

УДК 534.232

О ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ГРЕМУЧЕГО ГАЗА С ВЫСОКОЙ НАЧАЛЬНОЙ ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ

А. А. Макаков, Н. А. Рой

Приведены результаты экспериментального исследования процесса подводного взрыва гремучего газа, накапливаемого под давлением от 10^6 до 10^7 Па в разрушаемых оболочках объемом от 1 до $4 \cdot 10^{-6}$ м³. Показано, что энергия головного импульса достигает 10%, а энергия пузыря 36% от энергии взрыва. Эти величины уменьшаются при снижении начального давления гремучего газа и уменьшении начального объема. Приведен метод определения реальной температуры газового пузыря.

Как уже сообщалось [1], коэффициент полезного действия преобразования химической энергии в акустическую при взрыве в воде газообразных взрывчатых веществ можно существенно повысить, если производить взрыв предварительно сжатого относительно гидростатического давления взрывчатого газа в разрушаемых при взрыве оболочках. Ниже мы приводим дополнительные сведения об эффективности таких взрывов.

По начальной объемной плотности энергии взрыв сжатого в оболочке газа может быть одинаковым со взрывом под соответственным гидростатическим давлением. Однако по эффективности он существенно выше благодаря меньшему противодействию. Это легко показать, пренебрегая потерями, на примере адиабатических пульсаций газового пузыря в жидкости под гидростатическим давлением p_0 . Пусть начальное давление в пузыре P_1 , начальный объем V_1 , показатель адиабаты газа γ . Тогда полный к.п.д. преобразования энергии источника в акустическое излучение η может быть найден как отнесенная к начальной внутренней энергии разность внутренних энергий газа в момент взрыва и после затухания пульсаций пузыря, из которой вычтена работа против сил гидростатического давления, совершенная при увеличении объема пузыря от V_1 до конечного, равновесного объема V_0 :

$$(1) \quad \eta = \left\{ \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} - \frac{p_0 V_0}{\gamma - 1} - p_0 (V_0 - V_1) \right\} / \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1}.$$

Поскольку $p_0 = P_1 (V_1 / V_0)^\gamma$,

$$(2) \quad \eta = 1 - \left(\frac{p_0}{P_1} \right)^{(\gamma - 1) / \gamma} - \frac{p_0}{P_1} (\gamma - 1) \left[\left(\frac{P_1}{p_0} \right)^{1 / \gamma} - 1 \right].$$

Эта величина определяет также относительную сумму энергий головного импульса сжатия η_1 и кинетической энергии растекающегося потока, создаваемого в процессе расширения пузыря до первого, равновесного объема η_2 . Отметим, что указанная кинетическая энергия равна потенциальной энергии пузыря в момент достижения им максимального объема. Из выражения (2) следует, что полный к.п.д. зависит только от величины P_1 / p_0 и γ . Если значение показателя адиабаты для всех условий приблизительно одно и то же, то отношение P_1 / p_0 зависит от способа удержания газа под давлением перед взрывом. Если для удержания газа

используется только гидростатическое давление, то отношение P_1/p_0 , например, для гремучего газа равно 11,5. Если же для удержания используются разрушающиеся при взрыве оболочки, то P_1/p_0 может составлять величину порядка 10^3 . Возьмем для примера $\gamma=1,3$; $P_1/p_0=10$ и 10^3 ; тогда оказывается, что предельные значения полного к.п.д. равны соответственно 0,263 и 0,79.

В некоторых приложениях интересуются головным импульсом сжатия и соответствующим частным к.п.д. η_1 . В случае сильных взрывчатых веществ, противодавление слабо влияет на η_1 . Однако при относительно слабых газовых взрывах, в особенности с удержанием газа гидростатическим давлением, оно заметно снижает η_1 . На это обращено внимание в работе [2]. Взрыв сжатого в оболочке газа и в этом отношении оказывается более эффективным, поскольку гидростатическое давление для него становится существенным лишь к концу излучения головного импульса сжатия.

Расчет полного и частных к.п.д. подводного газового взрыва затруднен из-за сложности определения потерь. Влияние их на к.п.д. взрыва мы покажем на основе экспериментальных данных, полученных при взрывах гремучего газа под начальным давлением до 10^7 Па в стеклянных разрушаемых оболочках объемом от 1 до $4 \cdot 10^{-6}$ м³. Гремучий газ вырабатывался коаксиальным электролизером и подавался через пламяпреградительное устройство по трубке к тройнику, имеющему гнезда для подсоединения поджигающей свечи и патрубку с наклеенной стеклянной оболочкой. На входе в стеклянную оболочку была расположена мелкопористая металлическая пробка с большим гидравлическим сопротивлением, препятствующая получению дополнительной энергии пульсирующим газовым пузырем из подводящей магистрали. Объем каналов тройника и патрубка был мал по сравнению с объемом взрывааемых оболочек.

При помощи широкополосного гидрофона, расположенного на расстоянии 0,5 м от взрывающейся оболочки в акустическом лабораторном бассейне, с помощью электронного осциллографа регистрировался головной импульс сжатия и, с более медленной разверткой, весь сигнал до второго импульса захлопывания, позволявший измерить первый и второй периоды пульсации газового пузыря. Гидрофон был проверен на линейность амплитудной характеристики воздействием ступенек давления до $20 \cdot 10^5$ Па, а также на широкополосность — с помощью десятимикросекундных импульсов от коронных разрядов в проводящей воде в сравнении с широкополосным гидрофоном «Grüel Kjær» LC-2-5. Метод регистрации импульсов давления был проверен на примере хорошо рассчитываемого сигнала, получаемого при разрушении оболочек сжатым воздухом. На фиг. 1, а представлена осциллограмма импульса сжатия от стеклянной оболочки, разрушаемой воздухом.

Расчет проводился по формуле

$$(3) \quad P_r - p_0 = \frac{\rho_0}{r} \frac{d}{dt} \left(R^2 \frac{dR}{dt} \right),$$

где P_r — давление в импульсе сжатия на расстоянии r от места взрыва, ρ_0 — плотность жидкости, R — текущий радиус пузыря.

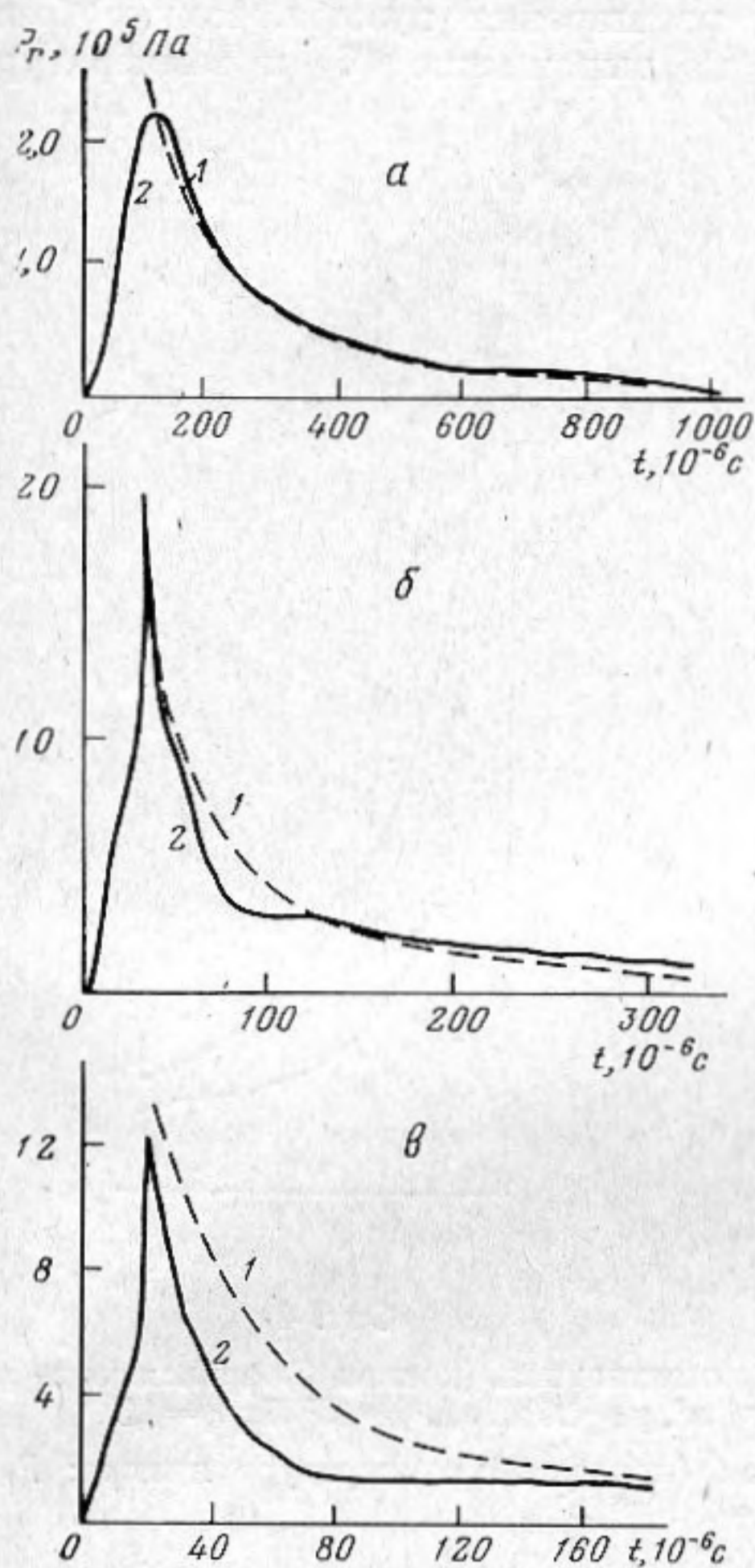
Необходимая для расчета величина R находилась из решения уравнения движения газового пузыря в несжимаемой жидкости:

$$(4) \quad RR\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0} [P_1 (R_1/R)^{3\gamma} - p_0].$$

Видно, что расчетная (штриховая) кривая в отсутствие потерь хорошо согласуется с экспериментальной.

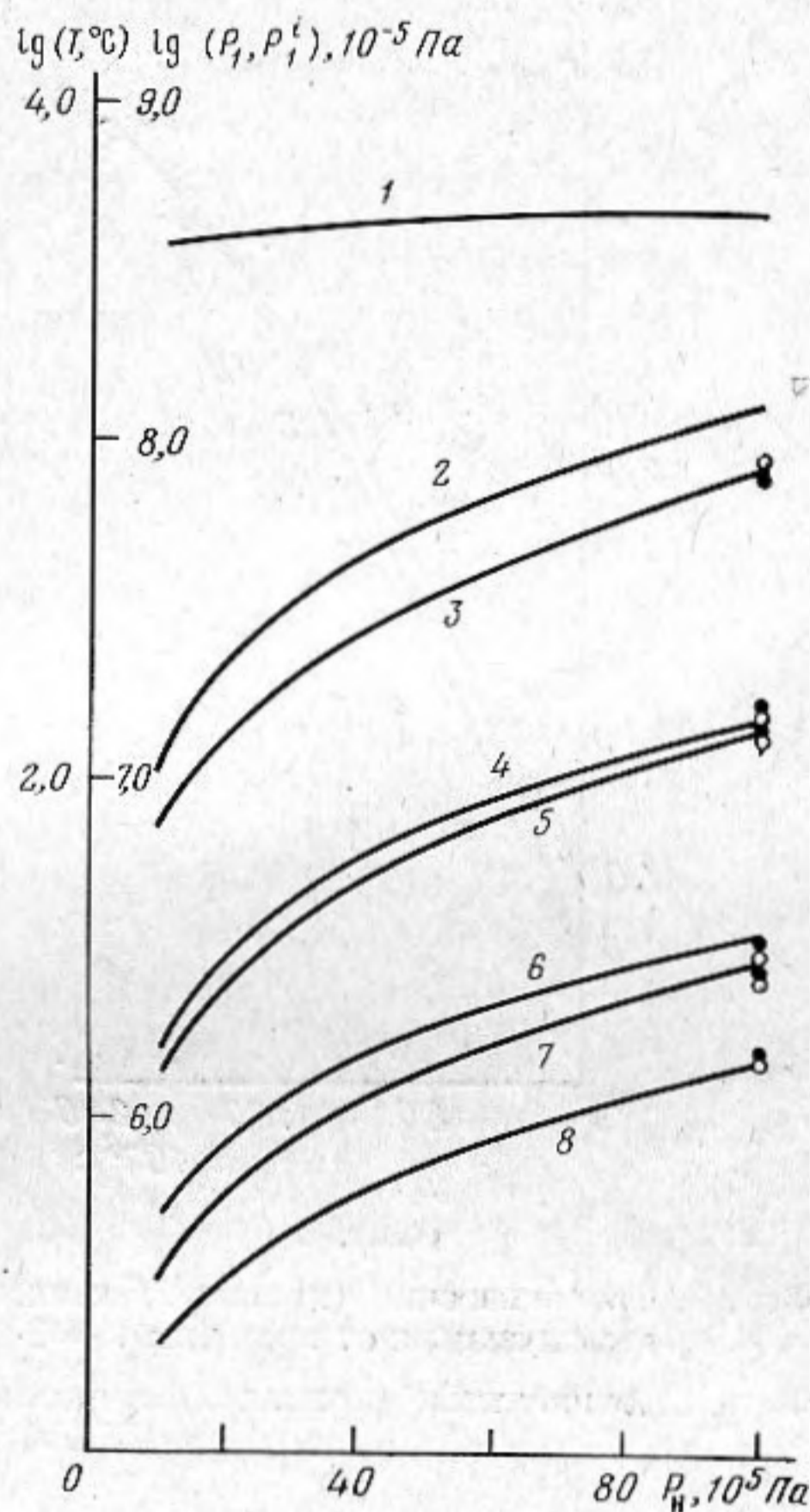
На фиг. 1, б, в приведены осциллограммы импульсов сжатия от взрыва стеклянных оболочек, заполненных гремучим газом. Видно, что большее

отклонение теоретической кривой в адиабатном приближении от экспериментальной формы импульса имеет место при взрыве оболочек малого объема. По-видимому, потери для них больше. Обращает на себя внимание замедленный спад давления в хвостовой части импульса сжатия. Возможной причиной этого является выделение энергии при догорании гремучего газа, поскольку на начальной стадии взрыва высокая температура ($T_1=4250^\circ\text{C}$) не допускает полного преобразования гремучего



Фиг. 1

Фиг. 1. Теоретическая (кривая 1) и экспериментальная (кривая 2) форма импульса сжатия при разрыве стеклянной оболочки высоким давлением; $r=0,5$ м, $p_0=10^5$ Па. а — воздух $P_1=122 \cdot 10^5$ Па, $V_1=4 \cdot 10^{-6}$ м³; $\gamma=1,4$; б — гремучий газ $P_1=10^8$ Па, $V_1=2 \cdot 10^{-6}$ м³; $\gamma=1,3$; в — гремучий газ $P_1=10^8$ Па, $V_1=1 \cdot 10^{-6}$ м³, $\gamma=1,3$



Фиг. 2

Фиг. 2. Параметры продуктов взрыва как функция начального давления гремучего газа: 1 — T_1 , 2 — P_1 , 3 — $P_1^{H_2O}$, 4 — $P_1^{H_2}$, 5 — P_1^{OH} , 6 — P_1^H , 7 — $P_1^{O_2}$, 8 — P_1^O ; * — [4], \circ — [5]

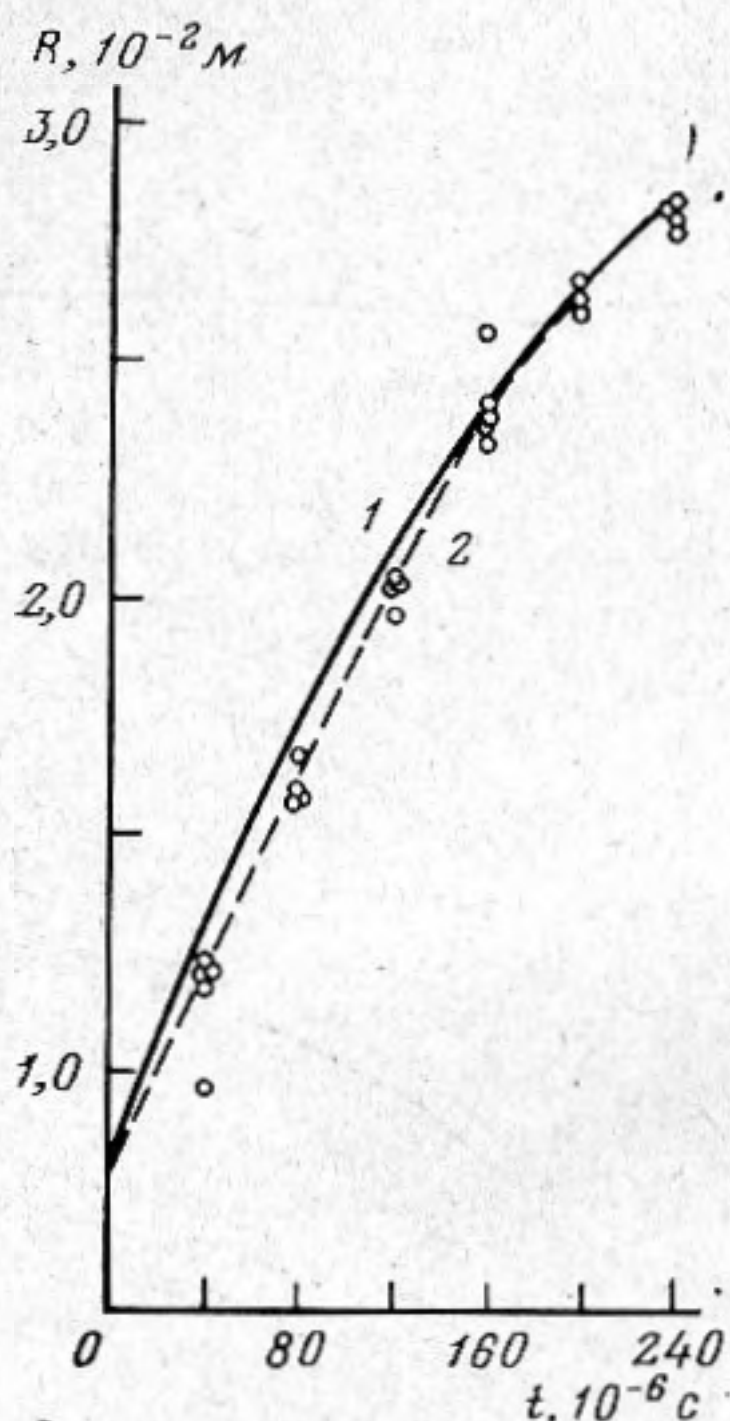
газа в водяной пар. Давление P_1 , температура T_1 и состав продуктов взрыва P_1^i рассчитывались по методу, предложенному в работе [3], и приведены на фиг. 2. Для сравнения на диаграмме представлены данные по составу водяного пара при сверхвысоких параметрах, полученные другими авторами.

Фоторегистрация процесса расширения пузыря камерой СФР позволила снять экспериментальную зависимость радиуса пузыря от времени, представленную на фиг. 3. Расчетная кривая получена по уравнению (4).

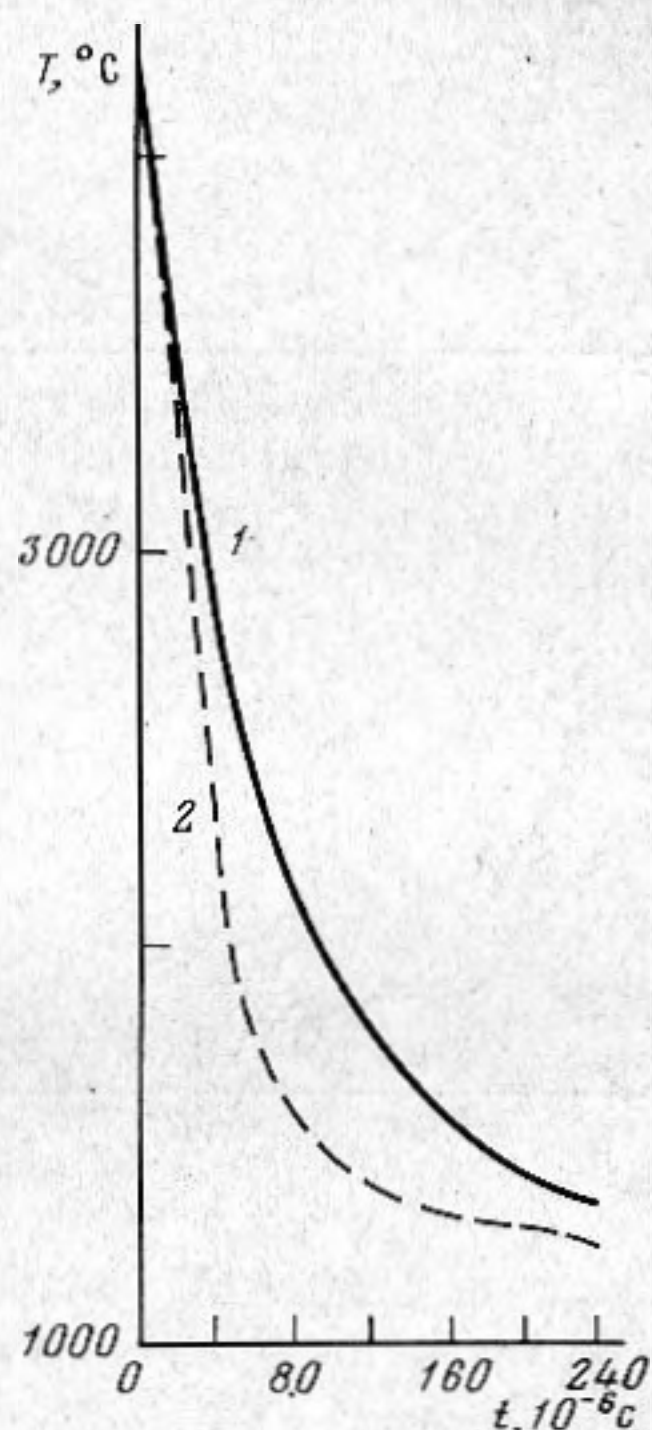
Реальное давление P в газовом пузыре можно определить по выражению

$$(5) \quad P - p_0 = \rho_0 \left(\frac{3}{2} \dot{R}^2 + R \ddot{R} \right).$$

Значение первой производной от радиуса пузыря было получено графическим дифференцированием экспериментальной кривой радиус — время; вторая производная от радиуса определялась по выражению (3) с использованием экспериментальной кривой давление на расстоянии r — время. Построив $P-V$ -диаграмму расширения пузыря, можно было определить показатель политропы m по выражению (6) и температуру



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Теоретическая (кривая 1) и экспериментальная (кривая 2) зависимость радиуса пузыря от времени; $V_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$, $p_0 = 10^5 \text{ Па}$, $P_H = 10^7 \text{ Па}$, $\gamma = 1,3$

Фиг. 4. Адиабатная (кривая 1) и реальная (кривая 2) температура пузыря; $P_H = 10^7 \text{ Па}$, $V_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$

пузыря по зависимости (7) в реальном процессе:

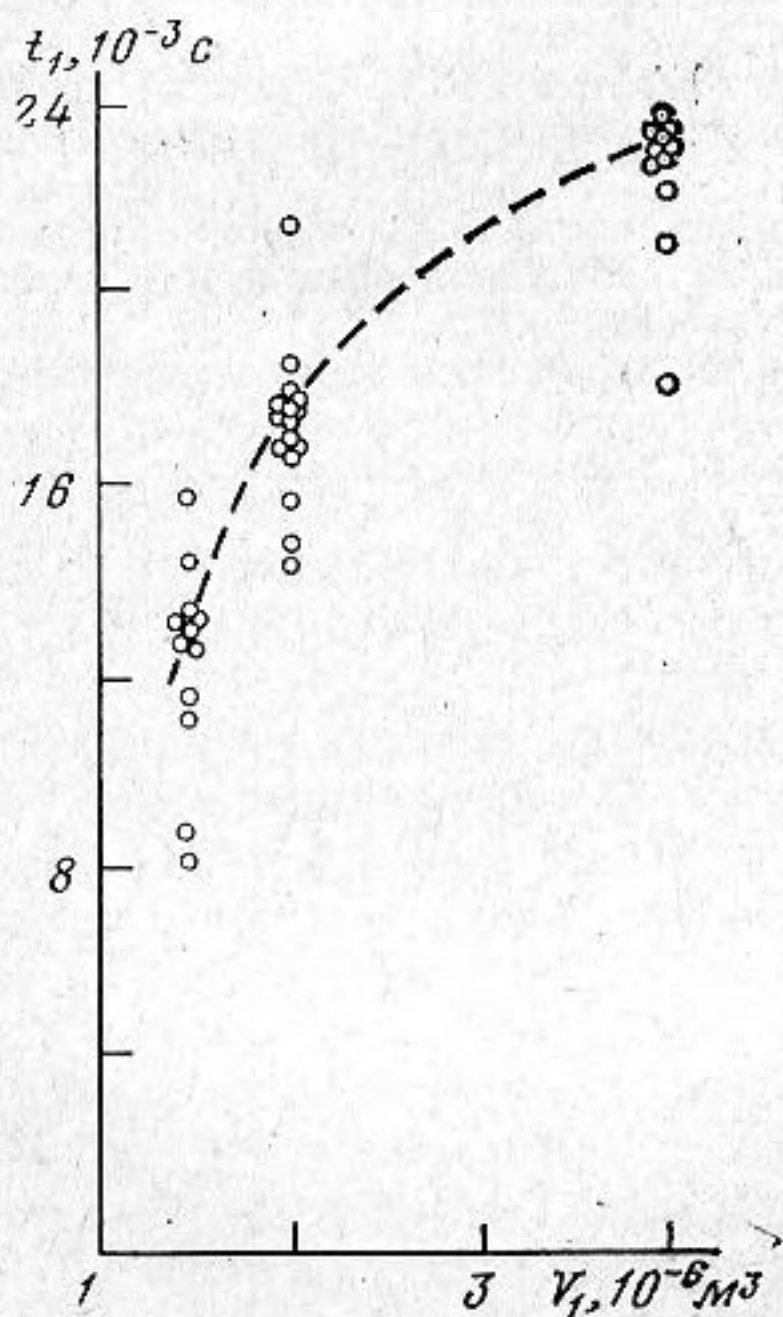
$$(6) \quad m = -\lg(P_i/P_k) / \lg(V_i/V_k),$$

$$(7) \quad \lg(T_i/T_k) = (m-1) \lg(V_k/V_i),$$

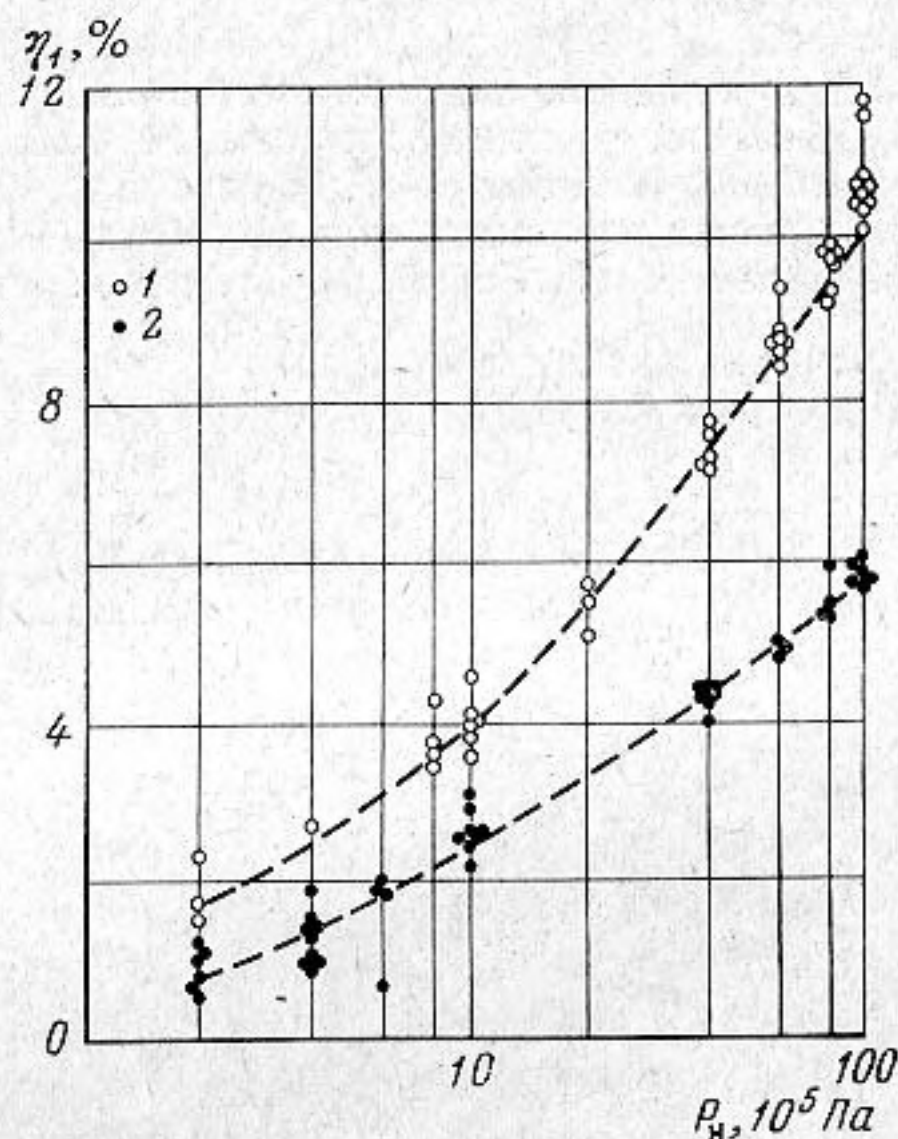
где P_i , V_i , T_i — соответственно давление, объем и температура пузыря в момент времени t_i ; P_k , V_k , T_k — те же параметры в некоторый предшествующий момент времени t_k .

На фиг. 4 показана рассчитанная таким образом реальная температура пузыря; на фигуре представлена также адиабатная температура пузыря с такими же начальными параметрами. Видно, что на начальной стадии расширения, а также в конце импульса сжатия температура довольно близка к расчетной в предположении адиабатного расширения пузыря. Очевидно, в начальный момент тепловая волна не успевает за короткое время проникнуть глубоко в пузырь, а на конечной стадии расширения теплоотдача в значительной мере компенсируется энергией, выделяющейся при догорании.

При осциллографировании всего сигнала при взрыве отмечен эффект аномальной пульсации газового пузыря, обнаруженный авторами работы [6] и заключающийся в том, что амплитуда импульса захлопывания при подводном газовом взрыве превышает амплитуду головного импульса. Аналогичное явление наблюдалось и при электрических разрядах в воде [7]. По нашим наблюдениям этот эффект нестабилен, несмотря на тождественность начальных условий. Это, по-видимому, связано с нестабильностью захлопывания и соответственно охлаждения пузыря в процессе захлопывания. На это указывает значительный разброс периода первой



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Экспериментальная зависимость периода первой пульсации от величины взрывающего объема; $P_n = 10^7 \text{ Па}$

Фиг. 6. Экспериментальная зависимость относительной энергии головного импульса η_1 от начального давления гремучего газа; 1 — $V_1 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$, 2 — $1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$, $p_0 = 10^5 \text{ Па}$

пульсации, несмотря на то что характеристики головного импульса при этом сохранились относительно стабильными. На фиг. 5 показана зависимость периода первой пульсации t_1 от величины взрывающего объема V_1 . Видно, что с уменьшением взрывающего объема газа резко ухудшается повторяемость величины периода первой пульсации.

На фиг. 6 представлена экспериментальная зависимость частного к.п.д. η_1 от начального давления гремучего газа P_n для различных величин взрывающих объемов. Видно, что при достаточно хорошей повторяемости наблюдается значительное уменьшение к.п.д. по головному импульсу с уменьшением взрывающего объема газа.

Используя формулу Виллиса и усредненное значение периода первой пульсации пузыря для различных начальных объемов, можно найти частный к.п.д. η_2 , определяемый относительной энергией пульсации пузыря. Для начальных объемов от $1,5$ до $4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$ и начального давления гремучего газа 10^7 Па частный к.п.д. η_2 лежит в диапазоне от 17 до 36%. Если сложить к.п.д. η_1 и η_2 , то можно получить величину полного к.п.д. с точностью до потерь в процессе второй и последующих пульсаций. Для

указанных выше условий полный к.п.д. изменяется в диапазоне от 23 до 46%, в то время как в отсутствие потерь полный к.п.д., как показано выше, составляет около 80%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Когарко С. М., Максаков А. А., Попов О. Е., Рой Н. А. О преобразовании энергии взрыва газовой смеси в акустическую энергию. Материалы IX Всес. акустич. конф. М., 1977, 7—10.
2. Когарко С. М., Попов О. Е., Новиков А. С. Подводный взрыв газовой смеси как источник волн давления жидкости. Физика горения и взрыва, 1975, 5, 759—766.
3. Гурвич А. М., Шаулов Ю. Х. Термодинамические исследования методом взрыва и расчеты процессов горения. Изд-во МГУ, 1955.
4. Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романычев В. С., Фаворский О. Н. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах, справочник. М., «Машиностроение», 1964.
5. Гефтер В. М., Мика В. И., Семенов А. М. Расчет состава и термодинамических свойств неидеальных химически реагирующих газов. Теплофизические свойства веществ. Обзорная информация, № 3. М., «Наука», 1976.
6. Попов О. Е., Когарко С. М. Об одной особенности подводного взрыва газовых смесей. Физика горения и взрыва, 1976, 4, 610—614.
7. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
9 июня 1978 г.