

01;04;05;11

©1995

ВОЗМОЖНОСТИ УСТАНОВЛЕНИЯ МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДЕЙТЕРИРОВАННЫЕ ВЕЩЕСТВА

Е. Г. Фатеев

С момента обнаружения в 1986 г. [1-3] генерации нейтронов при сильном механическом воздействии на дейтерированные вещества (ДВ) и до настоящего времени остается неясным механизм этого явления. Проблема заключается в трудности идентификации того или иного всплеска нейтронной эмиссии (НЭ) с каким-либо ожидаемым физическим процессом генерации нейтронов. Эта проблема могла бы решиться, если бы на некотором, пусть и микросекундном, интервале времени вероятность генерации нейтронов по тому или иному предполагаемому механизму была бы преобладающей. Представляется возможным создать такие условия при импульсных воздействиях на дейтерированные аналоги кристаллогидратов, например в процессе реологического взрыва (РВ) [4,5], инициированного низковольтным (≈ 60 В) селективным на низкой частоте (НЧ) $\nu_1 \sim 30-50$ Гц электрическим пробоем [6,7]. Эффект РВ открыт Бриджменом [4] и проявляется в виде взрывообразного выброса диэлектрических материалов из зоны с сильным одноосным статическим сжатием до некоторых пороговых давлений P_c (см. обзор [5]). Целью этого письма, таким образом, является обсуждение возможности установления механизма НЭ, возникающей в момент РВ [2,3] или РВ-подобных процессов при ударном нагружении [1] и виброизмельчении ДВ [8,9].

В соответствии с моделями НЧ селективного ввода электрической энергии в пробой газа в микротрещине [7] энергия, диссипируемая в плазменном столбе, приводит к генерации ударной волны (УВ), инициирующей возбуждение РВ при порогах $P_c(\nu)$, оказывающихся вблизи частот $\nu_1 \sim 30-50$ Гц, в 1.5 раза меньше порога $P_c(0)$ без воздействия поля. Определение $P_f(\nu)$ — давления во фронте УВ может позволить оценить порядок локальных температур в столбе плазменного разряда и соответственно возможный выход нейтронов.

Интересно еще и то, что особенности (скачки, спады) протекания тока через ДВ после начала разряда выде-

лят в процессах РВ легко контролируемые в каждом опыте стадии и соответственно сделают возможным отождествить с ними те или иные всплески НЭ. Можно допустить [1-3,8-11], что в момент разряда нейтроны генерируются преимущественно при ускорении частиц в плазменном канале, в котором обычно формируются микроскопические области с напряженностью электрического поля порядка $\sim 10^6-10^7$ В/см. В стадии же выброса материала при интенсивном пластическом сдвиге в РВ, как предполагается в [12], нейтроны могли бы генерироваться при параметрической раскачке колебаний в цепочках атомов дейтерия или в условиях (см., например, [10,13]) гипотетических "беспороговых слияний" дейтронов вблизи микродефектов в сильно деформируемых в РВ микрокристаллах ДВ.

Оценим давление $P_f(\nu)$ во фронте УВ. Известно [14], что для дробления хрупких тел необходимы УВ с $P_f \sim 0.1-0.5$ ГПа. Механическая же устойчивость дискообразных тел при их сжатии между наковальнями Бриджмена [15] определяется порогом касательных напряжений $\tau_c(\nu)$, который линейно коррелирует со средним критическим давлением в диске $P_c(\nu)$, т. е. $\tau_c(\nu) = \beta P_c(\nu)$. Для многих хрупких материалов коэффициент $\beta \sim 0.1-0.5$ [16]. Процессы объемного трещинообразования, приводящие в итоге к РВ, происходят тогда, когда на поверхности диска появляются локальные микросдвиги, обусловленные прохождением УВ с $P_f(\nu) \gtrsim \Delta\tau(\nu)$. Здесь $\Delta\tau(\nu)$ — дефицит сдвиговых напряжений на НЧ с $\nu \gtrsim 50$ Гц, который для возбуждения РВ должен быть скомпенсирован соизмеримым ему $P_f(\nu)$ в УВ. При чем $\Delta\tau(\nu)$ связан с глубиной падения порога возбуждения РВ $\Delta P(\nu) = P_c(0) - P_c(\nu)$ в виде

$$\Delta\tau(\nu) \simeq \beta\Delta P(\nu). \quad (1)$$

С другой стороны, известно [17], что если УВ сильная (когда давление во фронте P_f гораздо больше, чем перед фронтом P_0), то давление $P_f(\nu)$ при отражениях от стенок увеличится и его прирост определяется из отношения

$$P_f^* \simeq P_f(3\gamma - 1)(\gamma - 1)^{-1}, \quad (2)$$

где P_f^* — давление во фронте отраженной УВ и γ — показатель адиабаты. При этом электрическая энергия $W_e(\nu)$, импульсно поглощенная в плазменном столбе, перейдет в энергию УВ $Q(\nu)$ с коэффициентом $\eta = Q/W_e \simeq 0.3-0.6$ [14]. При чем P_f связано с W_e корреляционным отношением

$$P_f(\nu) \sim (\gamma - 1)\rho\eta W_e, \quad (3)$$

где ρ — плотность ионизованного газа на фронте УВ. И полагая, что к падению порога возбуждения РВ приводят переотраженные УВ, из (1) и (2) найдем достаточные для $\Delta P(\nu)$ давления во фронте УВ $P_f(\nu)$ в начале ее движения из плазменного столба

$$P_f(\nu) \gtrsim \beta(\gamma - 1)(3\gamma - 1)^{-1} \Delta P(\nu). \quad (4)$$

И поскольку в сильно ионизованных в УВ газа $\gamma \simeq 1.1$, то для $\Delta P \simeq 1$ ГПа, оказывается, достаточны УВ с $P_f(\nu) \gtrsim 0.005-0.05$ ГПа.

Локальные температуры $T_l(\eta)$ в столбе плазмы в зависимости от $P_f(\nu)$ можно найти из формулы

$$T_l(\nu) \simeq P_f(\nu)(2nk)^{-1}, \quad (5)$$

где n — локальная концентрация ионов в плазме и k — постоянная Больцмана. Здесь необходимо заметить, что при импульсных электрических разрядах в плазме обычно формируются электродинамическими силами неустойчивости типа локальных сжатий — микропинчи [18]. И при скоростях роста тока в пробое $\sim 10^{11}$ А/с давление $P_f(\nu)$ в микропинче может превысить начальное давление в газе $P_0 \sim 25$ Па в 10^6-10^7 раз, а концентрация ионов достигает значений $n \sim 10^{17}-10^{18}$ см $^{-3}$. Итак, предполагая, что УВ с давлением во фронте $P_f(\nu)$, необходимым для падения порога $P_c(\nu)$ на $\Delta P(\nu)$, формируется в микропинчах, находим достаточные для этого температуры в плазме $T_l(\nu) \sim 10^6-10^8$ К.

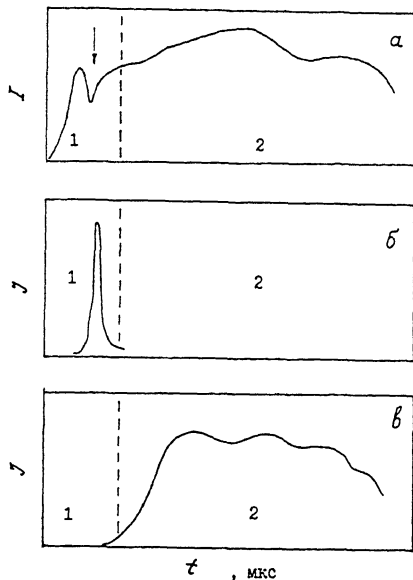
Вход нейтронов в дейтериевой плазме при $T \gtrsim 10^8$ К можно оценить по формуле гамовского типа [18]:

$$g_{dd}(\nu) \simeq 10^{-9} n^2 (T_l(\nu))^{-2/3} \exp \left[-4 \cdot 10^3 (T_l(\nu))^{-1/3} \right]. \quad (6)$$

Естественно, выход нейтронов в реальных процессах будет значительно ниже, чем следует из (6), в силу того, например, что при импульсных разрядах в плазме может не успеть установиться максвелловское распределение скоростей ядер дейтерия, а также из-за процессов эмитирования в плазму примесных газов. Тем не менее из оценок (1)-(6) следует возможность существования корреляционного правила

$$g_{dd}(\nu) \sim \Delta P(\nu), \quad (7)$$

выполнение которого свидетельствовало бы, как здесь представляется, о работе “классического” механизма генерации нейтронов, связанного с ускорительными процессами в



Возможный вид осциллограмм в процессе РВ, инициированном НЧ селективным пробоем: а — для силы тока с особенностью (показанной стрелкой), характерной для пинчевания плазменного разряда; б — для интенсивности НЭ с импульсным всплеском в стадии (1) при инициировании РВ, если превалирует “классический” механизм генерации нейтронов; в — для интенсивности НЭ, если превалируют “неклассические” механизмы, с протяженным всплеском в стадии (2) с сильными сдвигowymi напряжениями в РВ.

плазменных разрядах между берегами микротрещин. Естественно, подобные плазменные образования между стенками микротрещин не исключены и без дополнительных воздействий низковольтными (≈ 60 В) НЧ импульсами [1]. Однако спорадичность таких проявлений делает невозможным их гарантированное отождествление со всплесками НЭ [10,11].

Таким образом, смысл предлагаемых опытов с комбинированными воздействиями механическими и НЧ электрическими полями на ДВ заключается в возможности установления механизма генерации нейтронов двумя независимыми путями. Первый — посредством одновременной регистрации интенсивности НЭ и силы тока через ДВ в процессах подготовки и проявления РВ (в стадии микропинчевания плазмы возможен всплеск НЭ и соответствующая особенность в осциллограмме тока [18]). Очевидно, что всплеск НЭ, в соответствии с идеей о “параметрической раскачке” [12], возможен в стадии РВ после НЧ селективного пробоя, в условиях интенсивного пластического сдвига. Поэтому

предполагаемый вид осциллограмм для интенсивности НЭ $g_{dd}(t)$ и электрического тока $I(t)$, снятых синхронно, с преобладанием того или иного ожидаемого в данной стадии РВ механизма генерации нейтронов можно схематически представить, как показано на рисунке. И второй путь заключался бы в экспериментальной проверке выполнимости корреляционного правила (7).

В заключение автор выражает признательность Ю.И. Прохорову за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Ключев В.А., Липсон А.Г., Топоров Ю.П., Дерягин Б.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 21. С. 1333-1337.
- [2] Ярославский М.А. // ДАН СССР. 1989. Т. 307. № 2. С. 369-370.
- [3] Ярославский М.А. // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 1. С. 95-97.
- [4] Bridgman P.W. // Phys. Rev. 1935. V. 48. № 15. P. 825-847.
- [5] Ярославский М.А. Реологический взрыв. М., 1982. 193 с.
- [6] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 10. С. 48-52.
- [7] Фатеев Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 20. С. 83-88.
- [8] Липсон А.Г., Саков Д.М., Ключев В.А., Дерягин Б.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. В. 11. С. 588-590.
- [9] Derjagin V.V., Llpson A.G., Kluev V.A. et al. // Nature. 1989. V. 341. P. 492-493.
- [10] Царев В.А. // УФН. 1992. Т. 162. № 10. С. 63-91.
- [11] Fleishman M., Pons S., Preparata G. // Nuovo cim. A. 1994. V. 107. № 1. P. 143-156.
- [12] Федорович Г.В. ЖТФ. 1993. В. 10. С. 64-74.
- [13] Тисенко Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1993. Т. 36. № 8. С. 72-76.
- [14] Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.И. Ударные волны. Методы исследований. М., 1990. 256 с.
- [15] Бриджмен П.В. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. М., 1955. 444 с.
- [16] Левитас В.И. Большие упругопластические деформации материалов при высоких давлениях. Киев, 1987. 232 с.
- [17] Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., 1971. 386 с.
- [18] Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М., 1961. 468 с.

Институт прикладной
механики УО РАН
Ижевск

Поступило в Редакцию
15 февраля 1995 г.