

НАПРАВЛЕННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЗРЫВОВ. Часть I (Условия генерирования электровзрывных направленных ударных волн)

*ЭНИИ им. Кржижановского, г. Москва, Россия
Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

До настоящего времени вызывает большой интерес создание и использование импульсных плазменных ускорителей (ИПУ) коаксиально–цилиндрической и коаксиально-конической геометрии, работающих в жидкости и способных генерировать направленные ударные волны. Характерная особенность ИПУ – генерирование больших импульсных токов и, как следствие, больших собственных магнитных полей за счет токов разрядов, которые создают амперову силу $f = (1/c) \cdot J \times H$, ускоряющую плазму. В результате плазменное образование в ИПУ получает направленное перемещение и возбуждает направленные ударные волны.

Одним из способов создания сверхвысоких давлений является использование электровзрывных систем преобразования энергии с многоволновой ударной конфигурацией, обеспечивающей кумуляцию в заданной области в пространстве. Косое столкновение ударных волн ведет к образованию новых волн отражения, ограничивающих в каждый данный момент времени заключенную между ними область торможения, что приводит к сильному возрастанию давления [1]. Наиболее простыми для реализации являются трехволновые ударные конфигурации. При схождении трех плоских ударных волн в виде призмы в ее углах образуются волны Маха, превращающие треугольное сечение в шестиугольник, затем снова в треугольник и так далее, таким образом периодически при схождении изменяя форму и ориентацию, приводя к фокусировке и кумуляции [2]. ИПУ в жидкости является весьма удобным источником плоских направленных ударных волн.

Условия формирования направленных ударных волн ИПУ в жидкости

Создание высокоэффективного направленного движения жидкости и интенсивных ударных волн в ИПУ прямо связано с формированием сомкнутой плазменной оболочки и токового шнура (типа динамического пинча). В жидкостях для формирования такой плазменной оболочки могут потребоваться плотности токов на порядок большие, чем в газах при атмосферном давлении, что в свою очередь потребует увеличения разрядных токов и сокращения радиусов оболочки и электродов. Вероятно, электрический разряд здесь необходимо перевести в класс мощных разрядов, что, как известно, осуществимо только при достаточно большом энерговкладе. Как правило, токи в таких разрядах превышают величину порядка десятков или сотен килоампер. Эффективность мощных разрядов в ИПУ можно повысить путем использования программированного тока во времени, например, формируя токовый импульс в два или несколько этапов. Все же основной путь, по-видимому, может быть проложен созданием плазменных оболочек типа динамического пинча при разрядах в жидкости, воспроизводимых с заданной частотой следования.

Экспериментальные исследования процессов формирования сомкнутой плазменной оболочки

Динамика мощного электрического разряда в ИПУ с коаксиальными электродами исследовалась оптическими методами, электрические характеристики определялись с помощью омических делителей и поясов Роговского. При этом решались задачи:

- 1) определение структуры направленного разряда в воде при различной геометрии и размерах электродных систем и токах до $1 \cdot 10^6$ А;
- 2) поиск и проверка эффективности возможных способов формирования сплошной плазменной оболочки при токах до $1 \cdot 10^6$ А;
- 3) изучение динамики разряда; определение продольных и радиальных скоростей движения плазменных образований.

Для наблюдений и измерений создана экспериментальная установка, в составе которой использовались одно- и двухконтурный генераторы импульсных токов, а также специальная конструктивная схема токоподвода, электродного узла и рабочей камеры объемом 30 дм³. В измерительных иллюминаторах применялись стекла интерференционной чистоты толщиной 40 мм, а также специальная оптическая схема установки, состоящая из совмещенных теневой установки ИАБ-458 и камеры высокоскоростного фоторегистратора ВФУ с подсветкой от импульсной лампы ИФП-800.

Динамика развития разряда за торцевым срезом электрода и внутри сопла ускорителя регистрировались с помощью трех скоростных фоторегистраторов, работающих в режиме фоторазверток и покадровой съемки. Максимальное разрешение во времени было $6 \cdot 10^{-8}$ с.

Направленные ударные волны и гидропоток в ИПУ удается получить, только сформировав сомкнутое плазменное образование в радиально-щелевом разрядном промежутке [3].

Исследование процессов формирования плазменной оболочки выполнены и при свободном разряде, но сплошной плазменной оболочки в этом случае не получено и параметры движения плазменного образования низкие [4].

Предпринята попытка сформировать сомкнутое плазменное образование в двухкаскадном разряде. Первым контуром напряжением 20 кВ осуществлялся пробой жидкости и заполнение межэлектродного промежутка газоплазменным облаком. Разряд второго контура напряжением 5 кВ начинался после некоторой задержки в газоплазменном облаке и по мере формирования сомкнутой плазменной оболочки по замыслу должен был переходить в жидкую среду. В результате за срезом электродов ИПУ образовывалась область сплошного свечения, которую можно отождествить с плазменной оболочкой, движущейся в осевом направлении. Однако, как показали наблюдения, двухконтурные разряды позволяют сформировать плазменную оболочку с распределенным или многоканальным разрядом, но не сомкнутую. Очевидно, что для получения мощных ударных волн необходимо увеличить крутизну и амплитуду разрядного тока, что при обычных стандартных (не специальных) конденсаторах практически неосуществимо.

Не удалось получить необходимые параметры движения плазменной оболочки, формируемой и скользящим разрядом, поскольку сомкнутое плазменное образование и здесь не было получено.

Такую сомкнутую плазменную оболочку удалось получить только при использовании взрывающихся спиралей или фольги.

Эксперименты проводились с медной и алюминиевой фольгой толщиной 20 – 250 мкм при рабочем напряжении контура 20 кВ. Разряд осуществлялся в режиме, близком к критическому, и существенно отличался от разрядов в свободном режиме [4]. На кинограмме, полученной теневым методом, хорошо видна ударная волна, перемещающаяся впереди плазменной оболочки. Собственное излучение плазменной оболочки больше, чем свечение источника подсветки. Покадровая съемка процесса формирования плазменной оболочки с торца электродов показала, что после взрыва фольги плазма заполняет весь межэлектродный промежуток. Свечение в центре выше, что связано с относительно большей плотностью тока (рис.1).

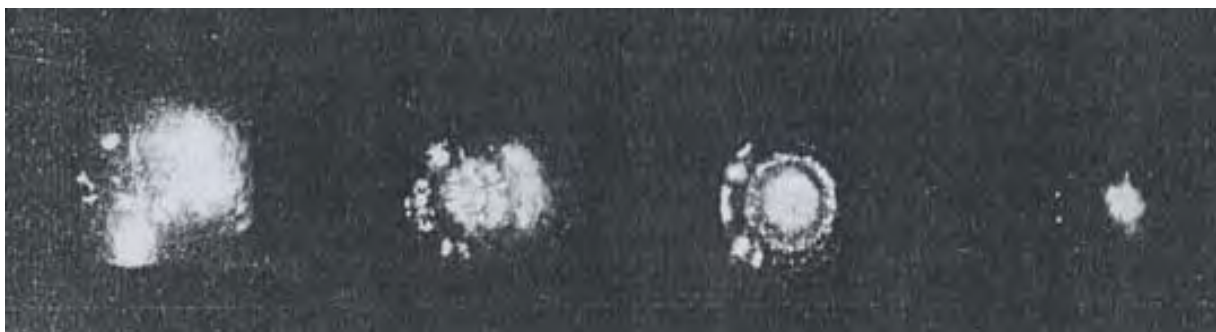


Рис. 1. Формирование плазменной оболочки

На продольных фоторазвертках движения фронта ударной волны и плазменного образования видно, что в течение полупериода разряда от поверхности оболочки отходит серия ударных волн со скоростью, превышающей скорость фронтальной ударной волны (рис.2). Эти ударные волны догоняют фронтальную ударную волну и как бы подпитывают ее.

Характерно, что скорость движения плазменной оболочки во времени имеет два максимума в первой четверти периода разряда. Первый приходится на начало разряда, а второй – на максимум разрядного тока (рис.3).



Рис. 2. Продольная фоторазвертка движения плазменного образования и генерируемых им высокоскоростных ударных волн и фронтальной ударной волны

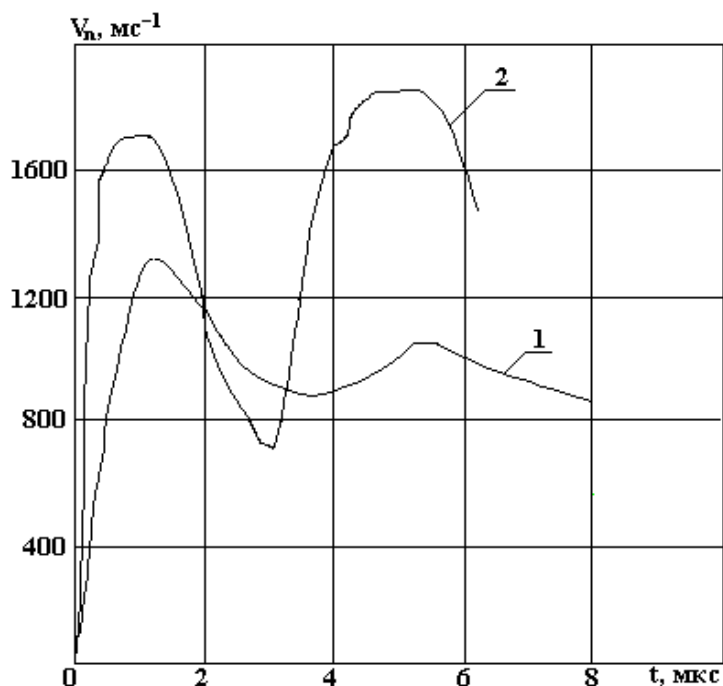


Рис. 3. Изменение скорости плазменного образования (1)

В исследованном диапазоне разрядного тока наблюдается линейная зависимость скорости оболочки от величины тока. Скорость ударной волны остается постоянной в течение времени протекания тока. Изменение величины разрядного тока с 360 до 810 кА приводит к увеличению скорости ударной волны от $2,2 \cdot 10^3$ до $3,2 \cdot 10^3$ м/с. Доля кинетической энергии плазменной оболочки составляет 8 – 10% от всей энергии, выделившейся в разряде.

Были выполнены расчетно-теоретические исследования динамики плазменной оболочки в воде. Уравнения, описывающие процесс, являются гидродинамическими и в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v}{\partial t} + u \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) + \rho^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) &= 0, \\
 \frac{\partial u}{\partial t} + u \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right) &= 0, \\
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + p \cdot \rho^{-1} \left[r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial r} \right] &= 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где r, z – радиальная и осевая координата соответственно; u, v – радиальная и осевая компоненты скорости; ρ – плотность среды; p – давление; ε – удельная внутренняя энергия.

Уравнение состояния было взято в форме $p = B[(\rho/p_0)^{7,15} - 1]$ (обозначения традиционные).

Численный метод, использованный для решения этой системы, представлял собой рандомизированную модификацию метода частиц в ячейках. В расчетах использовалось 1000 частиц в ячейке. Шаг расчетной сетки по r и z составлял 10^{-3} м.

Начальные и граничные условия.

В начальный момент времени $t = 0$ среда покоится. На координатных поверхностях $r = 0$ (ось z) и $r = R_0$ (внутренняя поверхность внешнего электрода коаксиала) задавались условиями типа “жесткая стенка”; разрядный ток синусоидального характера $I = I_m \cdot \sin \omega t$ протекает по торцевой поверхности ($z = 0$). Граничное условие на токовой поверхности задается величиной магнитного давления:

$$p_m = (\mu_0/2)[I/(2\pi r)]^2, \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; величина r изменяется в пределах от r_m до R_0 .

С течением времени токовая поверхность деформируется, образуя полость. Эволюция этой полости представлена на рис.4.

Начальный шаг по времени был выбран равным $\sim 1/50$ от значения четверти периода разрядного тока. В дальнейшем величина шага по времени определялась автоматически из условия Куранта. Частота разрядного тока в расчетах составляла 235 кГц, амплитуда тока изменялась в пределах 0,3 – 3 МА.

Одной из важных характеристик исследуемого процесса является радиус токового шнура $r_{ш}$. В первых вариантах расчетов этот параметр изменялся, а в последних полагался равным $1,75 \cdot 10^{-3}$ м. Внутренний диаметр наружного электрода коаксиала составлял 0,02 м.

Метод расчета

Процедура вычислений по методу частиц в ячейках (МЧЯ) составляла три этапа: эйлеровый, лагранжевый и завершающий.

Этап I – эйлеровый

Система уравнений газовой динамики (1) с исключенным уравнением неразрывности аппроксимировалась разностными уравнениями, которые игнорируют наличие конвективных членов:

$$\begin{aligned} \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{u}_{ij} - u_{ij}^n}{\delta t} \right) + \frac{1}{\delta_x} \left(p_{i+\frac{1}{2},j}^n - p_{i-\frac{1}{2},j}^n \right) &= 0, \\ \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{v}_{ij} - v_{ij}^n}{\delta t} \right) + \frac{1}{\delta_y} \left(p_{i,j+\frac{1}{2}}^n - p_{i,j-\frac{1}{2}}^n \right) &= 0, \\ \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{e}_{ij} - e_{ij}^n}{\delta t} \right) + p_{ij}^n \left(\frac{\bar{u}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{u}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta_x} + \frac{\bar{v}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{v}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta_y} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь x, y – пространственные координаты; t – время; u – составляющая вектора скорости течения вдоль оси x ; v – составляющая вектора скорости течения вдоль оси y ; p – давление; ρ – плотность; M – масса вещества в ячейке; e – внутренняя энергия вещества в ячейке; δ_x, δ_y – размеры эйлеровой сетки вдоль координатных линий; δt – шаг по времени; i, j – целые числа, определяющие положение ячейки в расчетном поле.

Величины с символом “ \sim ” являлись искомыми на эйлеровом этапе и назывались предварительными. Надстрочный индекс “ n ” указывает, что значение соответствующей величины относится к n -му шагу по времени. Величины с полуцелыми индексами получены после усреднения соответствующих величин по смежным ячейкам:

$$\bar{u} = (\tilde{u} + u^n)/2; \quad \bar{v} = (\tilde{v} + v^n)/2.$$

Таким образом, на эйлеровом этапе расчет величин $\tilde{u}_{ij}, \tilde{v}_{ij}, e_{ij}$ ведется по явной схеме с использованием решения, полученного на предыдущем i – м шаге. Значение массы вещества в ячейке при этом не меняется.

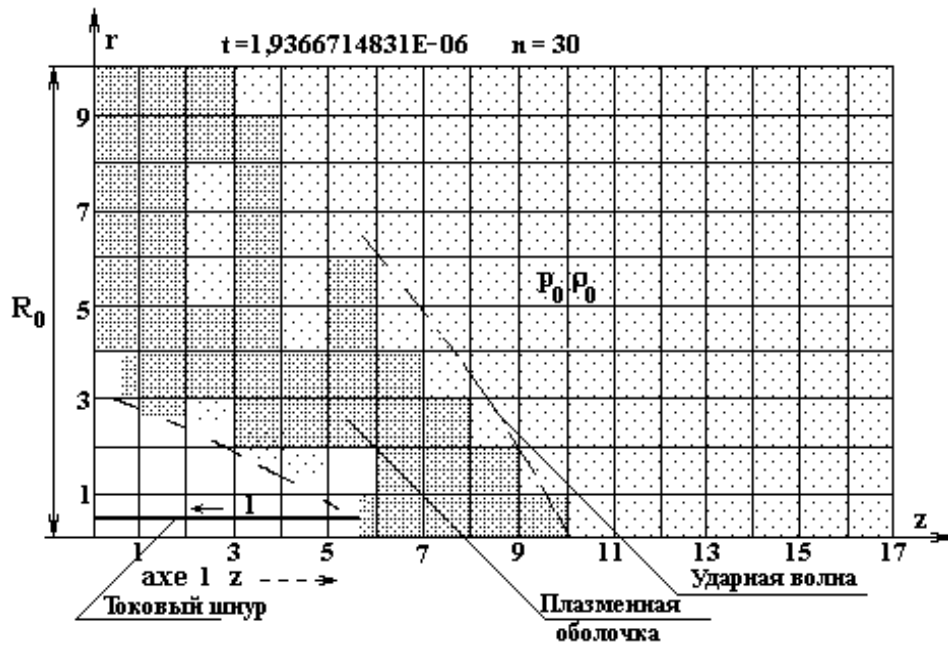


Рис. 4. Деформация токовой поверхности и формирование ударной волны

Этап II – лагранжевый

На этом этапе осуществляется перемещение частиц, моделирующих распределение вещества в ячейках. Для частицы, находящейся к началу $(n + 1)$ -го шага по времени в ячейке (i, j) и имеющей координаты x_m, y_m , вычисляется ее положение через δt с учетом того, что составляющие ее скорости равны $\ddot{u}_{ij}, \ddot{v}_{ij}$. Если новое положение частицы таково, что она покидает ячейку (i, j) и перемещается в ячейку (l, k) , то:

а) значение массы в ячейке (i, j)

$$m = M_{ij}^n / N, \quad (5)$$

б) значение составляющих импульса вещества в ячейке (i, j) уменьшается соответственно на

$$\Delta K_x = m \cdot \bar{u}_{ij}, \Delta K_y = m \cdot \bar{v}_{ij}, \quad (6)$$

в) значение полной энергии в ячейках уменьшается на величину

$$\Delta I = m \left[\left(\frac{\bar{u}_{ij}^2 + \bar{v}_{ij}^2}{2} \right) + \frac{m}{M_{ij}^n} \tilde{e}_{ij}^n \right], \quad (7)$$

г) к соответствующим величинам (массы, составляющих импульса, полной энергии) параметров вещества в ячейке (k, l) прибавляются значения, вычисленные по формулам (5) – (7).

К концу лагранжева этапа, таким образом, в каждой ячейке определится значение массы вещества M_{ij}^{n+1} , составляющие импульса и полной энергии. Кроме этого, определится уже и новая конфигурация частиц.

Этап III – завершающий

На этом этапе необходимо подготовить величины, используемые в системе (1) для расчета на следующем шаге по времени. Другими словами, необходимо вычислить значения $u_{ij}^{n+1}, v_{ij}^{n+1}, p_{ij}^{n+1}, e_{ij}^{n+1}$.

$$\begin{aligned} u_{ij}^{n+1} &= KX_{ij}^{n+1} / M_{ij}^{n+1}, \\ v_{ij}^{n+1} &= KY_{ij}^{n+1} / M_{ij}^{n+1}, \\ e_{ij}^{n+1} &= I_{ij}^{n+1} - M_{ij}^{n+1} \left[\left(u_{ij}^{n+1} \right)^2 + \left(v_{ij}^{n+1} \right)^2 \right] / 2. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $KX^n = M_{ij}^n u_{ij}^n$; $KY^n = M_{ij}^n v_{ij}^n$.

Давление p можно вычислить, задавшись уравнением состояния среды в виде

$$p = p(e, \rho). \quad (9)$$

Расчеты

Расчеты показали, что схема счета по МЧЯ устойчива при выполнении условия Куранта.

Система (1) решалась с помощью рандомизированной модификации МЧЯ. Дело в том, что МЧЯ, обладая весьма простой логикой и позволяя следить за границей раздела сред, обладает рядом недостатков. Главные из них:

- не может использоваться в задачах, где требуется точное определение локальных параметров течения;
- ему присуща флуктуационная неустойчивость, обусловленная флуктуациями потока вещества через границы ячеек;
- не может быть использован для расчета тех областей течения, в которых скорость течения значительно меньше звуковой;
- его требования к объему оперативной памяти ЭВМ весьма высоки и определяются, в основном, необходимостью запоминать большие массивы лагранжевых координат частиц.

Модификация МЧЯ

Суть модификации сводилась к тому, чтобы отказаться от запоминания лагранжевых координат частиц. Вместо этого предложено перед каждым лагранжевым этапом задавать координаты внутри каждой ячейки заново. Ясно, что от способа задания этих координат зависела достоверность получаемых решений.

В первых же вариантах расчетов выяснилось, что регулярное задание координат частиц не являлось удовлетворительным. Было принято решение рассчитать варианты с заданием этих координат случайным образом. В расчетах координаты частиц в ячейках разыгрывались с использованием датчика случайных чисел из библиотеки программ ВЦ РАН. Анализ результатов показал, что гладкость получаемых решений повышается с увеличением числа используемых в ячейке частиц. Это, в свою очередь, снижает требования к объему оперативной памяти ЭВМ, но приводит к значительному росту времени счета. Причиной такого положения вещей является то, что генерируемые датчиками случайных чисел величины имеют значительную дисперсию. Другими словами, используемые для получения случайных чисел алгоритмы не обеспечивали необходимого для решения поставленных задач качества случайных чисел.

Намного более равномерное распределение псевдослучайных чисел представляет реализация последовательности Холтона [6].

Использование датчика случайных чисел на вышеназванной основе не замедлило положительно сказаться на качестве получаемых решений. В последовательности Холтона элементы не менялись при переходе от ячейки к ячейке. Это привело к тому, что на получаемое решение как бы оказывалось влияние, выражающееся в том, что частицы “наильно” помещались в заранее определенные точки пространства, а не располагались там, где они могли бы расположиться при непрерывном отслеживании их траектории. Анализ этого явления показал, что с увеличением числа частиц в ячейке его влияние заметно уменьшается и, кроме того, оно может быть полностью устранено при использовании не повторяющихся элементов последовательности Холтона, загружаемых по мере необходимости небольшими массивами в оперативную память из долговременной.

Исследование возможностей обсуждаемой модификации МЧЯ показывает, что точность счета понизится, если не будет выполнено условие:

$$\delta_x / N < u \cdot \delta t. \quad (10)$$

Действительно, величина $u \cdot \delta t$ дает оценку размера той области рассчитываемой ячейки, вещество из которой должно быть перенесено на лагранжевом этапе расчета. С другой стороны, величина δ_x / N дает оценку размера той области этой же ячейки, в которой появление переносимой частицы уже маловероятно. Поэтому выполнение условия (10) приведет к тому, что необходимый перенос не будет осуществлен на данном шаге по времени, что уменьшает точность полученного при этом решения.

Комбинация условия (10) и условия устойчивости Куранта

$$\delta t \approx \frac{\delta_x}{\bar{u} + C} \quad (11)$$

приводит к следующему условию на необходимое число частиц в ячейке:

$$N > 1 + \frac{1}{M^*}, \quad (12)$$

где M^* – число Маха потока.

Последнее условие показывает, что описанная модификация МЧЯ с числом частиц в ячейке $N = 10^3-10^4$ позволяет рассчитывать газодинамические процессы, сопровождающиеся появлением почти застойных областей ($M^* = (10^{-3}-10^{-4})C$, где C – скорость звука).

Кроме модификации, описанной выше, интерес может представить еще одна модификация МЧЯ, которая свободна от ограничений, накладываемых условием (12). Суть ее сводится к тому, что начальное положение частиц перед переносом задают не по всей области, занимаемой ячейкой, а только в подобластях, примыкающих к тем границам ячейки, через которые (в соответствии со значениями и знаком составляющих скорости) перенос возможен.

Следует отметить, что последняя модификация МЧЯ оказывается довольно близкой к методу больших частиц. Действительно, перенос вещества в методе больших частиц возможен на данном шаге по времени только в ячейки, смежные с рассчитываемой ячейкой (i, j). Этими ячейками в данном случае является ячейка ($i+1, j$) и ячейка ($i, j+1$). Модификация же МЧЯ позволяет осуществлять перенос вещества на этом шаге по времени и в ячейку ($i+1, j+1$).

Последняя модификация МЧЯ полностью устраняет все нежелательные эффекты, связанные с квантованием переносимой через границу ячейки массы, но следует сказать, что логика программы, реализующей счет по этой модификации, несколько усложняется по сравнению с логикой программы, реализующей первый вариант модификации МЧЯ. Усложнение возникает из-за необходимости определять размеры и положение подобластей переноса вещества из ячейки.

Некоторые результаты расчетов

Всего было рассчитано 8 вариантов. В первых четырех изменялись амплитуда разрядного тока и радиус токовой оболочки. В остальных – изменялась только амплитуда разрядного тока, а радиус токового шнура полагался неизменным и равным экспериментальному радиусу. Данные расчета приведены в таблице.

№ п/п	Параметры		
	$r_{ш}, \text{ м}$	$I_m, \text{ А}$	$v_{р.б.}, \text{ м/с}$
1	0,003	$3,1 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^3$
2	0,001	$3,1 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^3$
3	0,001	$8,0 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^3$
4	0,0025	$8,0 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^3$
5	0,00175	$3,6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^3$
6	0,00175	$7,3 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^3$
7	0,00175	$1,0 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^3$
8	0,00175	$3,0 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^3$

Таким образом, ИПУ при определенных условиях являются источником направленных ударных волн в жидкости. С их помощью экспериментально получены истинные ударные волны, перемещающиеся в воде со скоростью до 4 км/с и имеющие давление на фронте – $3,5 \cdot 10^3$ МПа.

Обязательное условие – малая индуктивность разрядного контура, формирование сомкнутой плазменной оболочки в радиально-щелевом разрядном промежутке при плотности тока не менее 100 кА/см^2 .

Сравнительно хорошая управляемость и синхронизируемость ударно-волновых импульсов, генерируемых плазменными ускорителями, позволяют на их основе создавать специализированные генераторы сходящихся ударных волн – средства преобразования энергии высокой эффективности.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Альтиулер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 65. Вып. 2. С. 35 – 72.
2. *Забабахин Е.И., Забабахин И.Е.* Явления неограниченной кумуляции. М., 1988.
3. *Малюшевский П.П.* О механизме формирования кумулятивных струй при метании жидкости плазменным ускорителем. // Механика жидкости и газа. 1988. № 5. С. 39 – 44.

4. Афиногенов Е.П., Комельков В.С., Малюшевский П.П. Генерация направленных ударных волн сильноточными импульсными разрядами в жидкости // Электричество. 1992. № 12. С. 40 – 45.
5. Ландау Л.Д., Станюкович К.П. Об изучении детонации конденсированных ВВ // ДАН СССР. 1945. Т. 46. № 9. С. 399 – 402.
6. Соболев И.М. Численные методы. Монте-Карло. М., 1973.

Поступила 11.11.02

Summary

The outcomes experimental and analytical investigations of a way of electroexplosive generation of directional shockwaves and their practical usage for creation of the new class of electroexplosive means of conversion of energy – generators of concurrent shockwaves so-called "trishockers".

Н.В. Полищук, И.М. Панченко, М.С. Панченко, И.Н. Карпович*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВОДЫ В КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ

*Ровенский государственный гуманитарный университет,
ул. Бендеры, 12, г. Ровно, 33028, Украина*

**Украинский государственный университет водного хозяйства и природопользования,
ул. Соборная, 11, г. Ровно, 33028, Украина*

Капиллярные явления охватывают различные случаи равновесия и движения жидкости под действием сил межмолекулярного взаимодействия различных фаз и внешних сил. Наиболее распространенное капиллярное явление – впитывание жидкостей в капилляры.

Целью данной работы является изучение кинетики процессов впитывания воды отдельными цилиндрическими макрокапиллярами в условиях воздействия неоднородного электрического поля (НЭП). Известно, что средняя линейная скорость переноса прямо пропорциональна квадрату радиуса капилляра и обратно пропорциональна длине столбика жидкости в капилляре. Поэтому в микрокапиллярах ($1 \cdot 10^{-9} < r_0 < 1 \cdot 10^{-7}$ м) скорость движения жидкости на несколько порядков меньше скорости ее передвижения в макрокапиллярах. Однако вертикальная составляющая перемещения воды в макрокапиллярах лимитируется противодействием силы тяжести.

Возможный механизм влияния НЭП на высоту поднятия h столбика воды с плотностью ρ , поверхностным натяжением σ и краевым углом смачивания θ в макрокапилляре (статика процесса впитывания) внутреннего радиуса r_0 , при котором необходимо учитывать влияние силы тяжести и ускорение g , то есть при условии $2\sigma \cos\theta/r_0 \leq \rho gh$, рассмотрен в [1]. До этого влияние НЭП на капиллярное движение жидкости рассматривалось разными авторами для сравнительно узких капилляров от нескольких до десятков микрон, где влияние гравитации по сравнению с капиллярным потенциалом незначительно.

Согласно исследованиям [1], объемные и поверхностные электрические силы способны существенно изменять высоту подъема капиллярной жидкости. Эти же силы будут влиять и на скорость перемещения жидкости в капилляре. Видимо, наибольшее влияние на кинетику этого процесса электрогидродинамические силы должны оказывать в случае горизонтального расположения макрокапилляра, когда направление силы тяжести перпендикулярно перемещению жидкости при впитывании.

Капиллярное впитывание жидкости относится к процессам физико-химической гидродинамики [2]. Если рассматривать процесс движения смачивающей жидкости в одиночном цилиндрическом капилляре с гидродинамической точки зрения (без учета физико-химических особенностей), то его можно описать известным дифференциальным уравнением А.П. Порхаева [3]: