сильное давление, весь или частично взрывоподобно выбрасывается из генератора со скоростями порядка 0.5–2 km/s.

При движении в потоке квазижидкости ледяные крупинки находятся в сложных переменных полях ударно-волновых нагружений. При этом на границах крупинок могут быть образованы тонкие пленки воды не только из-за потоков дислокаций к границам зерен (см., например, [8]), но и из-за их взаимного трения [9–13]. Не стоит сбрасывать со счетов также и возможность образования тончайших (несколько десятков ангстрем) пленок воды на поверхности крупинок льда при температурах выше ~ 240 К [14–17].

Толщина пленок расплава на поверхности контакта крупинок при трении зависит от скорости v их взаимного проскальзывания. Очевидно, что скорость v может складываться из разности скоростей соседних крупинок в общем потоке квазижидкости и скоростей возможного проскальзывания при кручении крупинок относительно друг друга. Скорость v может быть пропорциональна удельной кинетической энергии крупинок, которая, в свою очередь, в первом приближении обратно пропорциональна их размерам r [18]

$$v \sim \chi r^{-1}. \quad (1)$$

Здесь χ — коэффициент пропорциональности для дальнейших оценок, определяется из формулы (1). Задавая максимальный размер крупинок $r_{\max} \sim 10^{-4}$ m и соответствующую им скорость взаимного проскальзывания $v \sim 10$ m/s, найдем $\chi \sim v r_{\max} = 10^{-3}$. Если толщину жидких пленок выразить через размер $h_a(r)$, то объем пленок с общей площадью $S(r)$ всех поверхностей крупинок, имеющих после фрагментирования распределение по размерам $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ (далее используется $\psi = r_{\min}/r_{\max} = 10^{-3}$ [1]), можно оценить в виде

$$V_{film} \sim \frac{1}{2} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} h_a(r) S(r) dr. \quad (2)$$

Найдем конкретный вид функций $h_a(r)$ и $S(r)$. Пусть выходное сечение генератора фрагментов является кругом. Тогда распределение скоростей ламинарного потока несжимаемой вязкой жидкости в сечении с радиусом x (где $x_{\max} = b$) выражается в виде [19]

$$v = \frac{\Delta P}{4\mu z} (b^2 - x^2). \quad (3)$$

Возьмем, к примеру, модельную длину генератора $z \sim 0.1$ м с напором давления $\Delta P \sim 150$ МПа в квазижидкости, имеющей эффективную динамическую вязкость на уровне $\mu \sim 1$ Па·с [7]. Для простоты предположим, что поток фрагментированного льда разбит на $\sim b/r_{\max}$ основных подслоев. Тогда при максимальной скорости в середине потока $v \sim 1000$ м/с скорости проскальзывания крупинки с размерами r_{\max} , находящиеся ближе к границам генератора с $b = 0.005$ м, могут иметь значения, близкие к $v \sim 4$ м/с. Причем скорость взаимного проскальзывания между крупинками нарастает от центра потока к границам генератора практически линейно.

Поскольку температура расплава при малых скоростях проскальзывания может быть ограничена температурой плавления тела [20], то среднюю толщину жидкой пленки h_a для трущихся крупинки льда можно оценить из выражения, которое учитывает теплопроводные и вязкие свойства гетерогенной системы льда с водой [21]:

$$k(T_m - T_\omega) + \mu v^2/2 = 2h_a \rho_{ice} c_{ice} v (T_\omega - T_{int}) / \sqrt{\pi Pe}. \quad (4)$$

Здесь температуры: T_m — плавления, T_{int} — вдали от зоны контакта во льду и T_ω — на границе между льдом и расплавом, $Pe = vl/a_{ice}$ — число Пекле, $a_{ice} = k_{ice}/(\rho_{ice}c_{ice})$ — температуропроводность, k, k_{ice} — теплопроводность воды и льда соответственно, ρ_{ice} — плотность, c_{ice} — теплоемкость льда и l — характерная длина зоны фрикционного контакта между крупинками. Из формулы (4), к примеру, следует, что для значений $v \sim 1$ м/с, $\mu \sim 1$ Па·с, $T_m \sim 273$ К, $T_{int} \sim 265$ К, $T_\omega \sim 275$ К, $k \sim 0.6$ Вт/(м·К), $k_{ice} \sim 2.35$ Вт/(м·К), $\rho_{ice} \sim 0.9 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_{ice} \sim 2039$ Дж/(кг·К) и $l \sim 10^{-3}$ м при трении льда могут образоваться пленки воды с толщинами $h_a \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ м. Эта оценка неплохо согласуется с результатами соответствующих экспериментов [12].

Объем жидкой фазы в единице объема фрагментированного льда будет пропорционален площади поверхности всех крупинки льда в

этом объеме при данном критическом давлении P_c . Зная характерный размер крупинок r_{\max} после взрыва при минимальном пороговом давлении P_{\min} , можно найти общую площадь всех крупинок льда S , используя выражение [1]

$$S \sim B \frac{V_{\text{exp}}}{r_{\max}} \left(\frac{P_c}{P_{\min}} \right)^2. \quad (5)$$

Здесь параметр B зависит от показателя D в распределении фрагментов льда по размерам $N(r) \propto r^{-D}$ (если $D \sim 1$, то $B \sim 10$) [1]. Комбинируя выражения (1), (2), (4), (5) и считая, что характерные длины фрикционных контактов между крупинками пропорциональны их характерным размерам $l \approx r$, можно оценить объем всех водяных пленок V_{film} в объеме квазижидкого льда V_{exp} в виде

$$V_{\text{film}} \sim B \frac{V_{\text{exp}}}{16\psi r_{\max}} \left(\frac{P_c}{P_{\min}} \right)^2 \frac{\mu \sqrt{\pi \chi^3 / a_{\text{ice}}}}{\rho_{\text{ice}} c_{\text{ice}} (T_{\omega} - T_0)}. \quad (6)$$

Весь объем V_{film} находится в двухфазном состоянии, т.е. пленочная вода насыщена микропузырьками пара. При взрывном выбрасывании крупинок льда имеет место резкий сброс давления. Значительная часть пароводяной смеси в жидких пленках при таком сбросе может оказаться в газовой фазе. Это обусловлено тем, что пароводяная смесь при сбросе давления находится в неравновесном состоянии и характер ее вскипания при истечении в P -, V -координатах зависит от реализующейся скорости фазового перехода, определяемой межфазным теплообменом с жидкой фазой, т.е. зависит от скорости процесса [22]. Резкое вскипание воды при сбросе давления реально наблюдали в экспериментах [23,24]. Объемное паросодержание α во вскипающей воде в момент выброса при конкретных давлениях и температурах можно оценить приближенно из следующих отношений [22]:

$$\alpha = \frac{4}{3} \pi n a^3, \quad a^3 = 8\xi^3 \Delta T^3 t^{3/2}, \quad \xi = \frac{\sqrt{\lambda_l \rho_l c_l}}{\Theta \rho_g},$$

$$\Delta T = T_0 - T_s(P_f), \quad T_s(P_f) \sim \frac{T_0}{\ln(P_0/P_f)}, \quad \rho_g \approx \frac{P_0}{RT_0} N_A m_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (7)$$

Здесь a^3 — объем пузырька с паром, t — количество пузырьков на единицу объема жидкости, ξ — параметр, определяющий скорость

парообразования на пузырьках в перегретой воде, ΔT — степень перегрева при данном уровне давления P_f за волной разгрузки, находящейся при давлении P_0 (совпадающем с критическим P_c) и температуре T_0 , t — время, прошедшее после снятия нагрузки, λ_l — коэффициент теплопроводности воды, ρ_l — ее плотность, c_l — удельная теплоемкость, ρ_g — плотность пара, $\Theta(T_0)$ — теплота парообразования, $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ — постоянная Авогадро, $R = 8.3 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ — молярная газовая постоянная и масса молекулы воды $m_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \times 1.6 \times 10^{-27} \text{ kg}$. При дальнейших оценках теплоту парообразования воды в зависимости от температуры [25] для удобства будем аппроксимировать полиномом

$$\Theta(T_0) \approx T_0^3 x_3 + T_0^2 x_2 + T_0 x_1 + x_0$$

с соответствующими коэффициентами: $x_3 = -0.068$, $x_2 = 78.643$, $x_1 = -3.256 \cdot 10^4$, $x_0 = 6.949 \cdot 10^6$. Из отношений (7) следует, например, что при $P_c = 10^2 \text{ MPa}$, $T_0 = 273 \text{ K}$, $T_w \sim 275 \text{ K}$ и для значений $\lambda_l = 0.69 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, $c_l = 4.187 \cdot 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $\rho_l = 999.84 \text{ kg}/\text{m}^3$, $P_f = 33 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ и $n \sim 10^{15} \text{ m}^{-3}$ спустя $t \sim 10^{-1} \text{ s}$ после падения давления в пароводяной смеси хотя бы до $P_f \sim 0.35 P_c$ паросодержание в ней может вырасти вплоть до $\alpha \sim 0.1-0.9$. Увеличения паросодержания можно достичь, таким образом, за счет роста скорости снятия давления с пароводяной смеси и, собственно, за счет повышения уровня давления P_c . Это значит, что рост объема генерируемого пара изо льда может быть достигнут за счет увеличения напора давления и геометрии генератора фрагментов.

Из выражений (6) и (7) следует оценка общей массы пара M_{steam} , которая может извергаться из генератора фрагментов при выбросе объема льда V_{exp} :

$$M_{steam} \sim \alpha \rho_g V_{film}. \quad (8)$$

Характер зависимости (8) показан на рис. 1. Видно, что значения массы пара M_{steam} (который может генерироваться из 1 m^3 льда) могут находиться практически на одном уровне при росте критического давления в диапазоне $1-10^2 \text{ MPa}$ и имеют порядок $5-10 \text{ kg}/\text{m}^3$. Значительный рост паровыделения сможет происходить лишь при критических давлениях $P_c > 10^2 \text{ MPa}$.

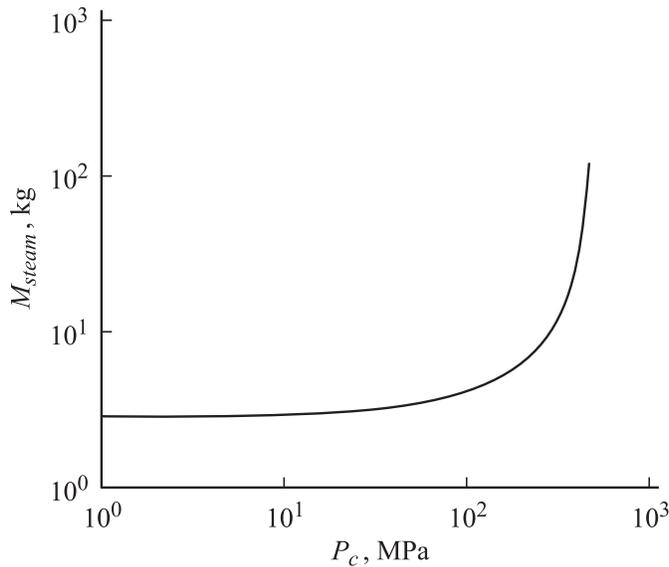


Рис. 1. Оценка массы M_{steam} водяного пара, который может выделиться при фрагментировании 1 m^3 льда во взрывном генераторе фрагментов в зависимости от критического давления P_c .

Из формулы Менделеева–Клапейрона $P_{steam} V_{steam} = Y k_B T_{steam}$ оценим объем V_{steam} , который займет это количество молекул $Y = M_{steam}/m_{\text{H}_2\text{O}}$ при нормальном давлении $P_{steam} = 10^5 \text{ Pa}$ и температуре $T_{steam} = 273 \text{ K}$. Здесь k_B — постоянная Больцмана. Из оценки (8) следует, что в случае суммарного взрывного выбрасывания объема $V_{exp} \sim 1 \text{ m}^3$ из генератора фрагментов с обсуждаемыми характеристиками может быть произведено $V_{steam} \sim 5 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ пара. В то же время при взрывном фрагментировании из $V_{exp} \sim 1 \text{ m}^3$ льда может быть произведено порядка $V_{gas} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ионизированных газов на основе водорода и кислорода при перерасчете для нормальных условий по механизму, описанному в [1]. Объем генерируемых газов на основе модели электрон- и ион-индуцированного распыления и диссоциации наноразмерных фрагментов льда может зависеть от критического давления $V_{gas} \propto P_c^2$ (рис. 2).

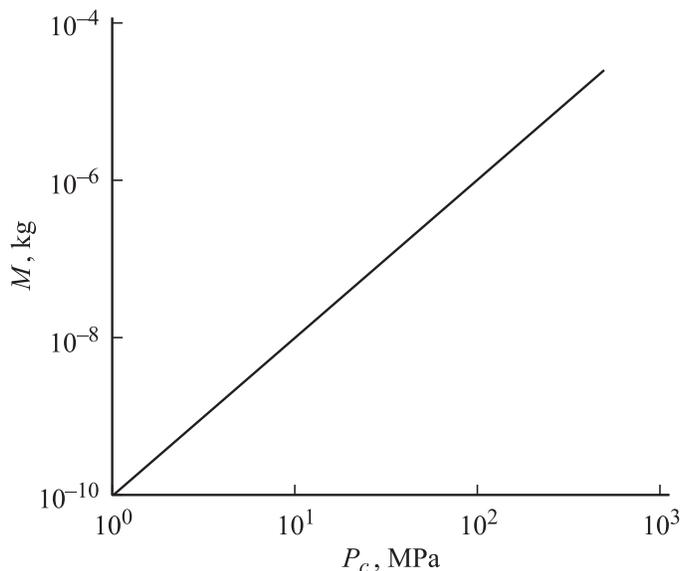


Рис. 2. Оценка массы M ионизированных молекул водорода, кислорода и радикалов на их основе, которые могут быть сгенерированы во взрывном генераторе фрагментов из 1 m^3 льда в зависимости от критического давления P_c .

Из сопоставления оценок (см. рис. 1 и 2) следует, что при критических давлениях $P_c < 10^2$ МПа в генераторе фрагментов из одних и тех же объемов льда может быть выделено по массе в $\sim 10^5 - 10^7$ раз больше водяного пара, чем ионизированных газов и радикалов на их основе по механизму, описанному в [1]. Заметим, однако, что существенная часть сгенерированных в описываемых процессах молекул водяного пара может быть диссоциирована из-за их взаимодействия с фрактоэмиссионными электронами, ионами и другими заряженными частицами. Заряженные частицы могут производиться в обсуждаемых условиях благодаря механоэмиссионным явлениям при квазиджидком течении крупинки льда [1]. Естественно ожидать, что природа механоэмиссии электронов и других заряженных частиц при фрагментировании льда должна быть во многом аналогична природе механоэмиссии с другими материалами [26].

Очевидно, что сразу после извержения пароледяной смеси молекулярные радикалы будут участвовать в процессах, которые можно ассоциировать с механохимическими (см., например, [27,28]) и быстрыми рекомбинационными явлениями. Рекомбинационные процессы, конечно, будут сопровождаться интенсивными электромагнитными излучениями в различных частотных диапазонах (в том числе в видимых), как это происходит при взрывном фрагментировании других материалов [29]. В любом случае существенного изменения объемов генерации пара при взрывном фрагментировании льда можно достичь за счет варьирования тепловых [5] и электрических полей [6], напора давления ΔP и геометрии генератора.

Список литературы

- [1] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 23. С. 15–24.
- [2] Bridgman P.W. // Phys. Rev. 1935. V. 48. N 15. P. 825–847.
- [3] Ярославский М.А. Реологический взрыв. М.: Наука, 1982. 193 с.
- [4] Федоров В.Т., Хоконов Х.Б. // ДАН СССР. 1988. Т. 300. № 5. С. 1126–1128.
- [5] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. № 8. С. 482–485.
- [6] Фатеев Е.Г. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 4. С. 43–48.
- [7] Фатеев Е.Г. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 2. С. 53–56.
- [8] Краснощекоев Ю.И., Кузнецов Л.К., Перевезенцев В.Н. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 872–875.
- [9] Будневич С.С., Дерягин Б.В. // ЖТФ. 1952. Т. 22. В. 12. С. 1967–1980.
- [10] Амосов А.П. // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 2. С. 280–285.
- [11] Oksanen P., Keinonen J. // Wear. 1982. V. 78. N 3. P. 315–324.
- [12] Козлов И.И., Шугай А.А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 1. С. 175–177.
- [13] Maeno N., Arakawa M. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 1. P. 134–139.
- [14] Анисимов М.А., Танкаев Р.У. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 1(7). С. 215–225.
- [15] Johari G.P., Pascheto W., Jones S.J. // J. Chem. Phys. 1994. V. 100. P. 4548–4552.
- [16] Salvetti G., Tombari E., Johari G.P. // J. Chem. Phys. 1995. V. 102. P. 4987–4995.
- [17] Bluhm H., Ogletree D.F., Fadley C.S. et al. // J. Phys.: Condens. Mat. 2002. V. 14. P. L227–L233.
- [18] Lun C.K.K., Savage S.B., Jeffrey D.J. et al. // J. Fluid Mech. 1984. V. 140. P. 223–256.
- [19] Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. II ч. М.: Наука, 1950. 668 с.
- [20] Конторова Т.А. // УФН. 1937. Т. 18. В. 3. С. 346–391.
- [21] Шугай А.А. // ИФЖ. 1994. Т. 67. № 3–4. С. 340–344.

- [22] *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. II ч. М.: Наука, 1987. 360 с.
- [23] *Edwards A.R., O'Brien T.P.* // J. Brit. Nucl. Energy Soc. 1970. V. 9. P. 125–135.
- [24] *Исаев О.А., Павлов П.А.* // ТВТ. 1980. Т. 18. № 4. С. 112–116.
- [25] *Гороновский И.Т., Назаренко Ю.П., Некряч Е.Ф.* Краткий справочник по химии. Киев: Наук. думка, 1987. 830 с.
- [26] *Molotskii M.I.* // Sov. Sci. Rev. B. Chem. 1989. V. 13. N 3. P. 1–85.
- [27] *Бутягин П.Ю.* // Успехи химии. 1984. Т. 53. № 11. С. 1769–1789.
- [28] *Болдырев В.В.* // Изв. АН СССР. Сер. хим. 1990. № 10. С. 2228–2245.
- [29] *Гораздовский Т.Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. № 3. С. 78–82.