

## ДИНАМИКА УДАРНЫХ ВОЛН, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПРОЦЕССЕ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗЕ.

### I. ТОРОИДАЛЬНАЯ (КОЛЬЦЕВАЯ) УДАРНАЯ ВОЛНА

У. Юсупалиев

*Экспериментально исследована динамика схождения и отражения тороидальной (кольцевой) ударной волны (УВ) в плоскости тора и плоскости, проходящей через ее ось симметрии. Показано, что существенное усиление такой УВ наблюдается вблизи оси симметрии тора. Проведена оценка максимального усиления тороидальной УВ вблизи ее оси симметрии.*

**Ключевые слова:** тороидальная ударная волна, импульсный сильноточный электрический разряд в газе, неоднородные осесимметричные нелинейные волны.

*Введение.* Тороидальная (кольцевая) ударная волна (УВ) относится к неоднородным осесимметричным нелинейным волнам с фронтом замкнутой поверхности. Для дальнейшего изложения данных по исследованию такой УВ выберем цилиндрическую систему координат так, чтобы ось  $OZ$  совпадала с осью симметрии тора (кольца), а начало координат ( $Z = 0, r = 0$ ) – с центром тора. Тороидальная УВ, созданная с помощью скользящего поверхностного импульсного разряда кольцевой формы в воздухе при атмосферном давлении, впервые описана в работах [1, 2]. В них исследовались газодинамические явления, сопровождающие такой разряд, и было установлено, что УВ в плоскости кольца ( $Z = 0$ ) начинает усиливаться по мере приближения к оси кольца. Эти результаты были дополнены измерениями скачка давления газа  $p_{sw}$  за фронтом УВ вблизи оси кольца с помощью пьезодатчика. Теоретическому исследованию неоднородных кумулятивных УВ посвящена работа [3], в которой изучалось поведение осесимметричной волны вблизи точки кумуляции. Было показано, что кумуляция сходящихся УВ не является исключительным свойством одномерных течений и она характерна для сходящихся осесимметричных (не обязательно цилиндрических) волн

и при пренебрежении диссипативными процессами имеет неограниченный характер. При исследовании неодномерных сходящихся УВ, генерируемых разрядом кольцевой и эллиптической формы, было показано [4, 5], что для достижения неограниченной кумуляции осевая симметрия является не только достаточным, но и необходимым условием (без учета диссипативных процессов). Простые топологические соображения показывают неочевидность этого вывода. Поэтому была исследована топологическая перестройка поверхности фронта кольцевой и эллиптической УВ, а также характер возникающих при этом особенностей отраженной УВ [5–7].

Исследованию особенностей нерегулярного отражения кольцевой УВ от оси  $OZ$  посвящены работы [8–10]. Их основным результатом является наблюдаемый при отражении УВ от оси  $OZ$  факт образования волны Маха (нерегулярное отражение). Причем, согласно выводам теоретической работы [11], нерегулярное отражение предсказывается на сколь угодно малых расстояниях  $Z$  от центра кольца. Однако в [8] при начальном числе УВ  $M = 1.5 - 4.0$  с помощью теневой установки волну Маха и тангенциальную поверхность удалось зарегистрировать лишь на расстоянии  $Z \approx 2$  см.

Основной недостаток генератора кольцевой УВ, созданной на основе поверхностного скользящего разряда, состоит в том, что фронт волны в плоскости кольца не является гладким. Генерирование тороидальной УВ с помощью электрического взрыва проводников кольцевой формы позволяет избежать этого недостатка [8–10]. Величина энергии, вводимой в поверхностный кольцевой разряд, на единицу его длины  $q = Q/2\pi R_0$  в [1, 5–7] не превышала 300 Дж/м, тогда как электрический взрыв проводников в работах [8–10] позволил достичь величины 5 кДж/м (здесь  $Q$  – вводимая в разряд энергия,  $R_0$  – радиус кольца). Динамика схождения такой УВ в воздухе при атмосферном давлении в главной плоскости тора экспериментально исследовалась в [10].

Однако в приведенных работах недостаточно подробно исследована динамика схождения тороидальной УВ к оси симметрии тора и отражения от нее УВ в зависимости от *начальных характеристик разряда и газа*. В результате не выяснен основной вопрос: каково максимальное усиление при схождении этой волны. Данная работа посвящена выяснению указанных вопросов.

*Экспериментальная установка.* Опыты проводились в воздухе при атмосферном давлении на двух установках. Первая установка “Фотон” представляла собой разрядный контур с емкостным накопителем электрической энергии (с емкостями  $C_1 = 144$  и 288 мкФ) и зарядным рабочим напряжением  $U_{01}$  до 40 кВ [12]. Вторая установка представляла собой также разрядный контур с параметрами  $C_2 = 300$  мкФ и

$U_{02} = 10 - 25$  кВ. На опыте измерялись разрядный ток  $J(t)$  и напряжение на разрядном промежутке  $U(t)$ . Методы измерения характеристик мощного импульсного разряда подробно изложены в [12]. Тороидальная УВ создавалась электрическим взрывом тонкой медной проволоочки (диаметром 2 мм) кольцевой формы (с диаметрами кольца  $2R_0 = 50; 22; 15; 10$  см). В условиях нашего эксперимента  $q \leq 12$  кДж/м.

Для регистрации и определения основных характеристик УВ использовалась теневая установка со сверхскоростным фоторегистратором СФР-2М с мощной импульсной подсветкой (рис. 1). Изучалась динамика схождения тороидальной УВ к оси  $OZ$  и отражения от нее в плоскости тора ( $Z = 0$ ), а также в плоскости, проходящей через ось  $OZ$ .

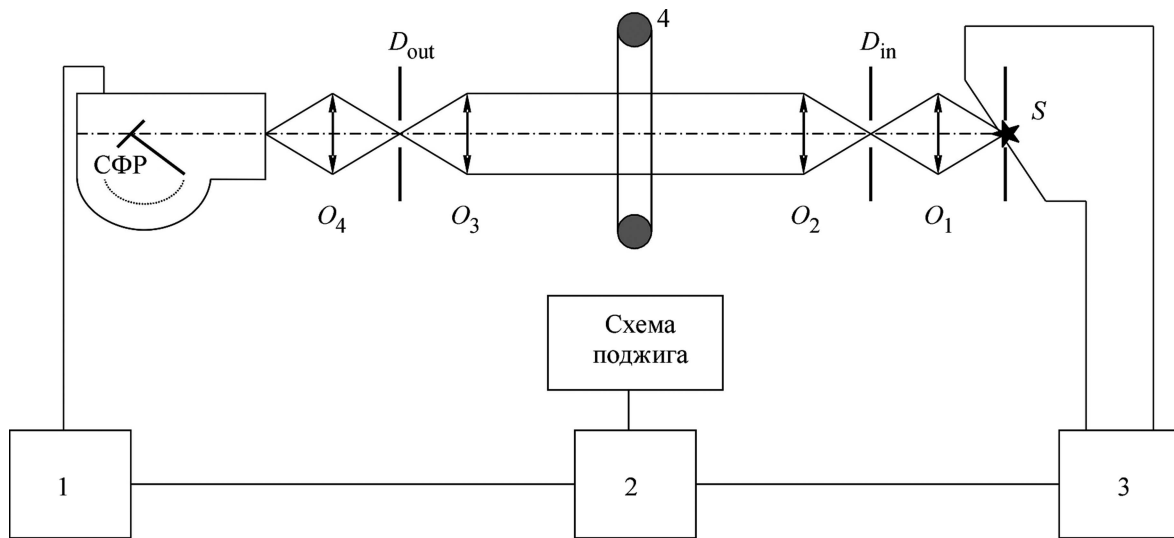


Рис. 1: Блок-схема теневой установки. 1 – блок управления; 2 – генератор задержанных импульсов; 3 – блок питания эталонного импульсного источника излучения ЭВ-45; 4 – генератор тороидальной ударной волны;  $S$  – импульсная подсветка (ЭВ-45 с температурой 39000 К);  $(O_1 - O_2)$ ,  $(O_3 - O_4)$  – объективы Максута; СФР – сверхскоростной фоторегистратор;  $D_{in}$  и  $D_{out}$  – входная и выходная диафрагмы. Работы всех блоков установки синхронизированы с помощью блока управления.

*Экспериментальные результаты.* Начальные числа Маха и количество ударных волн, генерируемых за один импульс разряда. Осциллограммы напряжения  $U(t)$  и тока  $J(t)$  кольцевого разряда показывают, что изменение тока является периодическим с большим затуханием, а изменение падения напряжения – аperiodическое. Как следствие этого за один импульс разряда может генерироваться от одной до трёх ударных волн. Естественно, возникает вопрос: как зависят количество этих волн и их началь-

ные числа Маха  $M_{\text{TSW}0i}$  от характеристик разряда и окружающего разряд газа? Для ответа на этот вопрос рассмотрим механизм генерации УВ электрическим взрывом тонких проволочек. Процесс расширения такого разряда достаточно подробно исследован, например, в работе [12]. Из неё следует, что канал разряда сначала расширяется со скоростью  $V_{\text{in}}$  в несколько раз большей, чем скорость звука в невозмущённом окружающем газе  $c_0$  ( $V_{\text{in}}/c_0 > 1.2 - 9.5$ ). Затем скорость расширения канала (поршня УВ) уменьшается, что приводит к ее отрыву от токовой зоны разряда. То есть механизм формирования УВ кольцевым разрядом такой же, как при электрическом взрыве проволочек в газе при атмосферном давлении [12]. Поэтому для определения количества УВ и их начальных чисел Маха можно использовать закономерности, установленные для указанного разряда в работе [13]. В ней получена формула для начальной скорости расширения разряда  $V_{\text{in}}$ . Учитывая связь между скоростями поршня и УВ, для начального числа УВ  $M_{\text{TSW}0}$  получим следующую формулу:

$$M_{\text{TSW}0}(\Xi) \cong \frac{\gamma_{\infty} + 1}{2} \left( \frac{V_{\text{in}}}{c_0} \right) = \frac{\gamma_{\infty} + 1}{2\sqrt{D}} \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)}, \quad (1)$$

где  $\Xi = (U_{d0}FA_0)/B_0^2$  – безразмерный комплекс (обобщённая переменная) импульсно-сильноточного электрического разряда в газе,  $B_0 = \pi l_0 p_{\infty} B$ ,  $A_0 = \pi l_0 \rho_{\infty} A$ ,  $D = B/A$ ,  $U_{d0}$  – начальное падение напряжения на разрядном промежутке длиной  $l_0 = 2\pi R_0$ ,  $F$  – начальная скорость нарастания разрядного тока,  $p_{\infty}$ ,  $\rho_{\infty}$  и  $\gamma_{\infty}$  – давление, плотность и показатель адиабаты окружающего газа соответственно,

$$B = \left[ \frac{\alpha I_{\text{eff}}}{\theta_{\infty}} - \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_{\infty} - 1}{\gamma_{\infty} + 1} \right) - \left( \frac{1}{\gamma_{\infty} + 1} \right) - \left( \frac{2\gamma_{\infty}}{\gamma_{\infty} + 1} \right) \right],$$

$$A = \left[ \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_{\infty} + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right],$$

$I_{\text{eff}}$  – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа,  $\gamma_d$  – показатель адиабаты плазмы разрядного канала,  $\theta_{\infty} = kT_{\infty}$ ,  $T_{\infty} = 300$  К – температура окружающего газа ( $k$  – постоянная Больцмана),  $\alpha$  – средняя степень ионизации плазмы разряда.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости величины  $M_{\text{TSW}0}$  УВ от обобщённой переменной  $\Xi$ . Из этих данных следует, что с увеличением  $\Xi$  количество УВ, генерированных за один импульс разряда, растёт. При малых величинах  $\Xi$  ( $0.05 \leq \Xi \leq 0.15$ ) разряд генерирует только одну УВ с  $M_{\text{TSW}0}(1.1 \leq M_{\text{TSW}0} \leq 3.0)$ ; в интервале изменения  $0.25 \leq \Xi < 0.68$  разряд генерирует две УВ: первая УВ имеет  $M_{\text{TSW}01} = 3.8 - 5.6$ , а вторая УВ –  $M_{\text{TSW}02} = 1.8 - 3.2$ . Если  $\Xi \geq 0.73$ , то импульсный

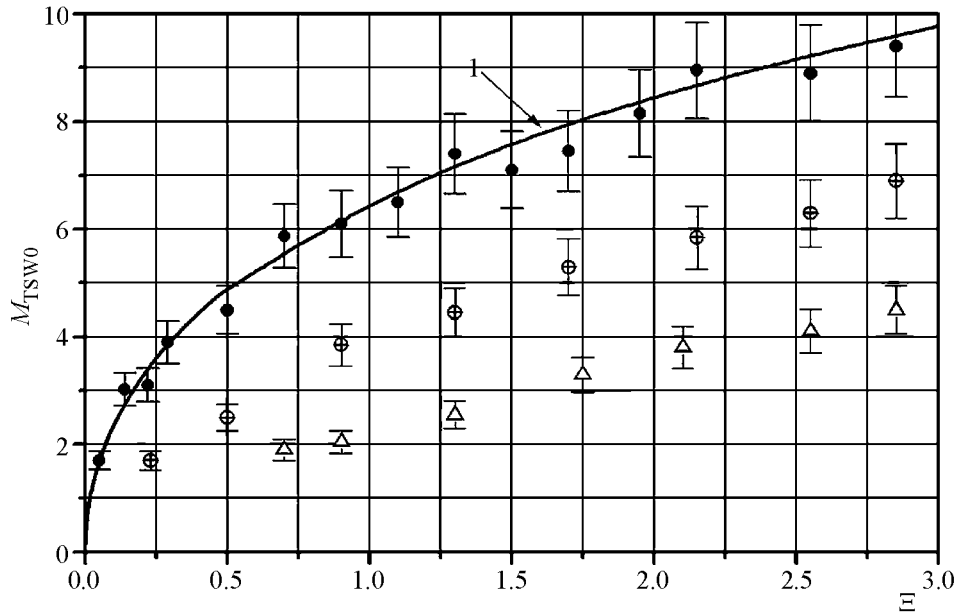


Рис. 2: Зависимость начального числа Маха тороидальных ударных волн (УВ)  $M_{TSW0}$  и их количества за один импульс электрического разряда в воздухе при атмосферном давлении от обобщенной переменной  $\Xi$  импульсного сильнотоочного электрического разряда в плотном газе для радиуса кольца  $R_0 = 5$  см. ● – первая УВ, ⊕ – вторая УВ, Δ – третья УВ.

разряд генерирует три УВ: первая УВ имеет  $M_{TSW01} \geq 6.0$ ; а вторая и третья ударные волны –  $M_{TSW02} \geq 3.4$  и  $M_{TSW03} \geq 1.8$  соответственно.

На рис. 2 приведена кривая 1, построенная по формуле (1) для электрического взрыва проволочек в воздухе при атмосферном давлении,  $\gamma_d = 1.24$  и  $\alpha = 1$ . Сравнение этой кривой с опытными данными показывает, что она согласуется с этими данными для первой УВ. Это означает, что, зная величину инварианта  $\Xi$ , на основе формулы (1) можно предсказать количество УВ и число Маха первой УВ.

Динамика схождения тороидальной УВ к оси  $OZ$  и отражения от неё в плоскости тора ( $Z = 0$ ). Процесс схождения такой УВ к оси  $OZ$  в плоскости тора ( $Z = 0$ ) представлен на рис. 3. По мере приближения к центру кольцевая форма УВ сохраняется. Момент кумуляции УВ в центре тора принят за  $t = 0$ , соответственно, при  $t < 0$  волна сходится к оси  $OZ$ , а при  $t > 0$  – отражается от неё.

Характерная развертка по времени процесса схождения тороидальной УВ к оси  $OZ$  и её отражения от неё приведена на рис. 4. Как видно из неё, по мере приближения

фронта УВ к центру её скорость растёт, причём, чем ближе к центру, тем сильнее, т.е. наблюдается эффект кумуляции тороидальной УВ. Эта тенеграмма получена без внесения искажений во фронт сходящейся волны за один импульс разряда. Такая динамика схождения УВ наблюдается не только при строго кольцевой форме первоначально образовавшейся УВ, но и при наличии азимутальных возмущений, вызванных гармониками  $\lambda \ll 2\pi R_0$  ( $\lambda$  – характерная длина возмущений вдоль тора). При этом, однако, искажения формы фронта волны должны быть малыми ( $\Delta R \ll R_0$ ), в противном случае кумуляции УВ не происходит.

Экспериментальная зависимость от времени радиусов фронта сходящейся к оси  $OZ$  тороидальной УВ и отражённой УВ от неё аппроксимируется соотношением:

$$r_{\text{TSW}_i}(t) \cong A_{\text{TSW}_i}|t|^\beta, \quad (2)$$

где показатель степени  $\beta \simeq 0.81 \pm 0.04$ . Здесь при  $i = 1$  – сходящаяся волна УВ,  $i = 2$  – отражённая волна. Между коэффициентами для сходящейся волны  $A_{\text{TSW}_1}$  и отражённой волны  $A_{\text{TSW}_2}$  имеется следующее соотношение:  $A_{\text{TSW}_1} > A_{\text{TSW}_2}$ . Это понятно, поскольку отражённая УВ распространяется против сходящегося потока газа, возникающего за фронтом сходящейся УВ.

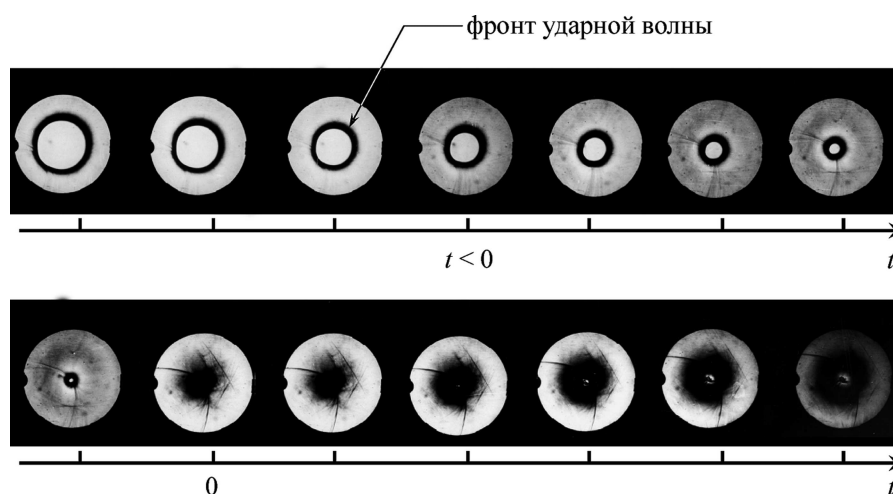


Рис. 3: Процесс схождения тороидальной УВ к оси симметрии тора и отражения от неё в плоскости тора ( $Z = 0$ ) для режима разряда:  $\Xi \simeq 0.6$  и  $R_0 = 5$  см. Момент кумуляции УВ в центре тора принят за  $t = 0$ . Длительность экспозиции кадра фоторегистратора и время между кадрами равны 2 мкс.

Исследование зависимости скорости схождения тороидальной УВ  $V_{\text{TSW}}$  от радиуса её фронта  $r_{\text{TSW}}$  показало, что при  $2R_0 = 50$  и 22 см (больших диаметрах кольцевого

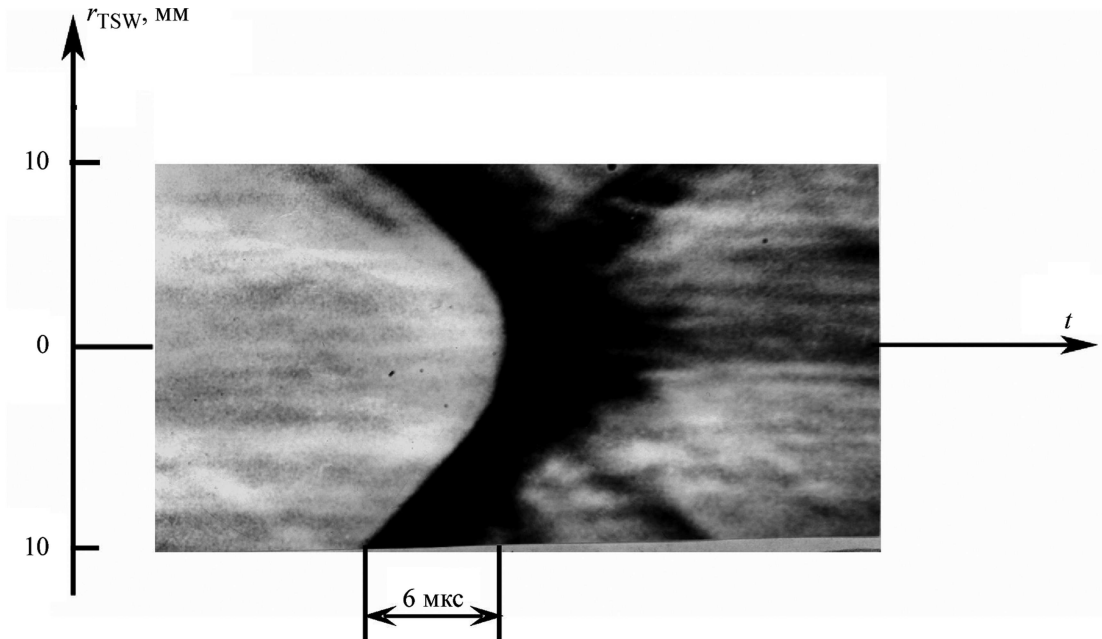


Рис. 4: Развёртка во времени процесса схождения тороидальной УВ к оси её симметрии ( $OZ$ ) и отражения от неё в плоскости тора ( $Z = 0$ ) для режима разряда, приведённого на рис. 3. По мере приближения фронта УВ к центру её скорость растёт, причём, чем ближе к центру, тем сильнее, т.е. наблюдается эффект кумуляции тороидальной УВ.

разряда) в интервале  $0.45R_0 \leq r_{\text{TSW}} < R_0$  величина  $V_{\text{TSW}}$  уменьшается, а в интервале  $r_{\text{TSW}} < 0.4R_0$  начинает увеличиваться. При радиусе фронта УВ  $r_{\text{TSW}} \approx (0.30 - 0.35)R_0$  скорость фронта УВ становится равной начальной скорости  $V_{\text{TSW}0}$ . Для кольцевого разряда с  $2R_0 = 10$  см в интервале  $0.45R_0 \leq r_{\text{TSW}} < R_0$  скорость схождения волны  $V_{\text{TSW}}$  практически остаётся постоянной, а усиление волны начинается при  $r_{\text{TSW}} < 0.3R_0$ . Экспериментальная зависимость числа Маха  $M_{\text{TSW}}$  сходящейся тороидальной УВ от относительного радиуса её фронта  $r_{\text{TSW}}/R_0$  при значении безразмерного комплекса  $\Xi \approx 0.6$  в плоскости тора ( $Z = 0$ ) приведена на рис. 5. Видно, что существенное усиление волны наблюдается вблизи оси системы (при  $r_{\text{TSW}}/R_0 < 0.14$ ).

*Динамика тороидальной УВ в плоскости, проходящей через ось  $OZ$ .* Пространственная конфигурация тороидальной УВ в этой плоскости в момент кумуляции имеет вид, показанный на рис. 6. Такая форма УВ является следствием ускорения ее части, обращённой к оси тора. В этот момент времени эта часть фронта тороидальной УВ представляет собой две квазиконические УВ с общей вершиной в центре тора (в точке 0) и

общей осью симметрии  $\pm 0Z$ . Число Маха таких квазиконических УВ вдоль их фронта по мере отхода от главной плоскости тора (по мере роста координаты  $Z$ ) уменьшается. По этой причине такие волны названы квазиконическими в отличие от конических. В следующий момент времени формируется отраженная УВ, фронт которой образует тело вращения с осью  $0Z$  (рис. 6(b) и рис. 6(b<sub>1</sub>)). Со временем вершины квазиконических УВ удаляются от главной плоскости тора, а угол раствора  $2\alpha$  при их вершинах непрерывно увеличивается. В условиях данного опыта (при варьировании  $M_{SW0}$  в пределах 1.5–5.5 и пространственном разрешении фронта УВ 1 мм) характерные для нерегулярного отражения УВ волну Маха и её тангенциальную поверхность удается регистрировать, начиная лишь с определенного значения угла раствора  $2\alpha$ , а именно  $\alpha_0 = 25 - 27^\circ$  (рис. 6(c) и рис. 6(c<sub>1</sub>)). Волна Маха имеет форму поверхности диска, соединяющего фронт квазиконической УВ, а тангенциальная поверхность – форму боковой поверхности конуса, у которого основанием является волна Маха.

Изучение зависимости координаты волны Маха  $Z_M$  вдоль оси  $0Z$  от времени показало, что волна Маха распространяется практически с постоянной скоростью  $D_M = dZ_M/dt$ , причём  $D_M > D_0$ , где  $D_0$  – скорость квазиконической (падающей на ось симметрии) УВ. Например, для режима кольцевого разряда, приведённого на рис. 6,  $D_M \approx 960$  м/с и  $D_0 \approx 640$  м/с ( $D_M/D_0 \approx 1.5$ ).

До образования волны Маха на тенеграмме видна оптическая неоднородность вдоль оси  $0Z$  (см. рис. 6(b<sub>1</sub>)), причем после нерегулярного отражения квазиконической УВ она соединяется с тангенциальной поверхностью тройной конфигурации ударных волн. Из-за разрыва касательной компоненты скорости газа на тангенциальной поверхности через некоторое время из неё формируется свободный слой сдвига. Такой слой, как известно, представляет собой весьма неустойчивое течение и при временах  $t$  больше, чем характерное время развития неустойчивостей  $\tau$ , имеет тенденцию к образованию неоднородных вихревых структур, наложенных на мелкомасштабную турбулентность. Величина времени  $\tau$  в условиях данного эксперимента составляла  $\tau \approx 250$  мкс. Из рис. 6(c<sub>1</sub>) видно, что развитие неустойчивостей тангенциальной поверхности вдоль оси  $0Z$  начинается от плоскости  $Z = 0$  и при  $t > \tau$  она превращается в цепочку оптических неоднородностей, расположенных вдоль оси  $Z$ , которые, по всей видимости, представляют собой неоднородные вихревые структуры. По мере приближения к плоскости  $Z = 0$  эти кружочки удаляются от оси  $0Z$ , что объясняется оттоком газа за отраженной УВ.

*Максимальное усиление тороидальной УВ.* Для определения скорости кольцевой УВ автор работы [3] применил приближённую модель ССВ [14] и получил следующую



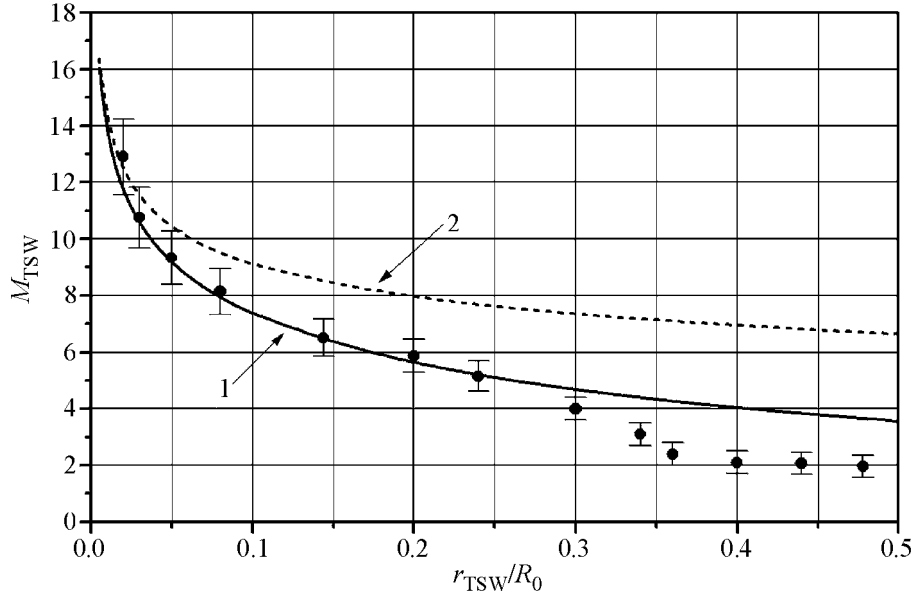


Рис. 5: Зависимость числа Маха  $M_{\text{TSW}}$  сходящейся тороидальной УВ от относительного радиуса её фронта  $r_{\text{TSW}}/R_0$  при значении обобщенной переменной  $\Xi \approx 0.6$  и  $R_0 = 5$  см в плоскости тора ( $Z = 0$ ). 1 – тороидальная УВ, 2 – сходящаяся цилиндрическая.

формулу для числа Маха сходящейся кольцевой УВ в плоскости кольца ( $Z = 0$ ) вблизи его оси симметрии ( $r_{\text{TSW}} \ll R_0$ ):

$$M_{\text{TSW}} = \frac{n}{C_0(n+1)} r_{\text{TSW}}^{-1/n} \frac{1}{\left[ 1 - 2 \left( \frac{n}{n+1} \right) \frac{C_1}{C_0} r_{\text{TSW}}^{1-1/n} \right]}, \quad (3)$$

где  $C_0$  и  $C_1$  – произвольные числа,  $n = 1 + 2/\gamma_\infty + \sqrt{2\gamma_\infty/(\gamma_\infty - 1)}$ . Для газа с  $\gamma_\infty = 1.4$   $n = 5.1$ . Из приближённой модели ССВ в одномерном случае можно получить выражение для числа Маха сходящейся цилиндрической УВ [14] (либо из (3) при  $C_1 = 0$ ):

$$M_{\text{CSW}} = \frac{n}{C_0(n+1)} r_{\text{CSW}}^{-1/n}. \quad (4)$$

Числа  $C_0$  и  $C_1$  в рамках этой модели не определяются, в чём и состоит её недостаток. Однако для сравнения выводов из этой приближённой модели с опытными данными по тороидальной УВ необходимо определить неизвестные числа  $C_0$  и  $C_1$ . Для этого рассмотрим тороидальную УВ вблизи оси симметрии (при  $r_{\text{TSW}} \ll R_0$ ). Такая УВ при  $r_{\text{TSW}} \ll R_0$  и  $|Z| \ll R_0$  не сильно отличается от цилиндрической УВ. Тогда при начальных условиях  $r_{\text{CSW}} = R_0$ ,  $M_{\text{CSW}}(R_0) = M_{\text{CSW}_0}$  из (4) определим число

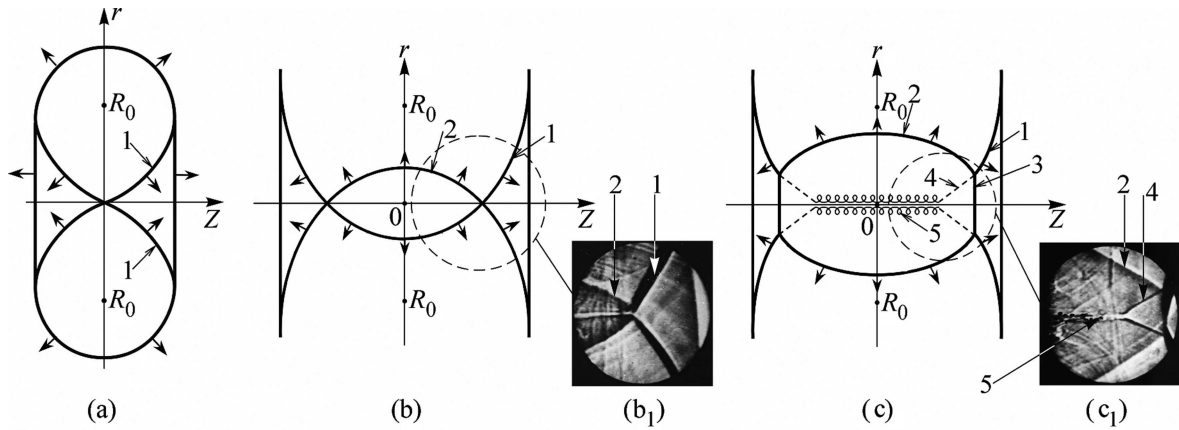


Рис. 6: Качественная картина динамики схождения тороидальной ударной волны к оси симметрии тора и отражения от неё в плоскости, проходящей через ось  $OZ$ , (a) – конфигурация тороидальной УВ в момент схождения к оси её симметрии, (b, c) – конфигурации УВ после момента отражения от её оси, (b<sub>1</sub>, c<sub>1</sub>) – изображения конфигурации ударных волн, полученные с помощью теневой установки. Область изображения выделена на (b) и (c) штриховой окружностью. 1 – падающая ударная волна (квазиконическая УВ); 2 – отражённая ударная волна; 3 – волна Маха; 4 – контактная поверхность; 5 – вихри, возникающие вследствие неустойчивости контактной поверхности 4.

$C_0 = \left( \frac{n}{n+1} \right) \frac{R_0^{-1/n}}{M_{\text{CSW}_0}}$ . Подставляя  $C_0$  в (4), для числа Маха сходящейся цилиндрической УВ получим следующую формулу:

$$M_{\text{CSW}}(r_{\text{CSW}}) = M_{\text{CSW}_0} \left( \frac{r_{\text{CSW}}}{R_0} \right)^{-1/n}. \quad (5)$$

Теперь, предполагая, что вблизи оси симметрии фронт тороидальной УВ в плоскости тора ( $Z = 0$ ) не сильно отличается от цилиндрической УВ, из (3) получим:

$$M_{\text{TSW}}(r_{\text{TSW}}, \Xi) = M_{\text{TSW}_0}(\Xi) \left( \frac{r_{\text{TSW}}}{R_0} \right)^{-1/n} \left[ 1 - 2C_1 M_{\text{TSW}_0}(\Xi) \left( \frac{r_{\text{TSW}}}{R_0} \right)^{1-1/n} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где  $M_{\text{TSW}_0}(\Xi)$  – начальное число Маха, определяемое формулой (1). Итак, в (6) неизвестным остаётся только число  $C_1$ , величина которого может быть определена из опытных данных (рис. 5) при известной величине  $M_{\text{TSW}_0}(\Xi)$ . Для определения этого числа были построены кривые по формуле (6) при различных значениях  $C_1$  и заданном начальном числе  $M_{\text{TSW}_0}(\Xi) = 5.3$  и  $n = 5.1$ . Сравнение этих кривых с опытными данными

показало, что при  $C_1 = -0.13$  кривая хорошо согласуется с этими данными, когда  $r_{\text{TSW}}/R_0 \leq 0.3$  (кривая 1). На этом же рисунке для сравнения приведена также зависимость числа Маха сходящейся цилиндрической УВ (кривая 2), построенная по формуле (5) при  $M_{\text{CSW}0} = 5.3$  и  $n = 5.1$ . Из сравнения этой кривой и опытных данных следует, что при одинаковых начальных условиях между скоростями сходящихся цилиндрической УВ  $V_{\text{CSW}}$  и тороидальной УВ  $V_{\text{TSW}}(r)$  имеет место следующее:  $V_{\text{TSW}}(r) < V_{\text{CSW}}(r)$  при  $r_{\text{TSW}}/R_0 > 0.02$ , а при  $r_{\text{TSW}}/R_0 \leq 0.01$  —  $V_{\text{TSW}}(r) \approx V_{\text{CSW}}(r)$ . То есть вблизи оси 0Z (при  $r_{\text{SW}}/R_0 \leq 0.025$ ) различие законов схождения цилиндрической и тороидальной УВ экспериментально обнаружить трудно.

В условиях нашего эксперимента скорость УВ удалось определить вблизи оси 0Z вплоть до  $\sim 1$  мм ( $r_{\text{TSW}}/R_0 \approx 0.02$  при  $R_0 = 5$  см). Так как формула (6) согласуется с опытными данными в интервале  $0.02 \leq r_{\text{TSW}}/R_0 \leq 0.3$ , то для оценки максимальных значений давления и температуры ионов за фронтом сходящейся УВ будем предполагать, что формула (6) справедлива также и при  $r_{\text{TSW}}/R_0 < 0.02$ . При этом, естественно, возникает вопрос: до какого минимального расстояния  $r_{\text{min}}$  эта формула справедлива? Оценим величину  $r_{\text{min}}$ .

В работе [15] показано, что одним из возможных механизмов ограничения роста амплитуды сходящейся УВ являются диссипативные процессы во фронте волны (например, диссоциация и ионизация молекул, атомов и ионов газа). Такие процессы происходят во фронте УВ на длине релаксационной зоны  $\Delta r_{\text{relax}}$  [16]. Ограничение амплитуды сходящейся УВ начинается тогда, когда радиус её фронта  $r_{\text{TSW}}$  становится порядка  $\Delta r_{\text{relax}}$ . В условиях нашего опыта вблизи оси симметрии кольца  $r_{\text{TSW}}/R_0 < 0.02$  числа Маха УВ  $M_{\text{TSW}} \geq 18$ . Тогда, согласно [16], при таких значениях  $M_{\text{TSW}}$  газ за фронтом УВ практически полностью ионизован и характерное время ионизационной релаксации  $\tau_P < 10^{-7}$  с, а ширина ионизационной релаксации  $\delta r < 10^{-4}$  см. С учётом ширины ионизационной релаксации плазмы за фронтом УВ величину  $r_{\text{min}}$  выберём порядка  $\sim 10^{-4}$  см. Тогда из формулы (6) для нашего условия ( $M_{\text{TSW}0} = 5.3$  и  $C_1 = -0.13$ ) при  $r_{\text{TSW}} = r_{\text{min}} = 10^{-4}$  см следует, что число Маха УВ увеличивается по сравнению с начальным числом Маха  $M_{\text{TSW}0}$  в  $\sim 9.6$  раз.

Таким образом, максимальное усиление тороидальной УВ составляет  $\sim 9.6$ .

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] И. А. Косый, К. В. Краснобаев, И. В. Соколов, В. Е. Терехин, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 3 (1987).

- [2] Н. К. Бережецкая, С. К. Голубев, И. А. Косый и др., *ЖЭТФ* **87**(6(12)), 1926 (1986).
- [3] И. В. Соколов, *ЖЭТФ* **91**(4 (10)), 1331 (1986).
- [4] Э. М. Бархударов, М. О. Мдивнишвили, И. В. Соколов и др., *Изв. АН СССР. Сер. МЖГ*, № 2, 164 (1988).
- [5] E. M. Barkhudarov, M. O. Mdivnishvili, I. V. Sokolov, et al., *Laser and Particle Beam*. **9**(2), 421 (1990).
- [6] Э. М. Бархударов, М. О. Мдивнишвили, И. В. Соколов и др., *Изв. АН СССР. Сер. МЖГ*, № 183 (1990).
- [7] E. M. Barkhudarov, M. O. Mdivnishvili, I. V. Sokolov, et al., *J. of Fluid Mech.* **226**, 497 (1991).
- [8] С. П. Быцкевич, И. Б. Тимофеев, У. Юсупалиев, Особенности конической ударной волны при кольцевом импульсном разряде. в: *Тез. докл. 1-Всесоюз. симпозиум по радиационной плазмодинамике* (М., Энергоатомиздат, 1989), с. 53.
- [9] А. Ф. Александров, С. П. Быцкевич, И. Б. Тимофеев и др., Динамика кольцевых ударных волн, создаваемых мощным импульсным разрядом. в: *Тезисы 2-Всесоюз. симпозиума по радиационной плазмодинамике* (М., Энергоатомиздат, 1991), с. 49.
- [10] У. Юсупалиев, Экспериментальное исследование тороидальной ударной волны. в: *Тез. докл. Международной школы-семинара "Физика и газодинамика ударных волн"* (Минск, изд-во Мин ГУ, 1992), с. 125.
- [11] И. В. Соколов, *ТВТ* **26**(3), 560 (1988).
- [12] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (М., Атомиздат, 1976).
- [13] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(8), 44 (2009).
- [14] Дж. Уизем, *Линейные и нелинейные волны* (М., Мир, 1977).
- [15] В. С. Имшенник, *ПМТФ* **6**, 10 (1980).
- [16] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М., Наука, 1966).

Поступила в редакцию 17 июля 2011 г.