

Экспериментальное обнаружение нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в вязкой жидкости

Е.А. Смородов, Р.Н. Галиахметов

Аннотация

Рассмотрена принципиальная возможность создания дейтериевой плазмы высокой плотности в сжимающемся газовом пузырьке в вязкой жидкости. Экспериментально обнаружено образование нейтронов при сжатии одиночного сферического дейтериевого пузырька в глицерине при поршневом ударном воздействии на жидкость. Предложены пути усовершенствования экспериментальной установки для увеличения энергетического выхода.

Введение

В последние годы появилось множество домыслов и спекуляций по поводу обнаруженного в 2002 году явления генерации нейтронов при акустической кавитации в дейтерированном ацетоне, описанного в работе [1], а затем, с некоторыми изменениями в экспериментальной части, в статьях [2,3].

Ввиду чрезвычайной важности проблемы управляемого ядерного синтеза, с которым непосредственно связано обнаруженное явление, авторы решили повторить эксперимент [1] в измененном варианте, исключающем двоякое толкование результатов.

Вначале кратко изложим суть проведенных в работе [1] экспериментов. Установка состояла из цилиндрического стеклянного сосуда с дейтерированным ацетоном (C_3D_6O), по внешнему периметру которого располагался кольцевой акустический излучатель. Размеры сосуда подобраны таким образом, чтобы при резонансной частоте излучателя 19 кГц в центре цилиндра образовалась пучность акустического давления, что обеспечивало условия для возникновения акустической кавитации.

Наиболее интересным (и вызывающим наибольшие возражения при интерпретации результатов) является способ получения зародышей кавитации, примененный авторами [1]. Авторы использовали импульсный источник нейтронов с энергией 14 МэВ, которые, проходя через жидкость, образовывали след из микропузырьков пара рабочей жидкости, служившие зародышами кавитации. После окончания первичного нейтронного импульса регистрировались вторичные нейтроны с энергией около 2,5 МэВ, которые, по утверждению авторов, являются результатом реакции ядерного синтеза между ядрами дейтерия внутри пузырька при его быстром сжатии в акустическом поле и возникновением в пузырьке высоких температур.

Основным возражением у оппонентов работы является то, что обнаруженные вторичные нейтроны могут быть не результатом реакции ядерного синтеза, а первичными 14 МэВ нейтронами, замедлившимися в жидкости до энергии 2,5 МэВ.

В более поздней работе тех же авторов [3] внешнего источника нейтронов не было. В этих экспериментах использовались соли радиоактивного изотопа урана, которые давали слабый поток α -излучения, который и создавал зародыши кавитации. Вместо ацетона авторы использовали бензол и его смеси с органическими растворителями.

Тем не менее, возможность инициирования термоядерной реакции в кавитационном пузырьке окончательно не доказана. В первую очередь причина состоит в весьма слабом потоке детектируемых нейтронов, незначительно проявляющемся на фоне используемых элементарных частиц и естественного излучения. Возможно также появление нейтронов от наведенной радиации элементов установки или окружающих предметов.

Поэтому в данной статье предпринята попытка провести эксперимент без использования первичного нейтронного (и любого другого) источника элементарных частиц. В этом случае каждый из зарегистрированных в установке нейтронов может быть только продуктом ядерных реакций.

Прежде всего заметим, что необходимость использования первичного нейтронного источника, по утверждению авторов обсуждаемой статьи, вызвана тем, что именно нейтронный пучок позволяет получать зародыши кавитации с начальным радиусом и газосодержанием, «оптимальным» с точки зрения достижения максимальных термодинамических параметров газа при его сжатии. Тем не менее, очевидно, что «оптимальный» начальный радиус зависит от множества параметров, например, частоты и амплитуды акустического поля, состава газа в пузырьке, свойств рабочей жидкости, условий сохранения сферической формы при сжатии и пр.

Поэтому необходимо хотя бы качественно проанализировать влияние каждого из перечисленных параметров и определить их «оптимальное» сочетание, с тем, чтобы сжатие газового пузырька в этих условиях приводило к максимальной вероятности инициирования ядерной реакции.

1. Анализ условий для инициирования реакций ядерного синтеза в газовом пузырьке

Вероятность реакции синтеза зависит от величины энергетического барьера реакции, определяемого сечением ядерного взаимодействия, а значит от плотности плазмы, ее состава, температуры и времени существования. Количественно положительный энергетический выход реакции ядерного синтеза определяется критерием Лоусона, а именно, произведением концентрации частиц n на время удержания плазмы τ . Для реакции D-D эта величина составляет $n \cdot \tau > 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$, а для D-T реакции $n \cdot \tau > 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$.

При импульсе сжимающего давления $P(t)$ близком к прямоугольному (т.е. $P(t) = P_m = \text{const}$), энергию внешних сил, переданную газу в пузырьке в идеальной жидкости можно принять равной $E = P_m \cdot \Delta V$, где ΔV – изменение объема пузырька. Считая, что амплитуда колебаний велика, т.е. $R_0 \gg R_{\min}$ можно записать

$$E = \frac{4}{3} \pi R_0^3 P_m \quad (1)$$

где R_0 – равновесный радиус газового пузырька;

P_m – амплитуда давления в жидкости при ударе.

Теплоемкость газа в пузырьке при заданном равновесном давлении также пропорциональна начальному объему пузырька, поэтому плотность запасенной в пузырьке энергии (или температуры) в принятых условиях не зависит от его начального радиуса. Иначе говоря, температура и плотность газа в адиабатическом случае не зависит от начального радиуса пузырька, а зависит только от величины приложенного давления.

Иначе представляется ситуация со вторым сомножителем в критерии Лоусона – временем заключительной стадии сжатия пузырька τ . В качестве количественной оценки τ можно взять, например, ширину по полувысоте импульса температуры, возникающего при пульсации пузырька. Можно показать, что время конечной степени сжатия газового пузырька пропорционально времени полного схлопывания вакуумного пузырька с тем же радиусом и определяется формулой Рэлея:

$$\tau \sim 0,915 \cdot R_0 \cdot \left(\frac{\rho_{жс}}{P_\infty} \right)^{0,5} \quad (2)$$

где R_0 – радиус, с которого начинается сжатие пузырька;

$\rho_{жс}$ – плотность жидкости;

P_∞ – сжимающее давление в жидкости.

Из этого следует, что значение критерия Лоусона для плазмы в пузырьке $n \cdot \tau \sim R_0$, т.е. инициирование реакции ядерного синтеза наиболее вероятно для пузырьков с наибольшим начальным радиусом.

Теплопередача в газе определяется процессами передачи импульса, и поэтому скорость охлаждения центральных областей пузырька обратно пропорциональна квадрату его радиуса. Поэтому следует ожидать, что при одинаковом отношении максимального и минимального радиуса при сжатии пузырька (с учетом теплообмена) температура газа в большом пузырьке (БП) будет выше, чем в малом. Начальный радиус влияет также на возможность формирования ударной волны в газе, если реализуется механизм нагрева центральной области пузырька сходящимися ударными волнами [4].

Проведенные выше оценки, безусловно, носят весьма приближенный характер. Тем не менее, можно ожидать, что вероятность достижения условий для инициирования ядерных реакций при сжатии большого газового пузырька (БП) выше, чем для микроскопического.

Использование БП в качестве концентратора энергии для инициирования ядерной реакции в техническом плане осложняется двумя основными факторами.

1. Сложность сообщения достаточной энергии БП. Из расчетов следует, эффективно накапливать потенциальную энергию и отдавать ее газу в виде тепла способны только пузырьки с определенным начальным (равновесным) радиусом, который приблизительно соответствует рассчитанному по формуле Минаэрта:

$$f = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} P_{\infty}} \quad (3)$$

При использовании акустических излучателей равновесный радиус пузырька ограничивается низкой эффективностью излучателей на частотах ниже 5-10 кГц. Повышение эффективности излучателей на более низких частотах потребовало бы значительного увеличения их геометрических размеров. Например, для БП радиусом 1 см расчет по (3) дает резонансную частоту 320 Гц, при этом длина резонансного магнитострикционного излучателя для возбуждения колебаний БП должна составлять около 10 метров.

2. Сложность сохранения сферической формы БП. Эффективность концентрации энергии достигается лишь в случае сохранения сферической формы БП вплоть до достижения им минимального радиуса. Сферическая форма обеспечивается силами поверхностного натяжения жидкости, электрическими силами заряженной поверхности пузырька, а также, по данным [5], силами вязкости. Сфера стремится разрушиться под действием течений, нарушающих сферическую симметрию, например, вблизи другого пузырька или стенки сосуда, а также возможно развитие различного рода динамических неустойчивостей.

Исходя из изложенного, можно предположить, что для достижения условий, необходимых для инициирования ядерных реакций синтеза, необходимо выполнение следующих условий:

1. Равновесный радиус пузырька должен быть достаточно большим (до 1-10мм).
2. Жидкость должна иметь высокие коэффициенты поверхностного натяжения и вязкости.
3. Пузырек должен быть одиночным, т.е. должно выполняться условие $R_0 \ll L$, где L – расстояние от центра пузырька до любого другого включения (другой пузырек, стенка сосуда, поверхность жидкости и т.п.).

В качестве экспериментального подтверждения последних двух пунктов можно привести работу [5], где экспериментально показано, что наибольшей интенсивностью обладает сонолюминесценция (СЛ) в вязких жидкостях с высоким поверхностным

натяжением (глицерин, этиленгликоль), а также работы по «однопузырьковой» СЛ, в том числе в серной кислоте [6].

Особый интерес представляет вопрос о методах сообщения достаточной энергии БП. Как уже было отмечено выше, акустические методы для этого малопригодны, по крайней мере, при использовании существующих в настоящее время акустических излучателей. Кроме того, многократные пульсации БП в конечном итоге могут привести к потере сферической формы и к его расщеплению, после чего дальнейшая накачка энергии становится невозможной.

Поэтому в наших экспериментах использовалось однократное высокоинтенсивное сжатие БП с использованием ударного воздействия на рабочую жидкость.

Несложно рассчитать, что для получения полностью ионизированной дейтерий-электронной плазмы в БП радиусом 5 мм (при нормальных условиях) необходимо затратить энергию около 30 Дж. В простейшем случае, при использовании ударного сжатия БП падающим грузом, такая энергия сообщается системе при падении груза массой 3 кг с высоты 1 м. Таким образом, очевидно, что для проведения эксперимента не требуется применения материалов с уникальными свойствами, однако необходимо разработать схему установки, передающей энергию удара пузырьку без нарушения его сферической формы и с соблюдением всех условий, перечисленных выше.

2. Численные оценки параметров установки ударного сжатия

Проведем численные оценки динамики пузырька при ударной нагрузке. Поскольку мы будем оценивать общий характер движения пузырька, а не термодинамические параметры газа в конечной стадии сжатия, то за основу математической модели возьмем простейшее уравнение Нолтинга-Непайреса для несжимаемой жидкости без учета теплообмена и заменим в нем синусоидальное изменение давления на давление возрастающее по закону, характерному для ударной нагрузки:

$$P(t) = P_m \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (4)$$

где P_m – максимальное давление, Па;

τ – параметр, определяющий скорость возрастания давления при ударе, с.

Уравнение движения запишется в этом случае следующим образом:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_\infty - P_s + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu\dot{R}}{R} + P_m \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) - \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} \right] = 0 \quad (5)$$

при начальных условиях:

$$\begin{aligned} R(0) &= R_0; \\ \dot{R}(0) &= \dot{R}_0 \end{aligned} \quad (6)$$

где R – текущий радиус пузырька, м,

P_∞ - статическое давление в жидкости, Па,

P_0 - давление в газе при $R=R_0$, Па,

P_s – давление насыщенных паров жидкости, Па,

ρ – плотность жидкости, кг/м^3 ,

μ – коэффициент динамической вязкости жидкости, Па·с,

σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м,

γ – показатель адиабаты,

Численные решения уравнения для различных начальных радиусов газовых пузырьков в глицерине приведены на рис.1. Как следует из расчетов, для пузырьков с малым равновесным радиусом скорость нарастания давления при ударной нагрузке может оказаться недостаточной для эффективной передачи энергии удара газу в пузырьке. Энергия удара в этом случае затрачивается на нагрев жидкости при затухающих пульсациях пузырька в вязкой жидкости.

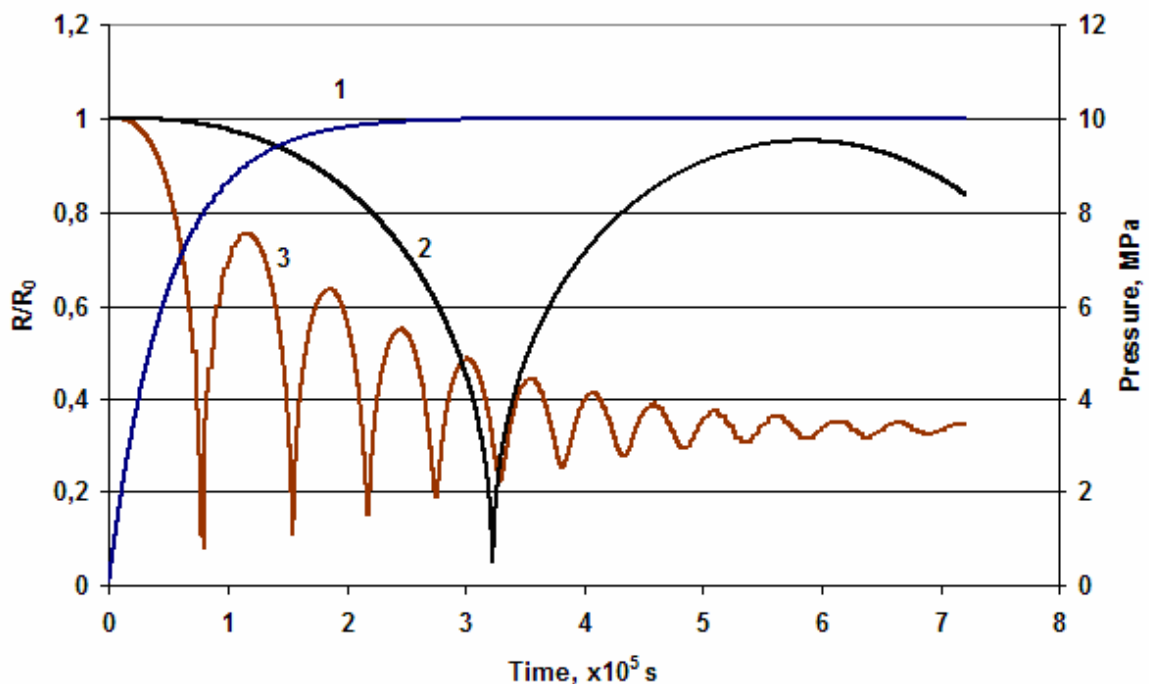


Рис.1. Численные решения уравнения пульсаций пузырьков в глицерине ($\mu=1$ Па·с) при ударном сжатии.

1 – Давление $P(t)=P_m \cdot (1-\exp(-t/\tau))$ при $P_m=10$ МПа, $\tau = 2 \cdot 10^{-5}$ с

2 – Изменение относительного радиуса при $R_0=3$ мм

3 – Изменение относительного радиуса при $R_0=0,5$ мм

При больших равновесных радиусах пузырька давление успевает возрасти до максимального значения до момента достижения пузырьком минимального размера, что способствует высокой эффективности передачи энергии.

Длительность фронта импульса давления можно оценить, зная характерные размеры сосуда с жидкостью L и скорость звука в жидкости c : $\tau \approx L/c$. Например, для сосуда с характерным размером $L = 5$ см и заполненным глицерином ($c = 1900$ м/с) значение $\tau = 0,05/1900 = 2,63 \cdot 10^{-5}$ с.

3. Экспериментальная установка

Для экспериментальной проверки гипотезы о возможности запуска реакции ЯС при ударном сжатии большого дейтериевого пузырька была разработана установка, схема которой приведена на рис.2.

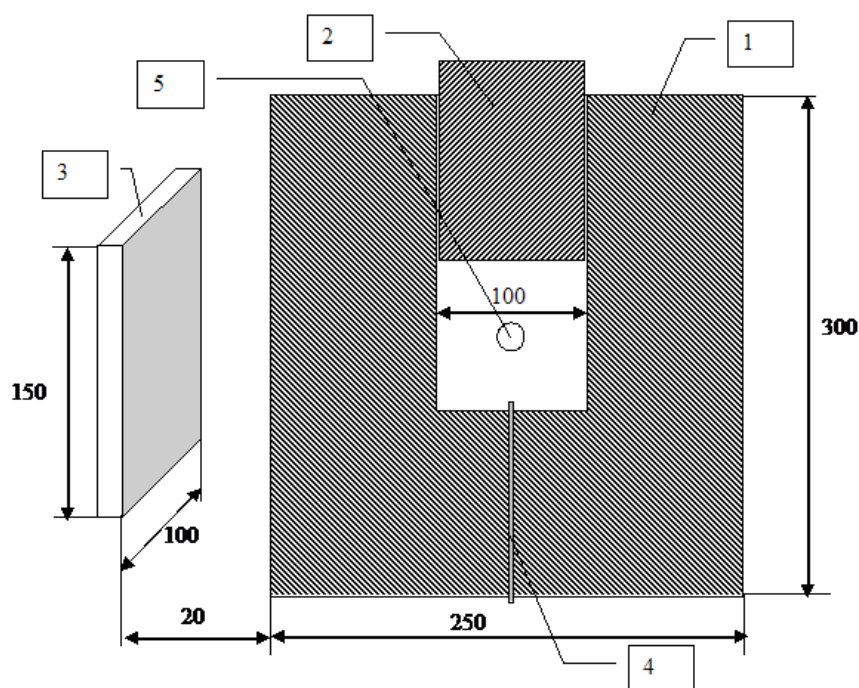


Рис.2. Схема установки ударного сжатия газового пузырька.

Установка представляет собой массивный толстостенный стальной цилиндр (1) с плотно входящим в него поршнем (2) из легкого алюминиевого сплава. В цилиндре находится жидкость, в качестве которой использовался глицерин ($C_3H_8O_3$). Выбор глицерина обусловлен следующими соображениями. Во-первых, интенсивность сонолюминесценции в глицерине наибольшая, из всех исследованных жидкостей [5,8], а поскольку яркость вспышки СЛ считается индикатором термодинамических параметров плазмы в пузырьке, то и условия для реакции ядерного синтеза в этих условиях наиболее благоприятны. Во-вторых, глицерин

является высоковязкой жидкостью (табл.1), что решает проблему герметичности зазора между цилиндром и поршнем установки, а также позволяет замедлять процесс всплытия БП, скорость которого вычисляется по формуле Стокса

$$V = \frac{g(\rho_0 - \rho')R_0^2}{3\eta} \quad (7)$$

где ρ_0 и ρ' – плотность жидкости и газа соответственно;

η – динамическая вязкость жидкости (табл.1);

R_0 – радиус пузырька.

Таблица 1

Зависимость вязкости глицерина и воды от температуры

Температура, °С	Динамическая вязкость глицерина, мПа·с	Динамическая вязкость воды, мПа·с
0	12100	1, 792
5	7050	1, 519
10	3950	1, 308
15	2350	1, 140
20	1480	1, 005
30	600	0, 8007
100	13	0, 2838
160	1	-

Из других физических свойств глицерина, оказывающих влияние на динамику газового пузырька отметим коэффициент поверхностного натяжения $\sigma=63$ мН/м (при 20 °С) и очень низкое давление насыщенных паров $P_s=0,133$ кПа (при 125 °С). (Для ртути $P_s=171$ кПа при 20°С).

Несложно вычислить, что при температуре +5°С и начальном радиусе пузырька $R_0=3$ мм скорость всплытия пузырька в глицерине составит около 5,3 мм/с, так что при высоте цилиндра 10 см наблюдение за всплывающим пузырьком можно проводить в течение десятков секунд. Вязкость легко регулировать в широких пределах, изменяя температуру жидкости.

В-третьих, скорость звука в глицерине составляет $c=1900$ м/с (в воде около 1500 м/с), что приближает систему жидкость-пузырек к модели несжимаемой жидкой среды и при этом вероятность разрушения пузырька ударной волной при ударе поршня о жидкость снижается. Важно также, что давление насыщенных паров глицерина в условиях эксперимента ничтожно мало, и влиянием паров рабочей жидкости можно пренебречь.

Пузырек дейтерия (5) вводился с помощью шприца (4), установленного в дне цилиндра. Начальный радиус пузырька определялся по объему закачанного газа и мог задаваться от 3 до 8 мм.

Весьма ответственным элементом экспериментальной установки является детектор нейтронов (3). Он составлен из пяти гелиевых счетчиков СМ-56, с общей активной площадью 150см^2 , что составляет с учетом геометрии установки $0,059$ полного телесного угла. Работа счетчика основана на реакции нейтронов с наполняющим камеру газом гелия-3: $n+{}^3\text{He} = p+T+764\text{ кэВ}$.

У данных счетчиков благодаря высокому сечению реакции ${}^3\text{He}(n,p)T$, составляющему для тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{-21}\text{ см}^2$ достигается практически предельная эффективность регистрации нейтронов.

Характеристики счетчика приведены в табл.2.

Таблица 2

Характеристики счетчика нейтронов СМ-56

Диаметр	18 мм
Длина рабочей части	150 мм
Режим работы	Пропорциональный счет
Давление ${}^3\text{He}$	0,7 МПа
Собственный фон, не более	10^{-3} с^{-1}
Сопротивление изоляции, не менее	10^{11} Ом
Рабочее напряжение	1200 В
Эффективность регистрации тепловых нейтронов, не менее	0,7
Время сбора заряда	10^{-6} с

Схема регистрации работала в режиме счета нейтронов с их накоплением в течение заданного промежутка времени. Время накопления составляла в нашем случае 1 секунду. Такое время было выбрано с учетом сложности синхронизации механического ударного устройства и электронной схемы.

Принцип работы схемы пояснен на рис.2.

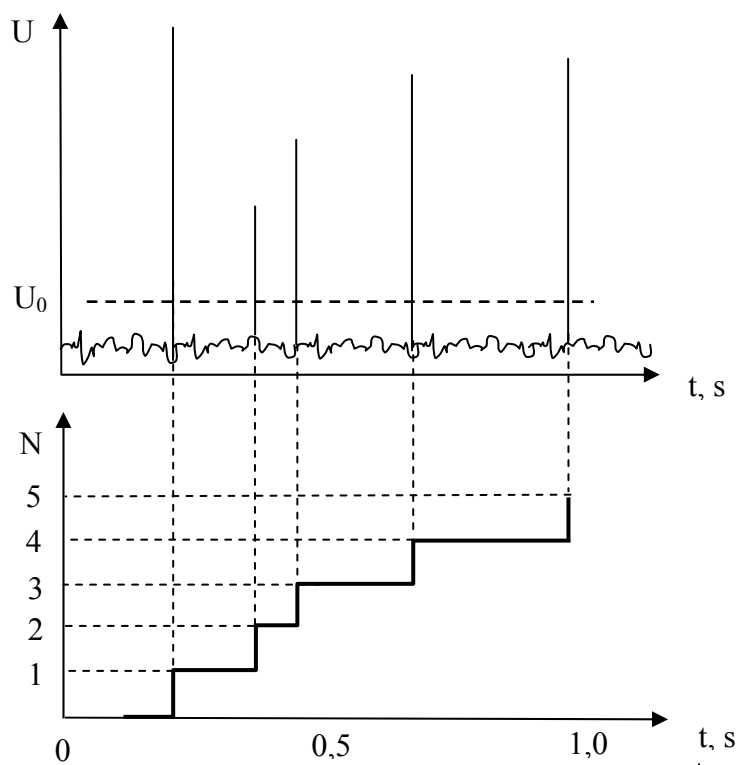


Рис.2. Принцип работы электронной схемы счета нейтронов. U - сигнал на выходе входного усилителя, U_0 - уровень среза шумового сигнала (90 мВ). N - число нейтронов, вылетевших за одну секунду.

При непрерывном облучении слабым потоком нейтронов (в примере на рис.2 - 5 с^{-1}) на выходе усилителя заряда наблюдается картина, показанная на верхнем рисунке. После среза сигнала (штриховая линия) он идет на сумматор-накопитель, который работает, как показано на нижнем рисунке. Ступеньки напряжения одинаковы по высоте. После завершения цикла счета уровень счета сбрасывается в ноль, и начинается новый цикл.

Регистрация нейтронов, образующихся при схлопывании газового пузырька, требует достаточно высокого временного разрешения как газового счетчика, так и электронной схемы. Если предположить, что временные параметры нейтронного импульса близки к параметрам вспышки солюминесценции (10^{-10} с , [9]), то непосредственный счет нейтронов в импульсе невозможен, т.к. время накопления заряда счетчика значительно превышает эту величину (10^{-6} с). Поэтому необходимо расширить нейтронный импульс во времени. Это производится с помощью замедления нейтронов в водородосодержащей среде. При этом достигалась и вторая цель – снижение энергии нейтронов до уровня тепловых, наиболее эффективно регистрируемых гелиевым счетчиком. Применение специальных замедлителей в виде слоев или оболочек полимеров является нежелательным, т.к. приводит к удалению детектора от

области генерирования нейтронов, а при этом телесный угол регистрации уменьшается. Поэтому в качестве замедляющей среды использовался глицерин, т.е. сама рабочая среда.

Численные оценки показали, что для замедления нейтронов с энергией 2,5 МэВ до 0,5 эВ в глицерине требуется около 25 столкновений нейтрона с ядрами водорода, что соответствует среднеквадратичному удалению от точки его рождения на 12 см и времени замедления около $3 \cdot 10^{-6}$ с. Поэтому с учетом линейных размеров цилиндра с глицерином (рис.1), можно ожидать, что основной поток нейтронов замедлится в самой рабочей жидкости без использования дополнительного замедлителя, а длительность нейтронного импульса увеличится до нескольких микросекунд. Таким образом, временные и энергетические параметры нейтронного импульса становятся достаточными для регистрации газоразрядными счетчиками типа СНМ-56.

С учетом геометрических размеров установки (рис.1) оценка параметров чувствительности дает следующие характеристики:

1. На активную поверхность детектора нейтронов попадает 0,059 из всех нейтронов, вылетевших из установки.

2. Время замедления нейтронов (т.е. время вылета из установки после схлопывания пузырька) 1...3 мкс. До тепловых энергии замедляются примерно половина от полного числа возникающих нейтронов.

3. Вероятность захвата теплового нейтрона детектором – 0,7.

Таким образом, можно приближенно считать, что регистрируется один нейтрон из 50 рожденных при ядерной реакции.

4. Проведение эксперимента и полученные результаты

На первом этапе экспериментов в цилиндр установки намеренно не устанавливались датчики приборов (измерения импульса давления, интенсивности световой вспышки и пр.) Это обусловлено необходимостью обеспечения максимальной жесткости конструкции реактора и симметрии потоков жидкости для сохранения сферической формы газового пузырька.

Глицерин перед экспериментом дегазировался путем нагрева до температуры +150°С, а затем охлаждался до +5°С для получения необходимой вязкости.

Дейтерий получали при химической реакции тяжелой воды с литием.

Энергия удара регулировалась изменением массы и высоты падения груза на поршень установки и составляла 5...500 Дж. После залива глицерина и установки поршня включалась электронная схема, которая работала в течение 30 минут для устранения дрейфов напряжений

и контроля естественного фона. Фон нейтронного излучения в условиях проведения экспериментов составлял от 1 до 5 нейтронов в минуту.

После этого производился контрольный удар (без пузырька) с максимальной энергией с целью проверки влияния вибрации установки на работу детектора нейтронов. Во всех случаях подобное влияние отсутствовало.

Затем в установку вводился пузырек воздуха объемом 0,1...2 мл и производился удар с максимальной энергией. Момент удара поршня о жидкость рассчитывался таким образом, чтобы всплывающий пузырек находился на половине высоты цилиндра, что обеспечивало максимальную симметрию потока жидкости. В этих экспериментах нейтроны зарегистрированы не были.

На последнем этапе вводился пузырек с дейтерием. Объем пузырька изменяли в процессе экспериментов также от 0,1 до 2 мл (что соответствует радиусу 2,88...7,82 мм).

Заметим, что при трех варьируемых параметрах (начальный радиус пузырька и энергия удара, которая может регулироваться массой груза или его конечной скоростью) для надежной статистики необходимо весьма большое число экспериментов. Поэтому вначале были проведены оценочные опыты, по результатам которых был найден начальный радиус газового пузырька, сжатие которого давало наиболее воспроизводимые результаты.

Было установлено, что при температуре глицерина +5°C наибольшая воспроизводимость результатов имеет место при начальном радиусе пузырька равном 3...5 мм. Предположительно, это связано с устойчивостью сферической формы пузырька. При больших радиусах квадратично возрастает скорость всплытия пузырька с каплеобразным искажением формы. При меньших начальных радиусах начинает сказываться недостаточная скорость нарастания давления, которая требуется для эффективного накопления кинетической энергии. Примененное в экспериментах ударное механическое устройство не позволяло создавать скорость падения груза большую 10 м/с при его массе 10 кг. (Полная масса установки, определявшаяся, главным образом, массой стального цилиндра, составляла 110 кг).

При указанных радиусах искажения сферической формы пузырька визуально не наблюдались, а скорость его всплытия составляла 3-6 мм/с.

Результаты серии экспериментов при начальном радиусе пузырька $R_0=3$ мм представлены в табл.3.

Для каждого значения энергии удара в интервале 10...500 Дж проводилась серия из 10 экспериментов, при которых фиксировались показания счетчика нейтронов непосредственно после удара.

Для подтверждения того, что результаты экспериментов не могут объясняться фоновым излучением или случайными факторами, нами были проведены контрольные

эксперименты. В контрольных опытах все условия экспериментов сохранялись, кроме того, что вместо дейтерия пузырек содержал воздух.

Таблица 3

Результаты серии экспериментов при различной энергии удара (дейтерий, $R_0=3\text{мм}$)

Номер опыта	Счет импульсов N при энергии удара, Дж										
	10	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
1	0	1	2	2	7	2	5	6	3	9	0
2	0	2	2	0	6	6	9	8	8	8	2
3	1	1	1	5	6	7	1	9	6	9	15
4	0	2	1	5	4	2	3	6	0	7	11
5	1	0	1	4	6	5	5	9	7	6	0
6	1	0	1	3	5	1	6	2	3	9	2
7	0	2	3	4	2	4	3	7	10	10	7
8	1	1	1	4	2	9	5	5	4	7	5
9	0	2	1	4	5	3	5	4	6	16	8
10	0	2	1	1	2	5	11	1	8	9	2
Среднее	0,4	1,3	1,4	3,2	4,5	4,4	5,3	5,7	5,5	9	5,2
Дисперсия	0,27	0,68	0,49	2,84	3,61	6,26	8,45	7,56	8,94	7,55	25,06

При этих экспериментах нейтроны не были зарегистрированы, за исключением нескольких случаев, в которых, по-видимому, регистрировалось фоновое нейтронное излучение или собственный фон счетчика. Фоновое излучение в условиях проведения экспериментов составляло $1...5 \text{ мин}^{-1}$. При интервале измерений (счета) в одну секунду вероятность регистрации фонового нейтрона составляет не более 0,08, так что из 459 нейтронов, зарегистрированных в серии измерений табл.1 (общее время измерений составляет 110 с), только $110 \cdot 0,08 = 9$ могут быть фоновым излучением. Таким образом, можно утверждать, что результаты экспериментов, во-первых, однозначно связаны с наличием дейтерия в пузырьках, и, во-вторых, не могут быть объяснены фоновыми излучениями.

Анализ данных табл.3 показывает, что выход нейтронов в подобных экспериментах достаточно сложно связать с энергией удара. Среднее число нейтронов в одном импульсе с увеличением энергии удара увеличивается, но возрастает и его дисперсия, что указывает на значительное снижение воспроизводимости опытов. По-видимому, это связано со сложностью создания идентичности условий проведения эксперимента, таких как положение пузырька в момент удара, искажение его формы и т.п. Кроме того, после однократного проведения эксперимента необходимо было заменять рабочую жидкость, т.к. образовавшаяся после эксперимента газовая подушка препятствовала эффективному сообщению энергии пузырьку при повторении эксперимента. Замена жидкости также не способствует сохранению идентичности условий экспериментов. В некоторых случаях визуально наблюдалось дробление пузырька на множество мелких пузырьков, которые находились в жидкости в виде

мутного облака (высокая вязкость не позволяла им всплывать). В таких случаях выхода нейтронов зафиксировано не было.

Заметим еще одно интересное обстоятельство. Из табл.3 следует, что при энергиях удара 10...50 Дж наблюдается заметное превышение выхода нейтронов над фоном. В то же время, как можно показать элементарным расчетом, этой энергии явно недостаточно не только для адиабатического нагрева газа до термоядерных температур, но даже для полной ионизации газа. По-видимому, этот факт служит подтверждением гипотезы об образовании сходящейся сферической ударной волны в газе, сообщающей энергию лишь небольшой центральной области газового пузырька.

Для выяснения физического механизма генерирования нейтронов в проведенных экспериментах необходимы дальнейшие исследования. Представляется весьма вероятным механизм реакции ядерного синтеза в условиях сильно неравновесной плазмы в ударной волне, предложенный авторами работы [10].

4. Заключение

Несмотря на предельную простоту экспериментальной установки можно считать надежно установленным факт генерации нейтронов при сжатии дейтериевого пузырька в глицерине, который может быть следствием инициирования реакции ядерного синтеза в дейтериевой плазме.

Для дальнейшего исследования физического механизма процессов в сжимающемся газовом пузырьке необходимо продолжение экспериментов на более сложной установке с проведением измерения давления в жидкости, контроля формы и радиуса пузырька во времени, энергии и спектрального состава световой вспышки.

Предполагаемые пути усовершенствования экспериментальной установки следующие:

1. Проведение эксперимента с жидкими металлами, в которых скорость звука значительно больше, чем в жидкости.
2. Использование энергии электрогидравлического удара или микровзрыва.
3. Проведение экспериментов по резонансной накачке энергии при низких частотах колебаний давления в поршневом режиме.
4. Снижение энергетического порога реакции с использованием трития.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ГУП «Геофизика» Ахмедшину А.М. и Ефимову С.С. за разработку электронной схемы и программного обеспечения для счетчика нейтронов.

Литература:

1. Taleyarkhan R. P., West C.D., Lohey R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation, Science 295, pp.1868–1873 (2002).

2. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S. et al. - Theory of supercompression of vapor bubbles and nanoscale thermonuclear fusion //Physics of Fluids. - 17, 107106 (2005)
3. Taleyarkhan R. P., West C.D., Lohey R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C., Y.Xu. Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation. Pys. Rev. Lett. 96, 034301 (2006)
4. Аганин А.А., Ильгамов М.А. Численное моделирование динамики газа в пузырьке при схлопывании с образованием ударных волн //Прикл. Мех. Техн. Физ., 1999, Т.40, №2. С.101-110.
5. Смородов Е.А. Экспериментальные исследования кавитации в вязких жидкостях. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Москва, Акустический институт АН им. Андреева, 1987.
6. Flannigan D. J., Suslick K.S.. Molecular and atomic emission during single-bubble cavitation in concentrated sulfuric acid //Acoustics Research Letters Online, 2005 - Volume 6, Issue 3, pp. 157-161
7. Gaitan D.F., Crum C.C., Churh C.C., Roy R.A. J. Acoust. Soc. Am. **91**. 3166 (1992)
8. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция, М.: Химия, 1986.-288 с.
9. R.A. Hiller, S. J. Putterman, K.R. Weninger. Time-Resolved Spectra of Sonoluminescence.// Phys. Rev. Lett. 80, pp.1090–1093 (1998)
10. Великодный В. Ю., Битюрин В. А.. О возможности термоядерного синтеза во фронте ударной волны // Прикладная физика, 2001, № 3, С. 12-19