



Общероссийский математический портал

Р. И. Нигматулин, Р. Т. Лэхи (мл.), Р. П. Талейархан, К. Д. Вест, Р. С. Блок,  
О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках, *УФН*, 2014, том 184,  
номер 9, 947–960

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409b.0947

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и  
согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

26 марта 2025 г., 08:36:52



## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

## О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках

Р.И. Нигматулин, Р.Т. Лэхи (мл.), Р.П. Талейархан, К.Д. Вест, Р.С. Блок

Изложены экспериментальные и теоретические основы так называемого пузырькового термоядерного синтеза (термояда). В этом процессе в центре цилиндрической колбы с дейтерированным ацетоном при резонансной частоте 20 кГц и сфокусированном акустическом воздействии создаётся кавитационный сферический кластер диаметром  $\sim 10^{-2}$  м из сферических паровых пузырьков. Под действием акустического поля пузырьки совершают объёмные осцилляции с острым коллапсом в стадии сжатия. В течение примерно 50 акустических осцилляций кластер сохраняет околосферическую форму. В стадиях коллапсов кластер излучает с частотой  $\sim 2000$  с $^{-1}$  импульсы термоядерных нейтронов с энергией 2,5 МэВ. Производительность нейтронов  $\sim 10^5$  с $^{-1}$ . Параллельно с такой же производительностью идёт образование ядер трития. Численное исследование показало, что в центральных пузырьках кластера с паром, имеющим достаточно большую молекулярную массу, в стадии коллапса образуются сходящиеся к центрам пузырьков сферические ударные (микроударные) волны, которые фокусируют энергию в центрах пузырьков. Во время отражения ударных волн от центров пузырьков образуются экстремальные сферические (наносферические) зоны, которые имеют размер  $\sim 10^{-7}$  м, температуру  $\sim 10^8$  К, плотность  $\sim 10^4$  кг м $^{-3}$  в течение  $\sim 10^{-12}$  с. За это время в такой наносферической зоне образуется около 10 термоядерных нейтронов и ядер трития. Парадоксально, но именно кластерная (а не стримерная) кавитация и достаточно высокая молекулярная масса пара (что обеспечивает низкую скорость звука в паре) D-ацетона (C<sub>3</sub>D<sub>6</sub>O), по сравнению, например, с молекулярной массой пара дейтерированной воды D<sub>2</sub>O, в наших экспериментах являются необходимыми условиями образования сходящихся сферических микроударных волн в центральных пузырьках кластера. Именно эти волны создают достаточную для образования термоядерных актов фокусировку энергии в наносферических зонах около центров пузырьков. Обсуждается критика представленной концепции "пузырькового термояда", в том числе, опубликованная в журнале Успехи физических наук.

PACS numbers: 28.52.-s, 47.40.Nm, 52.50.Lp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409b.0947

## Содержание

1. Введение (947).
  2. Анализ экспериментов (949).
  3. Анализ критических замечаний по эксперименту (951).
  4. Теоретический анализ сверхсжатия парового пузырька (955).
  5. Анализ критических замечаний по теории (958).
  6. Заключение (959).
- Список литературы (959).

**Р.И. Нигматулин.** Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп. 36, 117997 Москва, Российская Федерация  
E-mail: nigmar@ocean.ru

**Р.Т. Лэхи (мл.), Р.С. Блок.** Rensselaer Polytechnic Institute, 110 8th Street, Troy, New York 12180-3590, USA  
E-mail: laheyr@rpi.edu, blockr@rpi.edu

**Р.П. Талейархан.** Purdue University, 400 Central Drive, W. Lafayette, IN 47907-1290, USA  
E-mail: rusi@purdue.edu

**К.Д. Вест.** Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box 2008, Oak Ridge, TN 37831, USA  
E-mail: herderwest@comcast.net

Статья поступила 30 декабря 2013 г.,  
после доработки 24 марта 2014 г.

## 1. Введение

Фокусировка энергии (кумуляция) при сферически-симметричном течении идеальной несжимаемой жидкости, окружающей сферическую полость (пузырёк) с неизменяющимся, в частности нулевым, давлением в ней, описывается каноническим уравнением Рэлея. Е.И. Забабахиным (см. русскоязычную [1] и англоязычную [2] монографии) показано влияние вязкости и сжимаемости внешней жидкости, которое, хотя и снижает интенсивность кумуляции, при достаточно большом перепаде давлений вдали от пузырька и в полости не ограничивает возрастание давления в некоторой зоне около пузырька (см. также известную книгу Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [3]). Такое ограничение обусловлено, во-первых, всегда имеющимся в пузырьке газом (паром), который при достаточном сжатии, определяемом процессами внутри пузырька, станет тормозить сходящуюся жидкость. Во-вторых, это ограничение обусловлено возрастающими возмущениями сферически-симметричного сходящегося течения и его развалом.

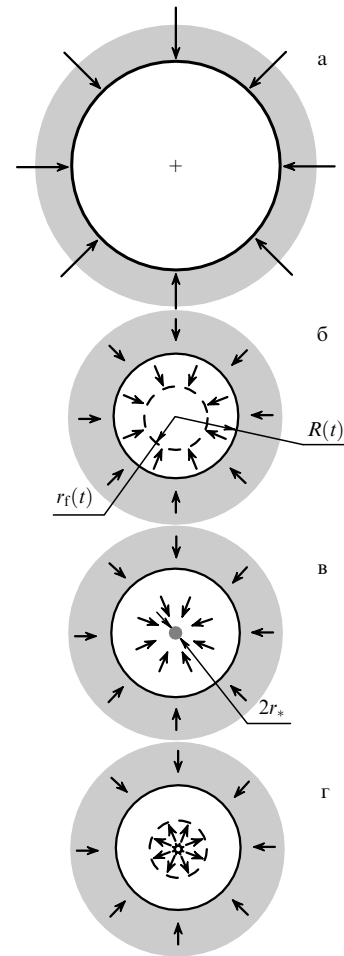
Возможность сильного сжатия вещества для реализации ядерных реакций посредством ударного сжатия, близкого к сферически-симметричному обжатию

(имплозии), полости диаметром около 1 м, рассматривалась при выборе схем ядерных бомб. Позднее, в 1990-е годы, такая фокусировка кинетической энергии привлекла внимание в связи с парадоксами в многочисленных экспериментах с пузырьковой сонолюминесценцией [3–6]. В этих экспериментах крошечные пузырьки размером около 10 мкм, подвергаемые периодическому сжатию и расширению в акустическом поле, в стадии острого сжатия, когда размер пузырька уменьшается до величины менее чем 1 мкм, испускают интенсивные световые импульсы с очень малой длительностью, иногда составляющей всего 50 пс.

Экспериментальные измерения и результаты расчётов показали, что температура в центре пузырька, заполненного воздухом или азотом, может достигать  $T_* \sim 10^6$  К. В связи с этим стали говорить о возможности термоядерных актов типа  $D + D$  внутри пузырьков с дейтерием  $D_2$  или паром дейтерированной воды  $D_2O$ . Такие сверхкороткие и сверхвысокотемпературные импульсы могут производиться не столько в результате самого почти адиабатического сжатия всей массы газа в пузырьке (такое сжатие может создать температуру лишь порядка 5000 К), сколько вследствие ударно-волновой кумуляции (фокусировки) газа только около центра пузырька.

На рисунке 1 показана схема такого процесса, где поверхности пузырька соответствует окружность радиусом  $R(t)$ . Эта межфазная граница (поршень) при достаточных скоростях её движения к центру пузырька может создать впереди себя сходящуюся к центру сферическую ударную волну радиусом  $r_f(t)$  (рис. 1б). Вследствие фокусировки ударной волны и её отражения от центра образуется крошечная сферическая область радиусом  $r_*$  (рис. 1в), в которой полностью ионизованный газ имеет экстремально высокие температуру и плотность в течение очень короткого времени  $t_*$ . Расчёты [7] показали<sup>1</sup>, что эта плазма в сферической области  $r < r_* \sim 3$  нм в течение  $t_* \sim 50$  пс имеет температуру  $T > 10^5$  К, плотность  $\rho \sim 10^4$  кг м<sup>-3</sup>, а в течение ещё более малого времени,  $t_{**} \sim 1$  пс, температура плазмы достигает величины  $T > 10^6$  К. В [7] также показано, что при сжатии подобных малых, с исходным размером  $\sim 10$  мкм, пузырьков, но заполненных дейтерием или паром дейтерированной воды, максимальная температура при сжатии существенно ниже, чем для вышеупомянутых пузырьков, заполненных воздухом или азотом. В таких условиях термоядерные акты не могут реализовываться. В связи с этим авторы [7] стали активно доказывать невозможность получения достаточной для термоядерных актов  $D + D$  кумуляции в экспериментах с сонолюминесценцией.

Авторы настоящей статьи решили найти возможности усиления кумуляции, используя существенно другие режимные параметры процесса. Во-первых, должны быть выбраны другие параметры пузырьков систем,



**Рис. 1.** Схема процесса сжатия пузырька. (а) Начало сжатия пузырька. (б) Образование сферической ударной волны при сжатии пузырька,  $r_f$  — фронт ударной волны,  $R(t)$  — радиус пузырька. (в) Стадия с экстремально сжатой плазмой в центральной зоне радиусом  $r_*$ , в которой могут происходить термоядерные акты. (г) Стадия разлёта этой зоны.

определяющие размеры пузырьков и их содержимое. Вторых, необходимо использование более сильных акустических полей.

Возможность реализации термоядерной реакции при коллапсе кавитационных паровых пузырьков (что получило название "пузырьковый термоядерный синтез (термояд)") теоретически и экспериментально была показана нашей группой в ряде публикаций в ведущих научных журналах [8–19], а также подтверждена и развита в экспериментах [20]. Более подробное изложение на русском языке имеется в малотиражном издании [13]. Первая публикация с экспериментальной реализацией пузырькового термояда [10] последовала после жаркой дискуссии в 2001 г. в Ок-Риджской национальной лаборатории (Oak Ridge National Laboratory — ORNL), где были выполнены основные эксперименты. После дискуссии руководство ORNL рекомендовало опубликовать результаты. Публикации в *Science* предшествовали детальному рецензированию и заметка главного редактора *Science* Д. Кеннеди [21] с комментариями к "приключениям" нашей статьи [10] в редакции. Д. Кеннеди, в частности, сообщил о звонках и письмах с возражениями, не содержащими научных аргументов, против публикации [10] и о том, что кому-то очень не хотелось,

<sup>1</sup> Следует иметь в виду, что в [7] некорректно учитывался тепло- и массообмен (см. [8, 9]) в стадии расширения и начального сжатия пузырька. В пузырьке размером  $\sim 10$  мкм за время расширения или сжатия  $\sim 10$  мкс температура газа успевает сравняться с температурой жидкости, т.е. процесс является изотермическим, а не адиабатическим, как принято в [7]. Для парового пузырька некорректно учитывался процесс испарения и конденсации пара. Всё это сказывалось на оценках величин  $r_*$ ,  $t_*$ ,  $T_*$ .

чтобы статья была опубликована. После опубликования [10] её результаты докладывались и обсуждались на многих конференциях и семинарах по ядерной физике, физике взрыва, акустике, гидродинамике. Но небольшая группа оппонентов вместо проведения научных обсуждений решила использовать журналистов. Журнал *Nature news* опубликовал ряд заметок пишущей на разнообразные научные темы журналистки Е. Рич [22], направленных против одного из авторов наших совместных работ, без упоминания нас — его соавторов, при категорическом отказе представить другую точку зрения и наши аргументы. В США, для того чтобы представить этого автора фальсификатором при проведении экспериментов, был даже привлечён конгрессмен. Несколько смеявшихся друг друга комиссий, разбивавших обвинения против этого автора, отклонили все обвинения по качеству проведения экспериментов, но последняя комиссия нашла повод, чтобы обвинить его в том, что он способствовал включению соавтором публикации [20] студента, вклад которого был незначительным. В результате всех этих разбирательств негативные *предубеждения* по отношению к нашим исследованиям по термоядерным эффектам при коллапсе паровых пузырьков усилились.

Вся эта история была тщательно исследована и документально изложена С. Кривитом в [23].

Процесс коллапса газовых и паровых пузырьков сопровождается целым рядом парадоксов, и он, несомненно, имеет перспективы в ядерных технологиях. Журнал *Успехи физических наук* статьёй А.А. Говердовского, В.С. Имшенника и В.П. Смирнова [24] привлёк внимание физиков к возможности ядерно-физических процессов при схлопывании кавитационных паровых пузырьков. Авторы статьи [24] подвергли критике систему наших нейтронных и тритиевых измерений [10–12], выполненных в ORNL, а также эксперименты Ксю и Батта [20], проведённые в Университете Пурду (Purdue University), и на основе своей теоретической схемы сделали вывод о принципиальной невозможности достижения в пузырьке условий для термоядерного синтеза.

Отметим, что критические утверждения подобного рода неоднократно ранее обсуждались и опровергались в дискуссиях и рецензиях на наши публикации, но негативные предубеждения ещё очень сильны. Об этом свидетельствует то, что наши критики неоднократно повторяют свои аргументы, но никогда не комментируют наши ответы на их критику. Поэтому более широкий научный анализ парадоксальных физических явлений, каковыми, несомненно, являются коллапс паровых пузырьков и пузырьковый термояд, перекликающийся с лазерным термоядом, представляется актуальным. Этот анализ, учитывающий все аргументы наших критиков, показывает несостоятельность основных положений статьи [24].

## 2. Анализ экспериментов

В работах [10–20] представлены эксперименты (рис. 2), в которых в колбе диаметром 6,5 см и высотой 20 см из стекла Ругех с дегазированным и охлаждённым (до  $\approx 0^\circ\text{C}$ ) дейтерированным ацетоном  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$  создавался сферический кластер диаметром  $\approx 1$  см (рис. 3а) кавитационных паровых пузырьков (по оценкам их диаметр достигал  $\sim 1$  мм). Для этого использовался пьезоэлектрический акустический генератор (АГ), наложенный в виде цилиндрического кольца на внешнюю цилиндрическую поверхность колбы. АГ создавал сфокусированное на некотором участке оси колбы сферически-симметричное акустическое поле (с резонансной для колбы с ацетоном частотой  $f_{\text{ac}} \approx 19,4$  кГц, что соответствовало периоду акустического цикла  $f_{\text{ac}}^{-1} \approx 52$  мкс).

Для генерации зародышей кавитации использовался генератор первичных нейтронов (ГПН). Чаще всего это был импульсный генератор, который излучал нейтроны с энергией 14 МэВ и интенсивностью  $Q_1 \approx 10^6$  нейтронов в 1 с в импульсном режиме с частотой импульсов  $f_1 \approx 200$  Гц. В качестве ГПН иногда использовался стационарный Pu–Be-источник нейтронов ( $Q_1 \sim 2 \times 10^6$  с $^{-1}$  с энергией до 10 МэВ). В экспериментах [17] зародыши кавитации инициировались не первичными нейтронами

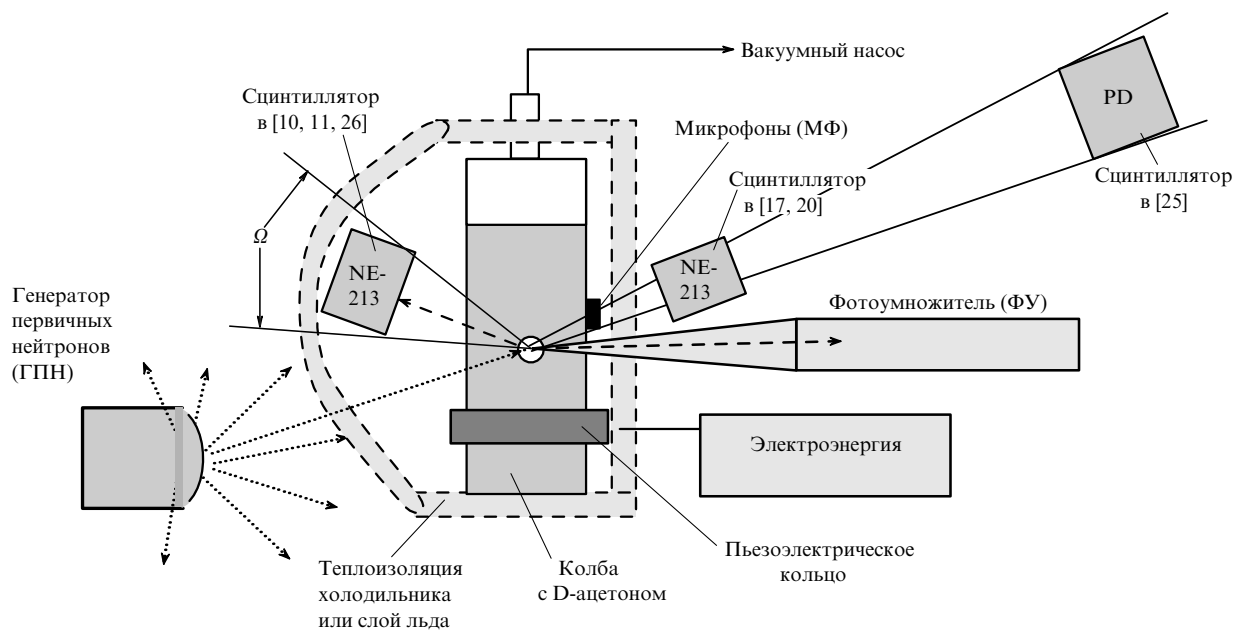


Рис. 2. Схема постановки экспериментов [10–20] по получению пузырькового термояда.

ГПН, а альфа-частицами, излучаемыми растворёнными в ацетоне солями урана.

В экспериментах измерялись нейтронные потоки с помощью жидкостного нейтронного сцинтиллятора NE-213 размером 5 см × 5 см; число люминесцентных вспышек измерялось с помощью фотоэлектронного умножителя (ФУ), изменение концентрации трития в ацетоне — с помощью сцинтилляционного спектрометра Бекмана, а удары о стенку колбы регистрировались микрофонами (МФ).

В экспериментах [17] с кавитацией, инициируемой альфа-частицами, использовались, помимо сцинтиллятора NE-213, три детектора гамма-фотонов и нейтронов: детектор на основе LiI, трековый пассивный детектор CR-39 и сцинтилляционный детектор на основе NaI.

Для охлаждения ацетона в большинстве экспериментов вся установка помещалась в холодильник, но иногда колба окружалась или пластиковой теплоизоляцией, или слоем льда. На рисунке 2 показано, что в экспериментах [17, 20] и дополнительных измерениях [25] при проведении нами экспериментов [10] сцинтиллятор экранировался теплоизоляцией или слоем льдом, а в [10, 11, 26] — не экранировался.

Ниже обсуждаются эксперименты в восьми режимах при фиксированном ядерно-физическом воздействии (посредством ГПН или излучения альфа-частиц), различавшихся только тремя двузначными характеристиками:

- 1) с кавитацией (кластерной) или без кавитации (что определялось режимом работы АГ);
- 2) с жидким D-ацетоном или жидким H-ацетоном в колбе;
- 3) с охлаждённой ( $\approx 0^\circ\text{C}$ ) или неохлаждённой ( $\approx 20^\circ\text{C}$ ) жидкостью в колбе.

Среди этих восьми режимов — четыре режима с кластерной кавитацией и четыре режима без кавитации.

Под действием акустического поля пузырьки в кластере совершают объёмные колебания с острым коллапсом в конце стадии сжатия. Коллапс пузырька инициировал сильную расходящуюся акустическую волну, которая фиксировалась микрофонами (МФ) на внешней стенке колбы (см. рис. 2). В течение около 50 акустических осцилляций кластер сохранял околосферическую форму. В стадиях коллапсов таких осцилляций, когда радиус пузырьков, по нашим оценкам, уменьшался до  $\sim 20$  мкм, пузырьки излучали короткие люминесцентные вспышки света. В одном и только одном из указанных выше восьми режимов, а именно:

- 1) с кластерной кавитацией;
- 2) с D-ацетоном;
- 3) с охлаждением ( $0^\circ\text{C}$ ),

возникали сцинтилляции от вторичных нейтронов с энергией 2,5 МэВ, согласованные по времени с люминесцентными вспышками в фотоумножителе (ФУ) и ударами о стенки колбы, фиксируемыми МФ. Одновременно в охлаждённом D-ацетоне происходило накопление трития. Наличие быстрых нейтронов с энергией 2,5 МэВ и трития свидетельствовало о термоядерных актах.

По нашим измерениям [10, 11] и измерениям [20] частота нейтронных импульсов  $f_2$  и производительность нейтронов  $Q_2$  составляли:

$$f_2 = (2,3 \pm 0,2) \times 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.1)$$

$$Q_2 = (4 \pm 1) \times 10^5 \text{ с}^{-1},$$

т.е. в каждом импульсе было около  $Q_2/f_2 \sim 150-200$  нейтронов. Параллельно с той же производительностью шло образование ядер трития.

При инициировании кавитации альфа-частицами из растворённой соли урана [17] производство вторичных нейтронов и трития было меньшим:

$$Q_2 \sim 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad (2.2)$$

что, по-видимому, связано с различием в структуре кавитационного кластера.

В неохлаждённом ( $\approx 20^\circ\text{C}$ ) D-ацетоне образования быстрых нейтронов и трития не наблюдалось. Наши расчёты [9] показали, что при большей температуре испаряется бо́льшая масса пара в кавитирующих пузырьках, который своим давлением тормозит жидкость, сжимающую этот пар. Это существенно снижает глубину сверхжатия (коллапса) пузырьков при фиксированной мощности АГ.

Производительность вторичных (кавитационных) нейтронов  $Q_2$  измерялась разностью  $\Delta N_2$  числа сцинтилляционных сигналов  $N_c$  при работе с кластерной кавитацией в течение фиксированного времени  $\Delta t$  ( $\Delta t \sim 300$  с) и числа сцинтилляций  $N_1$  за такое же время  $\Delta t$  без кавитации,  $\Delta N_2 = N_c - N_1$ :

$$Q_2 = \frac{\Delta N_2}{\eta_2 \Delta t}, \quad (2.3)$$

где  $\eta_2$  — эффективность системы измерений потока вторичных нейтронов. Отметим, что  $N_1$  — число фоновых сцинтилляций от первичных нейтронов из ГПН. Их интенсивность составляла  $N_1/\Delta t \sim 500 \text{ с}^{-1}$ .

Немного позднее Ксю и Батт [20] показали, что после совершения примерно  $n \approx 50$  акустических колебаний кластер теряет сферическую форму и вместе с этим прекращается производство вторичных нейтронов (см. помеченный стрелкой кадр на рис. 3а, соответствующий  $t \approx 3,0$  мс). Производство вторичных нейтронов возобновляется после образования нового сферического кластера. Учитывая частоту нейтронных импульсов  $f_2$ ,

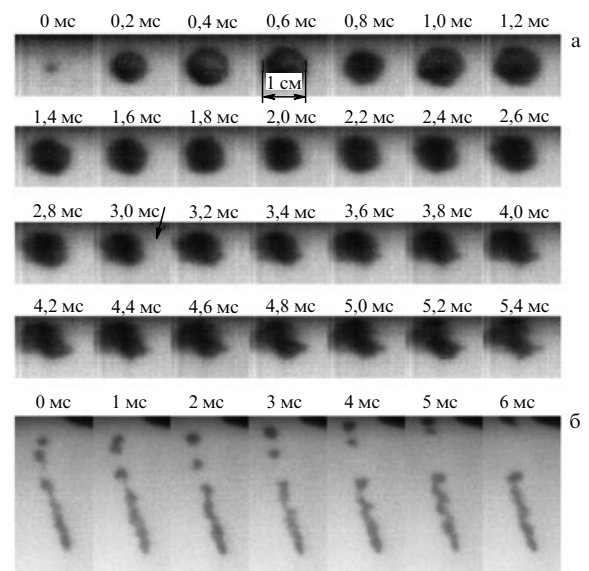


Рис. 3. Фоторегистрация кластерного (а) и стримерного (б) режимов кавитации. На четвёртой слева фотографии в верхнем ряду на рис. а указан диаметр кластера ( $\approx 1$  см).

приведённую в (2.1), получим, что частота образования сферического кластера ("дееспособного") составляет  $f_{cl} \approx f_2/n \sim 40-50 \text{ с}^{-1}$ .

Если кавитация происходит в виде пузырьковых стримеров (рис. 3б), а не сферического кластера, то нейтроны не образуются ( $\Delta N_2 = 0$ ) из-за отсутствия кластерной фокусировки акустической волны. Это очень важное обстоятельство, поскольку, чтобы настроить кавитацию на кластерный режим в условиях описанных экспериментов, требуется наличие определённого навыка у экспериментатора.

Приращение за счёт кластерной кавитации числа регистрируемых сцинтилляций  $\Delta N_2$ , вызванных нейтронами с энергией  $E$  в диапазоне

$$0,7 < E < 2,5 \text{ МэВ}, \quad (2.4)$$

в колбе с охлаждённым D-ацетоном составляло

$$\Delta N_2 = \chi N_1. \quad (2.5)$$

Следует иметь в виду, что в экспериментах производительность ГПН была фиксированной:  $Q_1 \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Для этой производительности ГПН в условиях [10]

$$\chi = 0,04, \quad (2.5a)$$

а в условиях [11] при более эффективной организации кластерной кавитации и использовании более совершенной системы детекции первичных и вторичных нейтронов

$$\chi = 0,35 \pm 0,21. \quad (2.5b)$$

Таким образом, число сцинтилляций, обусловленных вторичными (термоядерными) нейтронами, по сравнению с фоновым числом сцинтилляций  $\Delta N_1$ , создаваемых первичными нейтронами из ГПН, составляет *уверенно измеряемую величину*.

Подчеркнём, что приращение (2.5), (2.5a), (2.5b) числа регистрируемых сцинтилляций имело место только в одном из четырёх кавитационных режимов: кластерная кавитация охлаждённого D-ацетона. Для остальных трёх кавитационных режимов (с неохлаждённым D-ацетоном, с охлаждённым и неохлаждённым H-ацетоном) приращение сцинтилляций (2.5) за счёт кластерной и некластерной кавитации было статистически незначимым:

$$\chi = \pm 0,9 \times 10^{-2}. \quad (2.6)$$

Ещё один важный факт. Кавитация для всех четырёх кавитационных режимов никогда не давала статистически значимого приращения сцинтилляций с энергией

$$E > 2,5 \text{ МэВ}, \quad (2.7)$$

хотя таких фоновых сцинтилляций от первичных нейтронов, излучённых генератором ГПН, было достаточно много.

### 3. Анализ критических замечаний по эксперименту

Говердовский и др. [24] предлагают свои оценки производства (в реакции  $D + D$ ) нейтронов и трития в наших экспериментах с кавитацией в охлаждённом D-ацетоне. Ниже указаны ошибки в этих оценках и последовавшие из них неверные выводы.

На том основании, что эффективность использованного в [10–12] сцинтиллятора NE-213  $\eta_s = 0,1$ , а мы в (2.3) в качестве эффективности использовали во много раз меньшую величину  $\eta_2$ , Говердовский и др. [24] утверждают, что заявленная в [10–12] производительность нейтронов  $Q_2$  многократно завышена. Для разъяснения приходится изложить азы теории измерения нейтронных потоков. Критикам надо бы знать, что  $\eta_s = 0,1$  — это только *внутренняя* эффективность указанного сцинтиллятора. А для определения эффективности  $\eta_2$  системы регистрации нейтронов из нейтронного источника, каковым является кластер в колбе с ацетоном, следует иметь в виду, помимо коэффициента эффективности сцинтиллятора  $\eta_s$ , три следующих фактора (см. учебники [27, 28]):

1) телесный угол  $\Omega$ , охватываемый сцинтиллятором, относительно исследуемого сферически-симметричного нейтронного источника

$$\Omega \approx \frac{s}{4\pi L^2} = \frac{a^2}{4L^2}, \quad (3.1)$$

где  $s = \pi a^2$  и  $a$  — миделевое сечение и радиус сцинтиллятора соответственно,  $L$  — расстояние между нейтронным источником (центром пузырькового кластера в колбе) и сцинтиллятором;

2) экранирование и рассеяние нейтронов на пути к сцинтиллятору (в колбе с ацетоном и др.), сопровождающееся потерей их энергии. В результате исходный (из пузырькового кластера) моноэнергетический поток вторичных (термоядерных с энергией 2,5 МэВ) нейтронов в сцинтилляторе имеет спектр энергий в диапазоне от нуля (тепловые нейтроны) до 2,5 МэВ, что характеризуется коэффициентом  $\psi_{sh}$ ;

3) необходимость дискриминации сцинтилляций, для того чтобы избавиться от сцинтилляций, производимых гамма-квантами из ГПН, из-за поглощения и фонового рассеяния нейтронов. Для этого используются, во-первых, дискриминатор формы сигнала, позволяющий избавиться от самых мощных гамма-квантовых сцинтилляций, во-вторых, дискриминатор уровня, регистрирующий только те сцинтилляции, амплитуда  $A$  которых превышает величину  $A_{min}$ , соответствующую центральному удару по протону (с полной отдачей энергии) нейтрона с кинетической энергией  $E_{min}$ . Дискриминация сцинтилляций характеризуется коэффициентом

$$\varphi_d \sim 1 - \frac{E_{min}}{E}. \quad (3.2)$$

В итоге расчётная эффективность системы детектирования вторичных нейтронов из кластера пузырьков в колбе с ацетоном оценивается по формуле

$$\eta_2 = \eta_s \varphi_d \psi_{sh} \Omega, \quad (3.3)$$

где  $\Omega$  и  $\varphi_d$  определяются соотношениями (3.1) и (3.2).

Учёт рассеяния и экранирования нейтронов с энергией 2,5 МэВ внутри колбы с D-ацетоном приводит к оценке [17]  $\psi_{sh} \approx 0,5$  (без теплоизоляционного слоя или слоя льда). Нижний порог нашего дискриминатора, для того чтобы отбросить сигналы от 99 % гамма-квантов (фотонов), был установлен на  $E_{min} \approx 0,7 \text{ МэВ}$ . Тогда для  $a = 2,5 \text{ см}$ ,  $L \approx 6,5 \text{ см}$  расчётное значение эффективности составляет  $\eta_2 = 1,3 \times 10^{-3} \ll \eta_s = 0,1$  (см. таблицу).

**Таблица.** Экспериментальные и расчётные значения параметров, определяющих эффективность измерения нейтронных потоков

$\eta_s$	$E_{\min}$	$\varphi_d$	$\psi_{sh}$	$\Omega$	$\eta_2$ , расчёт по (3.3)	$\eta_2$ , калибровка, источник Pu–Be	Литература
0,1	0,7	0,7	0,5	0,037	$1,3 \times 10^{-3}$	$0,6 \times 10^{-3}$	[10–12]
1,0	2,0	0,2	0,25	0,006	$0,3 \times 10^{-3}$	$10^{-5}$	[25]

Для измерения *реальной* эффективности  $\eta_2$  нашей детектирующей системы использовался [12] сертифицированный нейтронный Pu–Be-источник, излучающий в  $1 \text{ с} \sim 2 \times 10^6$  нейтронов, 80 % из которых имеют энергию менее 5 МэВ. Для рассеяния в условиях нашей экспериментальной установки с учётом телесного угла, занимаемого сцинтиллятором (без термоизоляционного слоя или слоя льда), калибровка дала следующую величину эффективности:

$$\eta_2 \approx 0,6 \times 10^{-3}. \quad (3.4)$$

Таким образом, *измеренная* эффективность  $\eta_2$  нашей системы детектирования кавитационных нейтронов в два раза ниже расчётной и в 600 раз ниже эффективности самого сцинтиллятора  $\eta_s = 10^{-1}$ . Это опровергает утверждение Говердовского и др. [24], что мы в  $10^3$  раз завысили производство нейтронов в наших экспериментах.

Ещё один факт. Измеренная и расчётная величины эффективности  $\eta_2$  относятся только к эффективности измерения потоков кавитационных (вторичных) нейтронов из *центральной зоны* колбы с D-ацетоном. Эффективность детектирования первичных нейтронов  $\eta_1$  определяется отношением числа фоновых сцинтилляций  $N_1$  за время  $\Delta t$  к полной эмиссии нейтронов из ГПН за это же время  $Q_1 \Delta t$ , где  $Q_1$  известно из паспорта ГПН:

$$\eta_1 = \frac{N_1}{Q_1 \Delta t}. \quad (3.5)$$

С учётом (2.3) и (2.5) отношение величин эффективностей детектирования первичных и вторичных нейтронов выражается как

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{Q_2}{\chi Q_1}, \quad \text{или} \quad Q_2 = \frac{\eta_1 \chi}{\eta_2} Q_1. \quad (3.6)$$

Эффективность детектирования первичных нейтронов  $\eta_1$  в условиях наших экспериментов была большей, чем эффективность детектирования вторичных нейтронов  $\eta_2$ , вследствие того что первичные нейтроны на пути из ГПН в сцинтиллятор не поглощались и не рассеивались колбой с ацетоном. Кроме того, для первичных нейтронов, обладавших энергией, большей, чем 2,5 МэВ (см. приведённый выше пункт 2), большей была и величина коэффициента дискриминации  $\varphi_d$  (см. (3.2)).

В статье Говердовского и др. [24] при оценке баланса нейтронов вместо  $\eta_1$  ошибочно использована величина  $\eta_2$  и взято заниженное значение коэффициента  $\chi = 0,02$ , вместо  $\chi = 0,04$  в условиях [10] (см. (2.5a)) и  $\chi = 0,35$  в условиях [11] (см. (2.5b)). В результате этих ошибок баланс нейтронов в [24] оказался неверным, что сделало последовавшую на основе этого баланса критику нашего баланса безосновательной.

Говердовский и др. также безосновательно критикуют нашу оценку эффективности системы детектирова-

ния нейтронного потока, параллельно собранной Шапирой и Сальтмаршем [25] около нашей установки. С этой системой (которая далее обозначается как система ШС) Шапира и Сальтмарш работали при проведении нами экспериментов. В системе ШС использовался сцинтиллятор PD, имевший эффективность  $\eta_s \approx 1$ , в 10 раз большую, чем наш сцинтиллятор NE-213. Приходится ещё раз обратить внимание наших критиков на указанные выше три фактора:

1) телесный угол  $\Omega$  (см. рис. 2 и (3.3)), который охватывал сцинтиллятор PD, был в шесть раз меньше угла, охватывающего наш сцинтиллятор NE-213, поскольку PD находился далеко от колбы. Дело в том, что большой по размеру сцинтиллятор PD не помещался в холодильник, где находилась колба с кавитирующим D-ацетоном и нашим сцинтиллятором NE-213. Поэтому сцинтиллятор PD, в отличие от нашего сцинтиллятора NE-213, размещался вне холодильника;

2) в пластиковых стенках холодильника на пути к сцинтиллятору PD терялось более половины нейтронов, прошедших через колбу с ацетоном. Поэтому коэффициент экранирования уменьшался в два раза:  $\psi_{sh} < 0,5 \times 0,5 = 0,25$ ;

3) вследствие того что в системе ШС отсутствовал дискриминатор формы сигналов, позволяющий отделить большую часть гамма-квантовых сцинтилляций, в системе ШС был установлен уровень дискриминации  $E_{\min} \approx 2$  МэВ, который очень близок к величине 2,5 МэВ. Поэтому доля считаемых сцинтилляций была многократно ниже:  $\varphi_d < 0,2$ .

В результате, согласно (3.3), расчётная оценка эффективности системы детектирования нейтронов ШС [25] на нашей установке даёт  $\eta_2 = 0,3 \times 10^{-3}$ , что почти в пять раз ниже расчётной эффективности нашей системы (см. [10–12] и таблицу).

Эффективность  $\eta_2$  системы детектирования нейтронов ШС на нашей установке, помимо расчёта по формуле (3.3), была измерена, аналогично измерению эффективности нашей системы детектирования нейтронов, с помощью сертифицированного нейтронного Pu–Be-источника. Эффективность системы ШС оказалась в 60 раз ниже эффективности нашей системы (см. таблицу). Это, по-видимому, связано с тем, что для системы ШС вышеуказанные оценки коэффициентов завышены. В частности, видимо,  $\psi_{sh} < 0,25$  и  $\varphi_d \ll 0,2$  из-за того, что большая часть вторичных (термоядерных) нейтронов, излучаемых пузырьками в колбе с D-ацетоном, теряла энергию не только в самой колбе, но и в стенках холодильника до величины, заметно меньшей  $E_{\min} \approx 2$  МэВ. Поэтому амплитуда большинства сцинтилляций была мала, что уменьшало коэффициент дискриминации  $\varphi_d$ . Этот вывод подтверждается представленными ниже измеренными и рассчитанными спектрами нейтронных сцинтилляций.

Отметим, что измерения потока нейтронов системой ШС в наших экспериментах показали статистически значимую эмиссию  $\Delta N_2$  термоядерных нейтронов (свы-

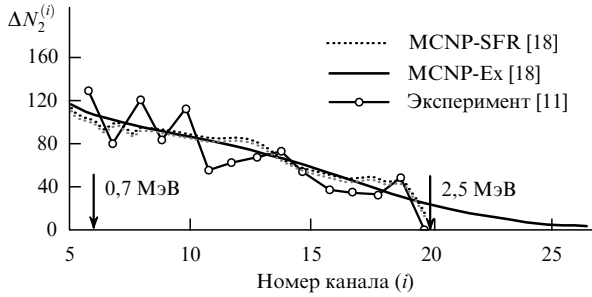


Рис. 4. Расчётные [18] и измеренные спектры от вторичных нейтронов в условиях экспериментов [11].

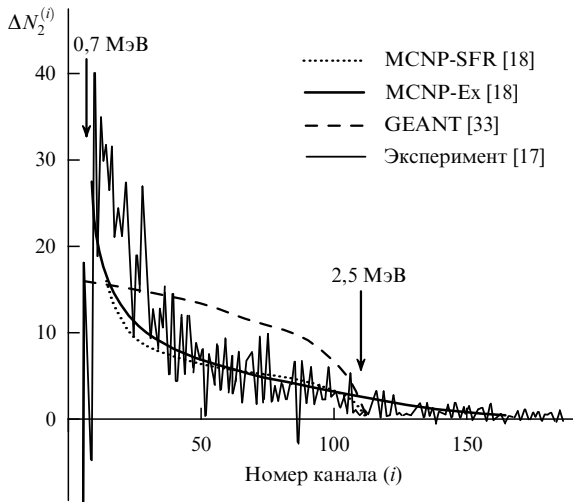


Рис. 5. Расчётные [18, 33] и измеренные спектры от вторичных нейтронов в условиях экспериментов [17].

ше семи дисперсий), но Шапира и Сальтмарш из-за завышенной ими на три порядка эффективности  $\eta_2$  своей системы провозгласили производство нейтронов  $Q$  ничтожным.

Несмотря на нашу критику измерительной системы ШС в печати [10, 11, 29], на семинарах и конференциях, на которых присутствовали её авторы, они так и не ответили на наши очевидные для специалистов аргументы.

Говердовский и др. [24] пишут, что первичные и разностные спектры нейтронных сцинтилляций дают больше оснований "для скепсиса по поводу существования явления в принципе, чем оптимизма и доверия". Этот скепсис также безоснователен. Авторы [24] не заметили нашу работу 2008 г. [18], где наши нейтронные спектры сцинтилляций сравниваются с расчётными, полученными с помощью стандартных кодов. Для разъяснения сути дела кратко изложим суть работы [18].

Помимо общего производства нейтронных сцинтилляций  $\Delta N_2$ , в [10–12, 15–20] графически представлены распределения нейтронных сцинтилляций по их амплитудам  $A$ , называемые разностными амплитудными спектрами. Для построения таких спектров выделяется диапазон возможных амплитуд сцинтилляций от первичных и вторичных нейтронов. Этот диапазон разбивается на несколько десятков малых диапазонов (каналов) величинами  $A^{(i)}$ . Малый диапазон

$$A^{(i-1)} < A < A^{(i+1)} \tag{3.7}$$

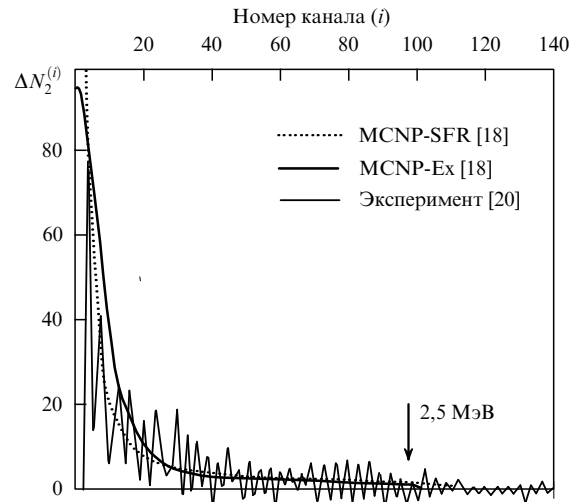


Рис. 6. Расчётные [18] и измеренные спектры от вторичных нейтронов в условиях экспериментов [20].

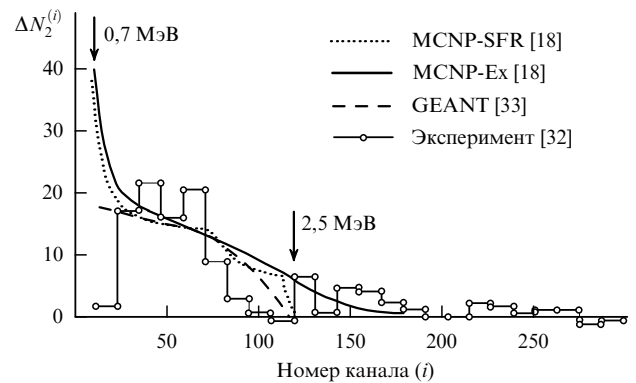


Рис. 7. Расчётные [18, 33] и измеренные спектры от вторичных нейтронов в условиях эксперимента [27].

называется  $i$ -м каналом. Для каждого такого канала считается число сцинтилляций без кавитации  $N_1^{(i)}$  и число сцинтилляций с кавитацией  $N_c^{(i)}$ . Их разность

$$\Delta N_2^{(i)} = N_c^{(i)} - N_1^{(i)} \tag{3.8}$$

определяет число сцинтилляций от кавитационных нейтронов в  $i$ -м канале (с амплитудой в диапазоне (3.7)). При этом

$$\sum_i \Delta N_2^{(i)} = \Delta N_2. \tag{3.9}$$

Измеренные спектры сцинтилляций от вторичных нейтронов, образованных благодаря кавитации в различных экспериментальных условиях, показаны тонкими сплошными ломаными линиями на рис. 4–7.

На этих же рисунках сплошными, пунктирными и штриховыми линиями приведены расчётные версии спектров сцинтилляций, опубликованные нашей группой [18] в 2008 г. для условий обсуждаемых экспериментов с использованием известного в США трёхмерного компьютерного кода MCNP [30, 31], основанного на методе Монте-Карло (Monte Carlo N-Particle Transport Code). Эти расчёты моделируют рассеяние и потерю энергии нейтронами при столкновениях на пути от



места их излучения (в центре колбы с ацетоном, где их энергия равна 2,5 МэВ) до сцинтиллятора.

Возможные траектории нейтронов и потери их энергии, в конечном счёте определяющие образующийся от них спектр сцинтилляций, зависят от установленного вокруг колбы оборудования, в том числе и сцинтиллятора NE-213. Для моделирования процесса образования нейтронных сигналов в самом сцинтилляторе применялись два метода. В первом методе использовались идеальная модель образования сцинтилляции (Scintillation Full Response — SFR) и соответствующий код, разработанный по заказу Министерства энергетики США (обозначается на рис. 4–7 как MCNP-SFR). Во втором методе для моделирования сцинтиллятора использовались экспериментальные данные Ли и Ли [32] для сцинтиллятора NE-213 по спектру амплитуд сцинтилляций в зависимости от энергии нейтрона, попавшего в сцинтиллятор. Соответствующий код на рис. 4–7 обозначается как MCNP-Ex.

На рисунках 4 и 5 показаны экспериментальные и расчётные спектры для условий экспериментов нашей группы [11, 17]. Причём эксперименты [11] были выполнены в ORNL, а эксперименты [17] — в Университете Пурду, в последних кавитация инициировалась альфа-частицами (без первичного источника нейтронов).

На рисунке 6 представлены спектры для условий обсуждавшихся выше экспериментов других авторов, а именно экспериментов Ксю и Батта [20] с инициированием кавитации нейтронным генератором ГПН, а на рис. 7 — для условий эксперимента Форинджера [26] с инициированием кавитации альфа-частицами. Оба эти эксперимента были выполнены для подтверждения наших данных [10, 11, 17]. Отметим, что все представленные на рис. 4–7 экспериментальные результаты нашей группы [11, 17] и двух других групп [20, 26] были получены, проанализированы и опубликованы до проведения представленных на этих рисунках компьютерных расчётов спектров сцинтилляций в условиях и конфигурациях используемого оборудования, которые соответствуют этим экспериментам.

Из рисунков 4–7 видно, что расчёты по указанным выше двум компьютерным кодам, MCNP-SFR и MCNP-Ex, разностных нейтронных спектров подтверждают образование вторичных (возникающих в колбе с дейтерированным ацетоном благодаря кавитации) нейтронов с энергией 2,5 МэВ как в экспериментах нашей группы [10, 11, 17], так и в экспериментах других авторов [20, 26]. Таким образом, измеренные и рассчитанные разностные нейтронные спектры отвергают "скепсис" Говердовского и др. [24] по отношению к кавитационному образованию термоядерных нейтронов.

Помимо статьи Говердовского и др. [24], в которой высказан упомянутый "скепсис", ещё ранее, в 2006 г., была опубликована статья Нараньо [33], в которой приведён расчётный нейтронный спектр для условий эксперимента нашей группы [17] в случае, когда кавитация инициировалась альфа-частицами (см. рис. 5). Для расчётов Нараньо использовал компьютерный код GEANT, также основанный на методе Монте-Карло. Расчётный спектр Нараньо, помеченный как GEANT (штриховая линия), приведён на рис. 5 в сравнении с экспериментальным [17] (тонкая изломанная сплошная линия). Сильное расхождение своего расчётного спектра с экспериментальным Нараньо объяснил отсутствием

термоядерных нейтронов в колбе с D-ацетоном. А экспериментальный спектр [17] на рис. 5, по мнению Нараньо, свидетельствовал об использовании постороннего нейтронного источника на основе Cf-252 с целью фальсификации. Это обвинение ещё до выхода статьи [33] тут же *без всякого научного обсуждения* было опубликовано в *Nature News* [22]. Скандальное обвинение побудило нашу группу провести корректно поставленные расчёты нейтронных спектров в наших экспериментах. Объяснение расхождения рассчитанного Нараньо спектра и экспериментального спектра оказалось очень простым. В расчётах Нараньо не учитывалось, что в экспериментах [17] имелся слой охлаждающего колбу с ацетоном льда толщиной  $\approx 3$  см, который отделял колбу от сцинтиллятора (этот слой показан на рис. 2 штриховыми линиями). Поэтому упомянутые выше корректно проведённые нами расчёты с учётом этого слоя льда H<sub>2</sub>O (см. пунктирную и сплошную жирную линии на рис. 5) хорошо согласуются с экспериментальным спектром [17].

В то же время расчёт по коду GEANT дал удовлетворительное согласие с экспериментальным спектром, измеренным в упомянутом выше эксперименте Форинджера [26]. В этом эксперименте для охлаждения использовался холодильник, в который помещалась вся установка, в том числе и сцинтиллятор NE-213 (см. рис. 2). Поэтому слой льда был не нужен. Как видно из рис. 7, расчёты спектра по всем трём кодам, в том числе по коду GEANT (штриховая линия), удовлетворительно согласуются с экспериментом. Детали этих сравнений обсуждаются в [18, 19].

В [24] имеется ещё одно утверждение, состоящее в том, что в работах [10, 11, 17] не рассмотрена возможность производства трития в реакции  $D + n \rightarrow T$  при воздействии на ядра дейтерия первичных нейтронов, излучаемых ГПН. В действительности этот возможный источник трития был проанализирован. Оценка показала, что в соответствии с производительностью ГПН и телесным углом, занимаемым колбой с D-ацетоном относительно ГПН, в колбу попадает не более  $\sim 6 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$  первичных нейтронов. Даже если считать, что все они поглощаются ядрами дейтерия, то производительность этого источника ядер трития в наших экспериментах много меньше измеренной производительности источника, составляющей  $\sim 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Кроме того, если учесть сечения столкновения: от  $1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$  для тепловых нейтронов до  $0,01 \text{ мб} = 10^{-33} \text{ м}^2$  для нейтронов с энергией 14 МэВ, и число ядер дейтерия в колбе ( $\sim 10^{25}$ ), то производительность этого источника ядер трития будет меньше  $10^0 \text{ с}^{-1}$ .

Для того чтобы отвести все сомнения и подтвердить экспериментально, что единственным источником возрастания содержания трития является термоядерная реакция  $D + D$  при кластерной кавитации в охлаждённом D-ацетоне, были проведены контрольные эксперименты. В контрольных экспериментах генераторы ГПН и АГ работали на номинальных режимах и осуществлялись все семь режимов, не дающих производства нейтронов с энергией 2,5 МэВ: четыре режима без кавитации с охлаждёнными и неохлаждёнными D-ацетоном и H-ацетоном и три режима с кластерной кавитацией (один режим с неохлаждённым D-ацетоном и два режима с охлаждённым и неохлаждённым H-ацетоном). Все эти эксперименты [10, 11] показали отсутствие производства трития и доказали незначимость производства трития в

реакции  $D + n$  и других реакциях (типа  $C^{13} + n$ ,  $Li + n$ ) в стекле колбы.

Таким образом, из эксперимента следовало, что тритий образуется только в термоядерной реакции  $D + D$  вместе с нейтронами с энергией 2,5 МэВ при кластерной кавитации в охлаждённом D-ацетоне.

#### 4. Теоретический анализ сверхсжатия парового пузырька

Процесс воздействия сильной акустической волны на пузырьковый кластер, вызывающий схлопывание (коллапс) паровых кавитационных пузырьков в кластере, является многомасштабным процессом с *обострением*. По мере развития этого процесса на много порядков изменяются временной (от  $10^{-5}$  с до  $10^{-12}$  с) и пространственный (от  $10^{-2}$  м до  $10^{-8}$  м) масштабы, а также масштабы физических параметров (скорости, плотности, давления и температуры). Следовательно, изменяются и определяющие физические механизмы, и описывающие их уравнения.

В частности, на масштабах кластера ( $10^{-2}$  м) реализуется фокусировка сжатия не в газе, а в двухфазной пузырьковой среде. Этот процесс описывается уравнениями сплошной среды (см. [34, 35]), в которой различаются средние давления в жидкой фазе и в пузырьках и их разница уравнивается инерцией микродвижения жидкости вокруг каждого пузырька, определяющего изменение размеров пузырьков. На этой стадии сжимаемость жидкой фазы незначительна и указанное микродвижение описывается уравнением Рэлея – Плессета (см. [34]). Численное решение соответствующих уравнений [9] выявляет волновой процесс в сферическом кластере с неоднородными плотностью и давлением жидкости внутри кластера. В результате фокусировки сферической волны в кластере давление жидкости вокруг пузырьков в центральной зоне пузырькового кластера в стадии сжатия возрастает от 15 бар до  $\approx 200$  бар, но его характерная длительность  $t_p$  сокращается от  $t_p \approx 20$  мкс до  $t_p \approx 5$  мкс [9]. В результате такой кластерной фокусировки давление жидкости вокруг пузырьков, которое приводит к их сжатию, в центральной зоне кластера в стадии сжатия оказывается во много раз больше, чем на периферии кластера.

Далее, основное сжатие пара внутри пузырьков из-за уменьшения их размера (от  $10^{-3}$  м до  $10^{-4}$  м) происходит в безударном режиме, а ударно-волновой процесс реализуется на масштабах  $\sim 10^{-5}$  м около центров пузырьков. Эти особенности рассмотрены в статьях [9, 13–15].

Для того чтобы проиллюстрировать указанные особенности, приведём ниже несколько рисунков для одного режима коллапса парового пузырька в D-ацетоне и воде, построенных на основе численных расчётов по материалам статьи [9].

В расчётах ударно-волновой стадии использовались уравнения состояния физики высокого давления Ми – Грюнайзена [3, 34]. Эти уравнения учитывают, помимо внутренней энергии и давления теплового движения молекул, внутреннюю энергию и давление, обусловленные межмолекулярными потенциальными силами ("холодная энергия и давление"), в жидкой и сильно сжатой паровой фазах. В ударно-волновой стадии сказываются сжимаемость жидкости, диссоциация и ионизация пара на завершающей стадии коллапса пузырька.

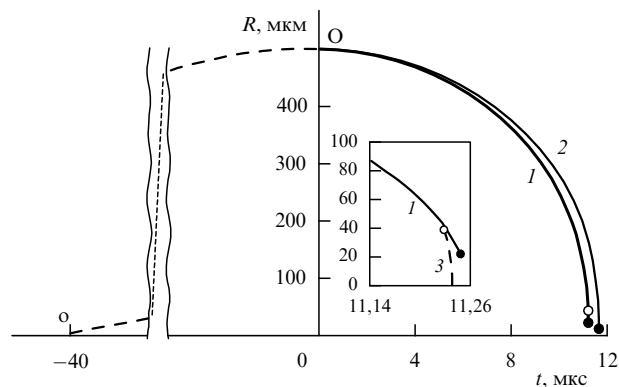


Рис. 8. Изменение радиуса парового пузырька под акустическим воздействием. Штриховая кривая оО соответствует стадии разрежения, во время которой пузырёк растёт, кривые 1 и 2 — стадии повышения давления, во время которой пузырёк сжимается; кривая 1 — в случае D-аcetона, а кривая 2 — в случае воды. Тёмными кружками отмечены моменты достижения минимального радиуса; светлый кружок на кривой 1 соответствует моменту образования ударной волны. В вставке приведён увеличенный фрагмент кривой 1, кривая 3 описывает изменение радиуса ударной волны, сходящейся к центру пузырька.

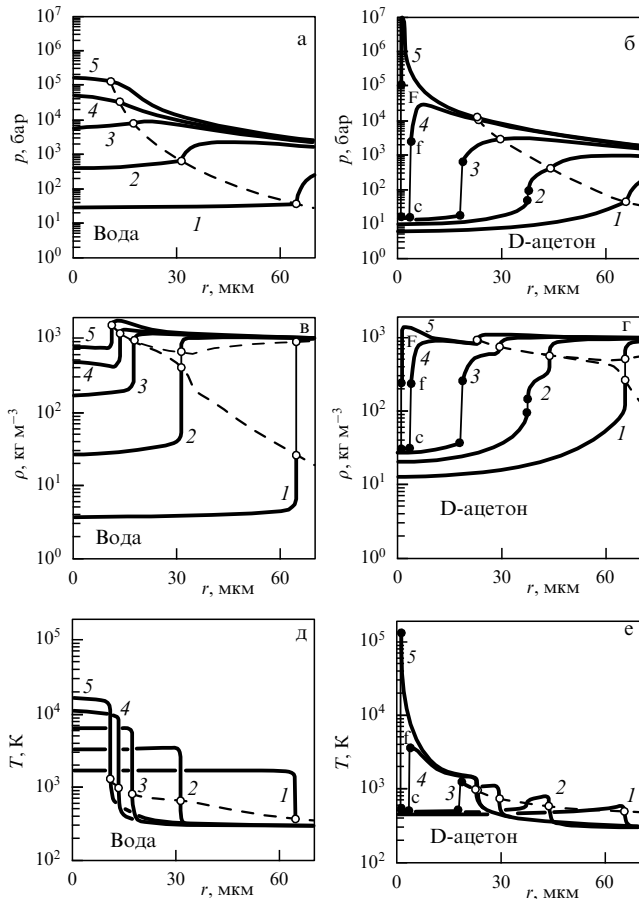
На рисунке 8 показано изменение радиуса  $R$  пузырька в воде и D-ацетоне в результате акустического воздействия, сфокусированного в кластере. Штриховая линия соответствует стадии расширения пузырька во время фазы разрежения, когда за время  $\sim 40$  мкс его радиус увеличивается от  $R = 0$  до  $R = R_0 = 500$  мкм. Сплошные кривые относятся к стадии сжатия пузырька, когда за время, в четыре раза меньшее, чем время роста пузырька (точнее, за  $\sim 11,2$  мкс), его радиус уменьшается от  $R = R_0 = 500$  мкм до  $R_{\min} \approx 23$  мкм для D-аcetона (кривая 1) или до  $R_{\min} \approx 11$  мкм для воды (кривая 2). Моменты достижения минимального радиуса ( $t = t_{\min}$ ) отмечены тёмными кружками.

На рисунке 9 показаны соответствующие этому режиму распределения в воде и D-ацетоне давления в паре и жидкости в пять последовательных моментов времени (кривые 1–5) в той стадии сжатия пузырька, когда скорость межфазной границы стала достаточно велика ( $\dot{R} \sim 10^3$  м с $^{-1}$ ), а радиус  $R$  стал меньше 60 мкм. На этой стадии пространственный масштаб порядка  $10^{-5}$  м, а временной — порядка  $10^{-8}$  с.

На рисунке 10 представлено изменение плотности пара в D-ацетоне около центра кавитационного пузырька ( $r = r_{**} = 25$  нм, где, как показано ниже, термоядерные акты происходят с максимальной интенсивностью) с паром D-аcetона в микросекундном (в левой части рисунка) и пикосекундном (в правой части рисунка) масштабах [9].

Важнейшие особенности коллапса парового пузырька состоят в следующем. Во-первых, значительное сжатие пузырька, от радиуса 500 мкм до радиуса 250 мкм, происходит с относительно малой скоростью  $|\dot{R}|$  по сравнению со скоростью звука в паре  $c_s$  ( $|\dot{R}| < 50$  м с $^{-1}$  при  $t < 8$  мкс). Однако ближе к окончанию сжатия скорость  $|\dot{R}|$  сначала быстро возрастает до 1300 м с $^{-1}$ , а затем ещё быстрее уменьшается до нуля при  $R = R_{\min} = R_c$ .

Во-вторых, ударная волна в пузырьке если и образуется, то не сразу после начала его сжатия, а в самом его конце. До тех пор пока величина скорости стенок



**Рис. 9.** Распределения давления пара (а, б), плотности (в, г) и температуры (д, е) вдоль радиуса при схлопывании парового пузырька в воде (а, в, д) и D-ацетоне (б, г, е) в пять последовательных моментов времени (кривые 1–5). Светлыми кружками отмечены значения давления, плотности и температуры на поверхности пузырька. Вертикальные тонкие отрезки, ограниченные чёрными кружками, на рис. б, г, е отмечают сходящуюся к центру ударную волну (на кривых 4 — это отрезок cf) внутри ацетонового пузырька.

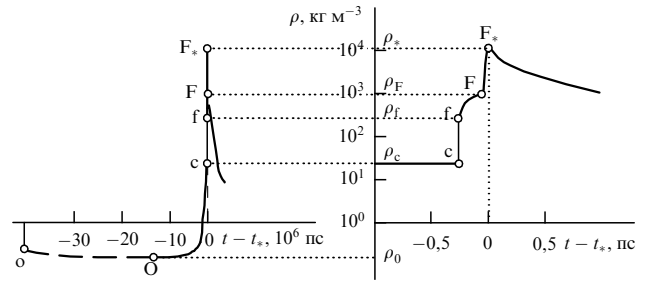
пузырька  $\dot{R}$  мала по сравнению со скоростью звука в паре  $c_s$  ( $|\dot{R}| \ll c_s$ ), сжатие газа происходит в гомобарическом (квазистатическом) режиме, в котором давление и плотность в пузырьке являются однородными и возрастают по мере сжатия пузырька [9]. Затем по мере увеличения скорости сжатия  $|\dot{R}|$  возникает волна сжатия, которая может стать ударной на расстояниях  $\Delta r$  от межфазной границы  $r = R$ :

$$\Delta r \sim \frac{c_s^2}{|\dot{R}|}, \quad |\dot{R}| \sim \frac{\Delta p}{\rho_L R}, \quad (4.1)$$

где  $\ddot{R}$  — ускорение скорости сжатия пузырька,  $\Delta p$  — перепад давления между жидкостью и паром,  $\rho_L$  — плотность жидкости. Скорость звука в паре  $c_s$ , до тех пор пока его плотность много меньше плотности жидкости ( $\rho \ll \rho_L$ ), выражается как

$$c_s^2 = \gamma \frac{\mathcal{R}}{M} T, \quad (4.2)$$

где  $\mathcal{R} = 8314 \text{ м}^2 \text{ с}^{-2} \text{ К}^{-1}$  — универсальная газовая постоянная,  $M$  — молекулярный вес. Для D-ацетона  $M = 64$ ,  $\gamma = 1,125$ , для водяного пара  $M = 18$ ,  $\gamma = 1,3$ .



**Рис. 10.** Изменение плотности пара около центра пузырька ( $r = r_* = 25 \text{ нм}$ ) с паром D-ацетона в микросекундном (в левой части рисунка) и пикосекундном (в правой части рисунка) масштабах.  $t_*$  — момент времени, в который на радиусе  $r_*$  плотность достигает максимального значения  $\rho = \rho_{\max} = \rho_*$ . Штриховая линия оО — стадия роста пузырька и разрежения пара (см. также штриховую линию оО на рис. 8). Сплошная линия ОсfFF\* отражает стадии сжатия и коллапса пузырька: линия Ос соответствует безударному сжатию, прямой тонкий отрезок cf — сходящейся к центру сферической ударной волне, линия fF — непрерывной волне сжатия, следующей за сходящейся сферической волной cf, а линия FF\* — сжатию во время образования расходящейся волновой структуры при отражении от центра сходящейся волновой структуры cfF [9].

Для рассматриваемых исходных условий ( $T_0 \approx 273 - 290 \text{ К}$ ), амплитуд давления ( $\Delta p \sim 10^2 \text{ бар}$ ) и малых размеров исходных пузырьков ( $R \sim 0,5 \text{ мм}$ ) в пузырьке с водяным паром  $\Delta r \sim 1 \text{ мм} > R$  и ударная волна не успевает образоваться. Сжатие происходит при распределении давления, близком к однородному, практически без фокусировки, ограниченной мощностью акустического генератора (АГ), и ни о каких термоядерных параметрах не может быть и речи (рис. 9а, в, д). Это подтверждается и экспериментом. Все попытки получить термоядерные нейтроны и тритий воздействием АГ оказались безуспешными при проведении экспериментов, аналогичных описанным выше, но в дейтерированной воде  $\text{D}_2\text{O}$  [10], где ударная фокусировка не реализуется.

В паре D-ацетона, в котором в соответствии с (4.2) величина  $c_s^2$  в 3,5 раза меньше, чем в водяном паре,  $\Delta r \sim 0,2 \text{ мм} < R$ . Но и эта ударная волна образуется только после существенного сжатия пузырька — от  $R_0 = 500 \text{ мкм}$  до  $R \approx 45 \text{ мкм}$  — на радиусе  $r_{f0} \approx 40 \text{ мкм}$ . Этот момент на рис. 8 показан светлыми кружками на кривых 1 (соответствующих D-ацетону), а распределения давления, плотности и температуры в этот момент показаны кривыми 2 на рис. 9б, г, е. Схождение к центру ударной волны в паре D-ацетона показано на вставке рис. 8 зависимостью  $r_f(t)$  (штриховая кривая 3).

Таким образом, из всего процесса сжатия ацетонового пузырька от  $R_0 = 500 \text{ мкм}$  до  $R_{\min} \approx 23 \text{ мкм}$  сжатие от начального радиуса  $R_0 = 500 \text{ мкм}$  до  $R \approx 45 \text{ мкм}$  происходит в безударном режиме, причём длительность ударно-волновой стадии составляет только  $\sim 10^{-9} \text{ с}$  из всего времени сжатия  $\sim 10^{-5} \text{ с}$ .

Важно иметь в виду, что образовавшаяся на  $r_{f0} \approx 40 \text{ мкм}$  сходящаяся ударная волна cf и следующая за ней волна сжатия fF (вместе образующие волновую структуру сжатия cfF) движутся по уже безударно сжато (вдоль линии Ос на рис. 10) пару ( $p_c \approx 15 \text{ бар}$ ,  $\rho_c \approx 20 \text{ кг м}^{-3}$ ,  $T_c \approx 500 \text{ К}$ ). Именно эта сходящаяся волновая структура (cfF на рис. 9 и 10) фокусируется в центральной области пузырька, что и приводит к кон-

центрации кинетической энергии сжатия центральной области пузырька, завершая фокусировку.

При приближении к центру ударная волна становится сильной, когда давление за ударной волной многократно превышает давление перед ударной волной (кривые 3 и 4 на рис. 9б, г, е),

$$p_f \gg p_c. \quad (4.3)$$

Если плотность пара не очень велика и сохраняется уравнение состояния совершенного газа  $p_f = \rho_f(\mathcal{R}/M)T_f$ , то плотность газа (пара D-ацетона,  $\gamma = 1,125$ ) на сильной ударной волне  $\rho_f$  возрастает согласно формуле

$$\frac{\rho_f}{\rho_c} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 17. \quad (4.4)$$

С учётом, что  $\rho_c \approx 20 \text{ кг м}^{-3}$ , и того, что при больших плотностях начинает сказываться "холодное" давление межмолекулярного взаимодействия, получим  $\rho_f < 20 \times 17 = 340 \text{ кг м}^{-3}$ , а именно  $\rho_f \approx 250 \text{ кг м}^{-3}$ .

За сходящейся к центру пузырька сферической ударной волной следует волна непрерывного сжатия (fF на рис. 9б, г, е). После воздействия этой волны плотность возрастает ещё в 3–4 раза. В момент, когда радиус ударной волны  $r_f = 1 \text{ мкм}$ , плотность пара за волной fF составляет  $\rho_f \approx 10^3 \text{ кг м}^{-3}$ , а температура —  $T_f \approx 10^5 \text{ К}$ . Но даже эти значения параметров значительно меньше максимальных и далеко недостаточны для термоядерной реакции.

Максимальных значений плотность и температура достигают в процессе отражения сходящейся волновой структуры cF от центра и образования расходящейся волновой структуры (см. отрезок FF\* на рис. 10), происходящем на масштабах  $10^{-7} \text{ м}$  и  $10^{-12} \text{ с}$ . Расчёты [9] показали, что в этом процессе газ является диссоциированным, полностью ионизованным, т.е. представляет собой плазму, состоящую из ядер дейтерия, углерода, кислорода и электронов. Эта плазма сжимается за счёт многоволновой структуры ещё примерно в 10 раз. В результате образуется зона горячей плазмы радиусом  $r_* \sim 100 \text{ нм}$ , где  $\rho_* \sim 10^4 \text{ кг м}^{-3}$ ,  $T_* \sim 10^8 \text{ К}$  в течение очень малого временного интервала,  $\Delta t_* \sim 10^{-12} \text{ с}$ . То есть имеет место так называемое *обострение*.

В указанной зоне размером  $\sim 100 \text{ нм}$  находится около  $2 \times 10^9$  ядер со средним расстоянием между ними  $l_n \sim \sim 10^{-1} \text{ нм}$ . Число Кнудсена для этой зоны  $\text{Kn} = l_{fp}/r_* \sim \sim 10^{-2}$ , где  $l_{fp}$  — средняя длина свободного пробега ядер, и эта зона может анализироваться [9] в рамках модели сплошной среды в двухтемпературном термодинамическом приближении с ударным скачком и различающимися термодинамическими температурами ионов  $T^i$  и электронов  $T^e$ .

Остановимся лишь на производстве термоядерных нейтронов и ядер трития за счёт бинарных столкновений ядер дейтерия (их число в единице объёма пропорционально  $\rho^2$ ), происходящих в процессе этого отражения (см. [9]). Это производство определяется интегралом-свёрткой

$$N = \int_0^R N_r(t, r) dr, \quad N_r(t, r) = \int_0^t f(T^i(t', r)) \rho^2(t', r) dt', \quad (4.5)$$

где функция  $f(T^i, \rho^2)$  описывает зависимость кинетики термоядерной реакции [36] от температуры ионов<sup>2</sup>. Анализ показывает, что для D + D-реакции

$$N_r(r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0, \quad N_r(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0. \quad (4.6)$$

Первая асимптотика реализуется даже в бездиссипативной (например, гудерлеевской) асимптотике, несмотря на то что

$$T^i \xrightarrow{r \rightarrow 0} \infty. \quad (4.7)$$

Дело в том, что при  $r \rightarrow 0$  время  $\Delta t_*(r)$  пребывания при экстремальной температуре стремится к нулю,

$$\Delta t_*(r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0. \quad (4.8)$$

Для рассмотренных режимов и кинетики реакции D + D функция  $N_r(r)$  достигает максимума на радиусе  $r_{**} \approx 25 \text{ нм}$ , а при  $r < r^\circ \approx 5 \text{ нм}$  и  $r > r_* \sim 100 \text{ нм}$  она является очень малой и не вносит существенного вклада в интеграл  $N$ , определяющий производство нейтронов. Детали ударно-волнового процесса в зоне  $r < r^\circ \approx 5 \text{ нм}$  не представляют интереса, поскольку в этой зоне, хотя температура и плотность в ней выше, чем при  $r = r_{**} \approx 25 \text{ нм}$ , время пребывания ядер дейтерия при этих параметрах меньше, поэтому вклад зоны  $r < r^\circ \approx 5 \text{ нм}$  в реакцию D + D несуществен<sup>3</sup>.

Расчёты [9] показали, что для рассмотренных выше условий в экспериментах [10, 11, 17, 20] при каждом коллапсе пузырька в экстремальной зоне  $r < r_* \sim 100 \text{ нм}$  за время её существования  $\Delta t_* \sim 10^{-12} \text{ с}$  образуется  $N_* \sim 10$  термоядерных нейтронов и столько же ядер трития.

В экспериментах осуществлялся периодический режим кластерной кавитации, в котором реализовывалась частота нейтронных импульсов  $f_2$ , указанная в (2.1). Если в описанном режиме около  $n_* \sim 10$  пузырьков в центральной зоне пузырькового кластера излучают в каждом эффективном коллапсе  $N_* \sim 10$  быстрых нейтронов, то по порядку величин получается согласующаяся с измерениями производительность ионов трития и нейтронов с энергией 2,5 МэВ (см. (2.1))

$$Q_2 = f_2 n_* N_* \sim 10^5 \text{ с}^{-1}. \quad (4.9)$$

В [9] обсуждаются также влияние диссоциации, ионизации, излучения и соответствующие потери энергии, снижающие ионную температуру  $T^i$ . Отмечено, что за время процесса  $\Delta t_* \sim 10^{-12} \text{ с}$ , когда образуется зона

<sup>2</sup> Использованная зависимость кинетики от температуры ионов [36] получена для дейтериевой плазмы с соотношением электронов и ядер дейтерия 1:1. Но в плазме в случае ацетона помимо дейтерия присутствуют атомы углерода и кислорода. В такой полностью ионизованной плазме имеется избыток электронов с соотношением 4:1 — на одно ядро дейтерия приходится четыре электрона. Это может снизить кулоновский барьер при взаимодействии ядер дейтерия в условиях высокой плотности плазмы и привести к многократно более высокой скорости термоядерной реакции. Это соотношение высказывалось независимо А.А. Рухадзе и В.А. Симоненко.

<sup>3</sup> Величина  $N$ , рассчитанная по интегралу-свёртке типа (4.5), может рассматриваться как количественная характеристика эффективности данного режима кумуляции для осуществления физико-химического превращения с соответствующей кинетикой.

термоядерных параметров с ионизацией газа, электроны остаются "холодными", так как их температура за время  $\Delta t_* \sim 10^{-12}$  с не успевает заметно приблизиться к температуре ионов, т.е.

$$T^e \ll T^i. \quad (4.10)$$

Это обеспечивает малые потери энергии ионов на нагрев электронов и излучение, а значит, и на термоядерную производительность  $Q_2$ . В связи с этим заметим, что кинетический характер отрыва ионной температуры от электронной ограничивает возможности увеличения эффекта при многократном возрастании размеров пузырьков  $R_0$  перед их сжатием.

Заметим, что формирование пузырьков с помощью достаточно мощных лазерных импульсов представляется малоперспективным для акустического обжатия по двум причинам. Первая — при лазерном "взрыве" масса пузырька становится слишком большой для того, чтобы пузырёк мог быть сжат акустическим полем. Вторая — при лазерном "взрыве" произойдёт диссоциация пара, что увеличит в нём скорость звука и будет уменьшать в нём ударно-волновую кумуляцию.

## 5. Анализ критических замечаний по теории

Таким образом, процесс схлопывания пузырька от начального радиуса  $R_0 = 0,5$  мм до минимального радиуса  $R_{\min} \approx 23$  мкм переходит из одного масштаба в другой с разным физическим содержанием, а именно:

1) волновое сжатие и фокусировка в пузырьковом кластере ( $r \approx 1$  см);

2) безударное сжатие пара в пузырьке при уменьшении его радиуса от  $R_0 = 500$  мкм до  $R \approx 45$  мкм за время  $t_c \approx 10^{-5}$  с;

3) образование на радиусе  $r_{f0} \approx 40$  мкм ударно-волнового комплекса и схождение его к центру за время  $t_s \sim 10^{-9}$  с;

4) отражение этой ударно-волновой структуры от центра с образованием наноразмерной и пикосекундной термоядерной зоны ( $r_* \sim 10^2$  нм,  $\Delta t_* \sim 10^{-12}$  с), когда плотность пара увеличивается от  $\rho_0 \approx 0,25$  кг м<sup>-3</sup> до  $\rho_* \sim 10^4$  кг м<sup>-3</sup>.

В статье Говердовского, Имшенника и Смирнова [24] весь рассмотренный выше многомасштабный процесс описывается моделью одного физического процесса — схождения к центру сферической ударной волны по пару в соответствии с автомодельным решением Гудерлея для совершенного газа с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ . При этом исходная плотность газа полагается равной  $\rho_c = \rho_0 = 10$  кг м<sup>-3</sup> (причём это значение плотности не обосновывается). Далее принимается, что ударная волна образуется на радиусе  $r_{f0} = 1$  см, что также никак не обосновывается. Исходя из степенного закона кумуляции Гудерлея, авторы [24] подсчитывают, что температура достигает термоядерного значения  $T_f^{\text{TF}} > 3 \times 10^6$  К (почему это значение температуры полагается термоядерным, не обосновывается, а ведь важно и время пребывания) внутри сферы радиусом  $r_f^{\text{TF}} = 0,4$  мкм, которая в соответствии с их схемой содержит всего  $10^7$  ядер с энергией 0,3 кэВ. Действительно, при таких параметрах ни о каких термоядерных нейтронах говорить не приходится. Кроме того, произвольно принятое значение начального радиуса ударной волны  $r_{f0} = 1$  см в 25000 раз

больше радиуса  $r_f^{\text{TF}} = 0,4$  мкм, на котором, по оценкам авторов [24], могут быть достигнуты термоядерные условия по температуре. Это даёт авторам [24] основание утверждать о нереальности такой сферически-симметричной кумуляции, так как радиус ударной волны должен уменьшиться в 25000 раз. Да, такая схема действительно нереальна.

Но без всяких рассуждений о решении Гудерлея и нереальности глубокой сферической кумуляции давно известно, что одна ударная волна не может создать сжатие, достаточное для реализации термоядерных актов, так как это сжатие (возрастание плотности) ограничено формулой (4.4). Для принятого в [24] значения  $\gamma = 5/3$  из (4.4) следует, что ударное сжатие увеличивает плотность газа всего в четыре раза.

Принятая в [24] примитивная схема, основанная только на гудерлеевской имплозии, далека от вышеописанного *многомасштабного* процесса схлопывания (коллапса) парового кавитационного пузырька в кластере. Авторам [24] осталась неизвестной наша главная теоретическая статья [9].

Какие же из указанных выше принципиальных особенностей коллапса кавитационного парового пузырька не учли Говердовский, Имшенник и Смирнов?

Во-первых, показатель адиабаты у пара D-аcetона  $\gamma = 1,125$ , а не  $5/3$ , как принято в [24]. Величина  $\gamma = 5/3$  реализуется только после диссоциации молекул  $C_3D_6O$  на 10 атомов, на что требуется время релаксации  $\sim 10^{-8}$  с после ударного сжатия. Поэтому возрастание плотности  $\rho_f/\rho_c$  на сильной ударной волне, согласно (4.4), ограничено величиной, равной не 4, а 17. Но это не самое главное.

Во-вторых, сжатие пара до отражения волны сжатия от центра происходит не только на сходящейся ударной волне, но и сначала безударно (см. Ос на рис. 10) от  $\rho_0 \approx 0,2$  кг м<sup>-3</sup> до  $\rho_c \approx 20$  кг м<sup>-3</sup>, а затем ударно (cf на рис. 9 и 10) и снова безударно (fF). В результате плотность пара достигает величины  $\rho_F \approx 1000$  кг м<sup>-3</sup>.

В-третьих, как указывалось выше, максимальные значения плотности и температуры реализуются в результате отражения сходящейся волновой структуры cfF и образования наноразмерной плазменной зоны (радиусом  $r_* \sim 100$  нм). В этой зоне плазма имеет плотность  $\rho_* \sim 10^4$  кг м<sup>-3</sup> и температуру  $T_* \sim 10^8$  К в течение времени  $\Delta t_* \sim 10^{-12}$  с. Вопреки оценкам наших критиков [24], в указанной зоне, хотя и в четыре раза меньшего размера, имеется не  $10^7$  ядер, а около  $2 \times 10^9$  ядер. При этом температура составляет не  $3 \times 10^6$  К, а порядка  $10^8$  К.

Как показано выше, именно в этой зоне с экстремальными параметрами и происходят термоядерные акты.

Основным ограничением для максимальной кумуляции с образованием *нанотермоядерных* зон с максимальным производством термоядерных продуктов (нейтронов с энергией 2,5 МэВ и трития) является нарушение сферической симметрии процесса кумуляции.

Нами было проведено теоретическое исследование развития возмущений сферической формы пузырька в процессе его коллапса на основе двух- и трёхмерных уравнений гидродинамики. Это исследование [37] показало, что, несмотря на неустойчивость сферической кумуляции, приводящей к возрастанию возмущений сферичности, околосферическая кумуляция в *маленьком* пузырьке, заполненном паром с достаточно *большим*

молекулярным весом, благодаря вязкости жидкости, высокой плотности пара около межфазной границы (см. рис. 9) и поверхностному натяжению на межфазной границе, имеет существенные ресурсы для кумуляции энергии. Поверхностное натяжение на межфазной границе на холодной стадии процесса расширения пузырька минимизирует начальные несферические возмущения перед началом процесса сжатия.

Нами проведены первые расчёты с учётом развития несферических микроударных волн в пузырьке и сделаны оценки с учётом возможного дробления пузырьков в условиях их сжатия. Но последнее потребует более тщательного анализа и будет опубликовано отдельно.

Не исключена возможность образования экстремально-малых микрозон размером  $\sim 10$  нм и после дробления пузырьков в центре кластера.

## 6. Заключение

Конечно, наша настольная установка с акустической кавитацией и всего лишь акустическим обжатием пузырьков, создающим только термоядерные искры, не может рассматриваться как термоядерный реактор, производящий энергию. Во-первых, в нашем, пока мало-производительном, процессе энергия термоядерных искр в  $10^6$  раз меньше энергии, вложенной через ГПН и АГ в производство этих искр, и эта энергия не оказывает влияния даже на состояние нанотермоядерной зоны. Во-вторых, даже если бы это выделение термоядерной энергии было значительным, вследствие того что процесс идёт при низкой температуре жидкости ( $\sim 0^\circ\text{C}$ ), выделяющееся тепло было бы низкопотенциальным.

Что касается мощности, то два порядка выделяемой термоядерной энергии добавляются использованием ядерной реакции  $D + T$ . Например, в качестве рабочей жидкости вместо D-ацетона ( $C_3D_6O$ ) следует использовать раствор D-ацетона с T-ацетоном ( $C_3T_6O$ ) с соотношением массовых долей  $M(C_3D_6O):M(C_3T_6O) = 64:70$ . Недостающие ещё четыре порядка энергии могут быть получены в результате исследований в следующих направлениях.

1. Использование установок бóльших размеров с большей энергией. До сих пор использовалась всего лишь колба объёмом  $600\text{ см}^3$ , пьезоэлектрический акустический генератор мощностью 100 Вт и генератор нейтронов ГПН.

2. Использование жидкостей с более высокой молекулярной массой, для того чтобы первая квазистатическая стадия подвода механической энергии была ещё более эффективной и могла проходить при температуре жидкости выше  $100^\circ\text{C}$ .

В заметке [24] А.А. Говердовский, В.С. Имшенник и В.П. Смирнов пишут о перспективах программ Международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР (ITER) и DEMO (DEMONstration Power Plant) на вторую половину XXI в. Они сетуют, что длительный период ожидания этих перспектив провоцирует вопросы о правильности выбора пути к термояду и появление большого потока простых решений, предлагаемых как "малообразованными изобретателями", так и "всемирно признанными учёными". И "ведущим термоядерщикам" приходится тратить время на анализ этих решений. Заметим, что "ведущие термоядерщики" доказывают указанные перспективы не в научном сообществе, а в

своём узком кругу и во властных структурах для выбивания огромного бюджетного финансирования. Это не способствует поддержанию высокого научного уровня у некоторых "ведущих термоядерщиков" и оптимизации затрат на научные разработки. Во всяком случае критику проектов "малообразованных изобретателей" и "всемирно признанных учёных" "ведущим термоядерщикам" следует проводить на более высоком научном уровне.

Многие специалисты считают, что дорогие и многолетние гигантские программы, основанные на токамаке и лазерном обжатии, не имеют перспектив для промышленной энергетики. Напротив, пузырьковые жидкости открывают перспективы их использования в промышленной энергетике, благодаря тому что околосферическая фокусировка энергии инерционной и вязкой жидкостью принципиально более устойчива и эффективна, чем фокусировка энергии паровым взрывом, инициированным оптическим суперкоротким лазерным ударом. Кроме того, подвод энергии суперкоротким лазерным ударом требует огромных затрат энергии, огромных установок, и он очень неэффективен для сверхсжатия газа.

Таким образом, пузырьковые жидкости перспективны для поиска новых ядерных технологий, что признают и наши критики [24].

## Список литературы

1. Забабахин Е И, Забабахин И Е *Явления неограниченной кумуляции* (М.: Наука, 1988); Zababakhin E, Zababakhin I *Unlimited Cumulation Phenomena* (Moscow: Nauka Publ., 1990)
2. Zababakhin E I *Some Problems of the Gasdynamics of Explosions* (Snezhinsk: RFNC — VNIITF Publ. House, 2001)
3. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматлит, 2008); Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966–1967)
4. Crum L A, Matula T J *Science* **276** 1348 (1997)
5. Маргулис М А *УФН* **170** 263 (2000); Margulis M A *Phys. Usp.* **43** 259 (2000)
6. Young F R *Sonoluminescence* (Boca Raton: CRC Press, 2005)
7. Moss W C et al. *Phys. Lett. A* **211** 69 (1996)
8. Nigmatulin R I et al. *Sonochemistry and Sonoluminescence* (NATO ASI Ser., Ser. C, Vol. 524, Eds L A Crum et al.) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999)
9. Nigmatulin R I et al. *Phys. Fluids* **17** 107106 (2005)
10. Taleyarkhan R P et al. *Science* **295** 1868 (2002)
11. Taleyarkhan R P et al. *Phys. Rev. E* **69** 036109 (2004)
12. Nigmatulin R I et al. *J. Power Energy* **218** 345 (2004)
13. Нигматулин Р И и др. *Вестн. Акад. наук Респ. Башкортостан* **7** (4) (2002)
14. Nigmatulin R *Nucl. Eng. Design* **235** 1079 (2005)
15. Taleyarkhan R P, Lahey R T (Jr.), Nigmatulin R I *Multiphase Sci. Technol.* **17** 191 (2005)
16. Lahey R T (Jr.) et al. *Adv. Heat Transfer* **39** 1 (2006)
17. Taleyarkhan R P et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 034301 (2006)
18. Taleyarkhan R P et al. *Nucl. Eng. Design* **238** 2779 (2008)
19. Taleyarkhan R P, Lahey R T (Jr.), Nigmatulin R I, in *Nuclear Energy Encyclopedia: Science, Technology, and Applications* (S B Krivit, J H Lehr, T B Kingery) (Hoboken, N.J.: Wiley, 2011) Ch. 46, p. 553
20. Xu Y, Butt A *Nucl. Eng. Design* **235** 1317 (2005)
21. Kennedy D *Science* **295** 1793 (2002)
22. Reich E S *Nature News* March 8 (2006) doi:10.1038/news060306-2; *Nature News* July 22 (2008) doi:10.1038/454379a; *Nature News* August 29 (2008) doi:10.1038/news.2008.1069

23. Krivit S *New Energy Times* July 18 (2013); *New Energy Times* Jan. 20 (2014); <http://www.bubblegate.com>
24. Goverdovskii A A, Imshennik V S, Smirnov V P *УФН* **183** 445 (2013); Goverdovskii A A, Imshennik V S, Smirnov V P *Phys. Usp.* **56** 423 (2013)
25. Shapira D, Saltmarsh M *Phys. Rev. Lett.* **89** 104302 (2002)
26. Forringer E R, Robbins D, Martin J *Trans. Am. Nucl. Soc.* **95** 736 (2006)
27. Абрамов А И, Казанский Ю А, Матусевич Е С *Основы экспериментальных методов ядерной физики* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
28. Knoll G F *Radiation Detection and Measurement* (New York: Wiley, 1989)
29. Taleyarkhan R P et al., arXiv:1307.3217
30. X-5 Monte Carlo Team "MCNP", LANL-UR-03-1987 (2003)
31. Dickens J K, "SCINFUL", ORNL-6462 (1988)
32. Lee J H, Lee C S *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **402** 147 (1998)
33. Naranjo B *Phys. Rev. Lett.* **97** 149403 (2006)
34. Нигматулин Р И *Динамика многофазных сред* Т. 1 (М.: Наука, 1987); Nigmatulin R I *Dynamics of Multiphase Media* Vol. 1 (New York: Hemisphere Publ. Corp., 1991)
35. Кедринский В К *Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000); Kedrinskii V K *Hydrodynamics of Explosions: Experiment and Models* (Berlin: Springer, 2005)
36. Bosch H-S, Hale G M *Nucl. Fusion* **32** 611 (1992)
37. Нигматулин Р И и др. *Приклад. мех. тех. физ.* **55** (3) 82 (2014); Nigmatulin R I et al. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **55** 444 (2014)

### On thermonuclear processes in cavitation bubbles

#### R.I. Nigmatulin

*P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Nakhimovskii prosp. 36, 117997 Moscow, Russian Federation*

*E-mail: nigmar@ocean.ru*

#### R.T. Lahey (Jr.), R.C. Block

*Rensselaer Polytechnic Institute, 110 8th Street, Troy, New York 12180-3590, USA*

*E-mail: lahey@rpi.edu, blockr@rpi.edu*

#### R.P. Taleyarkhan

*Purdue University, 400 Central Drive, W. Lafayette, IN 47907-1290, USA*

*E-mail: rusi@purdue.edu*

#### C.D. West

*Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box 2008, Oak Ridge, TN 37831, USA*

*E-mail: herderwest@comcast.net*

The theoretical and experimental foundations of so-called bubble nuclear fusion are reviewed. In the nuclear fusion process, a spherical  $\sim 10^{-2}$  m diameter cavitation cluster of spherical bubbles is produced at the center of a cylindrical chamber filled with deuterated acetone using a focused acoustic field having a resonant frequency of about 20 kHz. The acoustically-forced bubbles perform volume oscillations with sharp collapses during the compression stage. During the final stages of collapse, the bubble cluster emitted 2.5 MeV D–D fusion neutron pulses at a rate of  $\sim 2000$  per second. The neutron yield was  $\sim 10^5$  s $^{-1}$ . In parallel, tritium nuclei were produced at the same yield. It is shown numerically that for bubbles having sufficient molecular mass, spherical shock waves develop in the center of the cluster and that these spherical shock waves (microshocks) produce converging shocks within the interior bubbles which focus energy to the centers of the bubbles. When these shock waves reflect from the bubble's centers, extreme conditions of temperature ( $\sim 10^8$  K) and density ( $\sim 10^4$  kg m $^{-3}$ ) arise in a (nano)spherical region ( $\sim 10^{-7}$  m in size) that last for  $\sim 10^{-12}$  s, during which time about ten D–D fusion neutrons and tritium nuclei are produced in the region. A paradoxical result is that in our experiments it is bubble cluster (not streamer) cavitation and the sufficiently high molecular mass of (and hence the low sound speed in) the D-acetone (C $_3$ D $_6$ O) vapor (as compared, for example, to deuterated water D $_2$ O) which are necessary conditions for the formation of convergent spherical microshock waves in central cluster bubbles. It is these waves that allow the energy to be sufficiently focused in the nanospherical regions near the bubble centers for fusion events to occur. The criticism to which the concept of the 'bubble fusion' was subjected in the literature, in particular, most recently in *Uspekhi Fizicheskikh Nauk (Physics – Uspekhi)* journal, is discussed.

PACS numbers: **28.52** –s, 47.40.Nm, 52.50.Lp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409b.0947

Bibliography — 37 references

*Received 30 December 2013, revised 24 March 2014*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (9) 947–960 (2014)

*Physics – Uspekhi* **57** (9) (2014)