

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН
В РАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ

М. Д. Ладыженский, Л. Г. Черникова

(Москва)

В работе экспериментально изучался характер распространения вдоль разрядной трубки сильных ударных волн, возбуждаемых при помощи импульсного разряда высокоемкостной батареи конденсаторов.

Представлен теоретический расчет закона движения ударной волны по известному закону выделения энергии в межэлектродном промежутке трубки. Теоретический расчет дает удовлетворительное совпадение с экспериментом для начальных моментов времени.

Рассматриваются экспериментальные методы получения слабозатухающих ударных волн, распространяющихся вдоль трубки, путем увеличения индуктивности разрядного контура.

Приведены результаты экспериментального исследования процесса обтекания моделей в разрядной трубке фотографическим методом.

В работе изучалось воздействие нестационарного продольного магнитного поля на поток, движущийся со скоростью порядка 8 км/сек вдоль разрядной трубки.

1. Описание установки. Эксперименты проводились с воздухом, начальное давление которого в разрядной трубке варьировалось от 0.1 до 20 мм Нг. Принципиальная схема установки представлена на фиг. 1, а.

Разрядная трубка, склеенная из листового плексигласа, имела внутренний и внешний диаметры соответственно 40 и 70 мм. Устройство ее повторяет устройство разрядной трубки, использованной в работе [1].

Большая часть экспериментов проводилась с трубкой длиной 800 мм и часть — с трубкой длиной 400 мм. Электроды трубки представляли собой стальное кольцо с внутренним диаметром 40 мм, шириной 30 мм и коаксиальный стальной стержень диаметром 8 мм. В отдельных экспериментах использовались электроды с коническими плексигласовыми вставками, вместо стержня в основании усеченного конуса ставился электрод с полусферой (фиг. 1, б). Угол наклона α образующей конусной вставки к оси трубки менялся за счет длины образующей.

Электрический контур установки (фиг. 1) состоял из:

1) Батареи параллельно соединенных конденсаторов (зарядное напряжение неизменно составляло 5 кВ, емкость менялась от 150 мкФ до 750 мкФ).

2) Полусферического разрядника с устройством для инициирования разряда в контуре.

3) Межэлектродного промежутка разрядной трубки.

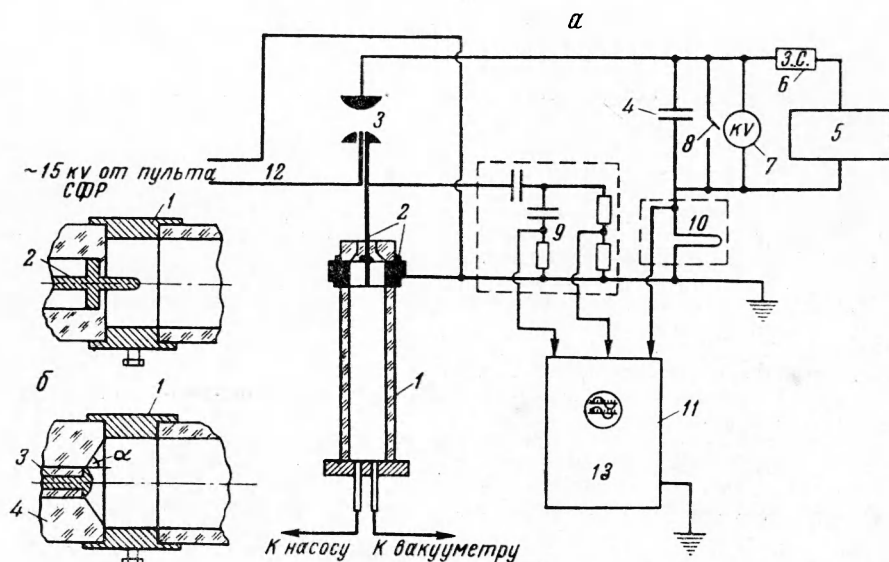
4) Зарядной цепи конденсаторной батареи, включающей зарядное устройство, зарядное сопротивление и киловольтметр.

Разряд в трубке возбуждался при подаче на полусферический разрядник иницирующего высоковольтного импульса (около 15 кВ) от пульта управления СФР или от блока поджига зарядного устройства.

2. Описание экспериментов и результаты. Процесс состоял в следующем: возбуждался импульсный разряд в контуре через межэлектродный промежуток разрядной трубки, расположенный в верхнем ее торце. Вследствие мгновенного расширения разогретого газа у верхнего торца

трубки возникает ударная волна, сообщающая газу значительную скорость вдоль трубки. Если разряд носит колебательный характер, возникает несколько следующих одна за другой ударных волн.

В ходе экспериментов (фиг. 1) измерялся разрядный ток (посредством безындукционного нихромового шунта общим сопротивлением 0.0116 и 0.0195 ом), напряжение на межэлектродном промежутке трубки (по-



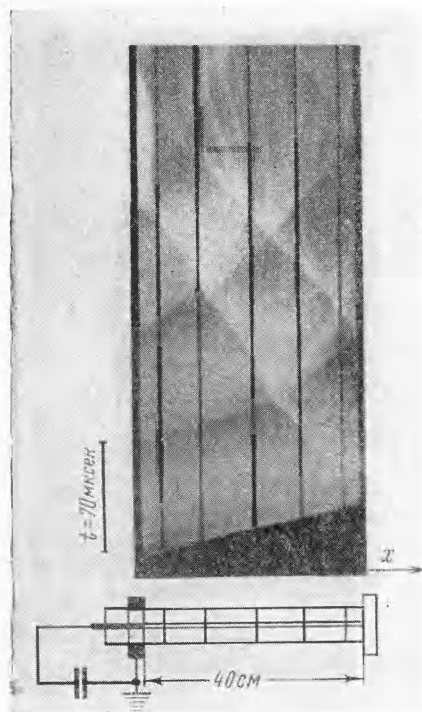
Фиг. 1. (а) Схема установки: 1 — плексигласовая круглая разрядная трубка. 2 — электроды разрядной трубки, 3 — полусферический разрядник, 4 — батарея конденсаторов ИМ-5-150, 5 — зарядное устройство, 6 — зарядное сопротивление, 7 — киловольтметр, 8 — заземляющий разъединитель, 9 — емкостно-омический делитель напряжения, 10 — нихромовый безындукционный шунт, 11 — осциллограф ОК-25, 12 — источник инициирующего напряжения; (б) электроды разрядной трубки: 1 — кольцевой электрод, 2 — электрод-стержень, 3 — стержневой электрод, заканчивающийся полусферой, 4 — коническая вставка, α — угол наклона образующей конической вставки к оси трубки

средством емкостноомического делителя с коэффициентом деления 14 и 9) и проводилось фотографирование самосветящегося процесса в трубке методом непрерывной развертки и кадрированной съемки.

Осциллограммы, полученные при помощи двухлучевого осциллографа ОК-25, и непрерывные фоторазвертки процесса в трубке, полученные при помощи барабанного фоторегистра, свидетельствуют о колебательном характере разряда в наших экспериментах.

На фиг. 2 и 3 представлены типичная фоторазвертка процесса распространения ударных волн вдоль трубки и осциллограмма разрядного тока и напряжения на межэлектродном промежутке трубки. Каждому возрастанию тока, т. е. каждому полупериоду разряда, соответствует новая ударная волна. Например, на осциллограмме фиг. 3 четко выражены три полупериода разрядного тока и напряжения (амплитуда четвертого полупериода сравнительно мала). Соответственно, на фоторазвертке фиг. 2 видны три ударные волны. Наиболее интенсивной будет первая ударная волна, поэтому представляет интерес исследование потока за первой ударной волной при рассматриваемом характере разряда. Ниже будет идти речь только о потоке за первой ударной волной, а термин «первая» будет опущен.

Фотографии процесса распространения ударных волн в разрядной трубке, полученные при помощи прибора СФР методом кадрированной съемки, представлены на фиг. 4. В поле зрения находится нижняя половина разрядной трубки, включая торец, противоположный электродам (длина всей трубки составляла 400 мм); две черные поперечные полоски на трубке представляют собой масштабные метки. Время экспонирования

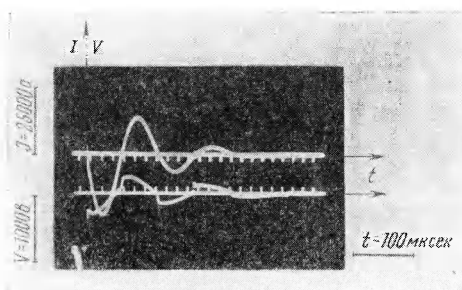


Фиг. 2

каждого кадра составляет приблизительно 5.3 мксек. По фотографиям можно проследить движение ударной волны к торцу (кадры 1, 2), ее отражение (кадры 3, 4) от торца, появление второй ударной волны (кадры 6, 7) и взаимодействие отраженной ударной волны со второй падающей (кадры 9, 10, 11).

Из рассмотрения фиг. 4 (кадры 1, 2) и фиг. 9 (кадры 1, 2), вопреки утверждению в работе [1], следует, что фронт свечения ударной волны будет неплоским (по крайней мере, до расстояния 400 мм от электродов). Это, возможно, объясняется несимметричностью процесса разряда в начальный момент.

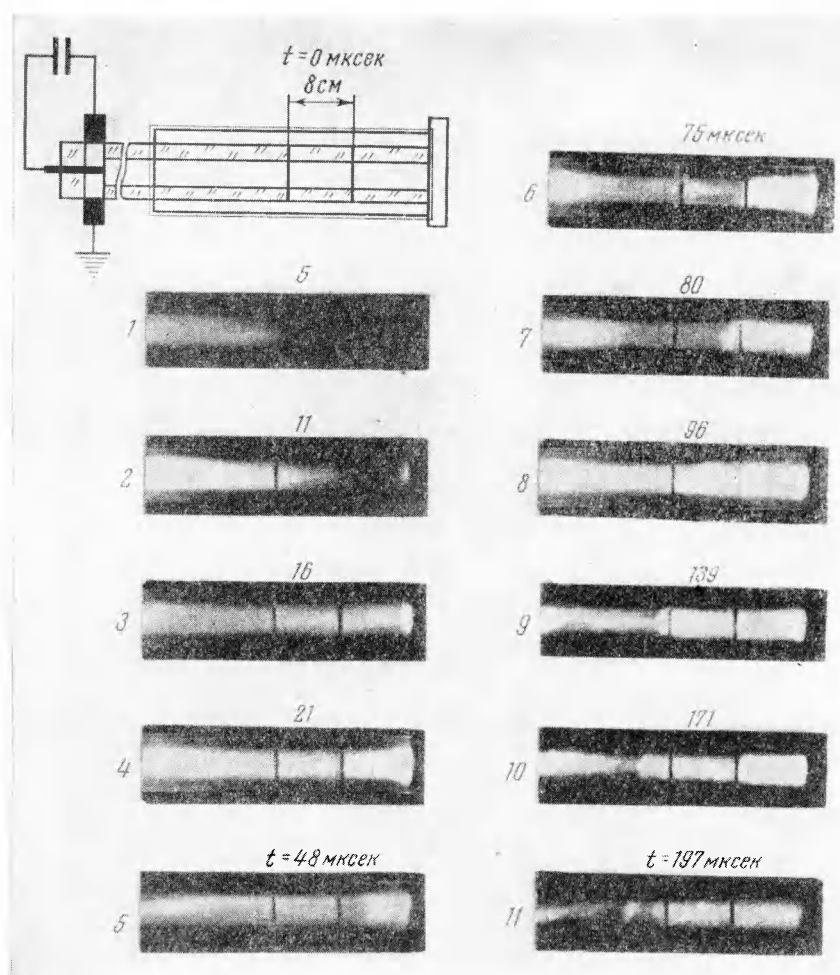
Из осциллограмм тока и напряжения можно оценить по известным соотношениям для свободных колебаний тока в RCL цепи индуктивность L , общее сопротивление разрядного контура R . Для наглядности в таблице ниже приведены некоторые параметры процесса, рассчитанные по осциллограммам и соответствующим фоторазверткам для нескольких конкретных случаев. В таблице приняты следующие обозначения: p_0 — начальное давление воздуха в трубке перед ударной волной, $u_{\max}$ — максимальная скорость ударной волны, u_* — скорость ударной волны на расстоянии 600 мм от электродов, C — емкость конденсаторной батареи, $I_{\max}$ — величина максимального разрядного тока, V_0 — величина напряжения на межэлектродном промежутке трубки в начальный момент времени, когда величина разрядного тока равна нулю, η — отношение энергии, выделившейся в трубке за время разряда, ко всей энергии, запасен-



Фиг. 3

Фиг. 2. Непрерывная фоторазвертка процесса распространения ударной волны вдоль разрядной трубки: $p_0 = 0.2$ мм Hg, $V_0 = 550$ в, $C = 150$ мкФ, $L = 2.85$ мкН, $T = 130$ мксек, $u_{\max} = 15$ км/сек, $\angle \alpha = 20^\circ$

Фиг. 3. Осциллограмма разрядного тока и напряжения на электродах трубки, соответствующая фоторазвертке, приведенной на фиг. 2



Фиг. 4. Фотографии процесса распространения ударной волны вдоль трубки, сделанные в последовательные моменты времени при скорости вращения зеркала СФР $22.5 \cdot 10^3$ об/мин, $p_0 = 0.1$ мм Hg, $C = 150$ μF , $V_0 = 500$ в, $I_{\max} = 33\,000$ а, $T = 100$ мксек, $u_{\max} = 16$ км/сек, $\alpha = 90^\circ$

ной в конденсаторной батарее, T — период разряда, L — индуктивность разрядного контура.

Ток и напряжение измерялись с точностью до 6%.

Таблица

p_0 , [мм Hg]	$u_{\max}$, [м/сек]	u_* , [м/сек]	C , [μF]	T , [мксек]	L , [μH]	$I_{\max}$, [а]	V_0 , [в]	η , [%]
0.2	21 000	17 000	150	100	1.69	33 000	500	27
0.2	22 000	17 000	450	170	1.85	53 000	700	27
0.2	13 000	12 000	450	310	5.1	23 000	500	16
0.2	11 000	10 000	150	170	4.9	13 000	400	13
1.5	5 000	3 000	750	220	1.63	54 000	500	27

Максимальное значение амплитуды разрядного тока $I_{\max}$ в различных экспериментах составляло 12—60 ка, напряжение V_0 — 0.4—0.8 кВ,

общее сопротивление разрядного контура $0.03-0.07$ ом, индуктивность контура $L - 1.6-6.5$ мкН. При грубых допущениях был определен характер изменения сопротивления межэлектродного промежутка трубки со временем.

Оказалось, что с момента начала разряда за промежуток времени, меньший четверти периода разряда, сопротивление между электродами трубки падает до минимального значения порядка $0.008-0.009$ ом, после чего — возрастает приблизительно до $0.01-0.011$ ом. По-видимому, большие омические потери в разрядном контуре (до 50%) обуславливаются потерями на полусферическом разряднике и контактах.

Диапазон скоростей ударных волн, полученных в разрядной трубке, составлял $3-20$ км/сек. Величина скорости ударной волны и ее изменение вдоль трубки рассчитывались как скорость распространения переднего фронта свечения (аналогично работам [1, 2]) по непрерывным фоторазверткам с точностью до 5% для скоростей $4-7$ км/сек и с точностью до 15% для скоростей $10-20$ км/сек.

3. Теория. Экспериментальное получение слабозатухающих ударных волн в разрядной трубке. Как было отмечено в работе [1], использование батареи высокоемкостных конденсаторов позволяет получить слабозатухающие ударные волны на небольшой длине. В настоящей работе ставится вопрос об управлении процессом разряда для получения сильных ударных волн, распространяющихся с постоянной скоростью на небольшом участке (порядка метра). Такой процесс осуществить можно, так как процесс разряда высокоемкостной батареи носит «медленный» характер, т. е. период разряда в несколько раз превышает время прохождения ударной волной длины трубки (что и имело место в наших экспериментах). Другими словами, в отличие от экспериментов с использованием высоковольтной батареи конденсаторов (но малоемкостной) (например, работы [1-3]), выделение энергии в рассматриваемом случае носит не «взрывной», а «поршневой» характер.

Характер процесса выделения энергии $E(t)$ в межэлектродном промежутке трубки в течение всего времени разряда отражен на фиг. 5. Соответствующие этим кривым кривые изменения скорости ударной волны вдоль трубки $u(x)$ представлены на фиг. 6.

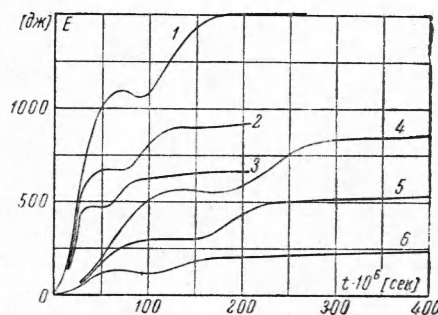
Кривые $E(t)$ рассчитывались по осциллограммам методом численного интегрирования

$$E(t) = \int_0^{\tau} I V dt$$

Здесь I — разрядный ток, V — напряжение между электродами трубки в каждый данный момент времени, t — время, τ — время процесса разряда.

В расчетах предполагалось, что к газу подводится вся энергия, выделяющаяся в межэлектродном промежутке ¹.

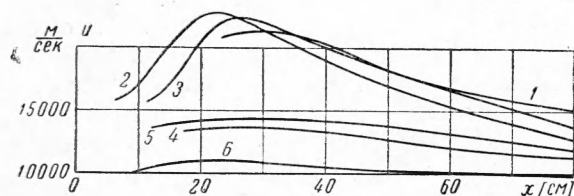
¹ Для более точного расчета энергии $E(t)$ следовало бы учитывать и энергию, идущую на создание магнитного поля. Но так как из проведенных экспериментов трудно с удовлетворительной точностью указать, какая часть последней передается потоку, остановимся на указанном предположении.



Фиг. 5. Изменение энергии, выделяющейся в межэлектродном промежутке разрядной трубки во времени (приведенные кривые соответствуют кривым фиг. 6)

Частичные максимумы на кривых фиг. 5 соответствуют приблизительно моментам времени, когда величина разрядного тока обращается в нуль. При использовании большего числа конденсаторов в батарее частичные максимумы кривых смещаются вправо, что следует из рассмотрения колебательного разряда.

При этом же условии, т. е. при увеличении начальной энергии, запасаемой в батарее конденсаторов, величина скорости и характер распро-



Фиг. 6. Изменение скорости распространения ударной волны вдоль трубки при различных параметрах разрядного контура при $p_0 = 0.2$ мм Hg:
 1 — $C = 450 \text{ мкФ}$, $L = 1.83 \text{ мГ}$, $T = 180 \text{ мксек}$
 2 — $C = 300 \text{ мкФ}$, $L = 1.66 \text{ мГ}$, $T = 140 \text{ мксек}$
 3 — $C = 150 \text{ мкФ}$, $L = 1.69 \text{ мГ}$, $T = 100 \text{ мксек}$
 С дополнительной индуктивностью в разрядном контуре
 4 — $C = 450 \text{ мкФ}$, $L = 5.06 \text{ мГ}$, $T = 300 \text{ мксек}$
 5 — $C = 300 \text{ мкФ}$, $L = 4.86 \text{ мГ}$, $T = 240 \text{ мксек}$
 6 — $C = 150 \text{ мкФ}$, $L = 4.89 \text{ мГ}$, $T = 170 \text{ мксек}$

странения ударной волны вдоль трубки в пределах точности эксперимента и в соответствии с результатами работы [1] изменялись незначительно (фиг. 6).

Кривые 1, 2, 3 фиг. 6 свидетельствуют о неравномерной скорости распространения ударной волны: скорость вначале возрастает до некоторого максимума на расстоянии приблизительно 250 мм от электродов трубки, а затем заметно уменьшается. Однако для исследований обтекания моделей

необходимо, чтобы ударная волна в разрядной трубке распространялась с постоянной скоростью, ибо тогда, как следует из теоретических соображений, за ударной волной будет область равномерного потока.

Экспериментально и теоретически установлено, что ударная волна будет равномерно распространяться вдоль трубки при соответствующем законе выделения энергии в межэлектродном промежутке.

Предлагаемый метод расчета скорости ударной волны основан на известном предположении [4, 5], что вся масса газа сосредоточена в узком слое за ударной волной.

Уравнение движения газа в таком случае будет иметь вид

$$\frac{Sp\dot{x}}{\kappa-1} + \frac{M(x)\ddot{x}^2}{2} = E(t) \quad (M(x) = Sx\rho_0) \quad (3.1)$$

Здесь $E(t)$ — энергия, выделившаяся за время t , p — давление в области за ударной волной, S — площадь поперечного сечения трубки, $x(t)$ — закон движения ударной волны, ρ_0 — плотность покоящегося газа перед ударной волной, $M(x)$ — масса газа в области, пройденной ударной волной.

В области за ударной волной давление предполагается постоянным. Из уравнения импульсов для массы газа $M(x)$ имеем

$$S \int_0^t p dt = M(x) \dot{x} \quad (3.2)$$

Ударная волна считается достаточно сильной, поэтому противодействием можно пренебречь. Дифференцируя равенство (3.2) с учетом (3.1), получаем

$$p = \rho_0 \ddot{x} + \rho_0 \dot{x}^2 \quad (3.3)$$

Исключая p и $M(x)$ из уравнения (3.1), получаем

$$\ddot{x}^2 + \frac{\kappa+1}{2} \dot{x}^2 = \frac{\kappa-1}{S\rho_0} E(t) \quad (3.4)$$

Найденное уравнение при $x(0) = 0$ имеет особенность, раскрывая которую, можно получить скорость ударной волны в начальный момент времени. Уравнение (3.4) допускает простое решение в случае степенной зависимости выделяющейся энергии от времени

$$E = E_0 t^n \quad (3.5)$$

Тогда и решение выразится степенным законом

$$x(t) = \left[\alpha \frac{E_0}{S \rho_0} \right]^{1/3} t^{\frac{2+n}{3}} \left(\alpha = \frac{18(\kappa-1)}{(2+n)[(2+n)\kappa+3n]} \right) \quad (3.6)$$

При линейном законе выделения энергии, очевидно, $n = 1$. Пользуясь уравнением (3.6), можно найти $x(t)$ вблизи $t = 0$.

Так как энергию, выделяющуюся в разрядном промежутке, можно представить в виде

$$E(t) = \int_0^t I V dt$$

то, разлагая выражение для $E(t)$ в ряд Тейлора и учитывая, что $I(0) = 0$, можно записать

$$E(t) = \frac{1}{2} V \left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=0} t^2 \quad (3.7)$$

Здесь I и V — ток и напряжение на электродном промежутке трубки. Вблизи $t = 0$ из выражений (3.6) и (3.7) при $n = 2$ имеем

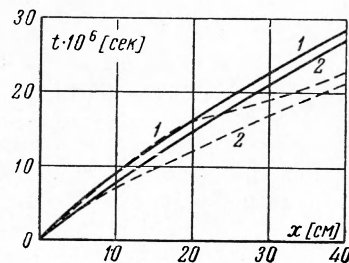
$$x(t) = \left[\frac{\alpha}{2} \frac{V I}{\rho_0 S} \right]^{1/3} t^{4/3} \quad \left(\alpha = \frac{9(\kappa-1)}{4(3+2\kappa)} \right) \quad (3.8)$$

В численных расчетах принималось $\kappa = 1.2$.

Сравнение численного расчета уравнения (3.4) при учете (3.8) с результатами эксперимента дает удовлетворительное совпадение для закона распространения ударной волны вдоль трубки в начале процесса (фиг. 7).

Как следует из уравнения (3.6), скорость ударной волны будет равномерной при $n = 1$, т. е. при линейном законе выделения энергии. Путем

Фиг. 7. Закон движения ударной волны вдоль разрядной трубки; сплошные кривые — по данным эксперимента, пунктир — согласно расчету: 1 — $p_0 = 0.2$ мм Нг, $C = 150$ мкФ, $V_0 = 570$ в, $L = 1.69$ мкН, $T = 100$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$, 2 — $p_0 = 0.2$ мм Нг, $C = 450$ мкФ, $V_0 = 660$ в, $L = 1.66$ мкН, $T = 170$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$



соответствующего подбора параметров контура V, L, R или создания цепей специального вида можно обеспечить требуемый закон выделения энергии и, следовательно, с определенной точностью задать закон движения ударной волны вдоль трубки.

Практически степень равномерности распространения ударной волны вдоль трубки при высокочастотном разряде определяется соотношением между периодом разряда и временем прохождения ударной волны длины трубки. Период разряда должен в несколько раз превышать время прохождения ударной волны длины трубки.

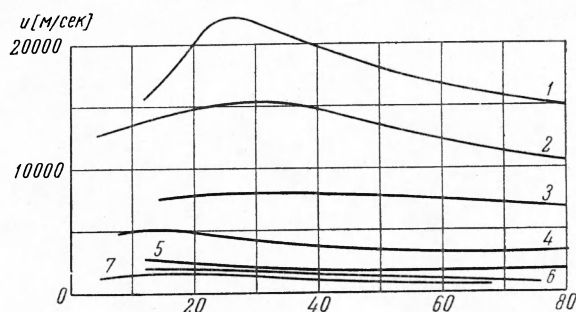
В настоящих экспериментах управление процессом выделения энергии в трубке осуществлялось путем введения в разрядную цепь дополнитель-

ной индуктивности L_R , которая в 2.5 раза превышала индуктивность самого разрядного контура. Кривые выделения энергии по сравнению с кривыми 1, 2, 3 фиг. 5 принимали более пологий вид (кривые 3, 4, 5 фиг. 5), в результате чего ударная волна распространялась вдоль трубки с незначительным затуханием (кривые 3, 4, 5 фиг. 6) по сравнению с экспериментами без введения дополнительной индуктивности (кривые 1, 2, 3 фиг. 6).

Дополнительная индуктивность, вводимая в разрядную цепь, представляла собой катушку из меди, намотанную на плексигласовый цилиндр.

Величина скорости ударной волны при введении дополнительной индуктивности уменьшалась, что связано с омическими потерями в катушке.

Управлять процессом выделения энергии в разрядной трубке, а следовательно, изменять характер распространения ударной волны вдоль



Фиг. 8. Влияние начального давления в разрядной трубке (1, 4, 5, 6, 7) и конфигурации электродов (1, 2, 3) на скорость распространения ударной волны вдоль трубки:

- 1 — $p_0 = 0.2$ мм Hg, $C = 450$ μF , $L = 1.83$ μH , $T = 180$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$
- 2 — $p_0 = 0.2$ мм Hg, $C = 600$ μF , $L = 1.86$ μH , $T = 210$ мксек, $\angle \alpha = 20^\circ$
- 3 — $p_0 = 0.2$ мм Hg, $C = 750$ μF , $L = 1.94$ μH , $T = 240$ мксек, $\angle \alpha = 10^\circ$
- 4 — $p_0 = 1.5$ мм Hg, $C = 750$ μF , $L = 1.64$ μH , $T = 220$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$
- 5 — $p_0 = 10$ мм Hg, $C = 750$ μF , $L = 1.64$ μH , $T = 220$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$
- 6 — $p_0 = 28$ мм Hg, $C = 750$ μF , $L = 1.57$ μH , $T = 215$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$
- 7 — $p_0 = 26$ мм Hg, $C = 750$ μF , $L = 1.57$ μH , $T = 215$ мксек, $\angle \alpha = 90^\circ$

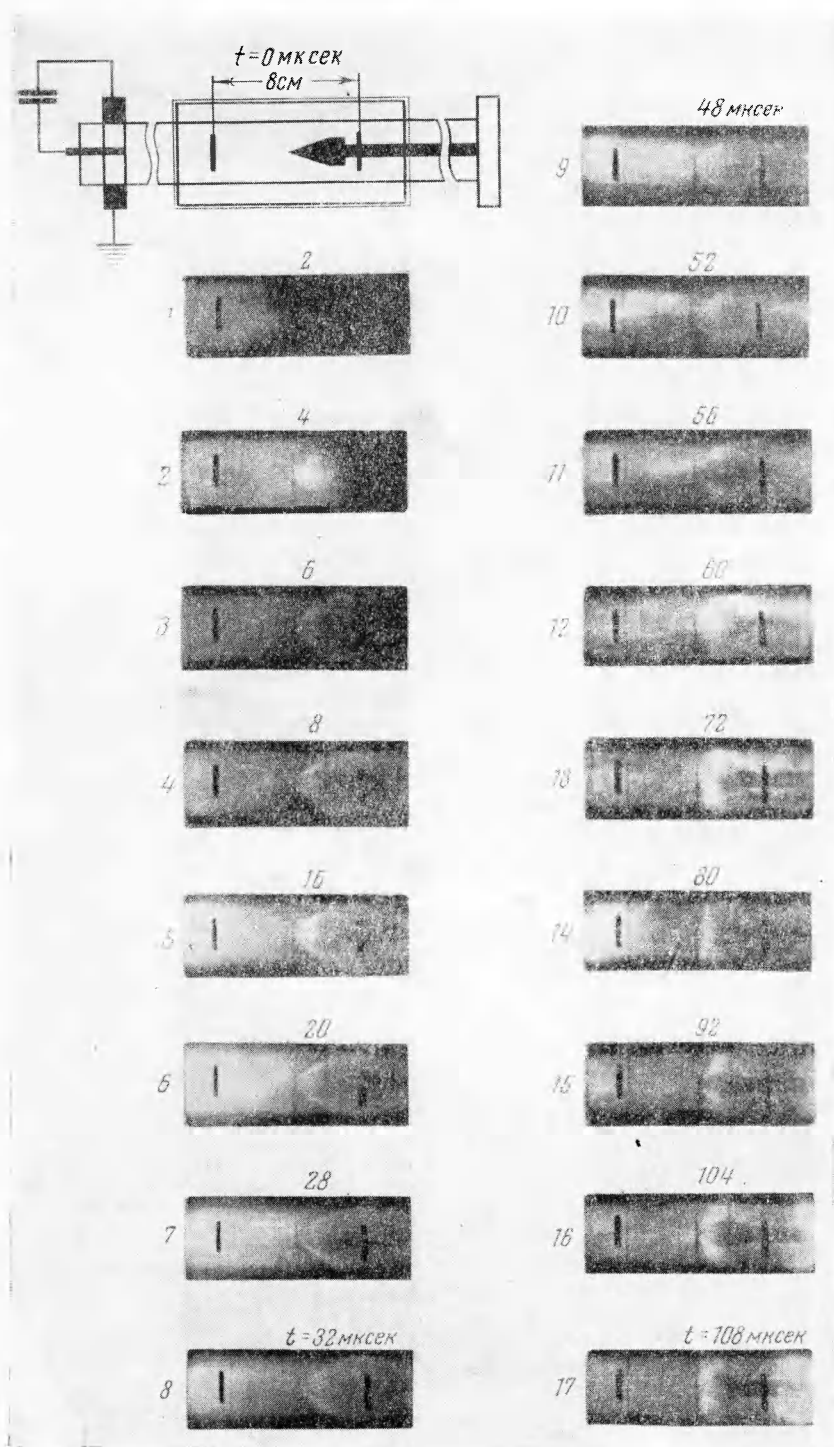
трубки, можно и путем использования иной конфигурации электродов, а именно: электродов с коническими вставками (фиг. 1, б).

В экспериментах использовались конические вставки с углом $\alpha = 20$ и 10° . Кривые изменения скорости распространения ударной волны вдоль трубки при использовании конических вставок представлены на фиг. 8 (сравним кривые 1, 2, 3). Влияние конических вставок на степень равномерности и величину скорости распространения ударной волны в трубке аналогично влиянию дополнительной индуктивности.

Влияние начального давления p_0 воздуха в разрядной трубке на характер распространения ударной волны вдоль трубки отражено на фиг. 8 (кривые 1, 4, 5, 6, 7). Величина скорости ударной волны падает с увеличением p_0 гораздо резче при изменении начального давления от 0.1 до 1.5 мм Hg и менее резко при изменении p_0 от 1.5 до 25 мм Hg.

Оценка к. п. д. разряда, т. е. отношения энергии, выделившейся в межэлектродном промежутке трубки, ко всей запасенной энергии в конденсаторной батарее показала, что он составляет 12—30%. Существенно, что в первый полупериод разряда выделяется половина той энергии, которая выделяется в межэлектродном промежутке трубки за все время разряда.

4. Исследование процесса обтекания моделей в разрядной трубке методом кадрированной съемки. В описанной выше разрядной трубке фотографировался процесс обтекания моделей: конусов с углом раствора 50, 70 и 90° , полусферы и цилиндра при помощи прибора СФР. Внешний



Фиг. 9. Фотографии процесса обтекания конуса с углом раствора 70° в разрядной трубке, полученные при скорости вращения зеркала СФР $60 \cdot 10^3$ об/мин: $p_0 = 0.2$ мм Hg, $C = 150$ μF , $V_0 = 480$ в, $T = 100$ мксек, $I_{\max} = 34\,000$ а, $u_{\max} = 16$ км/сек

диаметр моделей составлял 14 мм, длина — около 30 мм. Модели укреплялись на расстоянии 230 мм от электродов на стержне, ввинченном в торец трубки (общая длина трубки составляла 400 мм).

Полученные фотографии процесса обтекания моделей в разрядной трубке выявили интересный факт, что сверхзвуковой поток за ударной волной существует продолжительное время, равное приблизительно полупериоду разряда. На фиг. 9 приведены фотографии обтекания конуса с углом раствора 70°. Скорость ударной волны составляла 16 км/сек, начальное давление в трубке $p_0 = 0.2$ мм Hg, экспозиция каждого кадра на фиг. 9 — 2 мксек. Скачок перед моделью устанавливался достаточно быстро, в течение 3—4 мксек (кадры 2, 3). Обтекание конуса наблюдалось около 50 мксек, период разряда составлял 100 мксек.

Следует отметить, что плотность высокотемпературного газа, обтекающего модель столь продолжительное время, по крайней мере, на порядок меньше плотности газа непосредственно за ударной волной.

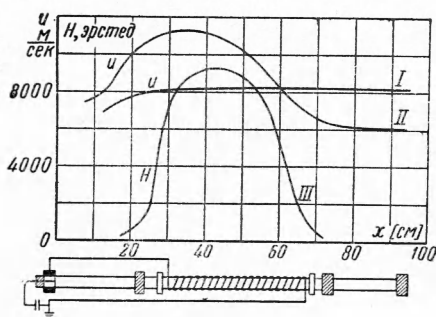
Действительно, если учесть, что плотность за ударной волной ρ_1 приблизительно в 10 раз больше начальной плотности в трубке ρ_0 , то толщина так называемой «газовой пробки», или, иными словами, области, характеризующейся равномерным распределением параметров, с плотностью ρ_1 , примерно в 10 раз меньше расстояния, пройденного ударной волной. Длительность обтекания модели этой «пробкой» не превышает 2 мксек, что приблизительно в 25 раз меньше времени наблюдаемого обтекания модели.

В пределах точности эксперимента угол наклона скачка к поверхности конуса в течение всего времени обтекания оставался неизменным, что позволяет предполагать неизменность числа M потока.

Так как в настоящих экспериментах из параметров потока измерялись только скорости ударных волн, воздержимся от обсуждения характера стационарного обтекания.

К пояснению фиг. 9 следует добавить, что при распространении второй ударной волны скачок перед моделью уже не устанавливался (кадры 14—17). Скорость отраженной от торца ударной волны составляла 2 км/сек (кадры 15—17).

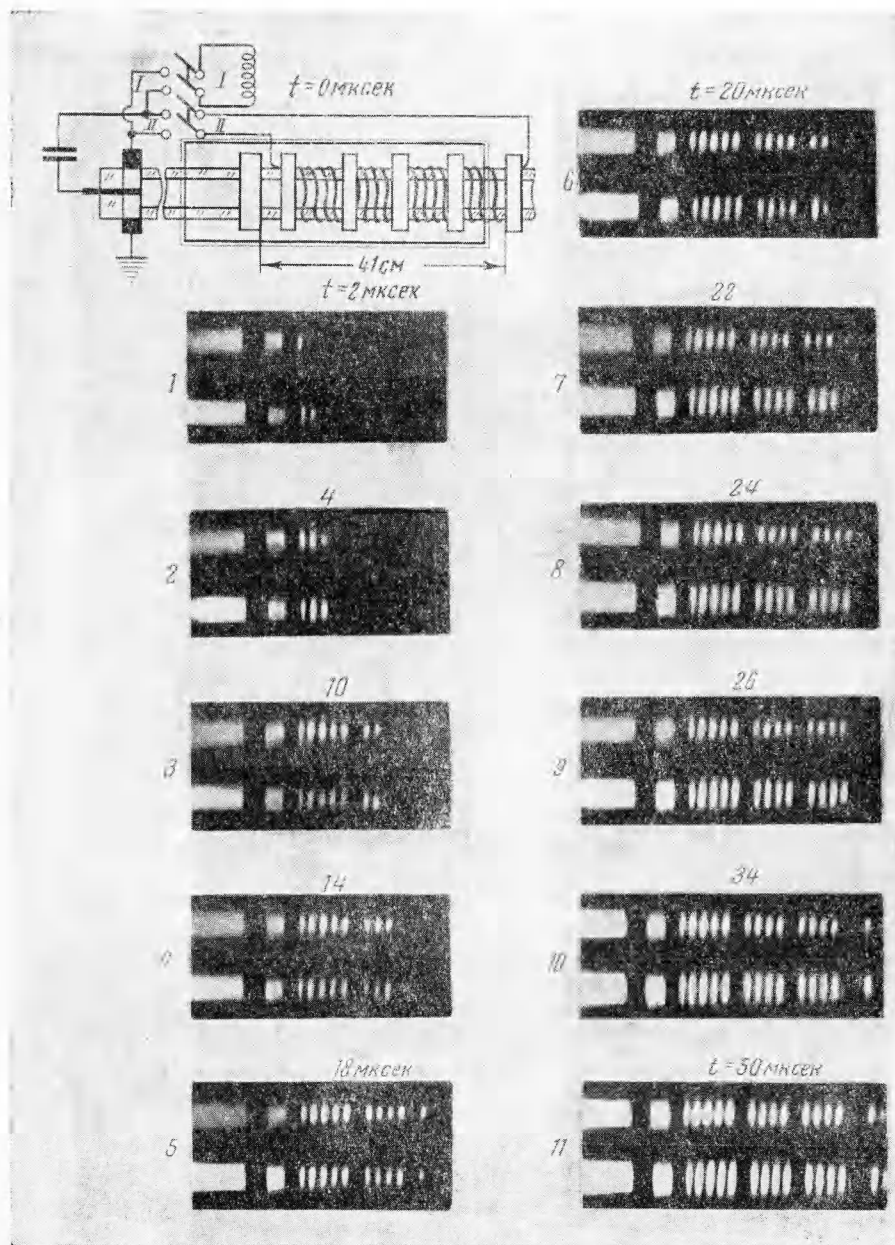
5. Исследование взаимодействия магнитного поля с потоком. Большие скорости ударных волн, получаемых в разрядной трубке, свидетельствуют о наличии высоких температур за ударной волной, следовательно, — о значительной степени ионизации газа в потоке. Так, для скоростей



Фиг. 10. Изменение скорости распространения ударной волны вдоль трубки в присутствии продольного магнитного поля (кривая II) и без него (кривая I) и изменение напряженности магнитного поля (кривая III) на фронте ударной волны (результаты расчета соответствуют условиям эксперимента, приведенного на фиг. 11)

ударных волн порядка 8—10 км/сек и давления покоящегося газа перед ударной волной $p_0 = 0.2$ мм Hg степень ионизации достигает нескольких процентов и проводимость, согласно расчетам [6], составляет приблизительно 10—30 мо/см. Магнитное число Рейнольдса при этом не превышает единицы при характерной длине, равной 1 см.

Если при таких условиях наложить на течение за ударной волной магнитное поле такой интенсивности, чтобы отношение пандермоторных



Фиг. 11. Фотографии распространения ударной волны вдоль трубки в присутствии продольного магнитного поля и без него, сделанные в последовательные моменты при скорости вращения зеркала СФР $60 \cdot 10^3$ об/мин (верхние кадры каждой пары соответствуют наличию магнитного поля в соленоиде, т. е. положению переключателя в схеме II, а нижние кадры — отсутствию магнитного поля в соленоиде и соответственно положению переключателя I): $p_0 = 0.1$ мм Hg, $C = 150 \mu F$, $L = 5.4 \mu H$, $T = 180$ мксек; I — $u_{\max} = 8000$ м/сек, $u_* = 8000$ м/сек, $H = 0$; II — $u_{\max} = 11000$ м/сек, $u_* = 7000$ м/сек, $H_{\max} = 9000$ эрстед

сил к гидродинамическим было порядка единицы, то следует ожидать заметного воздействия магнитного поля на течение.

Такие эксперименты были проведены в описанной выше разрядной трубке. На среднюю часть трубки накладывалось продольное нестационарное магнитное поле, которое создавалось при помощи намотанного на трубку соленоида. Соленоид включался последовательно в цепь разрядного контура установки. Область, занимаемая магнитным полем, составляла 410 мм, а общая длина трубки — 940 мм.

Магнитное число Рейнольдса составляло — 0.3, отношение пандермоторных сил к гидродинамическим составляло 1.4 (за характерную длину принят диаметр трубки).

На фиг. 10 приведены кривые изменения скорости распространения ударной волны вдоль трубки в присутствии магнитного поля — кривая II, и без него — I. Характерное время изменения магнитного поля сравнимо со временем прохождения ударной волной участка трубки с соленоидом, поэтому необходимо учитывать изменения магнитного поля со временем. Кривая III фиг. 10 иллюстрирует изменение напряженности магнитного поля на фронте ударной волны.

На фиг. 11 представлены полученные при помощи СФР фотографии процесса распространения ударной волны вдоль трубки в присутствии магнитного поля и без него. На фотографиях I—10 (фиг. 11) можно видеть «отжатие» потока от стенок трубки (на непрерывной фоторазвертке и на графике фиг. 10 этому соответствует ускорение ударной волны). За ударной волной на некотором расстоянии от нее поток заполняет всю трубку (фотографии фиг. 11).

Наблюдаемое в экспериментах явление «отжатия» объясняется, по-видимому, влиянием двух факторов: конфигурацией магнитного поля, создаваемого соленоидом конечной длины, и нестационарностью магнитного поля.

В заключение авторы благодарят М. Н. Когана и А. А. Никольского за обсуждения, С. Р. Холева, В. В. Богданова и Р. А. Казанского за консультации и помощь в работе.

Поступила 27 II 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Холев С. Р., Крестникова Л. И. Экспериментальное исследование направленного потока газа при импульсном разряде. Изв. вузов, Физика, 1960, № 1.
2. Kolb A., Experiments at U. S. Naval Research Laboratory. В сб. Magnetohydrodynamics, Stanford, 1957, p. 76—91. См. также пер. Магнитная гидродинамика, М., Атомиздат, 1958.
3. Josephson V. Production of high velocity shocks. J. Appl. Phys., 1, 1958, Vol. 29, p. 30—32.
4. Кинч Г. Дж. Взрывные волны. Современное состояние аэродинамики больших скоростей, т. I, гл. IV, разд. II, ИИЛ, М., 1955.
5. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, М., 1959.
6. Meyer R. Magnetohydrodynamics and Aerodynamic Heating. «ARS Paper», 1958, vol. VI, № 623—58, p. 16.