

#### 4. Методы повышения кумуляции энергии в газовых пузырьках

Как показано в предыдущих главах, открытие режима SBSL в значительной степени прояснило вопрос о механизме СЛ, и позволило оценить значения термодинамических параметров газа на конечной стадии сжатия пузырька. И хотя эти значения оказались чрезвычайно высокими, инициирование ТЯС по обычным (горячим) каналам в этих условиях все же маловероятно.

Как выяснилось при исследованиях SBSL, пространство параметров для поддержания режима устойчивого SBSL весьма ограничено. Так, амплитуда акустического давления в этом режиме не может превышать 1,5-1,6 атм [4], в связи с чем дальнейшего увеличения кумуляции энергии в этом режиме ожидать не приходится.

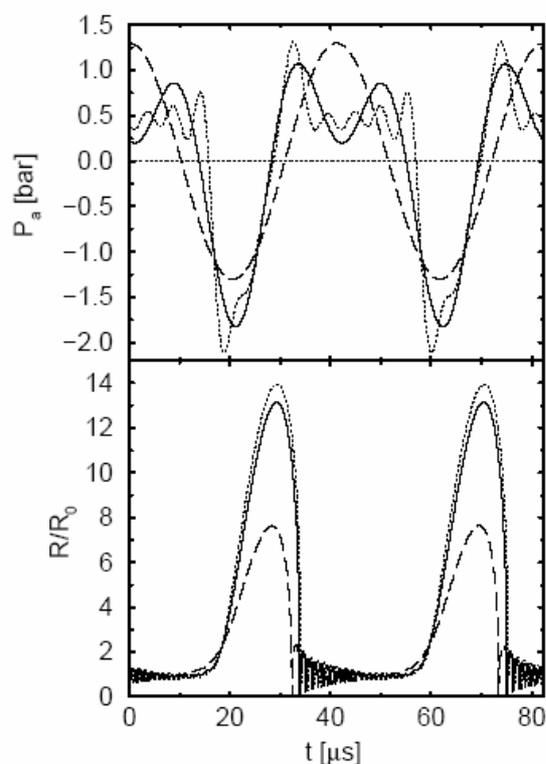


Рис. 4.1. Динамика пузырька в режиме SBSL при воздействии двух кратных частот [2].

В некоторых работах приводятся примеры увеличения интенсивности СЛ в несколько раз при использовании двух частот возбуждения кавитации. Так, в работе [1] показано, что при одновременном использовании сильно различающихся акустических частот возбуждения (880 кГц и 19,9 кГц) интенсивность многопузырьковой СЛ увеличивается в несколько раз, причем эффект усиления сохраняется в течение нескольких часов после выключения

низкочастотного источника. Эффект связан с организацией благоприятного для СЛ состава зародышей кавитации [1], и с точки зрения увеличения кумуляции энергии самостоятельного значения не имеет.

Возможность усиления свечения в режиме SBSL показана в работе [2]. Для возбуждения колебаний пузырька ее авторы использовали две кратные частоты  $f_1=23,4$  кГц и  $f_2=2f_1=46,8$  кГц ультразвуковых волн, которые вводились в жидкость с определенной амплитудой и фазой (рис.4.1). При амплитуде низкочастотного колебания  $P_1=1,25$  атм и высокочастотного  $P_2=0,357$  атм интенсивность СЛ возрастала по сравнению с воздействием только одной частоты  $f_1=23,4$ кГц на 300%. В этом случае эффект действительно связан с усилением кумуляции за счет более бурного коллапса пузырька, но 3-х кратное усиление СЛ (и кумуляции энергии) все же недостаточно для инициирования ТЯС.

Принципиально схожий метод усиления коллапса на режиме SBSL предлагается в работе [3]. Отличие состоит в том, что в работе этих авторов импульс давления генерируется системой из 8 излучателей, которые включаются только в момент коллапса пузырька. При этом давление сжатия увеличивается до 7 атм, что приводит к 2-х кратному увеличению интенсивности световой вспышки СЛ. И хотя авторы утверждают, что их способ усиления кумуляции может быть произвольно увеличен по степени кумуляции, реально это вряд ли достижимо, т.к. эта задача напоминает проблему лазерного ТЯС с необходимостью использования десятков лазеров, решением вопросов фокусировки и синхронизации их излучения и т.п.

Из сказанного понятно, что возможности усиления кумулятивных свойств кавитационного пузырька в режиме SBSL сильно ограничены. Для инициирования ТЯС требуется увеличение концентрации энергии как минимум на порядок.

Несмотря на всю спорность результатов экспериментов по соносинтезу группы Талейархана [14,15], следует признать, что авторам этих работ удалось найти способ усиления коллапса пузырьков, прежде всего за

счет увеличения акустического давления. Это оказалось возможным благодаря отказу от режима SBSL с его строгими ограничениями по условиям устойчивости (см. например подробный обзор [4]). В использованной авторами [14,15] методике пузырьки рождаются при воздействии на жидкость элементарных частиц, расширяются под действием отрицательного давления акустической волны, и бесследно исчезают после коллапса. При этом (в отличие от обычной многопузырьковой кавитации) не остается других микропузырьков, которые могли бы снизить порог кавитации, и соответственно, максимально достижимое акустическое давление.

Таким образом, авторы [14,15], по сути, используют метод однократного воздействия импульсного давления на газовый пузырек. Идея,

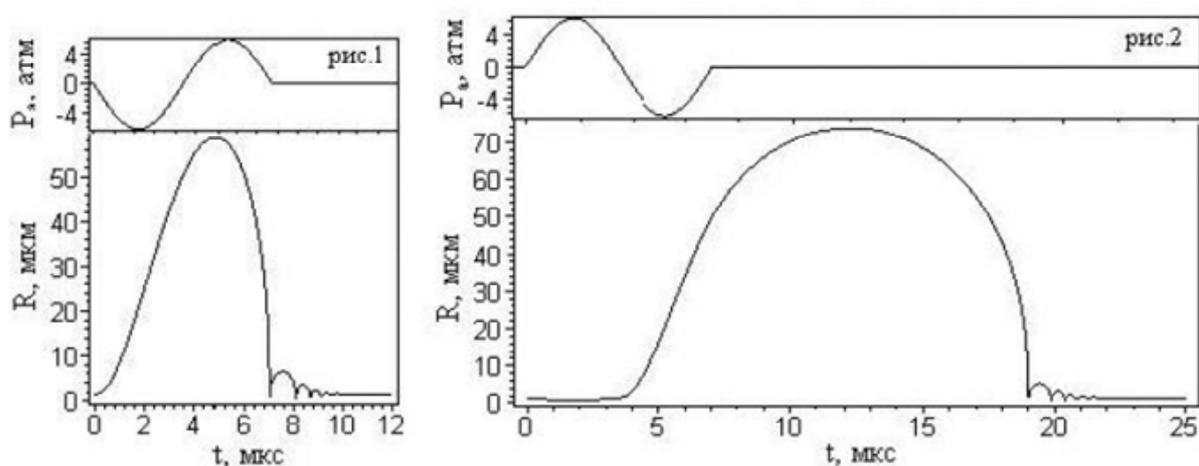


Рис.4.2. Динамика пузырька при воздействии однократного импульса разрежение-сжатие (1) и сжатие-разрежение (2) [5].

в общем, известная, давно реализованная при лазерной кавитации, электрическом пробое жидкости, при взрыве металлических проволочек в жидкости и т.д. Однако в перечисленных случаях сложно, и даже невозможно, контролировать состав парогазовой смеси в пузырьке, что сильно снижает ценность этих методов для изучения кавитации.

В связи с возможным усилением кумулятивных свойств газового пузырька при однократном воздействии импульса давления в работе [5] проведено теоретическое исследование динамики одиночного пузырька в

воде при воздействии одного периода синусоидального давления. При численных расчетах в [5] учитывались сжимаемость и вязкость жидкости, а также процессы испарения, конденсации и теплообмена, влияющие на состав парогазовой смеси в пузырьке и ее теплофизические свойства. Результаты расчетов представлены на рис. 4.2 и табл.4.1. При расчете использовались следующие значения параметров акустического импульса: амплитуда давления  $P_m = 5$  атм, длительность периода синусоиды давления  $\tau = 7$  мкс. Начальный радиус полости принимался  $R_0 = 1,5$  мкм. Микропузырьки таких размеров присутствуют в реальной жидкости в количестве  $10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Таблица 4.1

Расчетные значения термодинамических параметров при импульсном однократном воздействии [5].

Газ	$R_{\min, \text{мкм}}$		$R_{\max}/R_{\min}$		$T_{\max, \text{К}}$		$P_{\max, \times 10^{-3} \text{ атм}}$	
	- +	+ -	- +	+ -	- +	+ -	- +	+ -
Ar	0,31	0,24	190	308	7300	14000	107	235
Xe	0,57	0,31	103	238	4750	6550	56	88,5
He	0,20	0,21	295	352	34000	32400	478	342
воздух	0,38	0,32	155	231	5300	5330	86,7	218

Как следует из представленных данных, даже при относительно небольшом значении импульсного давления (5 атм) температуры и давления для гелиевого пузырька в воде превышают 30 тыс. градусов и 470 тыс. атмосфер. Имеет значение также вид газа в пузырьке и последовательность импульсов сжатие-разрежение (+-).

Заметим, что расчет проведен, по сути, при произвольно выбранных параметрах (амплитуда давления, начальный радиус  $R_0$ , свойства жидкости, ее температура и пр.). Понятно, что эти условия вовсе не являются оптимальными с точки зрения эффективности кумуляции. Тщательный подбор этих параметров, по-видимому, может способствовать намного большей эффективности коллапса. Эти вопросы будут рассмотрены в следующих разделах книги.

Экспериментальные исследования ударно-акустического сжатия газовых пузырьков проведены в работе [6].

Схема сферического излучателя, разработанного авторами [6], приведена на рис. 4.3. Излучатель содержал электромагнитную катушку 1 и

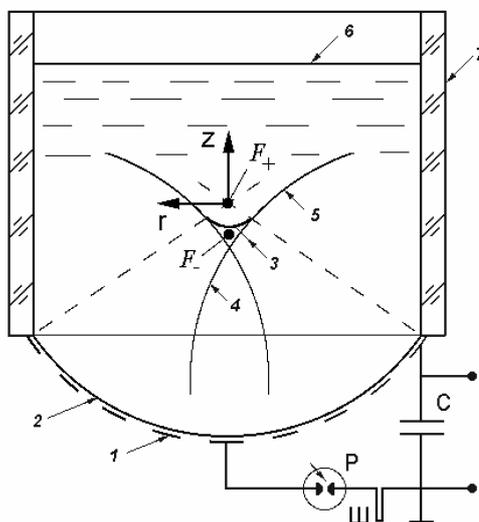


Рис.4.3. Схема излучателя акустических импульсов. 1 -однослойная катушка индуктивности, 2 - мембрана, 3 - фокусируемый акустический импульс, 4 -краевая волна разрежения, 5 - краевая волна сжатия, 6 - свободная поверхность рабочей жидкости, 7 - кювета, С - емкостный накопитель, Р -разрядник, Ш -шунт,  $F_+$  - фокус волны сжатия,  $F_-$ -фокус волны разрежения [6].

алюминиевую мембрану 2, разделенные изоляционной фольгой. Катушка состояла из нескольких витков, уложенных по спирали Архимеда на капролоновую подложку с помощью клеящейся ленты. В данном случае плотность витков катушки равномерно распределена по поверхности подложки, поэтому данная укладка обеспечивает наиболее однородное магнитное поле по поверхности катушки.

С выпуклой стороны мембрана отделена от катушки изолирующей пленкой, а с вогнутой находится в непосредственном контакте с жидкостью. Мембрана экранирует магнитное поле катушки и, следовательно, магнитное

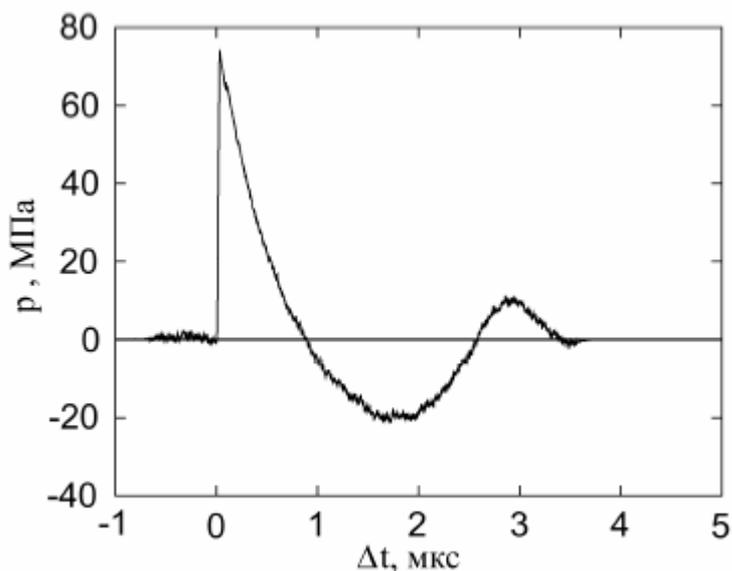


Рис.4.4. Форма и параметры ударно-акустического импульса [6].

давление толкает мембрану в жидкость.

Данная установка позволила авторам получать импульсные давления в жидкости до 750 атм и длительностями в несколько микросекунд (рис.4.4). Обратим, однако, внимание на ту особенность, что первым идет импульс сжатия, и в то же время, газовых пузырьков, способных коллапсировать в этой волне, в жидкости нет. Лишь после инвертирования волны сжатия в волну разрежения (например, при отражении от свободной поверхности жидкости) зародыши кавитации расширяются и затем коллапсируют практически при атмосферном давлении.

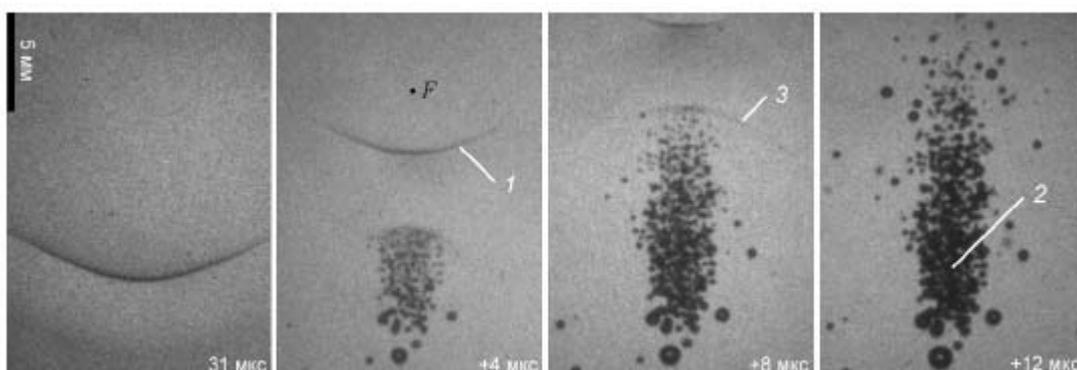


Рис.4.5. Микрофотографии скоростной съемки развития кавитационной области [6]. 1 – волна сжатия, 2 – развитая кавитационная область, 3 – волна разрежения.

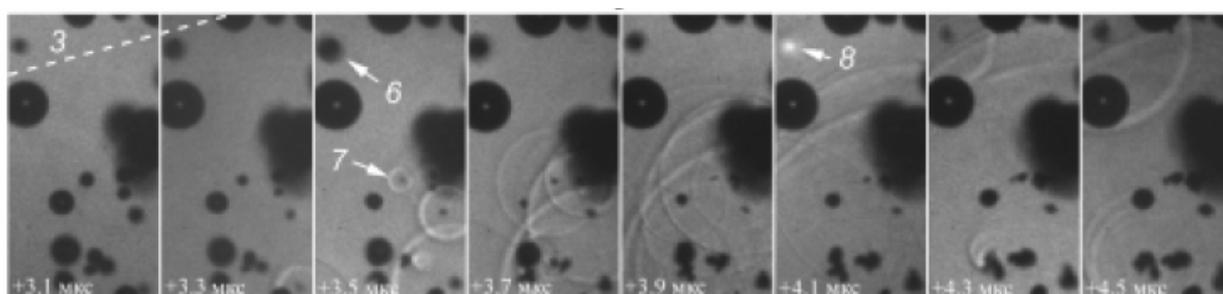


Рис.4.6. Скоростная съемка схлопывающихся кавитационных пузырьков и ударные волны в жидкости [6]. 6 – тестовый пузырек, 8 – момент его схлопывания. 7 – ударная волна в жидкости.

Второй особенностью данной схемы является малая и практически нерегулируемая длительность импульса, что не позволяет получать пузырьки с заданным максимальным радиусом. Это создает определенные сложности при изучении импульсной кавитации.

Тем не менее, в работе [6] получены интересные результаты. На рис.4.5 показаны кадры скоростной съемки процесса развития кавитационной области под действием ударно-акустического импульса. На фотографиях видно, что начало кавитации соответствует по времени импульсу разрежения, следующим непосредственно за ударной волной (рис.4.5, фото 2). После инвертирования ударной волны (рис.4.5, фото 3) и прохождения ее через кавитационную область, пузырьки достигают максимального радиуса (рис.4.5, фото 4).

Фотографии процесса схлопывания пузырьков в кавитационном облаке приведены на рис.4.6. Хорошо видны ударные волны, возникающие при схлопывании пузырьков. Следует обратить внимание на неодновременность схлопывания пузырьков с разным максимальным радиусом – пузырьки малого радиуса схлопываются достаточно быстро, в то время как большие пузырьки практически не изменяют объема за время экспозиции при съемке (1,4 мкс).

На рис.4.7 приведены фотографии кавитационных областей, развивающихся при одинаковой амплитуде ударно-волнового импульса, но при разной температуре жидкости (вода). Хорошо видно, что при низкой температуре возникает небольшое число пузырьков, которые можно считать одиночными (а). При возрастании же температуры из-за большого давления насыщенных паров воды возникает множество мелких пузырьков, взаимно влияющих друг на друга (в). Это происходит даже при меньшей концентрации растворенного газа  $[O_2]$  жидкости (при повышении температуры растворимость газа снижается).

Представляет интерес распределение пузырьков по их максимальным радиусам. На фотографиях рис.4.5 и рис.4.7 видно, что имеется всего

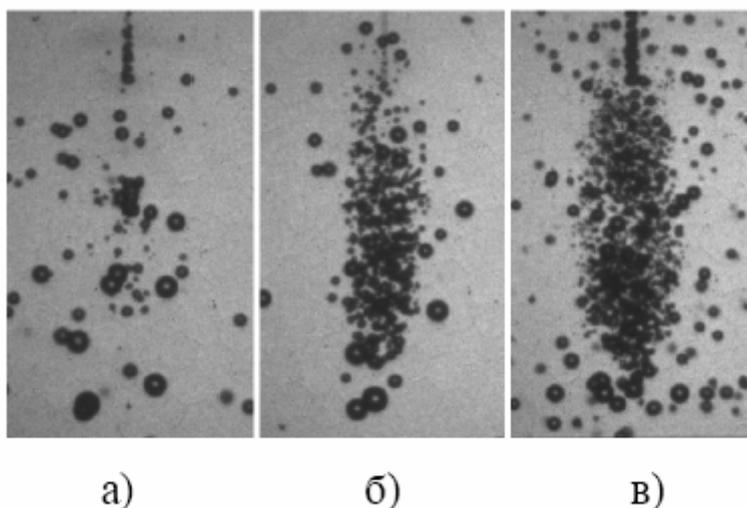


Рис. 4.7. Кавитация воды при разной температуре (размер кадра 10 x 17 мм<sup>2</sup>), для  $P_m = 7.7$  МПа при 42 мкс. а)  $t = 8^\circ\text{C}$ , с  $[O_2] = 8.4$  мг/л, б)  $t = 24^\circ\text{C}$ , с  $[O_2] = 8.6$  мг/л, в)  $t = 50^\circ\text{C}$ , с  $[O_2] = 3.4$  мг/л.

несколько пузырьков, выросших до радиуса  $R_{\max} \sim 1$  мм, и множество очень мелких пузырьков. Схлопываются, с образованием ударной волны, пузырьки малого радиуса (рис.4.6), в то время как большие, по-видимому, не коллапсируют, и просто всплывают на поверхность. Это может быть связано с тем, что, как уже говорилось, длительность импульса сжатия очень мала, а под действием атмосферного давления пузырьки большого диаметра коллапсировать не могут, т.к. при длительном процессе расширения большого пузырька в него поступает большое количество растворенного газа и пара.

Резюмируя все сказанное можно утверждать, что ударно-волновой метод возбуждения кавитации представляет большой интерес с точки зрения изучения возможности усиления кумуляции энергии в пузырьке, прежде всего из-за высоких сжимающих давлений, недостижимых при ультразвуковой кавитации.

В то же время, в той постановке эксперимента, как это было рассмотрено выше, методу присущи и принципиальные недостатки. Это, в первую очередь, невозможность обеспечения заданного размера пузырька и состава газа в нем. Второй существенный недостаток метода – очень малая длительность импульса давления и сложность ее регулирования, что приводит к возможности коллапса только пузырьков малого радиуса.

Кроме того, волна сжатия имеет не сферическую, а полусферическую форму, что может приводить к нарушению симметричного сжатия пузырька и снижению степени концентрации энергии.

В следующем разделе мы рассмотрим способы ударного сжатия газового пузырька в жидкости при помощи механического удара поршня, в значительной степени свободные от перечисленных недостатков.

Прежде чем рассмотреть возможность создания условий, необходимых для инициирования реакции ядерного синтеза при сжатии газового пузырька, кратко напомним, откуда взялась сама идея соносинтеза, и попытаемся

провести анализ ее реализуемости с точки зрения необходимого для этого количества энергии.

Идея инициирования термоядерных реакций синтеза в кавитационном пузырьке была предложена после того, как теоретические исследования явления SBSL [7] показали возможность достижения максимальных температур порядка  $10^8$  К. Согласно расчетам, эти экстремальные температуры газа достигаются в малой области вблизи центра пузырька и вызваются сходящейся ударной волной в газе. В другой работе [8] показано, что результаты гидродинамического моделирования схлопывающегося пузырька, содержащего  $D_2$  и пара  $D_2O$ , указывают на возможность небольшого числа термоядерных D-D реакций синтеза в пузырьке. Более современная и полная модель ударной волны предложена в работе [9], и на ее основе рассчитаны характеристики оптического излучения при пульсациях SBSL.

Несмотря на то, что результаты подобных вычислений находятся в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями, экспериментального подтверждения причастности ударных волн к процессам излучения СЛ не получено. Возможная роль ударных явлений в процессе СЛ останется спорной темой, в частности, результаты упомянутой работы [7] получаются из простой модели адиабатического сжатия [10].

В работе [11] проведена попытка классификации процессов многопузырьковой MBSL и однопузырьковой SBSL по физическим характеристикам и эффективности концентрации энергии (табл.4.2). За основной признак классификации автором предлагается принять отношение максимального радиуса пузырька к его равновесному радиусу, т.е.  $R_{max}/R_0$ .

По утверждению автора [11], максимальное расширение является критическим параметром в определении энергетики коллапса пузырька. При  $R_{max}/R_0 \approx 10$  максимальная скорость стенки пузырька уже превышает скорость звука в газе [12]; при  $R_{max}/R_0 \approx 2,5$  скорость сжатия составляет только около 35 м/с [13]. Кратности расширения 10 и 2,5 типичны

соответственно для SBSL и MBSL. Поэтому процессы пульсации пузырьков в этих режимах с точки зрения эффективности кумуляции энергии можно назвать «мягким» (*soft collapse*) и «жестким» (*hard collapse*) коллапсом для разных режимов MBSL, в то время как режим SBSL характеризуется термином *super collapse* (табл.4.2).

Таблица 4.2

Классификация физических характеристик некоторых типов пульсаций MBSL и SBSL [11]. Количественные значения характеристик являются

ТИПИЧНЫМИ

Type of SL	Medium	Spectrum character	Optical pulse width of SL flash	Number of photons per flash	Power per flash	Bubble temperature (K)	Acoust. ampl. (drive level)	Exp. ratio $R_{max}/R_0$	Inferred type of bubble motion
MBSL	Argon-saturated NaCl - ethylene glycol solution	Broadened asymmetric sodium D line emission	50 ns	$10^6$	7 $\mu$ W	$3 \times 10^3$ Comp. est. <sup>24</sup>	1 bar (low)	2.2 Est. <sup>24</sup>	<i>Soft collapse</i>
MBSL	Air-saturated ethylene glycol	Broadband extending from 350 to ~ 700 nm with a peak at 450 nm	1 ns	$5 \times 10^5$	1 mW	$5 \times 10^3$ Est. from Cr spectra <sup>30</sup>	3 bar (high)	5 Probable	<i>Hard collapse</i>
SBSL	Degassed water	Broadband extending from 200 to ~ 700 nm; No peak	100 ps	$5 \times 10^5$	8mW	$2.5 \times 10^4$ Est. from blackbody fit to a spectrum <sup>27</sup>	1,4 bar (medium)	10 From experiments <sup>9</sup>	<i>Super collapse</i>
SBL (single bubble luminescence)	Degassed low vapour-pressure liquid	Broadband	< 1 ns	?	?	> $10^6$ Desired	15 bar (high)	100	<i>Hiper collapse</i>

Для достижения кратности расширения пузырьков более 10 и увеличения эффективности концентрации энергии в уже упоминавшейся работе Талейархана с сотрудниками [14] использовался специальный метод, позволяющий, во-первых, увеличить амплитуду акустического давления до 15 бар, а во-вторых, создавать пузырьки с очень малым начальным радиусом. Первый эффект достигался сильной дегазацией жидкости, а второй – с помощью искусственно создаваемых микроскопических пузырьков.

Пузырьки создавались путем облучения жидкости потоком быстрых нейтронов, или, в более поздней работе [15], протонным излучением солей урана, растворенных в рабочей жидкости. Таким образом, отношение  $R_{\max}/R_0$  увеличивалось в основном, за счет уменьшения радиуса  $R_0$ . По оценкам авторов [15] это отношение достигало  $10^5$ , однако непосредственных измерений не проводилось.

Подобные методы концентрации энергии в табл.4.2 названы «гиперколлапсом», с тем, однако отличием от [15], что в качестве рабочей жидкости используются жидкости с низким давлением насыщенных паров (в работах группы Талейархана применялись ацетон и бензол, т.е. летучие жидкости).

Влияние параметра  $R_{\max}/R_0$  на эффективность коллапса следует также из простых энергетических соображений. В фазе расширения газовый пузырек приобретает потенциальную энергию  $W$ , величину которой с хорошей точностью можно определить как

$$W = P_c \left( \frac{3}{4} \pi R_{\max}^3 \right) \quad (4.1)$$

где  $P_c$  – усредненное давление в окружающей жидкости в процессе коллапса. Эта энергия в течение коллапса передается молекулам газа. Поэтому удобнее рассматривать энергетическую плотность, которая является энергией, приходящейся на один атом или молекулу нагревающегося газа. Несложно показать, что на одну молекулу газа приходится энергия  $E_d$ , равная

$$E_d = 0.025 \left( \frac{P_c}{P_0} \cdot \frac{R_{\max}^3}{R_0^3} \right) (\text{eV}) \quad (4.2)$$

В этой формуле константа 0.025 включает значения числа Авогадро и универсальной газовой постоянной. Давление коллапса  $P_c$  может быть принято равным окружающему давлению  $P_0$  [11], если не созданы специальные условия усиления коллапса дополнительным импульсным давлением. Тогда максимальная энергия молекулы (атома) выразится простой формулой

$$E_d = 0.025 \left( \frac{R_{\max}^3}{R_0^3} \right) (\text{eV}) \quad (4.3)$$

и является только функцией кратности расширения пузырька. Например, с кратностью растяжения 10 (типичного для явления SBSL [12]), энергетическая плотность составляет величину 25 эВ на атом или молекулу.

Соотношения, приведенные выше, не учитывают возможные эффекты из-за испарения жидкости; по умолчанию предполагается, что весь пар, образовавшийся в фазе расширения, конденсируется на стенку пузырька при его сжатии. Однако, из-за нелинейного характера коллапса, этого не происходит. В работе [16] показано, что часть пара не успевает конденсироваться и, следовательно, запасенная потенциальная энергия теперь распределяется и по остающимся молекулам пара. При учете испарения и конденсации пара выражение энергии  $E_d$  приобретает следующий вид [11]):

$$E_d = 0.025 \left( \frac{R_{\max}^3}{R_0^3} \right) \left[ \frac{1}{1 + k \left( \frac{P_v}{P_0} \right) \left( \frac{P^3 \max}{R_0^3} \right)} \right] (\text{eV}) \quad (4.4)$$

где  $k$  – доля молекул пара, не успевшего сконденсироваться,  $P_v$  – давление насыщенного пара жидкости в условиях эксперимента.

Результаты расчетов максимальной плотности энергии атома согласно (4.4) приведены на рис.4.8. На рисунке представлены зависимости энергии одного атома от величины отношения  $R_{\max}/R_0$  для следующих трех случаев: (a)  $k = 0$ ; (b)  $k = 0.025$  и  $P_v/P_0 = 0.02$  (для воды при комнатной температуре  $P_a = 1$ бар); и (c)  $k = 0.025$  и  $P_v/P_0 = 10^{-5}$  (для этиленгликоля и других нелетучих жидкостей) и  $P_a = 1$ бар. Значение  $k = 0.025$  выбрано на основе результатов [16].

Из результатов, приведенных на рис.4.8 следует, что при  $k=0$  энергия атома монотонно возрастает с ростом  $R_{\max}/R_0$  и не наблюдается ограничений на этот рост. С другой стороны, при  $k > 0$  имеется асимптотический предел энергии, равный

$$E_d = 0.025 \left( \frac{0.025}{k} \right) \left( \frac{P_0}{P_v} \right) (\text{eV}) \text{ при } R_{\max}/R_0 \rightarrow \infty \quad (4.5)$$

Предельная степень кумуляции энергии, таким образом, зависит от значения давления насыщенного пара жидкости  $P_v$ , т.к.  $P_0$  почти во всех

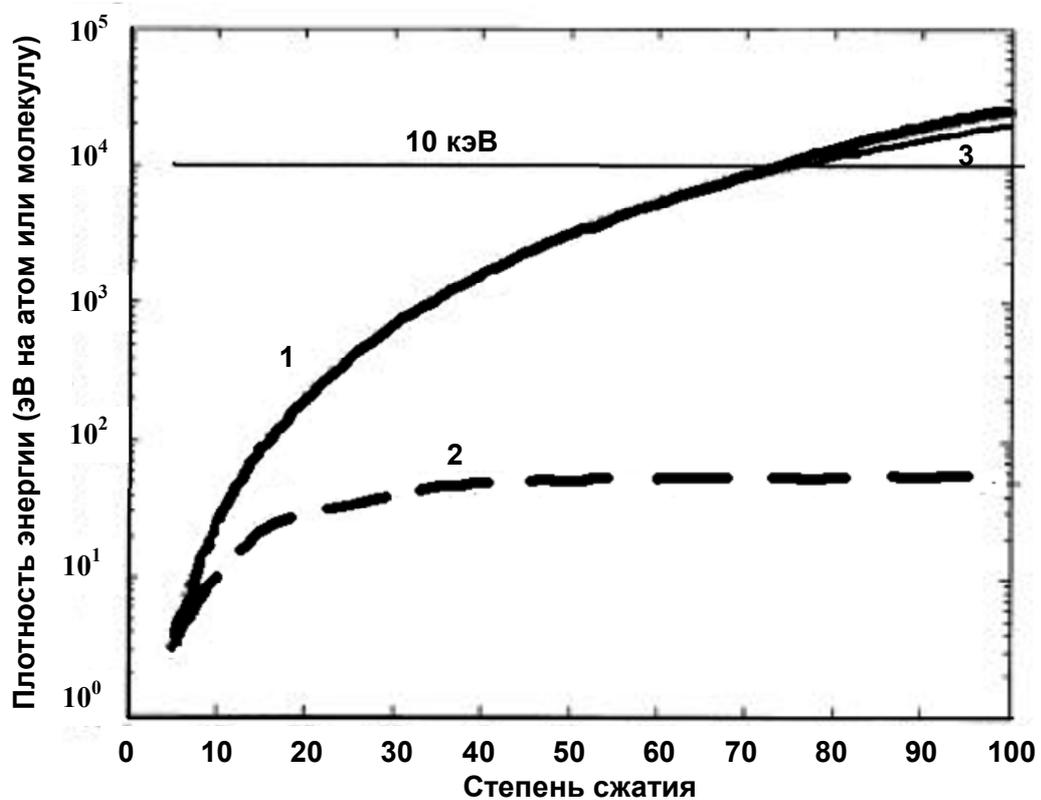


Рис.4.8. Зависимость плотности энергии от степени сжатия  $R_{\max}/R_0$  [11]. 1 -  $k=0$ ; 2 -  $k=0,025$  и  $P_v/P_0 = 0,02$ ; 3 -  $k = 0,025$  и  $P_v/P_0 = 10^{-5}$ . Горизонтальной линией представлено значение порога для DD-синтеза равное  $10^4$  эВ на атом.

экспериментах принималось равным 1 бар. Например, для жидкости подобной воде предел кумуляции составляет около 50 эВ на атом или молекулу. Заметим, что некоторые ограничения на степень концентрации энергии были отмечены в работе [13]. Это ограничение не было предсказано расчетами [17] и было приписано эффекту водяного пара.

На рис.4.8 также отмечено значение энергии атома, достаточное для начала ТЯС по обычным, «горячим» каналам [18]. При  $k = 0$  энергетическая плотность оказывается достаточной для ТЯС при кратности расширения около 75; отметим, что это почти на порядок выше, чем реально достижимое значение при использовании режима SBSL. При использовании жидкости с

низким давлением насыщенных паров такая степень сжатия вполне достижима (линия 3 на графике, почти совпадающая со случаем  $k=0$ ).

Суммируя все вышесказанное, можно утверждать, что описанная простейшая модель для расчета кумуляции энергии в газовых пузырьках дает достаточно хорошее согласие с экспериментальными фактами. Учет более тонких эффектов, таких как формирование ударных волн в пузырьке, существенно усложняет модель, но приводит, в основном, к перераспределению той же самой потенциальной энергии на меньшее число атомов, а значит, лишь повышает степень концентрации энергии. Учет наличия эндотермических химических реакций в пузырьке на рассматриваемых уровнях энергии (порядка кэВ на атом) не внесет существенных поправок в полученные результаты.

Наиболее важный вывод, который следует из приведенных выше простейших расчетов, можно сформулировать следующим образом: для достижения максимальной вероятности инициирования ЯС в газовых пузырьках необходимо использовать жидкости с малым давлением насыщенных паров и обеспечить сферически симметричное сжатие со степенью сжатия порядка 100.

Как показывают результаты экспериментов, подобные условия практически не выполнимы для многопузырьковой СЛ, также как и для SBSL. Поэтому необходимо дальнейшее развитие методов концентрации энергии в пузырьке, а также требуется определить конкретные жидкости, свойства которых наиболее подходят для поставленных целей.

Одним из возможных путей увеличения степени концентрации энергии в газовом пузырьке является использование метода ударного сжатия. Преимущества этого метода в том, что амплитуда ударного импульса давления может достигать тысяч атмосфер, что недостижимо при ультразвуковой кавитации. Кроме того, в этом случае не существует фаза расширения пузырька, а значит, испарение жидкости внутрь пузырька не играет никакой роли.

Для ударного сжатия можно провести энергетические оценки по методу, приведенному выше для случая расширения пузырька.

При ударном сжатии энергия внешнего поля давления, сообщаемая газу, составляет

$$E = V_0 \cdot P_m = \frac{4}{3} \pi R_0^3 P_m \quad (4.6)$$

где  $P_m$  – амплитуда импульса давления. Здесь предполагается, что степень сжатия достаточно велика, т.е.  $V_0/V_{\min} \gg 1$ .

Число молекул в пузырьке выразим из уравнения состояния газа при нормальных условиях:

$$N = \nu \cdot N_A = \frac{P_0 V_0}{R_g T_0} N_A \quad (4.7)$$

Здесь  $P_0$ ,  $V_0$ ,  $T_0$  – параметры газа при  $R=R_0$ ,  $R_g$  – универсальная газовая постоянная.

Тогда энергия на один атом газа будет составлять

$$E_d = \frac{E}{N} = \frac{P_m}{P_0} \cdot \frac{R_g T_0}{N_A} \quad (\text{Дж / атом}) = 0,025 \frac{P_m}{P_0} \quad (\text{эВ / атом}) \quad (4.8)$$

Обратим внимание на схожесть (включая постоянный множитель) равенств (4.8) и (4.3). Уравнение (4.8) можно записать иначе, допуская адиабатичность процесса сжатия пузырька:

$$E_d = 0,025 \frac{P_m}{P_0} = 0,025 \left( \frac{R_0}{R_{\min}} \right)^{3\gamma} \quad (\text{эВ / атом}) \quad (4.9)$$

Графики этой зависимости приведены на рис.4.9.

Из рис.4.9 следует, что для достижения уровня энергии, достаточной для ТЯС ( $E_d=10$  кэВ), кратность сжатия для одноатомного газа или плазмы должна составлять примерно 16 при  $\gamma=1,7$ . Эта величина достаточно реальна для технического осуществления. Несложно вычислить, что для пузырька с начальным радиусом  $R_0=1$ мм энергия, которую надо передать пузырьку от

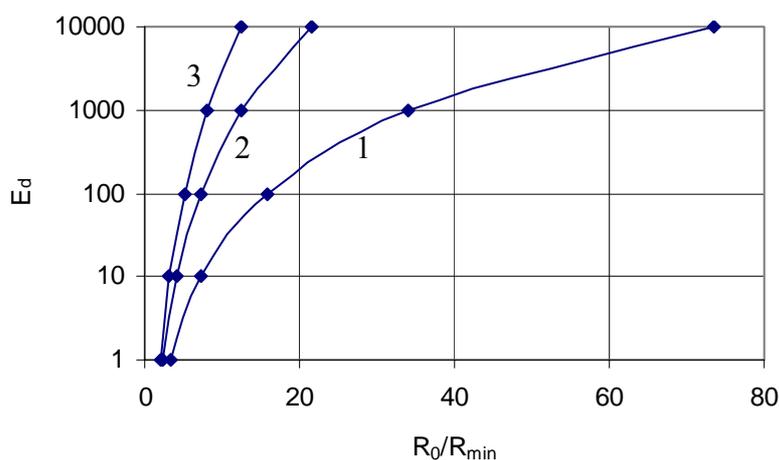


Рис.4.9. Зависимости энергии  $E_d$ , приходящейся на один атом (в эВ), от степени сжатия пузырька при различных показателях адиабаты. 1-  $\gamma=1$ ; 2-  $\gamma=1,4$ ; 3-  $\gamma=1,7$ ;

внешнего поля давления для инициирования ТЯС, составляет около 1600 Дж.

#### Список литературы к разделу 4

1. Дежкунов Н.В. (2001). Звуколюминесценция при взаимодействии двух сильно различающихся по частоте ультразвуковых полей // Письма в ЖТФ. – 2001. - Т.27. - №12. - С.15-22.
2. Holzfuss J., Rüggeberg M. and Mettin R. (1998). Boosting Sonoluminescence // Phys. Rev. Lett. – 1998. –V.81. P.1961–1964.
3. Thomas J.-L., Forterre Y. and Mathias F. (2002). Boosting Sonoluminescence with a High-Intensity Ultrasonic Pulse Focused on the Bubble by an Adaptive Array // Phys. Rev. Lett. – 2002. –V.88. - 074302.
4. Brenner M. P., Hilgenfeldt S. and Lohse D. (2002). Single-bubble sonoluminescence // Rev. Mod. Phys. – 2002. – V.74. - P.425–483.

5. Голубничий П.И., Крутов Ю.М., Решетняк Д.В. (2005). Динамика пузырька в поле короткого биполярного акустического импульса // VIII Забабахинские чтения. - Снежинск, 5-9 сентября 2005 г. С.1-4.
6. Санкин Г. Н. (2002). Динамика и свечение пузырькового кластера в фокусируемой биполярной акустической волне // Дисс. канд. физ.-мат. наук, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева. – Новосибирск. – 2002. - 121с.
7. Wu C. C., Roberts P. H. (1993). Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble // Phys. Rev. Lett. – 1993. –V.70. – P.3424–3427.
8. Moss W. C., Clarke B. D., White J. W. and Young, D. A. (1996). Sonoluminescence and the prospects for table-top micro-thermonuclear fusion // Phys. Lett. A. – 1996. – V.211. - P.69–74.
9. Moss, W. C. et al. (1999). Computed optical emissions from sonoluminescing bubble // Phys. Rev. E. –1999. – V.59. – P.2986–2992.
10. Hilgenfeldt S., Grossman S. and Lohse D. (1999). A simple explanation of light emission in sonoluminescence // Nature. – 1999. – V.398. – P.402–405.
11. Arakeri V. H. (2003). Sonoluminescence and bubble fusion // Current science. – 2003. - V.85. -№7. - P.911-916.
12. Barber B. P., Hiller R. A., Löfstedt R. et. al. (1997). Defining the unknowns of sonoluminescence // Phys. Rep. – 1997. – V.281. - P.65–143.
13. Toege, R., Gompf B., Pecha R. and Lohse D. (2003). Does water vapor prevent upscaling of sonoluminescence? // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V.85. - P.3165–3168.
14. Taleyarkhan R. P., West C. D., Cho J. S. et. al. (2002). Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // Science. – 2002. – V.295. – P.1868–1873.
15. Taleyarkhan R. P et. al. (2006). Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // Phys. Rev. Lett. – 2006. –V.96. - 034301.
16. Storey B. D. and Szeri A. J. (2000). Water vapor, sonoluminescence and sono chemistry // Proc. R. Soc. London, Ser. A. – 2000. – V.456. - P.1685–1709.

17. Hilgenfeldt S. and Lohse D. Prediction for upscaling sonoluminescence  
// Phys. Rev. Lett. – 1999. – V.82. – P.1036–1039.
18. Gross R. A. Fusion Energy, Wiley: New York. - 1984.