

## **5. Кумуляция энергии в газовом пузырьке при ударном сжатии**

Ударное сжатие газового пузырька, в отличие от акустически возбуждаемых пульсаций, может, при определенных условиях, создать значительно более высокие степени концентрации энергии. Это обусловлено в первую очередь тем, что амплитуда давления при ударе может на порядки превышать максимально достижимые акустические давления в жидкости. Важным также является то, что основные параметры, влияющие на динамику пузырька (состав газа в пузырьке, его начальный радиус, параметры ударного импульса) могут быть заранее заданы, и, таким образом, подобраны оптимальными под данные условия эксперимента.

### **5.1. Динамика газового пузырька в высоковязкой жидкости при ударном воздействии**

Одним из последних патентов, использующих ударное сжатие, является патент US 2005/0129161 (M. Laberge) «Apparatus and method for fusion reactor», опубликованный 16.06.2005. Схема установки приведена на рис.5.1.

Принцип работы установки состоит в следующем. Сферический сосуд 12, диаметром около 1 метра, заполнен нелетучей жидкостью. В нижней части сосуда расположено приспособление 22, 24, 26 для ввода газового пузырька 28 с термоядерным топливом. Вокруг сосуда размещены 50-100 газовых пушек 32, приводящих в движение поршни 36, которые создают волну сжатия в жидкости и заставляют пузырек резко сжиматься.

Газовые пушки приводятся в действие компрессором 44 с помощью вентиля 42. Регулятор 116 обеспечивает необходимое статическое давление и задает период повторения ударных импульсов (2-4 Гц).

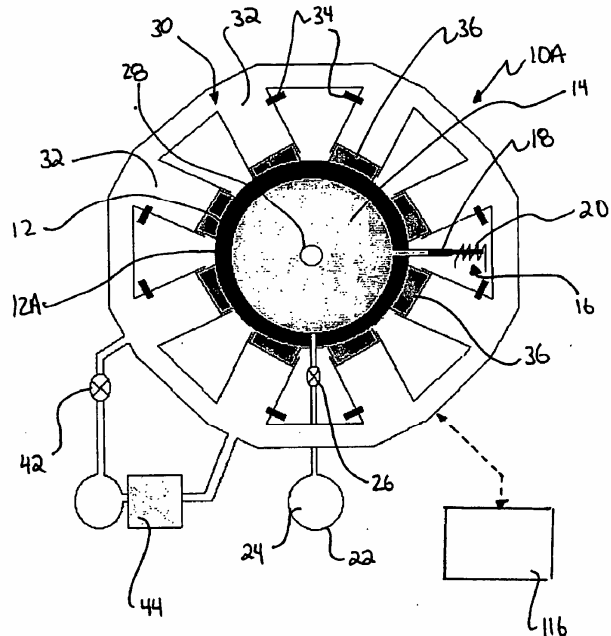


Рис.5.1. Схема установки ударного сжатия газового пузырька с термоядерным топливом по патенту US 2005/0129161.

Автор предлагает осуществлять ввод пузырька под относительно большим давлением (125 бар) с целью уменьшения радиуса и сохранения сферической формы пузырька. При этом радиус вводимого пузырька составляет 100 мкм. При достижении пузырьком центра сферического сосуда давление снижается до 1 миллибара, что заставляет пузырек увеличиться до 5 мм. После этого срабатывают газовые пушки, заставляя пузырек резко сжиматься, а адиабатический нагрев термоядерного горючего приводит к инициированию термоядерных реакций.

Согласно оценкам автора, при импульсном давлении на поршень 10 кбар (ограничено прочностью материала поршня) пиковое давление на стенке пузырька достигает 0,3-1 Мбар, что на много порядков больше, чем в экспериментах по соносинтезу Талейархана (10-15 бар).

Реализация описанного изобретения в техническом плане достаточно сложна. Проблемы аналогичны тем, с которыми столкнулся лазерный инерциальный синтез – сложность синхронизации десятков излучателей, сохранение сферической симметрии волны сжатия и формы пузырька.

Использование газовых пушек для получения импульса сжатия не способствует синхронности их срабатывания по причине невысокой скорости звука в газе. Применение предлагаемых автором электромагнитных ударных устройств с приводом от быстродействующей электроники не решают задачу,

т.к. это неизбежно приведет к снижению амплитуды перемещения поршней, а значит и создаваемого импульсного давления.

Имеются также проблемы с вводом газового пузырька. Предложенный автором пузырек с радиусом 100 мкм просто не оторвется от запускающего устройства за счет действия сил поверхностного натяжения. Декларируемая автором частота срабатывания – 2-4 Гц, также недостижима, т.к. за 0,25-0,5 с пузырек не успеет всплыть до центра сосуда. Далее, необходимо удалять непрореагировавший газ, иначе эффективность сжатия следующего пузырька резко снизится.

В описании патента ничего не сказано о длительности импульса сжатия, генерируемого газовыми пушками. Между тем этот параметр очень важен, т.к. при длительности  $\tau \gg L/c_0 \approx 1/1500 = 6,67 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  ( $L$  – диаметр сосуда,  $c_0$  – скорость звука в жидкости) жидкость будет себя вести как несжимаемая, и формирование ударной волны станет невозможным. При использовании газовых пушек форма и длительность импульса зависят от скорости звука в газе, которая значительно ниже, чем в жидкости. Поэтому следует ожидать, что условие  $\tau \gg L/c_0$  действительно будет выполнено.

Из анализа описания патента следует, что техническая реализация предложенного устройства и его работа как реактора ядерного синтеза маловероятна.

Между тем, ударный способ сжатия позволяет создавать условия для эффективной кумуляции энергии с использованием более простых установок. Важнейшим условием для сохранения сферической симметрии сжатия при этом служат геометрические соотношения между размерами установки и пузырька и временные характеристики импульса сжатия. Рассмотрим эти вопросы более детально.

Для оценки влияния параметров импульса сжатия и геометрии установки на динамику пузырька нет необходимости вычисления термодинамических характеристик газа при сжатии, поэтому в качестве математического описания процесса примем наиболее простое уравнение Рэлея-Плессета для

адиабатических (политропических, в зависимости от принятого значения показателя  $\gamma$ ) пульсаций пузырька в несжимаемой жидкости под действием переменного давления:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left[ P_\infty - P_s + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_m \cdot f(t) - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0 \quad (5.1)$$

где  $R$  – текущий радиус пузырька,  $P_\infty$  – статическое давление в жидкости,  $P_0$  – давление в газе при  $R=R_0$ ,  $P_s$  – давление насыщенных паров жидкости,  $P_m$  – акустическое давление,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\mu$  – коэффициент вязкости жидкости,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $\gamma$  – показатель адиабаты, при начальных условиях

$$R(0) = R_0; \quad \dot{R}(0) = \dot{R}_0$$

В уравнении (5.1) функция  $f(t)$  представляет собой безразмерную функцию времени. В случае акустической кавитации  $f(t)=\sin(\omega t)$ , а при ударном сжатии можно принять физически оправданную экспоненциальную форму нарастания импульса, например в виде  $f(t)=1-\exp(-t/\tau)$ , где  $\tau$  – характерное время, определяющее скорость нарастания давления в импульсе.

Уравнение (5.1) существенно нелинейно относительно радиуса ( $R^{-3\gamma}$ ) и не решается в аналитическом виде, но алгоритм его численного решения не представляет больших сложностей.

Как установлено экспериментально [2,10,11], наибольшая концентрация энергии в пузырьках достигается при использовании таких жидкостей как глицерин, фосфорная кислота, этиленгликоль, серная кислота и т.п., т.е. жидкостей с большой вязкостью. Поэтому рассмотрим влияние этого параметра на динамику газовых пузырьков с различным начальным радиусом.

Вязкость критически влияет на кумуляцию энергии при ультразвуковой кавитации. Это следует из данных, приведенных на рис.5.2. На рисунке представлены данные расчета динамики пульсаций пузырьков в воде и глицерине при прочих равных условиях. Как следует из графиков, высокая вязкость глицерина приводит к практически линейному характеру колебаний пузырька. Это объясняется тем, что влияние вязкости возрастает с уменьшением радиуса как  $1/R$  (см. уравнение (5.1)), и при малых размерах пузырька (что характерно для УЗ-кавитации) диссипация энергии вследствие действия вязких

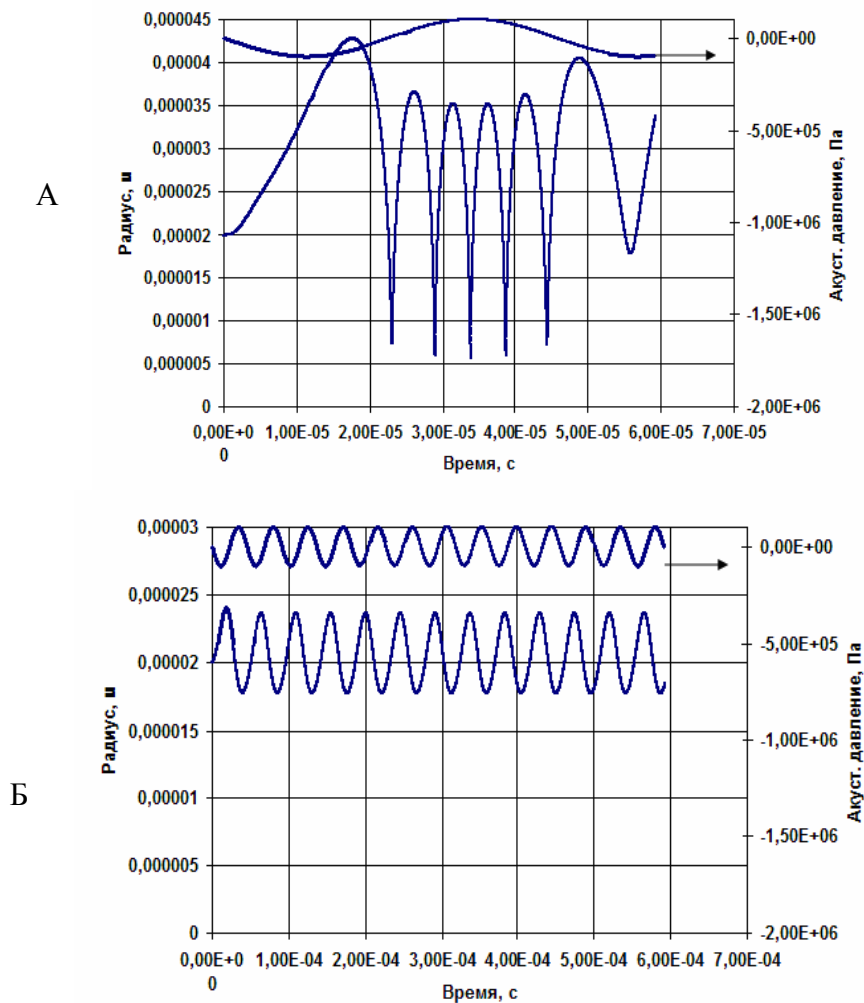


Рис.5.2. Результаты расчетов динамики пузырьков при УЗ-кавитации на частоте 22 кГц. А – в воде,  $\mu=0,001\text{Па}\cdot\text{с}$ , Б – в глицерине,  $\mu=1\text{ Па}\cdot\text{с}$ . Общие параметры приведены в таблице:

$R_0$ , м	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$P_0$ , Па	$P_m$ , Па	$P_s$ , Па	$\sigma$ , Н/м	$\gamma$	Частота, Гц
0,00002	1000	100000	100000	0	0,072	1,4	22000

сил приводит к полному исчезновению стадии интенсивного сжатия, которая имеет место в маловязкой жидкости (рис.5.2а).

Как уже ранее было сказано, использование ударного сжатия пузырька в жидкости позволяет заранее точно задать его начальный размер. Начальный радиус ограничивается только сферической устойчивостью пузырька, и для высоковязких жидкостей может достигать 1-5 мм. Пузырьки таких размеров не могут накапливать энергию ультразвукового поля, т.к. для эффективной передачи энергии пузырькам такого радиуса требуются частоты 100-1000 Гц, а ввод в жидкость акустической энергии на таких низких частотах неэффективен.

Эти ограничения снимаются при использовании ударного сообщения энергии газовому пузырьку. Простейший вариант установки ударного сжатия представляет собой толстостенный цилиндрический металлический сосуд с плотно входящим в него поршнем. Газовый пузырек нужного радиуса  $R_0$  вводится через капилляр, расположенный в нижней части сосуда. Для сохранения симметричности сжатия необходимо соблюдение условия  $L \gg R_0$ , где  $L$  – расстояние от пузырька до ближайшего препятствия (стенка сосуда, поршень, свободная поверхность жидкости и т.п.). Сжатие осуществляется механическим ударом по поршню, например, свободно падающим массивным грузом. Энергия, сообщаемая среде, и параметры импульса сжатия задаются скоростью и массой груза, а также упругими свойствами поршня.

Численные решения уравнения при ударном поршневом сжатии для различных начальных радиусов газовых пузырьков в глицерине приведены

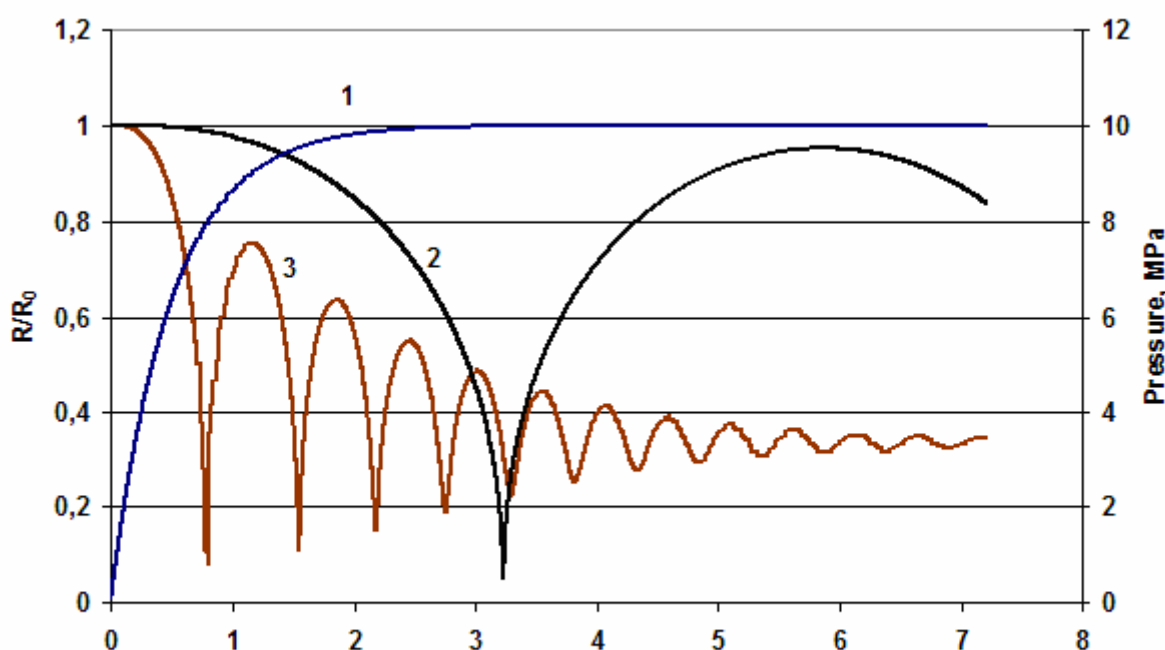


Рис.5.3. Численные решения уравнения пульсаций пузырьков в глицерине при ударном сжатии.

1 – Ударное 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

на рис.5.3. В расчетах принято что давление создаваемое внешним устройством нарастает по закону  $P(t)=P_m \cdot (1-\exp(-t/\tau))$ . 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.

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

При импульсе давления  $P(t)$  близком к прямоугольному ( $\tau \rightarrow 0$ ) энергию внешних сил, переданную газу в пузырьке в идеальной жидкости можно

принять равной  $E = P_m \cdot \Delta V$ , где  $\Delta V$  – изменение объема пузырька. Считая, что амплитуда колебаний велика, т.е.  $R_0 \gg R_{\min}$  можно записать

$$E = \frac{4}{3} \pi R_0^3 P_m \quad (5.2)$$

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

В реальном же случае, при учете конечности скорости звука в жидкости и ее вязкости, это не так. Конечность скорости звука в жидкости приводит к расширению фронта ударного импульса давления, в результате чего более высокие значения термодинамических параметров достигаются внутри пузырька с большим начальным радиусом.

Поэтому возникает задача оптимального выбора рабочей жидкости для установки ударного сжатия газового пузырька. Длительность фронта импульса давления, например в толстостенном цилиндре с ударным поршнем, можно оценить, зная характерные размеры сосуда с жидкостью  $L$  и скорость звука в жидкости  $c_0$ :  $\tau_p \approx L/c_0$ . Жидкости должны выбираться из условия  $\tau_p < \tau$ , или, учитывая ранее принятое условие  $L \gg R_0$  и с учетом времени сжатия получим критерий для выбора жидкости для ударного сжатия:

$$c \cdot \rho^{0,5} \rightarrow \mathbf{max} \quad (5.3)$$

Заметим, что условие (5.3), хотя оно получено из других соображений, совпадает с точностью до показателя степени с критерием несжимаемости жидкости

$$c^2 \cdot \rho \rightarrow \mathbf{max} , \quad (5.4)$$

что с физической стороны означает наиболее полную передачу кинетической энергии жидкости газу в пузырьке (т.е. минимальные потери на излучение



ударной волны от пузырька). Сравнение свойств различных жидкостей по этим критериям приведено в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Свойства некоторых жидкостей и их сравнение по критерию выбора (5.4)

Жидкость	Скорость звука при 20 °С, м/с	Плотность при 20 °С, кг/м <sup>3</sup>	$\rho c^2$ , (МДж/м <sup>3</sup> )	$W_{SL}$ , Отн.ед
Ртуть	1453	13600	28,71	
Глицерин	1923	1270	4,70	28
Серная кислота	1440	1830	3,79	
Этиленгликоль	1658	1115	3,07	22
Анилин	1656	1023	2,81	
Нитробензол	1460	1200	2,56	
Морская вода	1531	1030	2,41	
Вода	1484	1000	2,20	6
Касторовое масло	1477	850	1,85	
Дисульфид углерода	1149	1290	1,70	
Бензол	1324	900	1,58	2
Толуол	1328	866	1,53	3
Керосин	1324	800	1,40	
Четыреххлористый углерод	920	1595	1,35	
Дизельное масло	1250	850	1,33	
Этанол	1207	790	1,15	2
Ацетон	1174	810	1,12	1
Метанол	1103	792	0,96	
Этиловый эфир	985	714	0,69	

В правом столбце приведены данные по интенсивности СЛ  $W_{SL}$  в этих жидкостях в воздушных пузырьках по данным [1]. Обращает на себя внима-

ние тот факт, что интенсивность СЛ изменяется монотонно с изменением величины  $c \cdot \rho^{0,5}$ , что может быть следствием упомянутого выше приближения жидкости к несжимаемой. Данные табл.5.1 в основном также согласуются с результатами [2] по измерению интенсивности СЛ в различных жидкостях на частоте 35 Гц.

Как следует из табл.5.1 наиболее оптимальным выбором жидкости по принятому критерию является ртуть. Ее использование, тем не менее, нежелательно по причине токсичности и высокого давления паров.

Наиболее реальным кандидатом на роль рабочей жидкости в установке ударного сжатия являются жидкости типа глицерина – безвредной прозрачной жидкости с ничтожно малым давлением насыщенных паров. Обратим, однако, внимание, что самые верхние строчки (кроме первой) в табл.5.1 занимают жидкости с высокой вязкостью. Поэтому необходимо выяснить, в какой степени вязкость влияет на кумуляцию энергии в газовом пузырьке.

На рис.5.4 представлены численные решения уравнения (5.1) при ударном сжатии пузырьков при различных вязкостях жидкости. Как следует из анализа решений, вязкость наиболее сильно влияет на пузырек с малым начальным радиусом. Для относительно больших пузырьков ( $R_0=3\text{мм}$  на рис.5.4) характер движения и время сжатия практически не отличаются от рассчитанных по формуле Рэлея

$$t_c = 0,915R_0\sqrt{\rho/P_\infty} \quad (5.5)$$

до вязкости 10 Па·с (глицерин при +3°C), в то время как при  $R_0=0,5\text{мм}$  влияние вязкости начинает сказываться уже при 1 Па·с. Для воды (0,001 Па·с при 20°C) и менее вязких жидкостей решения уже не зависят от вязкости.

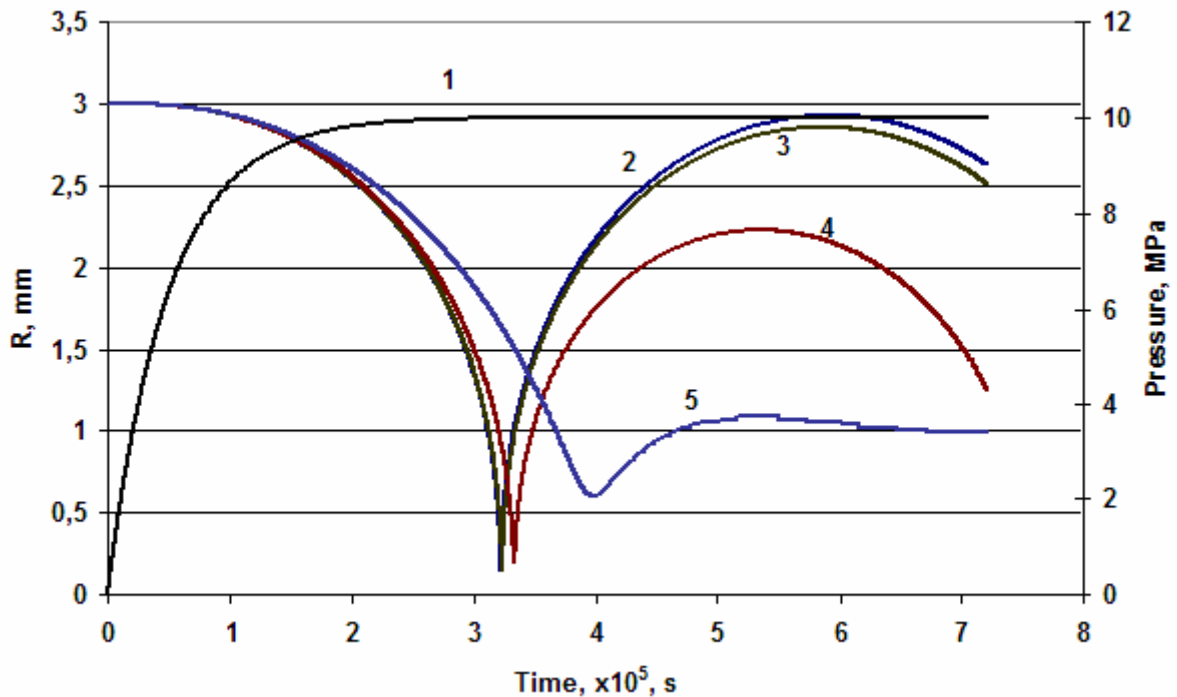


Рис.5.4. Численные решения уравнения пульсаций пузырьков с начальным радиусом 3 мм в жидкостях с различной вязкостью при ударном сжатии.

- 1 – Давление  $P(t)=P_m \cdot (1-\exp(-t/\tau))$  при  $P_m=10$  МПа,  $\tau = 2 \cdot 10^{-5}$  с
- 2 –  $R(t)$  при  $\mu=0,001$  Па·с
- 3 –  $R(t)$  при  $\mu=1$  Па·с
- 4 –  $R(t)$  при  $\mu=10$  Па·с
- 5 –  $R(t)$  при  $\mu=50$  Па·с

Результаты расчета для воздушных пузырьков в глицерине при  $R_0=3$  мм ( $\rho=1270$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_0=1923$  м/с) показывают, что при амплитуде ударной нагрузки  $P_m=10$  МПа, время сжатия пузырька составит 33.4 мкс (рис.5.4). Время нарастания давления при ударе равно примерно времени двойного прохода звука по длине цилиндра, т.е.  $\tau_p \approx 2L/c_0$ . Приняв  $L=10$  см (из условия  $L \gg R_0$ ) получим  $\tau_p = 2 \cdot 0,01/1923 = 10,4$  мкс. Таким образом, при этих условиях возможна кумуляция энергии для достаточно больших пузырьков.

На основании проведенного анализа решений уравнения динамики кавитационного пузырька в вязкой жидкости можно заключить, что использование поршневого ударного сжатия газового пузырька является эффективным методом концентрации энергии при выполнении ряда условий:

1. Пузырек должен быть достаточно большим (0,3-5мм) по сравнению со случаем ультразвуковой кавитации.
2. Жидкость должна иметь пренебрежимо малое давление насыщенных паров и большое значение параметра  $\rho \cdot c^2$ .
3. Длительность фронта импульса сжатия должна быть достаточно малой, но при соблюдении условия  $\tau \gg R_0/c_0$ , что обеспечивает условия для сферичного сжатия газового пузырька.

Немаловажное значение для увеличения степени концентрации энергии в пузырьке имеет вязкость жидкости. Вязкость жидкости способствует сохранению сферичности процесса сжатия пузырька за счет подавления высших (несферических) мод колебаний. Кроме того, при использовании ударного сжатия с вводом газового пузырька через капилляр неизбежно возникают каплеобразные искажения формы пузырька при его всплывании. Степень искажения зависит от скорости всплывания, которая, в свою очередь, зависит от коэффициента вязкости. Использование жидкостей с высокой вязкостью позволяет замедлять процесс всплывания пузырька, скорость которого вычисляется по формуле Стокса

$$V = \frac{g(\rho_0 - \rho')R_0^2}{3\mu} \quad (5.6)$$

где  $\rho_0$  и  $\rho'$  – плотность жидкости и газа соответственно;  $\mu$  – динамическая вязкость жидкости (табл.5.2);  $R_0$  – радиус пузырька.

В табл.5.2 приведены значения коэффициента вязкости при различных температурах для глицерина и воды.

Таблица 5.2

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  $20^{\circ}\text{C}$  ) и очень низкое давление насыщенных паров  $P_s=0,133$  кПа (при  $125^{\circ}\text{C}$  ). (Для ртути  $P_s=171$  кПа уже при  $20^{\circ}\text{C}$ ).

Несложно вычислить, что при температуре  $+5^{\circ}\text{C}$  и начальном радиусе пузырька  $R_0=3$  мм скорость всплытия пузырька в глицерине составит около  $5,3$  мм/с. При малой скорости всплытия пузырька искажения его формы пренебрежимо малы, а достаточно большое время всплывания позволяет упростить схему синхронизации процессов в установке и регистрации параметров эксперимента.

## **5.2. Экспериментальное исследование ударного сжатия пузырька дейтерия в вязкой жидкости**

На основе изложенных выше соображений относительно возможности эффективной концентрации энергии при поршневом ударном воздействии на систему жидкость-пузырек, был поставлен эксперимент [3], имеющий целью определить возможность инициирования реакции ядерного синтеза в подобных установках.

Ввиду чрезвычайной важности проблемы управляемого ядерного синтеза, с которым может быть связано обнаруженное явление, было решено повторить известный эксперимент [4] в измененном варианте, исключающем двоякое толкование результатов. В работе [3] 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.

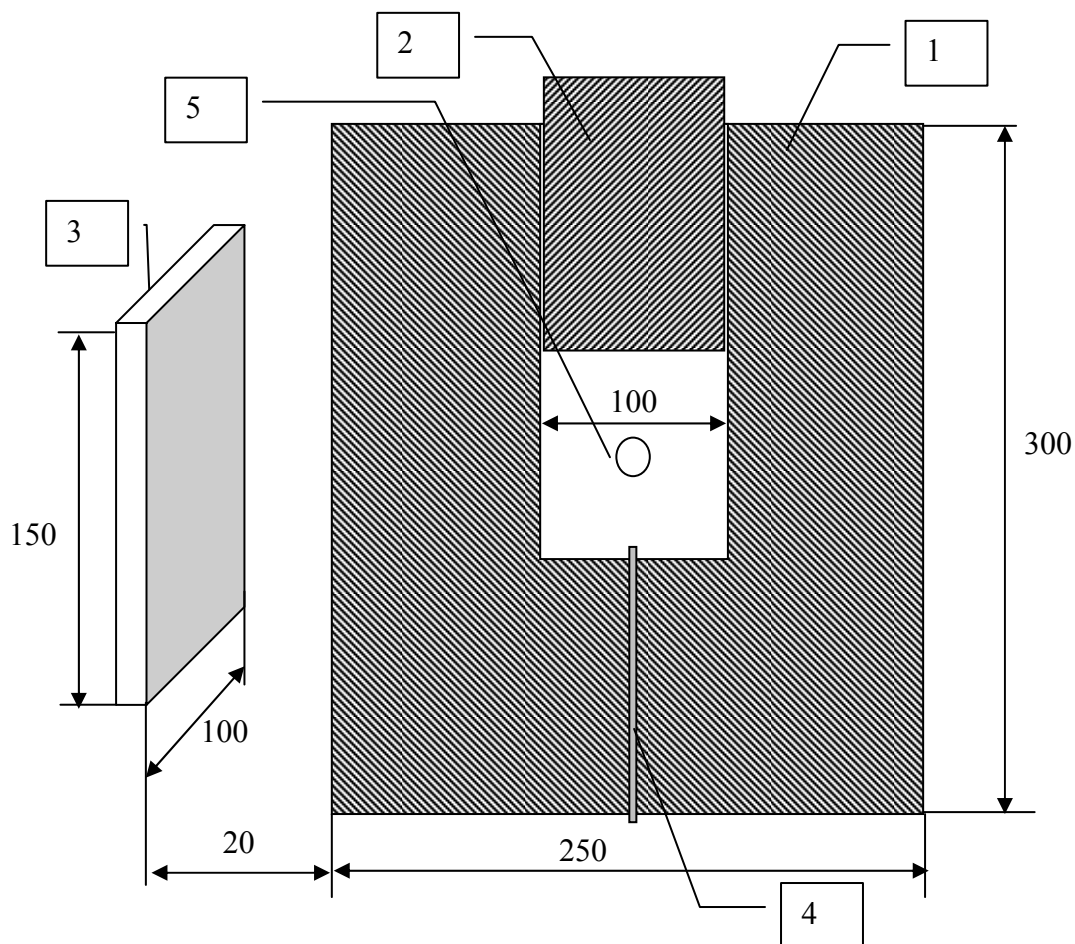


Рис.5.5. Схема установки. Размеры даны в мм.

1. Стальной цилиндр.
2. Поршень из алюминиевого сплава.
3. Детектор нейтронов из 5 счетчиков СММ-56.
4. Игла шприца для ввода газового пузырька.
5. Пузырек газа.

В отличие от экспериментов [4,5], в которых процессы зарождения и пульсаций кавитационных пузырьков в акустическом поле были практически неконтролируемы, нами была разработана установка ударного сжатия газового пузырька заданного начального радиуса (рис.5.5).

Установка представляет собой массивный толстостенный стальной цилиндр (1) с плотно входящим в него поршнем (2) из легкого алюминиевого сплава. Цилиндр заполнен рабочей жидкостью, в качестве которой использо-

вался глицерин ( $C_3H_8O_3$ ). Пузырек газа (5) заданного объема вводился с помощью иглы микрошприца (4) и под действием выталкивающей силы начал всплывать с постоянной скоростью  $V$ . Несложно вычислить, что при температуре  $+5^\circ C$  и начальном радиусе пузырька  $R_0=3$  мм скорость всплытия пузырька в глицерине составит около  $5,3$  мм/с, так что при высоте цилиндра  $100$  мм наблюдение за всплывающим пузырьком можно проводить в течение десятков секунд. Вязкость легко регулировалась в широких пределах путем изменения температуры жидкости.

При достижении пузырьком половины высоты цилиндра к поршню (2) прилагалась ударная нагрузка, создававшаяся грузом массой  $10$  кг, свободно падающим с высоты  $0.1\dots 5$  м. Тем самым задавалась кинетическая энергия, передаваемая поршню, и формировался импульс давления в жидкости, под действием которого пузырек газа резко сжимался, аналогично пузырьку при акустической кавитации.

Весьма ответственным элементом экспериментальной установки является детектор нейтронов (3). Он составлен из пяти счетчиков СНМ-56, с общей активной площадью  $150$  см<sup>2</sup>, что составляет с учетом геометрии установки  $0.059$  полного телесного угла. Работа счетчика основана на реакции нейтронов с наполняющим камеру газом гелием-3:  $n+{}^3\text{He} = p+T+764$  кэВ. У данного типа счетчиков, благодаря высокому сечению реакции  ${}^3\text{He}(n,p)T$ , составляющему для тепловых нейтронов  $5\cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup> достигается практически предельная эффективность регистрации нейтронов. Характеристики счетчика приведены в табл.5.3.

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

Принцип работы схемы регистрации нейтронов иллюстрируется на рис.5.6. При непрерывном облучении слабым потоком нейтронов (в примере на рис.5.6 -  $5$  с<sup>-1</sup>) на выходе усилителя заряда наблюдается картина, показан-

ная на верхнем рисунке. После среза шумового 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.

Таблица 5.3

Характеристики счетчика нейтронов СНМ-56

Диаметр	18 мм
Длина рабочей части	150 мм
Режим работы	Пропорциональный счет
Давление $^3\text{He}$	0.7 МПа
Собственный фон, не более	$10^{-3} \text{ с}^{-1}$
Сопротивление изоляции, не менее	$10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{м}$
Рабочее напряжение	1200 В
Эффективность регистрации тепловых нейтронов, не менее	0.7
Время сбора заряда	$10^{-6} \text{ с}$

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 сонолюминесценции (около  $10^{-10} \text{ с}$ , [6]), то непосредственный счет нейтронов в импульсе невозможен, т.к. время накопления заряда счетчика значительно превышает эту величину ( $10^{-6} \text{ с}$ ). 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 уда-



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

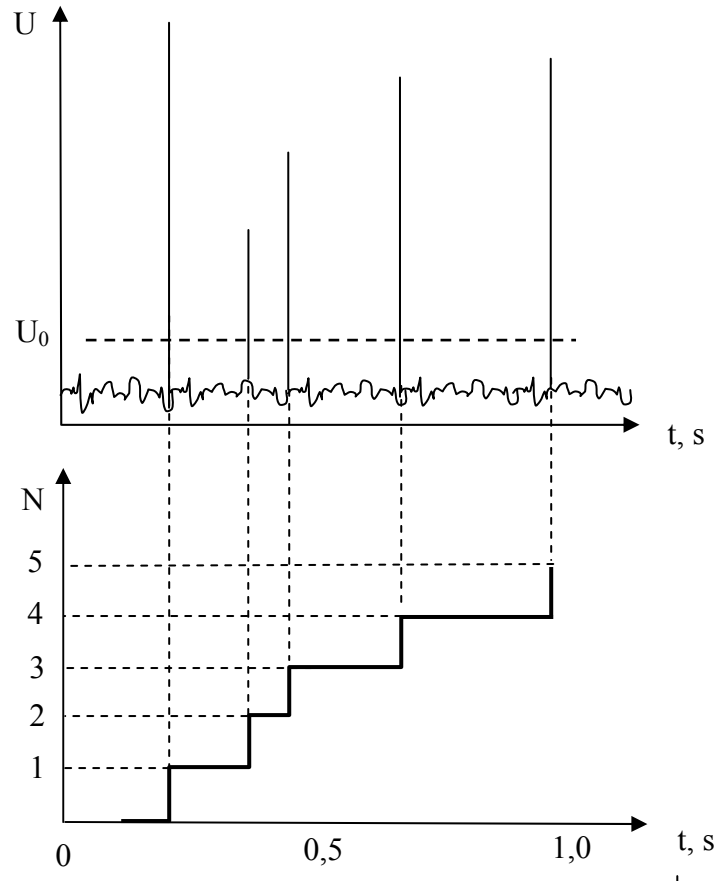


Рис.5.6. Принцип работы электронной схемы счета нейтронов.  $U$  - сигнал на выходе усилителя,  $U_0$  - уровень среза шумового сигнала (90 mV).  $N$  - число нейтронов, вылетевших за одну секунду.

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.5.5), можно ожидать, что основной поток нейтронов замедлится в самой рабочей жидкости без использования дополнительного слоя замедлителя, а длительность нейтронного импульса увеличится до нескольких микросекунд. Таким образом, временные и

энергетические параметры нейтронного импульса становятся достаточными для регистрации газоразрядными счетчиками типа СМ-56.

Глицерин перед экспериментом дегазировался путем нагрева до температуры  $+150^{\circ}\text{C}$ , а затем охлаждался до  $+5^{\circ}\text{C}$  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.

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  $+5^{\circ}\text{C}$  наибольшая воспроизводимость результатов имеет место при начальном радиусе пузырька равном 3...5 мм. Предположительно это связано с устойчивостью сферической формы пузырька в этом диапазоне радиусов. 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 механическое ударное 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).

Результаты серии экспериментов при начальном радиусе пузырька  $R_0=3\text{мм}$  представлены в табл.5.4. Для каждого значения энергии удара в интервале 10...500 Дж проводилась серия из 10 экспериментов, при которых фиксировалось 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 которых все условия экспериментов сохранялись, кроме того, что вместо дейтерия пузырек содержал воздух.

Таблица 5.4

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
<b>Среднее</b>	<b>0.4</b>	<b>1.3</b>	<b>1.4</b>	<b>3.2</b>	<b>4.5</b>	<b>4.4</b>	<b>5.3</b>	<b>5.7</b>	<b>5.5</b>	<b>9.0</b>	<b>5.2</b>
<b>Дисперсия</b>	<b>0.27</b>	<b>0.68</b>	<b>0.49</b>	<b>2.84</b>	<b>3.61</b>	<b>6.26</b>	<b>8.45</b>	<b>7.56</b>	<b>8.94</b>	<b>7.55</b>	<b>25.06</b>

При контрольных экспериментах с воздушными пузырьками нейтроны не были обнаружены, за исключением нескольких случаев, в которых, по видимому, регистрировалось фоновое нейтронное излучение и собственный фон счетчика. Фоновое излучение в условиях проведения экспериментов составляло 1...5 мин<sup>-1</sup>. 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.5.4 (общее время измерений составляет 110 с), только 110·0,08=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 фоновым излучением.

Анализ данных табл.5.4 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.5.4 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 [7].

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.

### **5.3 Оценка нейтронного выхода при ударном сжатии дейтериевого пузырька в нелетучей жидкости**

Для объяснения обнаруженного эффекта генерации нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в глицерине необходимо хотя бы приблизительно оценить количественный выход нейтронов в условиях эксперимента.

Сложность проведения подобных оценок связана с двумя основными причинами. Первая из них – неоднозначность результатов теоретических исследований термодинамических параметров сжатого газа в пузырьке. Различные физические модели динамики пузырька дают на порядки различающиеся температуры, давления и плотности сжимаемой среды. Так, например, в работах [8,9], на основании расчетов с учетом динамики газа в пузырьке, получены значения температуры в  $10^6$ - $10^7$  К, а в других работах, в том числе и экспериментальных [10,11], максимальная температура не превышает  $(2-4) \cdot 10^4$  К.

Вторая причина связана с отсутствием данных по сечениям ядерных реакций при относительно невысоких температурах. Так, например, в фундаментальном труде по методам ядерного синтеза [12] имеются данные по сечениям в температурной области 1 кэВ и выше (1 эВ соответствует примерно  $1,1 \cdot 10^4$  К), в то же время, выход нейтронов в DD-реакции имеет место и при энергиях в сотни эВ, а возможно и более низких [13].

В этом разделе книги мы попытаемся оценить выход нейтронов в условиях эксперимента [3] в следующих предположениях:

1. Нет массообмена между жидкостью и газом. Это означает, что число молекул в пузырьке остается постоянным (нет испарения жидкости и диффузии газа в пузырек), что допустимо для нелетучей (давление насыщенных паров  $P_s=0$ ) и предварительно дегазированной жидкости.

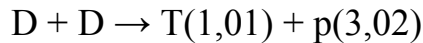
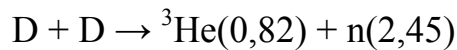
2. Процесс сжатия считается адиабатическим.

3. Пузырек сохраняет сферическую форму до конца сжатия.

4. Жидкость считается несжимаемой.

Эти условия позволяют использовать хорошо известное уравнение движения кавитационного пузырька Рэлея-Плессета, численные методы решения которого не представляют сложностей и хорошо отработаны. Мы не будем на них останавливаться и примем, что функция изменения радиуса пузырька  $R(t)$  нам известна при любых значениях параметров (начальный радиус  $R_0$ , начальное давление в пузырьке  $P_0$ , вязкость жидкости и поверхностное натяжение  $\mu$  и  $\sigma$ , показатель адиабаты  $\gamma$  и пр.).

5. Выход нейтронов обусловлен обычными, «горячими» каналами реакции DD-синтеза:



Число нейтронов, возникших при коллапсе дейтериевого пузырька, может быть вычислено по известному в теории ядерных реакций соотношению [12]

$$N = \frac{1}{2} \int_0^{t_c} n_D^2 \cdot (\overline{\sigma v}) \cdot V \cdot dt, \quad (5.7)$$

где  $t_c$  – время коллапса пузырька,  $n_D$  – концентрация дейтронов,  $m^{-3}$ ,  $V$  – объем плазмы,  $m^3$ ,  $(\overline{\sigma v})$  - средневзвешенное сечение реакции  $D({}^3\text{He}, n)D$ ,  $m^3/c$ .

В работе Р.И. Нигматулина с соавторами [8], в которой проводится теоретическое обоснование результатов экспериментов по соносинтезу группы Талейархана [4,5], при использовании формулы (1) сечение реакции счи-

талось постоянным  $(\overline{\sigma v}) = 10^{-30} - 10^{-32} \text{ м}^3/\text{с}$ , временной промежуток существования плазмы принимался равным  $\Delta t = 10 - 50 \text{ пс}$ , а концентрация дейтронов  $n_D = 10^{29} \text{ м}^{-3}$ . При радиусе наиболее горячей центральной зоны пузырька в пределах 1-2 мкм была получена оценка выхода нейтронов в  $10^2 - 10^1$  нейтронов/коллапс. Достаточно произвольный выбор параметров, конечно, не способствовал повышению точности оценок нейтронного выхода соносинтеза.

Концентрация ядер дейтерия  $n_D$  изменяется в процессе коллапса и может быть вычислена (в наших предположениях об отсутствии массообмена) из уравнения состояния идеального газа:

$$n_D = \frac{2P_0 N_A}{R_g T_0} \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^3 \quad (\text{м}^{-3}) \quad (5.8)$$

где  $R_g = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$  – универсальная газовая постоянная,  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  – число Авогадро.

Нижние нулевые индексы означают, что параметры соответствуют моменту начала коллапса, а число 2 в числителе учитывает, что в молекуле дейтерия  $D_2$  имеется два дейтрона.

Для вычисления сечения реакции  $(\overline{\sigma v})$  воспользуемся экстраполяцией экспериментальных данных, приведенных в [12] (табл.5.4).

Таблица 5.4

Данные по сечениям реакции  $D(^3\text{He}, n)D$  в области малых энергий [12]

Температура дейтрона $T$ , кэВ	$(\overline{\sigma v})$ , $\text{м}^3/\text{с}$
1	$9,62 \cdot 10^{-29}$
1,5	$6,47 \cdot 10^{-28}$
2	$2,60 \cdot 10^{-27}$
3	$1,45 \cdot 10^{-26}$
4	$4,23 \cdot 10^{-26}$
5	$8,94 \cdot 10^{-26}$
6	$1,55 \cdot 10^{-25}$
7	$2,46 \cdot 10^{-25}$
8	$3,55 \cdot 10^{-25}$
9	$4,82 \cdot 10^{-25}$

В работе [12] рекомендуется в качестве интерполяционной функции для расчета сечения реакции использовать семипараметрическую функцию вида

$$(\overline{\sigma v}) = 10^{-6} \cdot \exp(a_1/T^r + a_2 + a_3 \cdot T + a_4 \cdot T^2 + a_5 \cdot T^3 + a_6 \cdot T^4) \quad (5.9)$$

Подбор параметров по исходным данным табл.5.4 дает следующие значения:

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$r$
-17,025	-37,585	4,94	-1,14	0,123	$-4,96 \cdot 10^{-3}$	$8,30 \cdot 10^{-2}$

Погрешность интерполяции по (3) в диапазоне температур от 1 до 10 кэВ не превышает 5% [12].

Использование функции (5.9) для дальнейшего анализа неудобно из-за сложной структуры. Поэтому для экстраполяции в область более низких значений энергий (0,01-0,1 кэВ), нами была принята экстраполяция в виде степенной зависимости:

$$(\overline{\sigma v}) = 1,2076 \cdot 10^{-28} \cdot T^{4,1494} \text{ (м}^3/\text{с)}, \quad (5.10)$$

где температура  $T$  выражена в кэВ.

Сравнение экстраполяционных зависимостей (5.9) и (5.10) приведено на рис.5.7. Заметим, что в области малых энергий степенная функция (5.10) дает более низкие значения сечения реакции, чем зависимость (5.9).



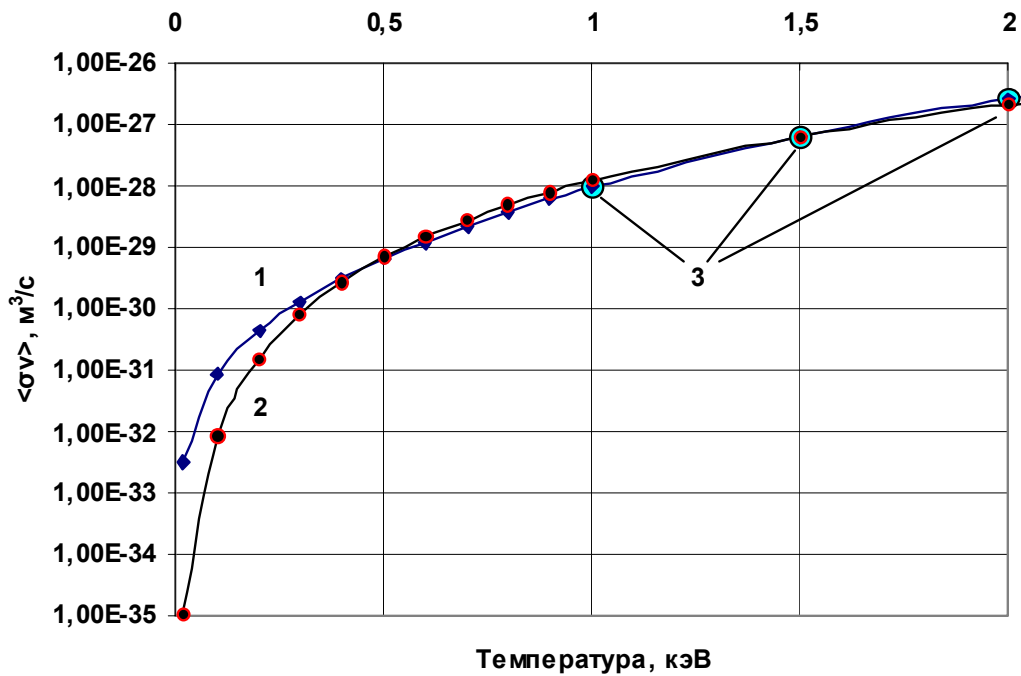


Рис.5.7. Зависимость сечения реакции  $D(^3\text{He}, n)D$  от энергий дейтронов. 1 – экстраполяция по формуле (5.9); 2 – экстраполяция по степенной зависимости (5.10). 3 - экспериментальные точки из работы [12].

После перевода энергетических единиц в температурные

$$E = \frac{3}{2} kT_0 \left( \frac{1}{1000 \cdot e} \right) \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \quad (\text{кэВ}) \quad (5.11)$$

получим экстраполяционную функцию (5.10) в следующем виде:

$$\langle \sigma v \rangle = 1,2076 \cdot 10^{-28} \cdot \left[ \frac{3}{2} kT_0 \left( \frac{1}{1000 \cdot e} \right) \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \right]^{4,1494} \quad (\text{м}^3/\text{с}) \quad (5.12)$$

В формулах (5.11) и (5.12)  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана, а коэффициент  $(1/(1000 \cdot e))$  служит для перевода единиц энергии Дж в кэВ.

Используя (5.8) и (5.12) для формулы выхода нейтронов (5.7) получим:

$$N = \frac{1}{2} \int_0^{t_c} \left[ \frac{2P_0 N_A}{R_g T_0} \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^3 \right]^2 \cdot 1,2076 \cdot 10^{-28} \cdot \left[ \frac{3}{2} kT_0 \left( \frac{1}{1000 \cdot e} \right) \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \right]^{4,1494} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3(t) \cdot dt \quad (5.13)$$

Обозначив произведение констант в выражении (5.13) одним размерным коэффициентом  $K$  и принимая показатель адиабаты для плазмы  $\gamma=1,67$  получим окончательно:

$$N = K \cdot P_0^2 \cdot R_0^{10,34} \cdot T_0^{2,1494} \int_0^{t_c} \left( \frac{1}{R(t)} \right)^{7,34} \cdot dt \quad (5.14)$$

Заметим, что оптимизацию начальных параметров пузырька ( $P_0, R_0, T_0$ ) для получения максимального выхода нейтронов по данному соотношению нельзя провести непосредственно, т.к. подынтегральная функция  $R(t)$  сама зависит от ( $P_0, R_0, T_0$ ).

Для проведения численных расчетов нейтронного выхода функция (5.14) встраивалась непосредственно в алгоритм решения уравнения динамики пузырька. На каждом шаге интегрирования  $\Delta t_i$  после вычисления значения  $R(t_i)$  рассчитывался нейтронный выход на данном шаге  $N_i$ , и вычислялась накопленная сумма нейтронов, т.е.

$$N = K \cdot P_0^2 \cdot R_0^{10,34} \cdot T_0^{2,1494} \cdot \sum_{i=0}^M \left( \frac{1}{R_i(t)} \right)^{7,34} \cdot \Delta t_i \quad (5.15)$$

где  $M$  – число шагов интегрирования.

Условия для проведения расчетов были выбраны аналогичными экспериментальным в работе [3]. Давление в глицерине скачком изменялось от  $P_0=1$  атм до  $P_\infty=200$  атм, равновесный радиус пузырька дейтерия составлял 3 мм. Остальные параметры приведены в табл.5.6.

Таблица 5.6

Параметры для расчета

$R_0,$ мм	$\rho_{ж},$ кг/м <sup>3</sup>	$P_\infty,$ атм	$P_s$	$\sigma,$ Н/м	$\mu,$ Па·с	$P_0,$ атм	$\gamma$
3	1250	200	0	0,062	1	1	1,67

Результаты расчетов приведены в табл.5.7 и на рис.5.8,5.9.

Как следует из представленных результатов, нейтронный выход действительно имеет место при данных условиях, и составляет около 100 нейтронов на коллапс. Это значение, с учетом охватываемого счетчиком нейтронов телесного угла в эксперименте [3] (0.059 от полного, т.е. число попавших на счетчик нейтронов составляет  $100 \cdot 0.059 = 5.9$  нейтронов/коллапс), с достаточно хорошо совпадает с экспериментом.

Таблица 5.7

Расчетные параметры в конце сжатия пузырька

$V_{\max}$ , м/с	$R_{\min}$ , мм	$T_{\max}$ , К	$P_{\max}$ , атм	$\rho_{\Gamma \max}$ кг/м <sup>3</sup>	$R_0/R_{\min}$	$(\overline{\sigma v})$ , м <sup>3</sup> /с	$n_d \max$ , м <sup>-3</sup>	<b>N</b>
-1483,8	0,287	40145	$1,57 \cdot 10^5$	187,2	10,4	$4,0 \cdot 10^{-38}$	$2,8 \cdot 10^{28}$	<b>107</b>

Сравнивая результаты проведенных расчетов с расчетами группы Р.И. Нигматулина [8], можно отметить следующее. Максимальное сечение реакции  $(\overline{\sigma v}) = 4,0 \cdot 10^{-38}$  м<sup>3</sup>/с на 6-8 порядков меньше, чем принято в расчетах [8]. Это объясняется тем,

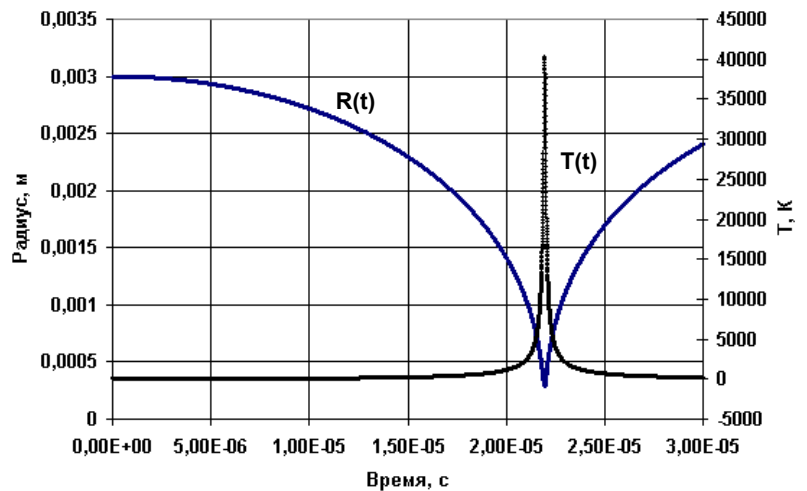


Рис.5.8. Расчетные значения динамики радиуса пузырька и температуры газа.

что расчетная температура плазмы в ударной волне в работе [8] достигает 4-7 млн. К, в то время как в наших расчетах максимальная температура составляет около 40 тыс. К (рис.5.8). В то же время, ширина нейтронного импульса по половине высоты в наших расчетах составляет ~80 нс (рис.5.9), вместо 10-50 пс в работе [8]. Использование большого начального радиуса пузырька, кроме расширения процесса во времени, обеспечивает большее число дейтронов,

которые могут вступить в реакцию синтеза, тем самым увеличивая общий выход нейтронов.

Используя предложенную методику расчета нейтронного выхода можно оценить влияние основных параметров и условий схлопывания пузырька на величину нейтронного выхода.

На рис.5.10 показана расчетная зависимость выхода нейтронов от начального радиуса дейтериевого пузырька (остальные исходные данные соответствуют табл.5.6). Наблюдается быстрый рост выхода нейтронов с увеличением начального радиуса, приблизительно по степенному закону  $N \sim R_0^{3,9}$ . В технической реализации эксперимента  $R_0$  ограничивается нарушением сферичности пузырьков (для глицерина  $R_0 < 5\text{мм}$ ).

На рис.5.11 приведена зависимость выхода нейтронов от величины скачка давления в жидкости.

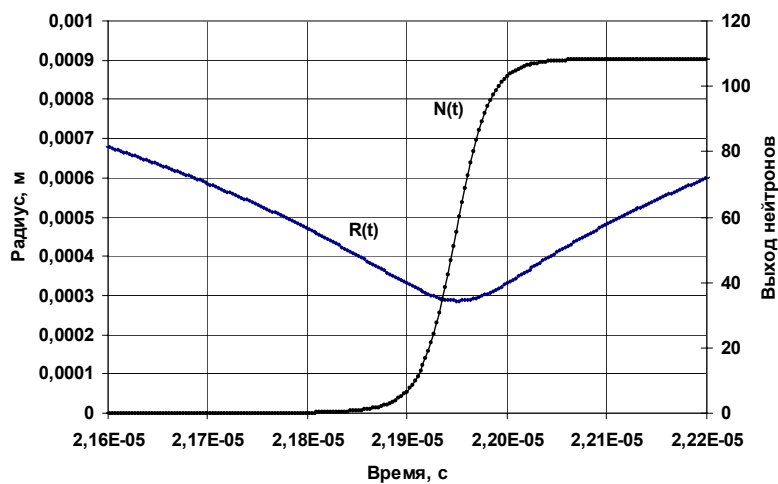


Рис.5.9. Конечная стадия сжатия пузырька.  $N(t)$  – число вылетевших нейтронов

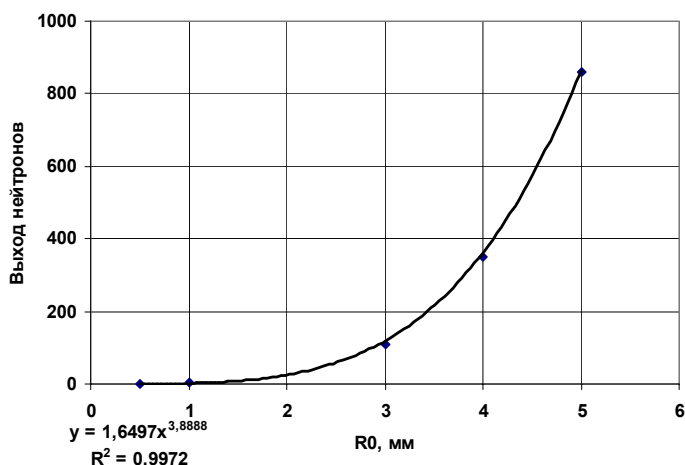


Рис.5.10. Зависимость выхода нейтронов от начального радиуса пузырька  $R_0$ .

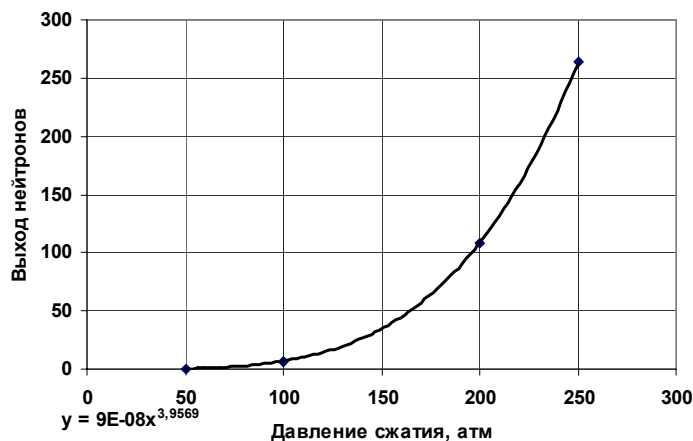


Рис.5.11. Зависимость выхода нейтронов от давления в жидкости.

ления (ударного) в жидкости (остальные исходные данные также соответствуют табл.5.6). Выход нейтронов с увеличением давления растет как  $N \sim P^{3,96}$ . Максимально достижимое давление при ударном сжатии определяется конструкцией установки и используемыми материалами.

На рис.5.12 приведена зависимость выхода нейтронов от величины начального давления в пузырьке (остальные исходные данные также соответствуют табл.5.6). Выход нейтронов с увеличением давления  $P_0$  снижается как  $N \sim P_0^{-2,42}$ . Снижение начального давления ограничено, по-видимому, только вязкими силами, которые проявляются при малых радиусах коллапсирующих пузырьков (менее 0,1 мм для глицерина).

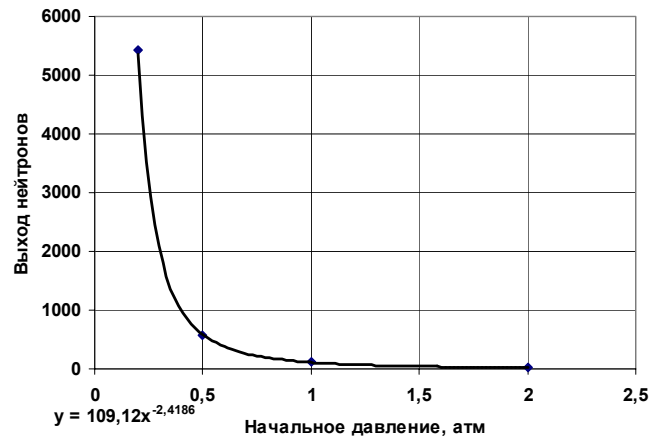


Рис.5.12. Зависимость выхода нейтронов от начального давления в пузырьке  $P_0$ .

На основании проведенных расчетов зададим параметры, максимально достижимые в условиях эксперимента:  $R_0=5$ мм,  $P=250$  атм,  $P_0=0,2$  атм. Остальные величины и параметры соответствуют табл.5.6.

Результаты расчета приведены в табл. 5.8.

Таблица 5.8

Расчетные параметры в конце сжатия пузырька

$V_{max}$ , м/с	$R_{min}$ , мм	$T_{max}$ , К	$P_{max}$ , атм	$\rho_{Г max}$ , кг/м <sup>3</sup>	$R_0/R_{min}$	$(\overline{\sigma v})$ , м <sup>3</sup> /с	$n_d max$ , м <sup>-3</sup>	<b>N</b>
-5335	0,198	256716	$2,81 \cdot 10^6$	527	25,2	$9,0 \cdot 10^{-35}$	$7,9 \cdot 10^{28}$	<b>105854</b>

Таким образом, при подборе условий сжатия пузырька возможно увеличение выхода нейтронов до  $10^5$  нейтронов/коллапс.

Приведенные выше результаты расчетов нейтронного выхода на простейшем примере адиабатического сжатия пузырька в несжимаемой жидко-

сти служат лишь для демонстрации возможностей метода расчета эффективности ядерного синтеза при относительно низких температурах. Аналогичный расчет может быть перенесен на более сложные модели, например, учитывающие сжимаемость жидкости, динамику газа в пузырьке с образованием ударных волн, теплообмен между газом и жидкостью и т.п.

Предложенный метод расчета нейтронного выхода при коллапсе пузырьков позволяет оптимизировать параметры экспериментальной установки и выбрать временные параметры счетчика нейтронов для наиболее достоверной их регистрации.

### Список литературы к разделу 5

1. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция. М.: Химия. - 1986.-288 с.

2. Chakravarty A., Georghiou Th., Phillipson T.E. and Walton A.J. (2004). Stable sonoluminescence within a water hammer tube // *Phys. Rev. E.* – 2004. – V.**69**. - 066317.

3. Смородов Е.А., Галиахметов Р.Н. Экспериментальное обнаружение нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в вязкой жидкости // *Прикладная физика.* – 2006. -№4. - С.5-11.

4. Taleyarkhan R. P., West C.D., Lohey R.T. et al. (2002). Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // *Science.* - 2002. - V.**295**. - P.1868–1873.

5. Taleyarkhan R. P., West C.D., Lohey R.T. et al. (2006). Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // *Pys. Rev. Lett.* - 2006.- V.**96**. – 034301.

6. Hiller R.A., Putterman S. J. and Weninger K.R. (1998). Time-Resolved Spectra of Sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* - 1998. - V.**80**. - P.1090–1093.

7. Великодный В. Ю., Битюрин В. А. О возможности термоядерного синтеза во фронте ударной волны // *Прикладная физика.* – 2001. - № 3. - С. 12-19.

8. Nigmatulin R.I., Akhatov I. Sh., Topolnikov A. S. et al. Theory of super-compression of vapor bubbles and nanoscale thermonuclear fusion // Phys. Fluids. – 2005. – V.17. – 107106.

9. Ruuth S.J., Putterman S. and Merriman B. Molecular dynamics simulation of the response of a gas to a spherical piston: Implications for sonoluminescence // Phys. Rev. E. – 2002. - V.66.- 036310.

10. Flannigan D.J. and Suslick K.S. Molecular and atomic emission during single-bubble cavitation in concentrated sulfuric acid Acoustics //Research Letters Online.- 2005.-V.6. -№3. - P.157-161.

11. Hopkins S.D., Putterman S.J., Kappus B.A. et. al. Dynamics of a Sonoluminescing Bubble in Sulfuric Acid // Phys. Rev. Lett.- 2005.- V.95. - 254301.

12. Dolan Th. J. Fusion Research. Principles, Experiments and Technology. Pergamen Press, 2000. – 937 p.

13. Анисимов С. И., Беспалов В. Е., Вовченко В. И. и др. (1980). Генерация нейтронов при взрывном инициировании DD-реакции в конических мишенях //Письма в ЖЭТФ. - 1980. -Т.31. - №1. - С.67-70.