

ДИНАМИКА УДАРНЫХ ВОЛН, ВОЗНИКАЮЩИХ
В ПРОЦЕССЕ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗЕ.
II. ПРАВИЛЬНЫЕ МНОГОУГОЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ
С ФРОНТАМИ ЗАМКНУТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

У. Юсупалиев, Н. Н. Сысоев

Экспериментально исследована динамика ударных волн (УВ), образованных при взрыве тонких проволочек, имеющих форму правильного многоугольника, с фронтом замкнутой поверхности и числами сторон $n = 3; 4; 5; 6; 8; 10; 12$ и 16 в плоскости многоугольников. В зависимости от начального числа Маха M_{PSW0} таких волн и числа n реализуются два режима схождения: схождение с изменением и без изменения числа сторон n . Показано, что для многоугольных УВ с $n \geq 8$ форма фронта отражённой волны отличается от формы фронта сходящейся УВ: она становится гладкой. Определено число M_{PSW0} в зависимости от начальных характеристик генератора УВ и газа. Существенное усиление таких УВ с $n \geq 12$ наблюдается вблизи центра многоугольников и проведена оценка их максимального усиления.

Ключевые слова: импульсные сильноточечные электрические разряды в плотном газе, неоднородные осесимметричные сходящиеся УВ, правильные многоугольные УВ.

Введение. Результаты экспериментальных работ [1–5] показали, что следует различать правильные многоугольные УВ с фронтами замкнутой и незамкнутой поверхностей. При увеличении числа сторон многоугольников n (формально при $n \rightarrow \infty$) такие УВ с фронтами замкнутой поверхности превращаются в тороидальную (кольцевую) УВ, а УВ с фронтами незамкнутой поверхности – в сходящуюся цилиндрическую УВ. Многоугольные УВ с фронтами незамкнутой поверхности возникают в θ -пинче [1–3] и

цилиндрическом Z -пинче [2] с разрядными камерами, имеющими в поперечном сечении форму многоугольника.

В данной работе рассматриваются правильные многоугольные УВ с фронтами замкнутой поверхности. Такие УВ возникают при электрическом взрыве металлических проволочек, например, в воздухе при атмосферном давлении [4, 5]. Там же приведена качественная картина динамики схождения правильных пяти- и шестиугольных УВ. Показано, что кумулятивный характер схождения таких УВ имеет место в случае, когда происходит изменение числа сторон многоугольника n . Также исследованы законы схождения таких УВ с $n \geq 8$: зависимости радиуса вписанной в их фронты окружности R_{PSW} от времени и скорости схождения V_{MSW} от этого радиуса вблизи центра многоугольника.

Работы по теоретическому исследованию правильных многоугольных УВ с фронтами замкнутой поверхности нам неизвестны. Что касается многоугольных УВ с фронтами незамкнутой поверхности (в частности, УВ, составленных из плоских УВ), то их теоретическое исследование можно найти, например, в работе [6].

Анализ состояния исследования рассматриваемых УВ, созданных импульсными электрическими разрядами, показывает, что к настоящему моменту количество работ по исследованию таких УВ не превышает десяти. И как следствие этого закономерности процесса схождения таких УВ к центру многоугольников и отражения от него в зависимости от начальных характеристик разряда и газа исследованы недостаточно подробно. В частности, до сих пор не определено максимальное усиление при схождении этих волн, а также не выяснено условие, при котором происходит перестройка формы сходящейся многоугольной УВ после отражения от центра многоугольника. Данная работа посвящена выяснению именно этих вопросов.

Экспериментальные установки и методики измерений. Для генерации правильных многоугольных УВ с фронтом замкнутой поверхности был разработан импульсный генератор УВ типа “беличьего колеса”, который сравнительно легко позволял изменять число сторон многоугольника n . Генератор УВ состоял из двух текстолитовых колец (толщиной 5 мм) с отверстиями для диэлектрических шпилек (длиной 30 см и диаметром 4 мм). Эти кольца надевались на шпильки с двух сторон и натягивались болтами, образуя “белижье колесо”. При этом шпильки (числом n), располагались в вершинах правильного многоугольника. Генераторы УВ имели диаметры описанной около многоугольников окружности $2R_0 = 22$ и 10 см. Исследовалось схождение многоугольных УВ с числами сторон $n = 3; 4; 5; 6; 8; 10; 12$ и 16. УВ генерировалась при электрическом

взрыве медной проволоочки (толщиной 0.1 мм), натянутой на шпильки в плоскости, перпендикулярной оси системы. Описания разрядного контура для электрического взрыва металлических проволоочек (мощного импульсного разряда в воздухе при атмосферном давлении) и методик измерений характеристик такого разряда подробно приведены в работах [7, 8]. Для регистрации и определения основных характеристик УВ использовалась теневая установка, описание которой приведено в [8]. Приведенные ниже данные относятся к частям фронта УВ, сходящимся к центру системы, отражённым от него и лежащим в плоскости натянутой проволоочки.

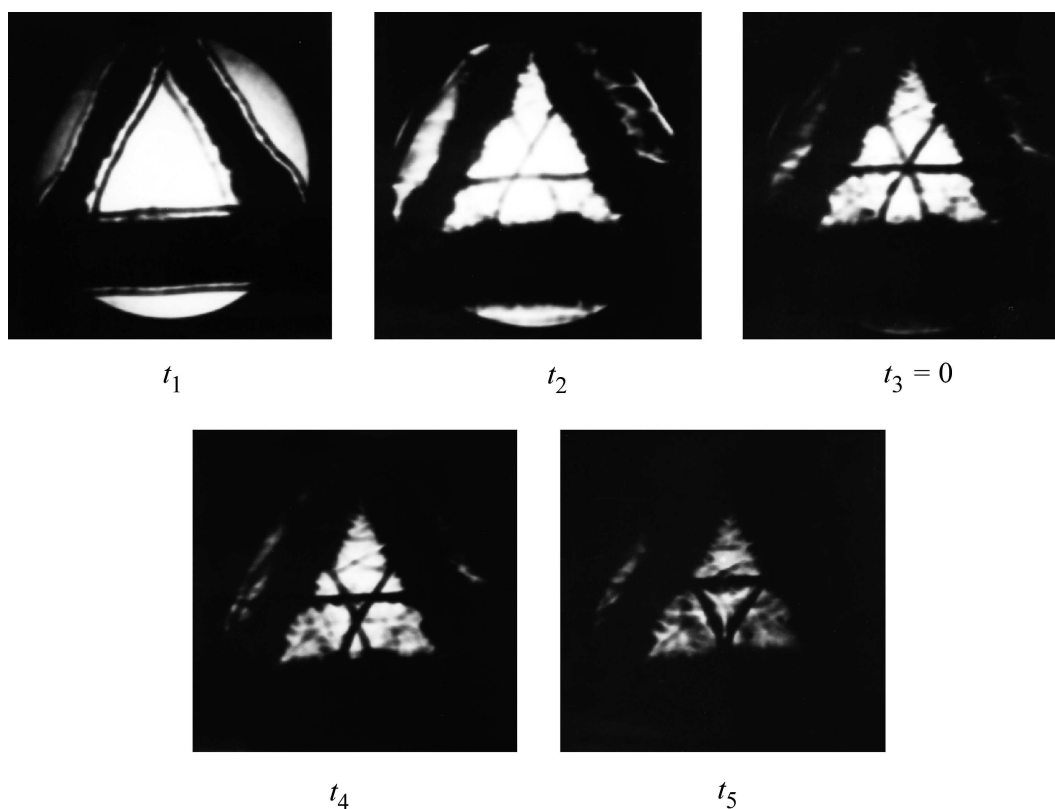


Рис. 1: Процесс схождения правильной треугольной УВ к центру многоугольника и отражения от него. Длительность кадра – 2 мксек.

Динамика схождения УВ к центру многоугольника в его плоскости. Для дальнейшего изложения данных выберём цилиндрическую систему координат так, чтобы ось Oz совпадала с осью симметрии многоугольников, а начало координат ($z = 0, r = 0$) – с центром многоугольников. Было установлено, что в зависимости от начального числа Маха УВ M_{PSW0} и числа сторон многоугольника n реализуются два режима схождения к его центру: схождение с изменением и без изменения числа сторон n . В наших услови-

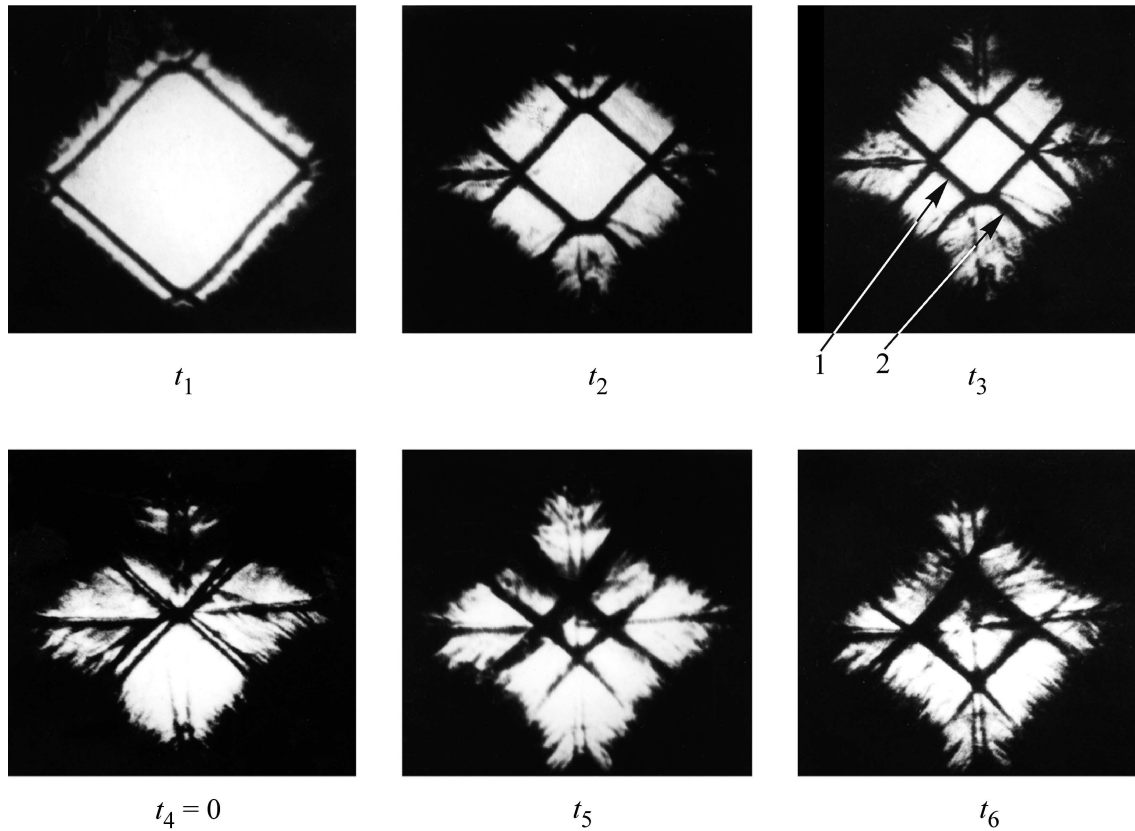


Рис. 2: Процесс схождения правильной четырехугольной УВ к центру многоугольника и отражения от него. 1 – сходящаяся УВ, 2 – отраженная УВ.

ях число M_{PSW0} варьировалось в интервале 1.2–3.6. На рис. 1–5 показана характерная динамика схождения правильных трёх-, четырех-, пяти-, шести- и восьмиугольных УВ. Здесь за начало отсчета времени $t = 0$ принят момент фокусировки УВ, когда $R_{SW} = 0$. Видно, что при $n \geq 6$ форма фронта УВ по мере схождения её к центру многоугольника претерпевает изменения: в их вершинах появляются плоские срезы, тогда как для УВ с $n \leq 5$ такого не происходит. В режиме схождения с изменением числа сторон n через некоторое время после начала схождения УВ число сторон удваивается: шестиугольная (восьмиугольная) УВ превращается в двенадцатиугольную (шестнадцатиугольную) (рис. 4 при t_3 и рис. 5 при t_2). При дальнейшем схождении двенадцатиугольная (шестнадцатиугольная) УВ обратно превращается в шестиугольную (восьмиугольную) (рис. 4 при t_5 и рис. 5 при t_3). При этом конечная сходящаяся УВ оказывается повернутой на угол $180^\circ/n$ относительно первоначальной УВ: сравните рис. 4 при t_1 и t_5 и рис. 5 при t_1 и t_3 .

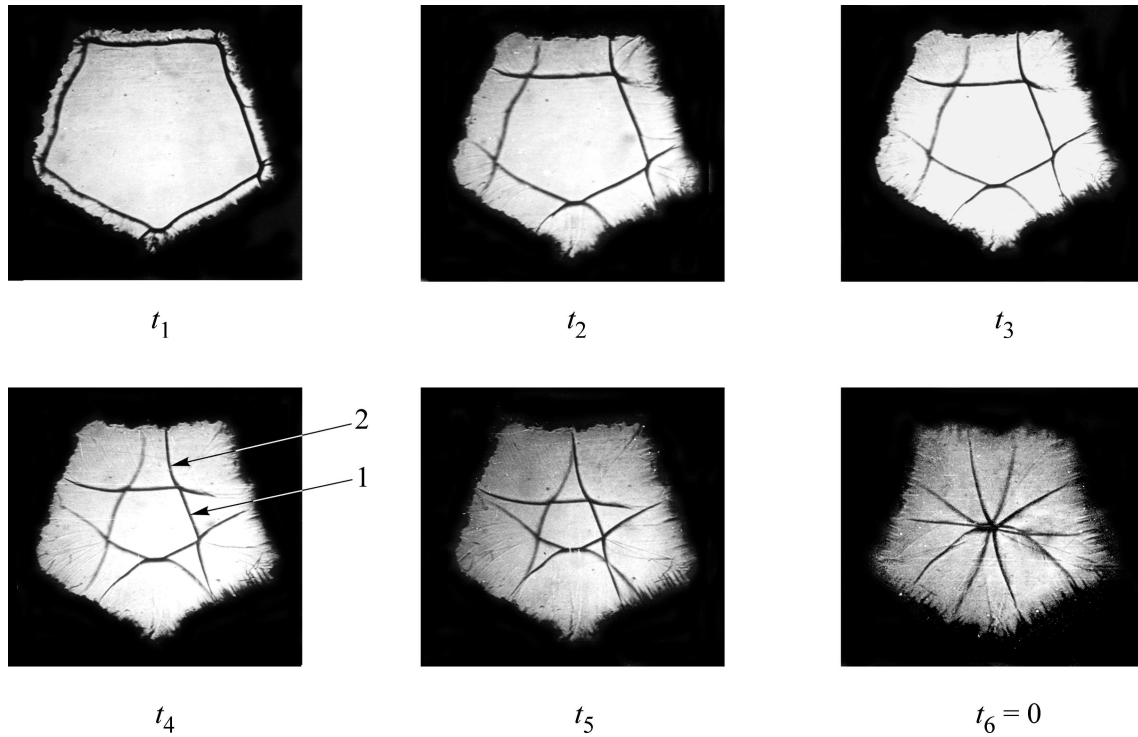


Рис. 3: Процесс схождения правильной пятиугольной УВ к центру многоугольника и отражения от него. 1 – сходящаяся УВ, 2 – отраженная УВ.

Для правильных многоугольных УВ с числом $n \geq 5$ в момент достижения сходящейся УВ центра многоугольника система отраженных УВ (напр., позиция 2 на рис. 4) образует $2n$ -конфигурацию ударных волн (“веер” на рис. 4 при $t_7 = 0$ и рис. 5 при $t_5 = 0$), фронты которых исходят из центра многоугольника – точки кумуляции. До момента кумуляции сходящейся УВ (с $n \geq 6$) они движутся попарно навстречу друг к другу.

Для объяснения такой динамики схождения УВ к центру многоугольника рассмотрим два смежных элемента многоугольной УВ, расположенных под внутренним углом многоугольника $\varphi = 180^\circ(n - 2)/n$. Разложим скорость потока газа за фронтом сходящейся УВ на составляющие, перпендикулярную V_\perp и параллельную V_\parallel плоскости W , проходящей через отрезок OO_1 и перпендикулярной плоскости рисунка (см. рис. 6(а) при t_1 и рис. 6(б) при t_3). Тогда эту плоскость можно представить как бы жёсткой стенкой для встречно движущихся потоков газа со скоростью V_\perp за фронтом сходящейся УВ $A'_1A'_2$. Таким образом, задача схождения одного элемента правильной многоугольной УВ сводится к задаче вхождения ударной волны $A'_1A'_2$ в клиновидную полость

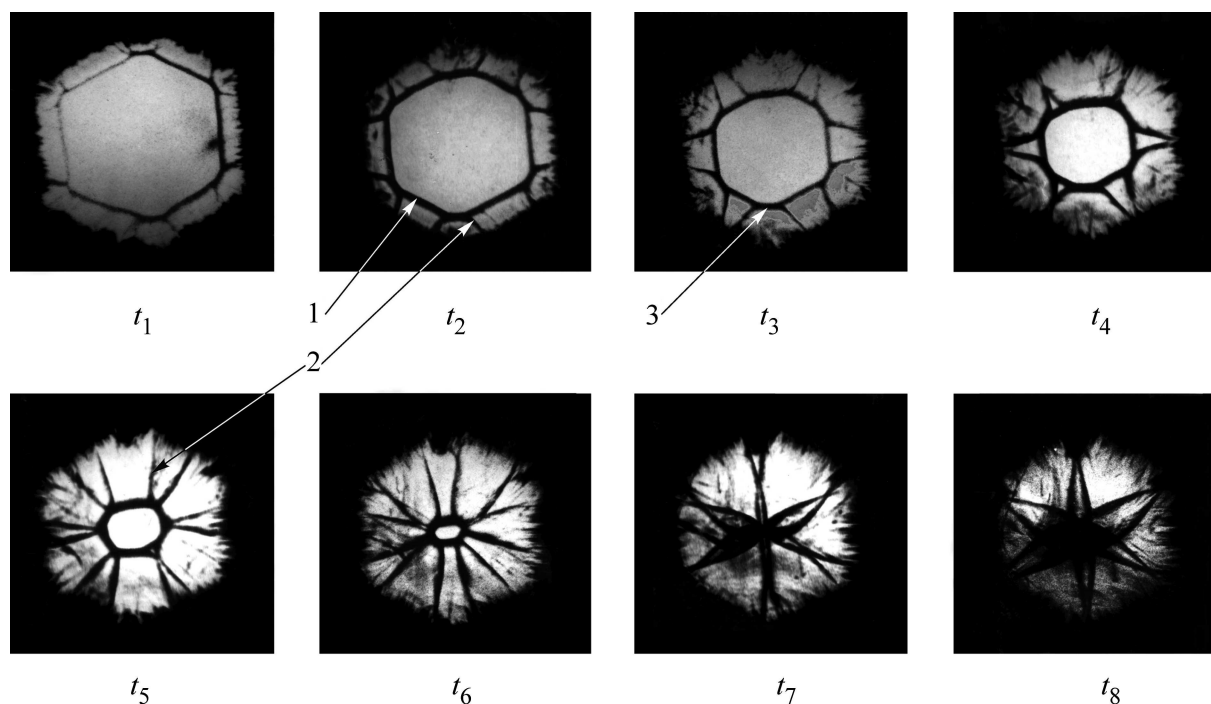


Рис. 4: Процесс схождения правильной шестиугольной УВ к центру многоугольника и отражения от него. 1 – фронт сходящейся УВ, 2 – фронт отраженной УВ, 3 – волна Маха.

O_1OO_2 , из которых и состоит правильный многоугольник (см. рис. 6(a) при t_1 и t_5 ; рис. 6(б) при t_3 и t_5). Отсюда, зная характер вхождения УВ в клиновидную полость и восстановив многоугольник из n клиновидных полостей, можно проследить динамику схождения такой УВ.

Нетрудно убедиться, что в условиях эксперимента для правильных многоугольных УВ с числом сторон $n \leq 5$ отражение их смежных элементов является регулярным (угол падения ω_1 ударной волны $A'_1A'_2$ на плоскость W меньше критического угла ω_{cr} [9] (рис. 6(a) при t_1), а для УВ с числом сторон $n \geq 6$ отражение этих элементов – нерегулярным ($\omega_1 > \omega_{cr}$, рис. 6(б) при t_3). При нерегулярном отражении шестиугольной (восьмиугольной) УВ образуются шесть (восемь) волн Маха A_2A_3 , A_4A_5 , A_6A_7 , A_8A_9 , $A_{10}A_{11}$, $A_{12}A_1$ (плоские срезы напротив вершин многоугольника на рис. 6(б) при t_3). В результате нерегулярного отражения каждого элемента правильной шестиугольной УВ при его вхождении в клиновидную полость (элемента $A'_1A'_2$ при вхождении в полость O_1OO_2 на рис. 6(б) при t_3) исходная шестиугольная УВ превращается в систему ударных волн, состоящую из результирующей сходящейся двенадцатиугольной УВ и

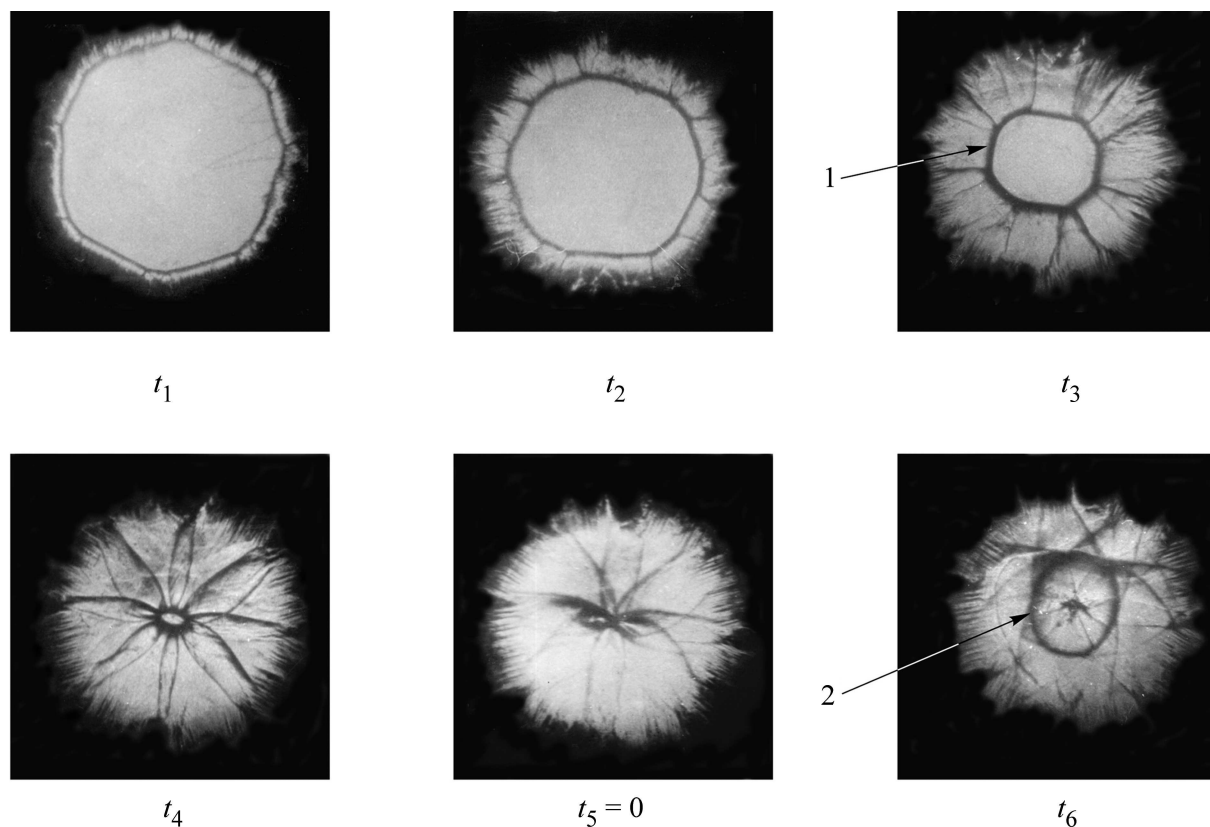


Рис. 5: Процесс схождения правильной восьмиугольной УВ к центру многоугольника и отражения от него. 1 – фронт сходящейся УВ, 2 – фронт отраженной УВ.

двенадцати отражённых УВ (обозначенных цифрой 2 на рис. 6(б) при t_1). При этом, как видно из рис. 6(б) при t_3 , фронт результирующей сходящейся двенадцатиугольной УВ состоит из шести волн Маха (A_2A_3 , A_4A_5 , A_6A_7 , A_8A_9 , $A_{10}A_{11}$, $A_{12}A_1$) и шести элементов исходной сходящейся волны (A_1A_2 , A_3A_4 , A_5A_6 , A_7A_8 , A_9A_{10} , $A_{11}A_{12}$).

По мере схождения УВ длины фронтов элементов исходной сходящейся волны (A_1A_2 , A_3A_4 , A_5A_6 , A_7A_8 , A_9A_{10} , $A_{11}A_{12}$) уменьшаются, а длины фронтов волн Маха – увеличиваются. При этом тройные точки в каждой клиновидной полости (точки A_1 и A_2 в O_1OO_2 ; A_3 и A_4 ; A_5 и A_6 ; A_7 и A_8 ; A_9 и A_{10} ; A_{11} и A_{12} на рис. 6(б) при t_3) движутся навстречу друг другу. Когда длины фронтов первичной сходящейся волны станут равными нулю (точки A_1 и A_2 ; A_3 и A_4 ; A_5 и A_6 ; A_7 и A_8 ; A_9 и A_{10} ; A_{11} и A_{12} совпадут), тогда двенадцатиугольная УВ превращается в правильную шестиугольную УВ (рис. 6(б) при t_5), состоящую только из волн Маха: отрезков $A_1(A_2)A_3(A_4)$, $A_3(A_4)A_5(A_6)$, $A_5(A_6)A_7(A_8)$, $A_7(A_8)A_9(A_{10})$, $A_9(A_{10})A_{11}(A_{12})$. Сравнивая рис. 6(б) при

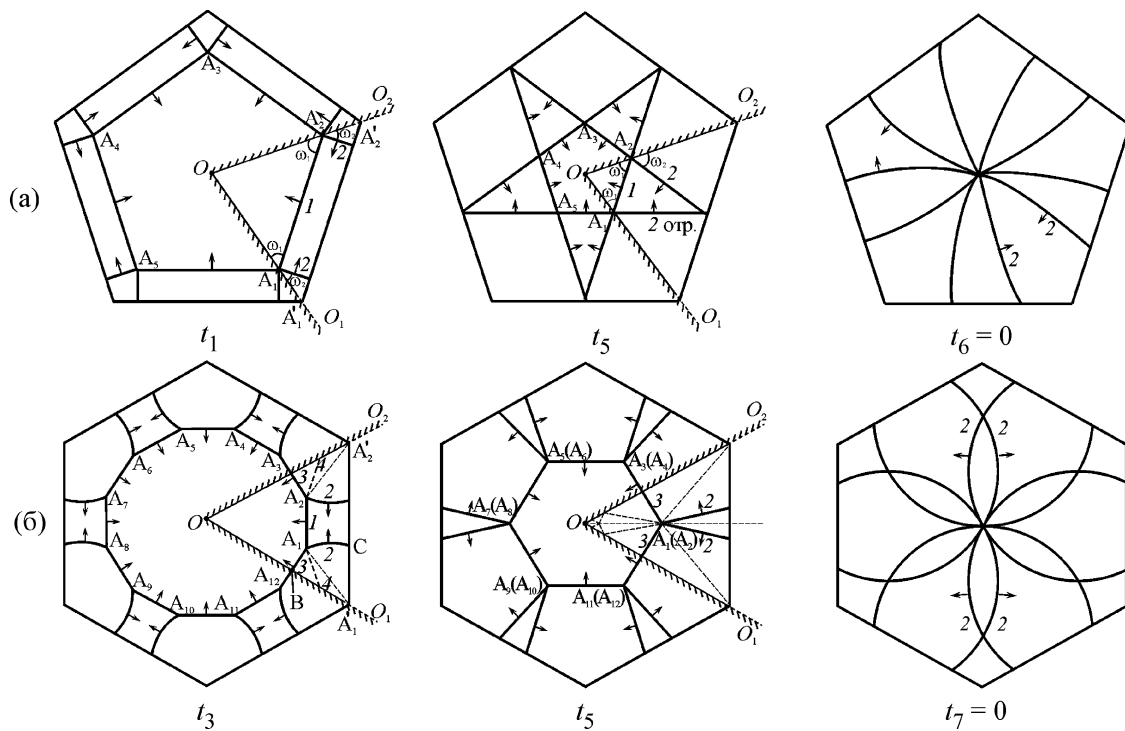


Рис. 6: Качественная картина последовательности процесса схождения правильных пятиугольной (а) и шестиугольной (б) ударных волн (УВ): 1 – сходящаяся УВ (для пятиугольной волны: $A_1A_2, A_2A_3, A_3A_4, A_4A_5, A_5A_1$; для шестиугольной волны: $A_1A_2, A_3A_4, A_5A_6, A_7A_8, A_9A_{10}, A_{11}A_{12}$); 2 – отраженная УВ; 3 – волны Маха (для шестиугольной волны: $A_2A_3, A_4A_5, A_6A_7, A_8A_9, A_{10}A_{11}, A_{12}A_1$); 4 – контактная поверхность; ω_1 и ω_2 – угол падения и угол отражения сходящейся УВ (между фронтом волны и стенкой OO_1); тройные точки A_1 и A_2 в клиновидной полости O_1OO_2 ; в других клиновидных полостях такими точками являются $A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9, A_{10}, A_{11}$ и A_{12} .

t_3 и t_5 , приходим к выводу о том, что результирующая сходящаяся шестиугольная УВ (на рис. 6(б) при t_5) повернута на угол 30° относительно первоначальной правильной шестиугольной УВ. В момент времени t_5 общая система УВ состоит из волн Маха и отражённых УВ 2. При этом в вершинах правильной шестиугольной УВ (в точках $A_1(A_2), A_3(A_4), A_5(A_6), A_7(A_8), A_9(A_{10}), A_{11}(A_{12}))$) происходит столкновение попарно встречно распространяющихся отражённых УВ 2 (рис. 6(б) при t_5).

Итак, из вышеизложенного следует, что удвоение числа сторон сходящейся многоугольной УВ, а затем восстановление её исходного числа сторон является следствием нерегулярного отражения смежных элементов такой УВ.

Из рис. 6(б) при t_3 можно определить соотношения между скоростями сходящейся волны A_1A_2 , волны Маха $A_{12}A_1$ и тройной точки A_1 . За время dt указанные УВ проходят расстояния A_1C и A'_1B , а тройная точка A_1 – расстояние A'_1A_1 . Отсюда следует, что скорость тройной точки V_{A_1} больше скорости волны Маха D_P , а скорость волны Маха D_P , в свою очередь, больше скорости сходящейся волны D_{CYB} : $V_{A_1} > D_P > D_{CYB}$. Обработка опытных данных показала, что в исследованном диапазоне начального числа Маха УВ $M_{PSW0} = 1.2 - 4.0$ между скоростями тройной точки и указанных ударных волн V_{A_1} , D_P и D_{CYB} имеются следующие соотношения: $D_P/D_{CYB} \approx 1.54$; $V_{A_1}/D_P \approx 1.1$ и $V_{A_1}/D_{CYB} \approx 1.7$.

Известно [10–12], что при вхождении УВ в клиновидную полость происходит её усиление. Поскольку правильные многоугольные УВ состоят из n таких полостей, то при их схождении к центру многоугольника они также должны усиливаться. Отсюда возникает необходимость исследования закономерностей усиления таких УВ. Для этого с помощью теневой установки, работающей в режиме развёртки во времени, изучались закон схождения правильных многоугольных УВ с $n \geq 10$ к центру многоугольника в плоскости многоугольников и закон их отражения от этого центра (зависимости радиусов фронтов УВ от времени: $R_{PSW}(t)$ и $R_{PRSW}(t)$). Конкретные виды указанных законов определялись, используя безразмерный инвариант ударных волн $\pi = \frac{R_{PSW}(t)R_{PSW}^{\bullet\bullet}(t)}{(R_{PSW}^{\bullet}(t))^2}$, установленный нами из требования инвариантности уравнений непрерывности, движения и состояния для идеального газа относительно линейного преобразования координат и времени $r' = sr$, $t' = st$. Здесь точка означает дифференцирование по времени t . Метод нахождения таких инвариантов был разработан одним из авторов и в работе [13] он был применен для установления безразмерных инвариантов импульсного сильного электрического разряда в плотных газах. Уравнение $\pi = C$ (C – значение инварианта) представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение относительно радиуса фронта УВ $R_{PSW}(t)$. При $C \neq 1$ с начальным условием $R_{PSW}(0) = 0$ оно имеет следующее решение

$$R_{PSW}(t) = K \cdot t^{\alpha_{SW}}, \quad (1)$$

где K – размерная постоянная, α_{SW} – безразмерное постоянное число (показатель автомодельности). Отсюда определим значение безразмерного инварианта π : $C = (\alpha_{SW} - 1)/\alpha_{SW}$. Если за начало отсчета времени $t = 0$ принят момент фокусировки УВ, то при $t < 0$ решение (1) $R_{PSW} \sim (-t)^{\alpha_{SW}}$ представляет собой закон схождения УВ к оси системы, а при $t > 0$ решение (1) – закон отражения этой УВ от оси системы.

Заметим, что закон распространения УВ (1) имеет универсальный характер: он применим также к расходящимся и сходящимся сферическим, цилиндрическим УВ, тороидальным УВ и плоским УВ. В последнем случае R – координата фронта волны. Для плоской УВ, расходящихся цилиндрических и сферических УВ значения показателя автомодельности α_{SW} равны $2/3$, $1/2$ и $2/5$ соответственно [14]. Значения показателя α_{SW} для сходящихся сферических и цилиндрических УВ впервые найдены независимо Гудерлеем и Л. Д. Ландау, К. П. Станюкевичем [9]: при показателе адиабаты газа $\gamma_0 = 1.4$ в случае сферической УВ $\alpha_{SW} = 0.717$, а в случае цилиндрической УВ $\alpha_{SW} = 0.834$.

Исходя из закона(1), из опытных данных для сходящихся правильных многоугольных УВ с $n \geq 10$ получено, что

$$R_{PSW}(t) = K_1(-t)^{0.82 \pm 0.06} \quad \text{при } t < 0, \quad (2)$$

где коэффициент K_1 зависит от начальных параметров разряда, окружающей среды и числа сторон n . Заметим, что значение степени при t такое же, что и для тороидальной УВ [8]. Помимо этого, вблизи центра многоугольника при числе $n \geq 12$ форма фронта сходящейся УВ практически не отличается от кольцевой (гладкой) формы и значение коэффициента K_1 равно соответствующему значению для тороидальной УВ [8].

Экспериментальная зависимость числа Маха M_{PSW} сходящейся правильной многоугольной УВ с $n \geq 12$ от относительного радиуса её фронта R_{PSW}/R_0 при различных значениях зарядного напряжения в плоскости многоугольника ($z = 0$) такая же, как и для тороидальной УВ: существенное усиление волны наблюдается вблизи оси системы (при $r_{TSW}/R_0 < 0.17$).

Динамика отражения УВ от центра многоугольника в его плоскости. Из данных рис. 1(а) (при t_4 и t_5), рис. 2(б) (при t_5 и t_6) и рис. 5 (при t_6) следует, что форма фронта отраженной от центра многоугольника УВ зависит от числа его сторон n . Так, для правильных трёх- и четырехугольной УВ при их отражении от центра многоугольника форма фронта отраженных волн не изменяется (рис. 1(а) при t_4 и t_5 , рис. 2(б) при t_5 и t_6), а для случая многоугольных УВ с $n \geq 6$ форма фронта отражённой волны *отличается* от формы фронта сходящейся УВ (рис. 5 при t_6). После отражения сходящейся многоугольной УВ с $n \geq 6$ от центра многоугольника возникают две системы УВ: основная отражённая УВ и система отраженных УВ с $2n$ -конфигурацией ударных волн, возникающих при схождении многоугольной УВ. Эти две системы УВ начинают взаимодействовать между собой, в результате чего (некой топологической перестройки) фронт результирующей отраженной УВ становится *гладким* (рис. 5 при t_6).

Изучение зависимости радиуса фронта результирующей отраженной УВ R_{RSW} от времени t для случая $n \geq 10$ на основе закона (1) показало, что в пределах ошибки измерения вблизи оси многоугольника

$$R_{RSW}(t) = K_R t^{0.82 \pm 0.06} \quad \text{при } t > 0, \quad (3)$$

где величина коэффициента K_R меньше, чем коэффициент K_1 для сходящейся волны.

Заметим, что вышеприведённые закономерности динамики схождения УВ к центру многоугольника и отражения от него для многоугольных УВ с $n = 6$ и $n = 8$ выполняются и для многоугольных УВ с $n = 10$, $n = 12$ и $n = 16$.

Оценка максимального усиления сходящихся УВ с числом сторон $n \geq 12$. Поскольку вблизи центра многоугольных УВ с $n \geq 12$ закон их схождения (3) в пределах ошибки измерения не отличается от соответствующего закона для тороидальной УВ, то для оценки их максимального усиления мы вправе использовать формулы, полученные нами для тороидальной УВ [8]. Тем более, что условия данного эксперимента (кроме генераторов УВ) практически такие же, как и для тороидальной УВ.

Согласно данным работ [8, 15], диссипативные процессы (диссоциация и ионизация молекул, атомов газа) во фронте сходящихся УВ являются одним из основных механизмов ограничения их амплитуды, поскольку на них тратится энергия этой УВ. Такие процессы происходят во фронте УВ на длине релаксационной зоны Δr_{rel} . Ограничение амплитуды сходящейся УВ начинается тогда, когда радиус её фронта R_{TSW} становится порядка Δr_{rel} . В условиях нашего опыта вблизи центра многоугольника $R_{PSW}/R_0 < 0.02$ числа Маха УВ $M_{PSW} \geq 18$. При таких значениях M_{PSW} , согласно [14], газ за фронтом УВ практически полностью ионизован и характерное время ионизационной релаксации $\tau_R < 10^{-7}$ с, а ширина зоны ионизационной релаксации $\Delta r_{\text{rel}} < 10^{-4}$ см. Тогда оценка усиления сходящейся УВ при $\Delta r_{\text{rel}} = 10^{-4}$ см по формуле, приведенной в нашей работе [8], показывает, что число Маха M_{PSW} увеличивается по сравнению с начальным числом Маха M_{PSW0} примерно в 8–9 раз.

Таким образом, для правильных многоугольных УВ с $n \geq 8$ форма фронта отражённой волны отличается от формы фронта сходящейся УВ: она становится гладкой. Максимальное усиление скорости таких УВ с числами сторон $n \geq 12$ не превышает одного порядка.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] И. Ф. Кварцхава, К. Н. Кервалидзе, Ю. С. Гваладзе, ЖТФ **30**(11), 1321 (1960).

- [2] Ю. С. Гваладзе, Дис. на соис. уч. степ. к.ф.-м.н. (Тбилисский университет, Тбилиси, 1993).
- [3] П. Н. Баронец, Изв. АН СССР. Сер. МЖГ, №3, 182 (1984).
- [4] А. Ф. Александров, И. Б. Тимофеев, У. Юсупалиев, Сходящиеся выпуклые правильные многоугольные ударные волны. Тез. докл. Международной школы-семинар “Физика и Газодинамика Ударных Волн”, Минск (Минский Государственный университет, Минск, 1992), стр. 95.
- [5] А. Ф. Александров, И. Б. Тимофеев, У. Юсупалиев, Химическая физика **12**(5), 637 (1993).
- [6] М. Г. Анучин, Препринт № 27 (Всероссийский НИИ технической физики РАН, Челябинск, 1993).
- [7] А. А. Рухадзе, А. Ф. Александров, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, М., 2012).
- [8] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН **39**(7), 3 (2012).
- [9] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (Наука, М., 1988).
- [10] В. А. Белоконь, А. И. Петрухин, ЖЭТФ **18**(1), 50 (1965).
- [11] Р. Я. Тугазаков, Изв. АН СССР. Сер. МЖГ, № 5, 123 (1987).
- [12] Р. Я. Тугазаков, Фокусирование ударной волны в клиновидной полости. В сб.: Нестационарные течения газов с ударными волнами (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1990), с. 98.
- [13] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН **39**(5), 3 (2012).
- [14] Л. И. Седов, *Методы подобия и размерности в механике* (Наука, М., 1987).
- [15] В. С. Имшенник, ПМТФ № 6, 10 (1980).
- [16] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966).

Поступила в редакцию 17 октября 2012 г.