

P7-2004-215

Б. Ф. Костенко, М. Б. Миллер\*, Ю. Н. Покотиловский

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПЫТАХ  
ПО ПОЛУЧЕНИЮ СВЕРХВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР  
ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ

---

\*Институт физико-технических проблем, Дубна

Костенко Б. Ф., Миллер М. Б., Покотилловский Ю. Н. P7-2004-215  
О возможности применения рентгеновского излучения в опытах  
по получению сверхвысоких температур при ультразвуковой кавитации

В недавних экспериментах обнаружена генерация нейтронов и трития при нейтронном инициировании акустической кавитации в дейтерированном ацетоне. Главным объектом критики этих экспериментов был высокий уровень фона первичных нейтронов. В данной работе приведены оценки альтернативной возможности безнейтронного запуска кавитации с помощью рентгеновского импульса. Расчеты показали, что такой запуск, в принципе, возможен при существенном повышении амплитуды отрицательного давления, создаваемого генератором акустического поля.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Kostenko B. F., Miller M. B., Pokotilovsky Yu. N. P7-2004-215  
On the Possibility to Apply X-Ray Irradiation for High Temperature  
Attainment in Ultrasonic Cavitation Experiments

In recent experiments neutron and tritium production was detected at acoustic cavitation triggered by neutrons in deuterated acetone. The main source of criticism of these experiments was the high background level of the initial neutrons. In the present paper an alternative possibility of neutronless cavitation start by means of X-ray burst is evaluated. Estimations have shown that such a triggering is possible in principle at an appreciably higher amplitude of the negative pressure created by the acoustic field generator.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время вызывают большой интерес и активно обсуждаются работы [1,2], в которых было объявлено о положительных результатах экспериментов по осуществлению термоядерных реакций D+D при ультразвуковой кавитации в ацетоне, обогащенном дейтерием. Важность этих результатов, в случае их подтверждения, вполне понятна. Следует, однако, отметить, что работы [1,2] были подвергнуты серьезной критике [3–5], которая, в конечном счете, оказалась связанной с использованием в них 14-МэВ нейтронов для создания центров кавитации. Использование нейтронов для инициирования кавитации приводит к возникновению фона нейтронов и  $\gamma$ -квантов, что затрудняет однозначную интерпретацию результатов как доказательство реализации нового метода осуществления термоядерных реакций [3–5] (реакция D+D идентифицируется путем регистрации нейтронов, сопровождающих слияние ядер дейтерия). Ситуация могла бы полностью проясниться, если бы вместо нейтронов удалось использовать другой способ создания центров кавитации, например с помощью импульсного рентгеновского излучения [6]. Данное сообщение посвящено рассмотрению этой возможности.

Согласно существующим представлениям кавитация в очищенной от примесей и растворенных газов (воздуха) жидкости может происходить в результате внешнего воздействия, облегчающего разрыв молекулярных связей [7]. В рассматриваемом случае этим агентом является ионизирующее излучение, приводящее к локальному разогреву среды. Величина пороговой энергии  $E_c$ , необходимой для образования первичного пузырька, в настоящее время не известна.

### 1. ОЦЕНКА РАДИУСА ПУЗЫРЬКОВОГО ЗАРОДЫША

Будем исходить из предположения о равенстве внешнего давления и напряжения, создаваемого в ацетоне силами поверхностного натяжения пузырька в момент его рождения ([7], с. 17):

$$P + 2\frac{\sigma}{r_3} \approx 0, \quad (1)$$

где  $P = -15$  бар  $\approx -150$  Н/см<sup>2</sup> — гидростатическое давление, создаваемое внешним электроакустическим преобразователем [1];  $\sigma = 2 \cdot 10^4$  Н/см — коэффициент поверхностного натяжения ацетона. Давление насыщенного пара

в пузырьке, которое существенно меньше  $P$ , в исходном соотношении не учитывается (его учет, а также принятие во внимание того обстоятельства, что параметр  $\sigma$  уменьшается с уменьшением радиуса пузырька (см. [7], с. 17), должно привести к некоторому уменьшению радиуса минимального пузырька). Отсюда имеем:

$$r_3 \approx -2 \frac{\sigma}{P} \approx 30 \text{ нм.}$$

Эта величина примерно на два порядка меньше радиальных размеров зародышей гидродинамической кавитации в воде при атмосферном давлении ([7], с. 18). Это объясняется тем, что в данном случае коэффициент  $\sigma$  меньше, а  $P$  больше, чем в примере, описанном в [7]. Если считать, что микропузырьки могли присутствовать в ацетоне после начала процесса кавитации независимо от первичных нейтронов (предположение М. А. Маргулиса [8]), то сама идея запуска кавитации с помощью внешнего источника теряет смысл.

## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ТРЕКЕ ДЕЙТОНА ОТДАЧИ, ДВИГАЮЩЕГОСЯ В D-АЦЕТОНЕ

При рассмотрении возможности создания центров кавитации в D-ацетоне с помощью рентгеновского излучения начнем с оценки некоторых физических характеристик, определяющих механизм зародышеобразования с помощью 14-МэВ нейтронов, который был успешно реализован в работе [1]. Мы исходим из предположения, что энергия ионизации, выделившаяся в объеме жидкости, вытесняемой образующимся центром кавитации, как раз и является той недостающей энергией, которая необходима для образования зародыша. Процесс торможения ядер отдачи сопровождается, как известно, передачей энергии  $\delta$ -электронам. Используя справочные данные [9], нетрудно рассчитать удельные потери энергии  $\frac{dE}{dx}$  дейтона отдачи в D-ацетоне в зависимости от его энергии  $E$  (первая и вторая строки табл. 1).

Согласно работе [10], спектр  $\delta$ -электронов, образующихся при прохождении заряженных частиц через вещество, имеет вид

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{a}{(\varepsilon + I)^2},$$

где  $N$  — полное число  $\delta$ -электронов, испущенных при прохождении дейтоном единицы пути;  $I$  — потенциал ионизации;  $I \approx 10$  эВ, а интервал изменения энергии электронов простирается от 0 до  $\varepsilon_{\max} = 2mc^2\beta^2/(1 - \beta^2)$ . Здесь  $m = 0,5$  МэВ — масса электрона;  $\beta$  — скорость дейтона в единицах

скорости света;  $\beta^2 \simeq \frac{2E}{M_D c^2}$ . Постоянную  $a$  находим из условия

$$\frac{dE}{dx} = \int_0^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon \frac{a}{(\varepsilon + I)^2} d\varepsilon \simeq a \ln \frac{\varepsilon_{\max} + I}{I}.$$

Соответствующие значения величин  $\beta^2$ ,  $\varepsilon_{\max}$  и  $a$  также приведены в табл. 1.

Таблица 1

$E$ , МэВ	5	1	0,5	0,1
$dE/dx$ , МэВ/см	109	330	521	934
$\beta^2$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{-3}$
$\varepsilon_{\max}$ , кэВ	5	1	0,5	0,1
$a$ , МэВ/см	19,0	71,6	132,5	389,5
$N_\delta \cdot r_3$	0,18	0,50	0,53	0
$(dE/dx)_c$ , МэВ/см	55,6	244	453	934
Плотность энергии, Дж/см <sup>3</sup>	0,32	1,4	2,6	5,3

Вначале рассмотрим энерговыделение наиболее высокоэнергетичных  $\delta$ -электронов, способных выбивать сильносвязанные электроны с главным квантовым числом  $n = 1$ , т.е. электроны из  $K$ -оболочек атомов О и С. Последующие оже-распады ионизированных атомов будут сопровождаться испусканием электронов с энергией 250–300 эВ [11], имеющих длину пробега в D-ацетоне порядка 1 нм (оценка выполнена с использованием экспериментальных данных по сечениям взаимодействия электронов, приведенных в [12]). Электроны, выбитые из атомов оже-электронами, имеют еще меньшую длину пробега [12]. Это означает, что вся энергия оже-электронов после достижения термодинамического равновесия в электронной подсистеме окажется сосредоточенной внутри радиуса рождения кавитационного пузырька  $r_3 \approx 30$  нм. Таким образом, быстрые  $\delta$ -электроны обеспечивают среднюю плотность энергии внутри кавитационного пузырька на уровне

$$300 \text{ эВ} / \frac{4\pi}{3} r_3^3 = 0,5 \text{ Дж/см}^3.$$

Хотя эта величина и существенно меньше теплоты испарения ацетона при нормальных условиях,  $\Delta H \simeq 390 \text{ Дж/см}^3$ , никакого противоречия с предположением о том, что такое энерговыделение может привести к образованию кавитационного пузырька здесь нет, так как ацетон в момент рождения пузырька находится в метастабильном состоянии (в результате воздействия отрицательного давления  $P_a \approx 15$  бар).

Используя значения параметра  $a$ , приведенные в табл. 1, находим количество быстрых электронов  $N_\delta$  (в расчете на 1 см пробега дейтона) с энергией от 0,3 кэВ до  $\varepsilon_{\max}$ , которые способны ионизировать атомы кислорода и углерода на  $K$ -оболочке с образованием оже-электронов,

$$N_\delta = a \int_{0,3 \text{ кэВ}}^{\varepsilon_{\max}} \frac{d\varepsilon}{(\varepsilon + I)^2} = a \left( \frac{1}{0,3 + I} - \frac{1}{\varepsilon_{\max} + I} \right).$$

Величина  $N_\delta \cdot r_3$ , характеризующая среднее число быстрых электронов, испущенных на расстояниях порядка размера кавитационных зародышей, приведена в шестой строке табл. 1. Видно, что рассматриваемые события происходят достаточно редко — на масштабах порядка  $r_3$  выделяется в среднем меньше одного быстрого электрона. Таким образом, вероятность перекрытия областей энерговыделения от соседних быстрых электронов, выбитых движущимся дейтоном, мала и увеличения рассчитанного энерговыделения ( $0,5 \text{ Дж/см}^3$ ) за счет этого не происходит. Учитывая малость сечений ионизации  $K$ -оболочек электронами с энергией 0,3–5 кэВ, можно также ожидать, что и перекрытия областей энерговыделения отдельных оже-электронов, образующихся вдоль траектории быстрого  $\delta$ -электрона, также маловероятны.

Оценим теперь плотность энергии, передаваемой движущимся дейтоном более медленным электронам, не приводящим к оже-процессам. Поскольку эти электроны обладают малыми пробегами в веществе, эта энергия сосредоточена вблизи оси трека. Вычитая из полных удельных потерь энергии (вторая строка табл. 1) энергию, унесенную быстрыми электронами, которая очевидно равна

$$\int_{0,3 \text{ кэВ}}^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon \frac{a}{(\varepsilon + I)^2} d\varepsilon \simeq a \ln \frac{\varepsilon_{\max} + I}{0,3 + I},$$

находим удельные потери энергии  $(dE/dx)_c$ , которые относятся к медленным электронам. Эти значения представлены в седьмой строке табл. 1. Плотность энерговыделения в этом случае находим, предполагая, что вся энергия выделилась в цилиндре радиуса  $r_3$ , ось которого совпадает с осью трека. Соответствующие величины приведены в нижней строке таблицы. Видно, что для замедлившихся дейтонов, а все дейтоны отдачи останавливаются на расстояниях, не превышающих десятых долей миллиметра, плотность энерговыделения в центре трека на порядок больше того, что могут обеспечить  $\delta$ -электроны.

И, наконец, оценим число атомов отдачи дейтонов,  $N_d$ , образующихся за время одного импульса нейтронов, совпадающего по времени с моментом максимального растяжения жидкости в фазе разрежения звуковой волны. При этом следует учитывать только центральную часть резонатора, где амплитуда

звукового давления максимальна [1]. Для оценок примем объем этой области равным  $1 \text{ см}^3$ , что соответствует условиям эксперимента. Учитывая, что при энергии налетающего нейтрона  $E_n = 14 \text{ МэВ}$  сечение упругого нейтрон-дейтонного рассеяния  $\sigma_{el} \approx 0,62 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , а также тот факт, что в каждом импульсе в центральную область резонатора попадает приблизительно 500 нейтронов [1], находим  $N_d \approx 6$ , что вполне приемлемо.

### 3. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ТРАЕКТОРИИ УГЛЕРОДА ОТДАЧИ

Рассмотрим теперь рассеяние нейтронов на ядрах углерода и кислорода. Так как характеристики упругого n-C- и n-O-рассеяния достаточно близки (например, соответствующие сечения в рассматриваемой области энергий совпадают с точностью до 10 %), при оценке плотности энерговыделения, достаточной для создания пузырькового зародыша, ограничимся только учетом рассеяния на углероде — главной тяжелой составляющей в молекуле D-ацетона ( $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ ).

Зависимость тормозной способности ионов  $^{12}\text{C}$  в ацетоне при малых энергиях имеет немонотонный характер с максимумом в области 4,8–6,0 МэВ [9]. Обозначим символом  $\sigma(T_{C'})$  сечение упругого  $\sigma(n, n)$ -взаимодействия, в результате которого энергия ядра углерода после рассеяния оказывается не ниже величины  $T_{C'}$  и атомарная плотность углерода в жидком ацетоне  $N_C \approx 2,5 \cdot 10^{22}$ . Условие возникновения кавитации в эффективном объеме за время нейтронного импульса, совпадающего по времени с моментом максимального растяжения жидкости, можно представить в следующем виде:

$$500\sigma(T_{C'})N_C \approx 1.$$

Из этого условия можно определить  $T_{C'}$ . Зависимость  $\sigma(T_{C'})$ , рассчитанная с учетом экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния  $\sigma(n, n)$  [13], приведена в табл. 2.

Таблица 2

$T_{C'}$ , МэВ	3,94	3,58	3,38	3,18	2,98	2,78	2,58
$\sigma$ , мб	15,7	27,3	38,9	53,1	71,0	93,0	117,5

Нетрудно видеть, что энергия углерода отдачи, найденная из условия гарантированного запуска процесса кавитации, составляет  $\sim 3 \text{ МэВ}$ . В этом случае тормозная способность ядер углерода в D-ацетоне, с учетом данных работы [9], равна  $(dE/dx)_c = 7,24 \text{ ГэВ/см}$ . Вычитая из этого значения энергию ионизации, переданную высокоэнергетичным  $\delta$ -электронам, рассчитанную методом, описанным в предыдущем разделе, получим  $(dE/dx)_c \approx 6,35 \text{ ГэВ/см}$ .

Это дает следующую оценку для плотности энерговыведения в окрестности ядра углерода, движущегося в дейтерированном ацетоне:

$$\left(\frac{dE}{dV}\right)_c = 40 - 50 \text{ Дж/см}^3.$$

Таким образом, в результате нашего рассмотрения получается, что наиболее эффективно образование зародышей, под действием быстрых нейтронов, происходит в результате рассеяния нейтронов ядрами углерода и кислорода.

#### 4. ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектр тормозного излучения, испускаемого рентгеновской трубкой, хорошо описывается формулой Шарффа, которая является уточнением результатов Гайтлера в направлении учета эффекта экранирования кулоновского поля ядра окружающими его электронами (см., например, [14], с. 24–25). Согласно рис. 1.1 из [14] для рентгеновской трубки с напряжением на аноде до 50 В, спектр тормозных фотонов будет в основном сосредоточен в области энергий 10–40 кэВ. Эти фотоны, попадая в D-ацетон, будут порождать в нем ряд процессов, среди которых наиболее вероятный (в данном энергетическом интервале) — фотоэффект. Последующий процесс диссипации энергии будет сопровождаться оже-распадом возбужденных атомов, который был уже описан в предыдущем разделе, с плотностью энерговыведения на уровне 0,5 Дж/см<sup>3</sup>.

Например, импульсный рентгеновский излучатель РУТ-4 при энергии в электрическом импульсе 3 Дж и коэффициенте преобразования энергии в рентгеновское излучение  $\sim 3\%$  обеспечивает  $\sim 10^{13}$  рентгеновских квантов со средней энергией 20 кэВ в угол  $4\pi$  [15]. При расстоянии до зоны кавитации 3 см через 1 см<sup>2</sup> пройдет приблизительно 1/100 часть этих квантов. Поглощение в ацетоне ослабит это число не более чем в 2 раза. В результате получим для флюенса фотонов оценку  $\varphi = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Число актов фотоэффекта в объеме предполагаемого зародыша равно

$$p = \varphi \rho \sigma V_3 = 10^{-6}, \quad (2)$$

где  $\rho = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  — плотность ядер,  $\sigma = 20 \text{ б}$ . Условие запуска процесса кавитации с помощью  $n$  актов фотоэффекта в объеме  $V_3$  имеет вид

$$P_n N \approx 1, \quad (3)$$

где  $P_n = \exp(-p)p^n/n!$  — распределение Пуассона;  $N = 10^{16}$  — число потенциально возможных пузырьковых зародышей, содержащихся в объеме



больших отрицательных напряжений. Нетрудно видеть, что двухфотонные запуски реализуются со 100%-й вероятностью, так как их число в объеме максимальных отрицательных напряжений порядка 5000. Двукратные акты фотоэффекта повышают энерговыделение в объеме пузырькового зародыша за время рентгеновской вспышки в два раза и приводят к величине  $1 \text{ Дж/см}^3$ . В то же время трехфотонные запуски крайне маловероятны — на уровне  $P_3 = 2 \cdot 10^{-3}$ .

Таким образом, энерговыделение в акте фотоэффекта в 40–50 раз ниже, чем соответствующая величина в окрестности траектории ядра отдачи углерода.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящее время не существует общепринятой теории образования зародышей кавитационных пузырьков. В своих рассуждениях мы предполагали, что исходным фактором, запускающим этот процесс, является выделение энергии при прохождении ионизирующей частицы в среде и разогрев соответствующего микрообъема вещества выше некоторого порогового значения. Это одна из возможных точек зрения на эту проблему [7], и, на наш взгляд, наиболее адекватная.

Очевидно, что при использовании рентгеновского излучения мы не воспроизводим такую же энергию в объеме пузырькового зародыша, которая достигается в окрестности траектории углерода отдачи. Однако к пороговой энергии можно приблизиться, увеличивая амплитуду звукового давления в резонаторе в  $\kappa \sim 7\text{--}10$  раз. При этом радиус пузырькового зародыша также уменьшится в  $\kappa$  раз согласно уравнению равновесия (1), указанному во введении. Соответственно, энергия, приходящаяся на объем первичного пузырька, возрастет в  $\kappa^2 \sim 50\text{--}100$  раз, и будут созданы даже более благоприятные условия для осуществления термоядерного синтеза, поскольку возросшие стартовые отрицательные давления приведут к большему расширению пузырька и более интенсивному последующему схлопыванию.

Полученная выше оценка, основанная на применении стандартных импульсных рентгеновских трубок, может быть существенно улучшена при использовании современных импульсных источников (см., например, [16]). В таком источнике получены пучки с током до 40 кА, длительностью до 5 мкс, при ускоряющем напряжении до 40 кВ. При КПД преобразования энергии электрического импульса в энергию рентгеновского излучения  $\sim 1\%$  энергия ЭМ-излучения в импульсе составляет 80 Дж, что соответствует  $2,5 \cdot 10^{16}$  фотонов со средней энергией 20 кэВ, что в  $2,5 \cdot 10^3$  больше, чем предыдущая оценка, на основе формулы (2). Условие запуска (3) приводит в этом случае примерно к восьми пятифотонным запускам в эффективном объеме отрица-

тельного давления. Пятикратные акты фотоэффекта, соответственно, увеличат мгновенное энерговыделение в объеме пузырькового зародыша в пять раз и приведут к величине 2,5 Дж/см<sup>3</sup>. Соответствующее необходимое отрицательное давление составит в данном случае 60 бар вместо использовавшегося в эксперименте [1] 15 бар.

Настоящая работа поддержана Международным научно-техническим центром (проект № 1471) и Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 02-01-00606 и № 02-02-16397).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Taleyarkhan R. P. et al.* // Science. 2002. V. 295. P. 1868.
2. *Taleyarkhan R. P. et al.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 036109.
3. *Shapira D., Saltmarsh M. J.* Comment on the Possible Observation of D-D Fusion in Sonoluminescence. 2002. <http://www.ornl.gov/slsite>
4. *Saltmarsh M.J., Shapira D.* // Science. 2002. V. 297. P. 1603a.
5. *Shapira D., Saltmarsh M. J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 104302-1.
6. *Беллев В. Б. и др.* Сообщение ОИЯИ РЗ-2003-214. Дубна, 2004.
7. *Маргулис М. А.* Звукохимические реакции и снOLUMИнесценция. М.: Химия, 1986.
8. *Маргулис М. А.* Частное сообщение. 2002.
9. *Немец О. Ф., Гофман Ю. В.* Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
10. *Waligorski M. P. R., Hamm R. N., Katz R.* // Nucl. Tracks Radiat. Means. 1986. V. 11. P. 309.
11. *Schiwietz G. et al.* // NIM B. 1998. V. 146. P. 131.
12. *Trajmar S. et al.* // Phys. Rep. 1983. V. 97. P. 219.
13. *Garber D. I. et al.* Angular distributions in neutron-induced reactions. V.1. Brookhaven National Laboratory, 1970.
14. *Блейхер Г. А., Кривококов В. П., Пащенко О. В.* Тепломассоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц. Новосибирск: Наука, 1999.
15. Рентгенотехника. Кн. 1 / Под ред. проф. В. В. Клюева. М.: Машиностроение, 1980.
16. *Озур Г. Е. и др.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. С. 42.

Получено 29 декабря 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 18.02.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,57. Тираж 290 экз. Заказ № 54797.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)