

ный радиус заряда VB ; R — расстояние до заряда от внутренней поверхности ввода; $\nu = 2$, $k = \pi$ — случай цилиндрической симметрии заряда VB в камере (вывод на цилиндрической части камеры); $\nu = 3$, $k = 4/3 \cdot \pi$ — случай сферической симметрии. В нашем частном случае имеем сферическую симметрию, следовательно, вывод будет нагружаться как магнитным давлением $p_m \sim -\sigma_r$, так и давлением ударной волны взрыва $p_{ув} \sim -\sigma_z$ (σ_r , σ_z , σ_φ — напряжения). Поскольку размер поперечного сечения токоввода и токовывода мал по сравнению с размерами плоскости крышки камеры, то напряжения $\sigma_\varphi = 0$.

Таким образом могут быть определены напряжения в рассчитываемом элементе (вводе или выводе электрического тока) во взрывной камере.

Поступила в редакцию
22/XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Демчук. Канд. дис. Новосибирск, ИГ, 1971.
2. А. Ф. Демчук. ПМТФ, 1968, 5, 47.
3. А. Е. Войтенко, А. Ф. Демчук, Б. И. Куликов. ПТЭ, 1970, 1, 20.
4. В. С. Гамбаров, А. Ф. Демчук и др. Бюллетень: Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, 1974, 35; Авт. свид. № 444394.
5. Е. И. Азаркевич, А. Е. Войтенко и др. — В сб.: Газовые лазеры. Под ред. Р. И. Солоухина, В. П. Чеботаева. Новосибирск, «Наука», 1977.
6. Е. И. Азаркевич, А. Е. Войтенко и др. ЖТФ, 1976, 46, 9, 1957.
7. В. П. Исаков. Тез. докл. III Всесоюз. симп. по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978.
8. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 6, 1289.
9. В. В. Закайдаков, В. П. Исаков и др. ПМТФ, 1976, 5, 46.
10. А. П. Байков, А. Е. Войтенко и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 323.
11. А. Е. Войтенко, В. П. Исаков, Т. М. Соболенко. ТВТ, 1975, 5, 1098.
12. А. Е. Войтенко, В. П. Исаков, В. И. Кирко. — В сб.: Взрывное дело, № 78/35. М., «Недра», 1977.
13. Д. Паркинсон, Б. Манхолл. Получение сильных магнитных полей, М., Атомиздат, 1971.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВНОГО ПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА

В. И. Кирко

(Новосибирск)

Взрывные источники плазмы используются для изучения высокоскоростных газодинамических процессов, протекающих в условиях высоких температур и давлений [1, 2], и применяются для нанесения покрытий и термической обработки материалов [3—6]. В связи с этим появилась необходимость детального изучения энергетических характеристик плазмы взрывного источника, а также влияния основных параметров источника на эти характеристики.

В настоящей работе изучаются энергетические характеристики взрывного плазменного компрессора [7] в зависимости от плотности заполнения его камеры сжатия рабочим веществом и от отношения массы взрывчатого вещества к массе метаемой пластины r_m .

КПД взрывного плазменного компрессора. При работе взрывного компрессора энергия, выделяющаяся в результате взрыва химического VB , переходит в энергию метаемой пластины, а затем — в энергию плазмы. В [8] показано, что пластина приобретает максимальную скорость на расстоянии, равном $\sim 1/5$ толщины заряда VB , поэтому, когда на участке разгона пластины давление сжатого в компрессоре газа на ее ускорение сказывается слабо, значение КПД компрессора можно представить в виде произведения

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2, \quad (1)$$

где η_1 — КПД метания пластины, а η_2 — КПД передачи энергии от метаемой пластины к сжимаемому газу. В случае одномерного разлета продуктов взрыва в вакуум при показателе адиабаты продуктов $\gamma = 3$ [8]

$$\eta_1 = \frac{8}{r_m} \left[\frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r_m - 1}}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r_m + 1}} \right]^2. \quad (2)$$

Из (2) следует, что η_1 принимает максимальное значение ($\eta_1^{\max} = 0,35$) при $r_m = 2,5$. Дальнейшее увеличение может быть получено при условии использования для метания пластины заряда ВВ с оболочкой.

Определение η_2 ввиду сложного характера течения в камере сжатия компрессора представляет большие трудности. Поэтому изучение η_2 может быть проведено пока только экспериментально.

Методика экспериментов, использовавшаяся в настоящей работе, подробно описана в [9]. Изучались компрессоры с полусферической камерой сжатия диаметром 40 и 80 мм. Отношение диаметра выходного отверстия к диаметру метаемой пластины составляло 1/10. Это отношение, как показано в [7], практически обеспечивало максимальную скорость вылета плазмы из компрессора. В опытах пластина достигала максимальной скорости на расстоянии не более 4 мм. Можно было считать, что сжатый газ в компрессоре не влияет на скорость пластины во время ее ускорения. В качестве рабочего вещества, заполнявшего камеру сжатия компрессора, использовались $(C_6H_{10}O_5)_n$; $(C_8H_8)_n$ и воздух.

Эксперименты показали, что η_2 есть функция двух основных параметров: плотности заполнения камеры сжатия рабочим веществом и отношения массы ВВ к массе пластины ($\eta_2 = \eta_2(\rho, r_m)$). В случае фиксированного r_m рост плотности заполнения камеры сжатия приводит к увеличению η_2 (рис. 1). Это происходит, как следует из (1), за счет более эффективного отбора энергии пластины сжимаемым газом. При некотором значении $\rho_{кр}$ достигается $\eta_2^{пр}$, после которого измеренное η_2 резко уменьшается из-за остановки метаемой пластины и прекращения сжатия газа.

Уменьшение r_m позволяет незначительно повысить предельно возможный КПД η за счет роста η_1 . Так, например, уменьшение r_m от 10 до 3,8 увеличивает общий предельный КПД η всего на 0,005, но при этом, как следует из рис. 1, 3, возрастает значение предельной плотности заполнения. Большие величины η можно получить за счет увеличения η_2 при изменении r_m . На рис. 2 приведена зависимость η_2 от параметра r_m при фиксированной плотности заполнения камеры сжатия $\rho = 0,015$ г/см³. На этом же рисунке построена зависимость $\eta_1(r_m)$ по выражению (2). Зависимость $\eta_2(r_m)$ имеет максимум, который достигает значения $\eta_2 \sim 0,8$. Увеличение η_2 с возрастанием r_m происходит, видимо, за счет того, что при большей скорости пластины рабочий газ успевает отобрать большую часть ее энергии до того, как пластина, разрушаясь, уменьшает свой диаметр. При этом общий КПД взрывного компрессора η при $r_m > 2,5$, несмотря на уменьшение η_1 , возрастает за счет η_2 .

Удельная энергия плазмы. При сжатии газа в компрессоре на стенку камеры поступает мощный поток энергии, который проплавляет и испаряет поверхность. В результате этого испарения в плазму поступают примеси, которые снижают ее удельную энергию. Для определения массы продуктов испарения, поступающих в плазму, проведены эксперименты, схема которых показана на рис. 3. Плазма из компрессора проходила по изогнутому каналу и попадала в полость, составленную из

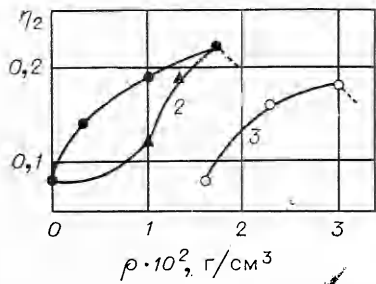


Рис. 1. Зависимость КПД η_2 передачи энергии метаемой пластины к сжимаемому газу от плотности заполнения камеры сжатия рабочим веществом (объем камеры сжатия 150 см^3).
 1 — $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_n$, $r_M = 10$; 2 — $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$, $r_M = 10$; 3 — $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_n$, $r_M = 3,8$.

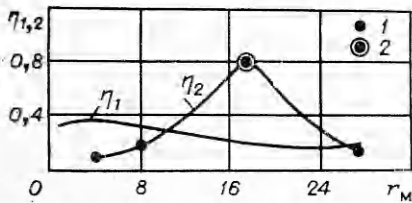


Рис. 2. Зависимость КПД от отношения массы ВВ к массе пластины $\eta_{1,2}(r_M)$.
 1 — эксперименты настоящей работы; 2 — данные работы [10].

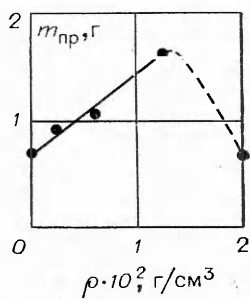


Рис. 4. Зависимость массы примесей, поступающих в плазму со стенок камеры сжатия медного компрессора, от плотности его заполнения; объем камеры сжатия 150 см^3 , $r_M = 3,8$, рабочее вещество $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_n$.

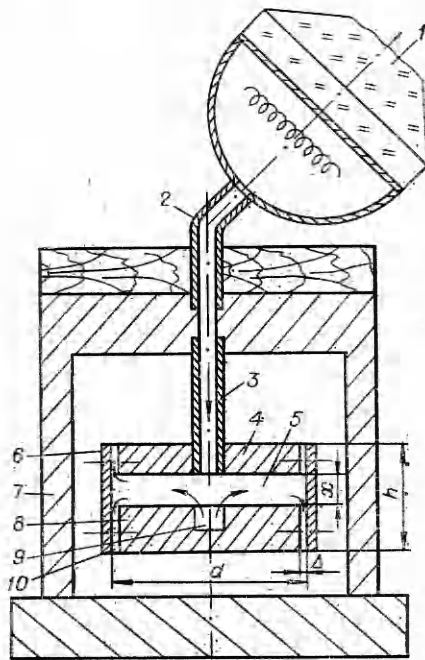


Рис. 3. Схема экспериментов по определению массы примесей, поступающих в плазму со стенок камеры сжатия.

1 — взрывной плазменный компрессор; 2 — изогнутый канал; 3 — входной канал; 4, 8 — металлические шайбы; 5 — полость; 6 — полый цилиндр; 7 — стальная оболочка; 9 — выемка-ловушка; 10 — зазор; $d = 70 \div 80 \text{ мм}$, $\Delta = 0,1 \div 0,2 \text{ мм}$, $h = 10 \div 15 \text{ мм}$, $x = 50 \div 55 \text{ мм}$.

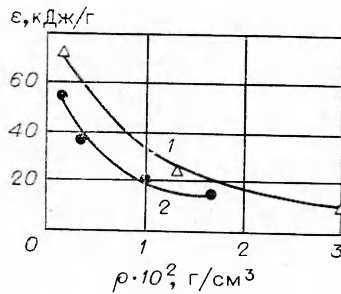


Рис. 5. Зависимость удельной энергии плазмы от плотности заполнения камеры сжатия; $r_M = 10$, рабочее вещество $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_n$.
 1, 2 — объем компрессора 16 и 150 см^3 соответственно.

шайб и полого металлического цилиндра. Между шайбами и цилиндром специально оставлялся зазор шириной 0,1—0,2 мм.

Заполняя полость, плазма истекала в зазор и в результате ее охлаждения металлические продукты испарения осаждались на поверхность шайб и цилиндр. Компрессор и канал готовились из одного материала, шайбы и полый цилиндр из материала, который можно легко химическим путем отделить от материала компрессора (после его осаждения на стенках). С целью предотвращения попадания на стенки полости части материала метаемой пластины, выбиваемой стенками канала, выходной канал имел изогнутую форму, а шайбы — выемку-ловушку.

Вся сборка помещалась в стальную оболочку, которая предотвращала разрушение деталей и позволяла многократное использование устройства. После взрыва осажденный слой соскабливался со стенок, химически отделялся от материала стенки полости и взвешивался на аналитических весах¹. При охлаждении плазмы происходит частичное осаждение материала компрессора на стенках выемки-ловушки. Одновременно с этим, несмотря на предохранительные меры (изогнутый канал и выемка), часть материала пластины осаждается на стенках ловушки и стенках цилиндра, а часть измеряемой массы выходит в канал. Совокупность этих масс и определяет ошибку эксперимента.

Масса, попадающая на стенки цилиндра от пластины, оценена в контрольном опыте, где пластина металась прямо на торец входного канала 2. Измерения показали, что эта масса не превышает 0,25 г. Масса примесей, которая осела на поверхности ловушки и вышла во входной канал, оценивалась как произведение суммарной площади поверхности ловушки и сечения канала на среднюю массу примесей, осевших на 1 см² цилиндра. Относительная ошибка измерений изменялась от 38 (при $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³) до 18% (в опыте при $\rho = 1,3 \cdot 10^{-2}$ г/см³).

Проведенные эксперименты показали, что масса продуктов испарения со стенок компрессора практически линейно возрастает с увеличением плотности его заполнения (рис. 4). Это можно объяснить возрастанием конвективного потока энергии на стенку компрессора за счет увеличения плотности газового потока относительно стенок и увеличения энергии плазмы, так как средний по поверхности поток энергии [11], попадающий на стенку,

$$q \sim St \rho U \cdot E_0 / \rho V \sim \rho^{1/2} U E_0, \quad (3)$$

где St — число Стентона, пропорциональное $Re^{1/2}$ (число Рейнольдса); U — средняя скорость течения газа относительно стенок камеры сжатия; E_0 — энергия плазмы; V — объем камеры сжатия.

При достаточно высокой плотности заполнения камеры сжатия ($\sim 7 \cdot 10^{-3}$) на 1 г рабочего вещества приходится 1 г примесей, что согласуется с результатом работы [10]. Так, при заполнении камеры сжатия стального и медного компрессора 1 г ($C_6H_{10}O_5$)_n в плазму в первом случае поступало 1,2 г примесей, а во втором — 1 г. Уменьшение массы примесей при $\rho > 1,3 \cdot 10^{-2}$ г/см³ происходит по той же причине, что и уменьшение величины η_2 , т. е. вследствие торможения пластины, которая при достаточно большом ρ останавливается и не дожимает газ в трубку.

На рис. 5 показана зависимость удельной энергии плазмы от плотности заполнения камеры сжатия. С увеличением плотности удельная энергия плазмы уменьшается, что приводит к снижению температуры плазмы. Этот вывод, в частности, объясняет падение скорости выхода плазмы из компрессора при увеличении плотности его заполнения [7].

¹ Описанная методика измерений может быть пригодна только при изучении металлических компрессоров.

Заключение. На энергетические характеристики взрывного плазменного компрессора влияют два основных параметра: плотность заполнения и отношение массы ВВ к массе пластины. Несмотря на возрастание энергии плазмы, с увеличением плотности заполнения камеры сжатия удельная энергия плазмы уменьшается за счет поступления примесей со стенок камеры сжатия. Для получения высокого КПД компрессора необходимо добиваться увеличения КПД передачи энергии метаемой пластины в энергию плазмы (η_2) путем подбора соответствующих параметров (r_m и ρ).

Автор выражает благодарность А. А. Дерибасу, А. Е. Войтенко и Л. В. Альтшулеру за обсуждение результатов работы и ценные замечания, а также В. Ю. Афонину за помощь в проведении экспериментов.

*Поступила в редакцию
15/V 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. L. Compton, D. H. Coorer. Proc. of the Ninth Intern. Shock Tube Symposium Standford University, 1973.
2. А. Е. Войтенко, М. А. Любимова, Е. П. Маточкин. Теплофизика высоких температур, 1972, 10, 6.
3. В. И. Кирко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1976, 12, 6, 921.
4. А. А. Дерибас, Н. В. Губарева и др. Тез. докл. Всесоюзного научно-технического совещания (12—14 октября, 1976), Ворошиловград, 1976.
5. Н. В. Губарева, В. И. Кирко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1977, 13, 3.
6. А. Г. Зильберман, К. И. Козорезов. Металловедение и термическая обработка металлов, 1977, 9.
7. А. Е. Войтенко. ПМТФ, 1966, 4.
8. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
9. А. Е. Войтенко, В. И. Кирко. ФГВ, 1975, 11, 6, 956.
10. В. К. Crowley, H. D. Glenn. Shock Tubes Proc. of the VII-th Intern. Shock Tube Symp. Ed. by I. I. Glass Toronto, 1969.
11. Л. Г. Лойцанский. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1978.

О ПРЕДЕЛАХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕПЕРЕМЕШАНЫМИ ФАЗАМИ

*В. М. Гендугов
(Москва)*

При прохождении ударной волны через трубу, заполненную газообразным окислителем, внутренняя поверхность которой покрыта пленкой жидкого топлива, возможно инициирование детонации [1—4]. Предсказания условий ее возникновения и распространения остаются важнейшими вопросами теории.

Согласно проведенным наблюдениям [1—4], установлено существование пределов распространения детонации. Определим пределы как значения параметров, которые отделяют область их изменения, где наблюдается возникновение и распространение самоподдерживающейся детонации, от области, где ее распространение не происходит.

Анализ структуры волны детонации в рассматриваемых условиях [5] показывает, что пределы по составу смеси газа, доле поверхности трубы, смоченной топливом, и давлению газа лимитируют распростра-