

6. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия. М., Энергия, 1978.
7. Данилов Н. С., Титков В. И. Знакочувствительный лазерный анемометр.— В кн.: Алгоритмы обработки и средства автоматизации теплофизического эксперимента. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1978.
8. Когерентно-оптические доплеровские устройства в гидроаэродинамическом эксперименте. Под ред. Ю. Е. Нестерихина. Новосибирск, изд. Ин-та автоматки и электротехники, 1974.
9. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
10. Броунштейн Б. И., Фишбейн Г. А. Гидродинамика, массо- и теплоперенос в дисперсных системах. Л., Химия, 1977.

УДК 532.593 + 537.528

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТЕЙ РАСПИРЕНИЯ КАНАЛА И УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНОМ РАЗРЯДЕ В ЖИДКОСТИ

А. Л. Куперштох

(Новосибирск)

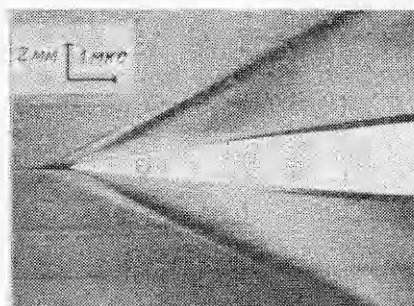
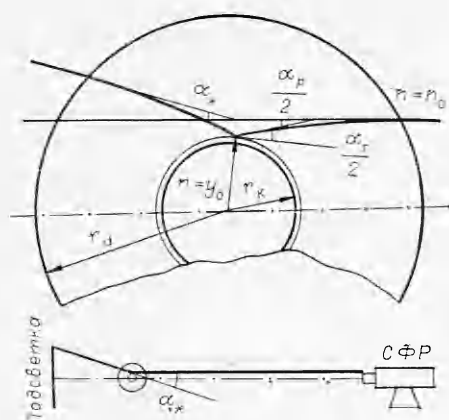
1. Введение. Изучение электрического разряда в жидкости привлекает внимание многих исследователей. Однако до настоящего времени нет удовлетворительной модели явления, позволяющей по заданным параметрам разрядного контура (C, L, U_0, R_0, l) рассчитать возникающее при этом гидродинамическое течение. Основная причина — недостаточная степень разработанности теории плотной неидеальной низкотемпературной плазмы канала, неоднородной по сечению и с переменным числом частиц. Прогресс в данной области сдерживается ограниченностью экспериментальных методов исследования, которые позволяют фиксировать ток и напряжение разряда, геометрию канала, а в некоторых случаях и температуру его поверхности.

Важную информацию может дать определение давления в канале разряда. В настоящее время по сути дела единственным методом его определения является интерпретация результатов оптических измерений траекторий стенки канала. Схема регистрации, приведенная на фиг. 1, позволяет фиксировать в проходящем свете размер канала и распространение ударных волн. На характерной СФР-грамме теневой съемки процесса (фиг. 2) наблюдается первичная волна, распространяющаяся со звуковой скоростью. Формирование основной ударной волны происходит на некотором расстоянии от канала разряда, а до этого момента времени существует просто нестационарная волна сжатия высокого давления.

В ранних работах [1—3] для определения давлений, возникающих в канале разряда, часто использовалось приближенное допущение о постоянстве скорости его расширения в первой четверти периода. В этом случае существует автомодельное решение одномерной газодинамической задачи [4—6]. При скоростях расширения $\dot{r}_k \ll c_0$ в работах [7, 8] использовалось приближение линейной акустики, учитывающее непостоянство скорости. В последнее время появились попытки расчета течений жидкости вокруг искры численными методами [9—11].

2. Постановка задачи. Для построения по полученной кинематике расширения канала картины течения жидкости в данной работе был использован численный метод. Так как обычно плотность вещества в плазме на два порядка меньше, чем плотность воды, то возможная ошибка в определении радиуса канала из-за потока вещества через его границу $\Delta r/r < < 0,01$. Поэтому с точки зрения гидродинамического течения проницаемостью поршня можно пренебречь.

Была поставлена задача расчета одномерного течения первоначально покоящейся жидкости при расширении непроницаемого цилиндрическо-



Ф и г. 2

Ф и г. 1

го поршня. Расчет течений с ударными волнами проводился методом искусственной вязкости Неймана — Рихтмайера [12] по разностной схеме типа «крест». Известное уравнение состояния воды $p = A(\rho/\rho_0)^m - B$, справедливое до 20 кбар, аппроксимировалось выражением

$$p = 0,001 + z(21,77 + z(66,95 + z(114,9 + z(119,2 + z(75 + 27 z))))),$$

где $z = \rho/\rho_0 - 1$, что позволяет значительно сократить затраты машинного времени. Подробно метод расчета течений и аппроксимация уравнения состояния изложены в работе [13]. При больших давлениях использовалось уравнение состояния воды Уолкера — Стернберга [14].

Для достоверного определения зависимости давления в канале от времени необходимо учитывать искажение регистрируемого размера канала вследствие изменения показателя преломления воды с ростом давления, а также ошибку в измерении закона расширения канала из-за его малых размеров на начальной стадии ($t \leq 1$ мкс). Рассмотрим влияние каждого из факторов.

3. Оптические искажения, вызванные изменением показателя преломления воды. Анализ схемы оптической регистрации (см. фиг. 1) показал, что для видимого теневого радиуса канала, следуя [15], можно получить формулу

$$(3.1) \quad r_* = r_{**} \left(\frac{n}{n_0} + \frac{\Delta n}{n_0} + \frac{n}{n_0} \frac{x_1}{r_k} + \frac{\Delta n}{n_0} \frac{x_1}{r_k} \right),$$

где n_0 — показатель преломления воды при нормальных условиях; $n = n(p)$ — показатель преломления при заданном давлении и нормальной температуре; Δn — изменение показателя преломления при данном давлении, вызванное прогревом жидкости (значения n и Δn берутся при $r = y_0$); $x_1 = y_0 - r_k$ — минимальное расстояние от границы канала до траектории луча, фиксирующего границу при теневой съемке. Все лучи, проходящие ближе к границе канала, сильно отклоняются в градиентах показателя преломления, вызванных прогревом жидкости, и уходят за апертуру регистрирующих приборов ($\alpha > \alpha_*$). По данным о спектре поглощения воды [16—18] были получены оценки сверху прогрева жидкости из-за поглощения ультрафиолетовой части излучения канала, а также прогрева кондуктивной теплопроводностью. Для разрядов с температурой в канале до $50\ 000^\circ$ и интересующих нас времен толщина прогреваемого слоя жидкости $\Delta x \ll r_{**}$. Тогда отклонение луча из-за градиентов по-

казателя преломления, вызванных прогревом, определяется формулой

$$\frac{|\Delta n|}{n} = 1 - \cos\left(\frac{\alpha_T}{2}\right) \approx \frac{\alpha_*^2}{8},$$

так как $\alpha_* \approx \alpha_T$.

При выборе максимально возможного угла подсветки α_* в диапазоне $10^\circ \leq \alpha_* \leq 20^\circ$ для луча, фиксирующего границу, выполняется условие $|\Delta n|/n \leq 0,02$. Так как в этом случае луч проходит в сравнительно слабо прогретой области $\Delta T \ll 1000^\circ$, то для зависимости показателя преломления от плотности воды возможно использование выражения [19]

$$(3.2) \quad n = 1 + 0,334\rho.$$

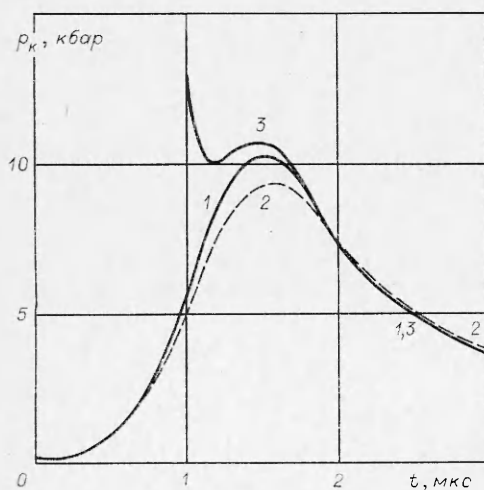
Используя зависимость $\rho(p, T)$ по данным из работ [20—24], можно показать, что $|\Delta n|/n \approx 0,02$ требует нагрева на величину порядка 100° . По оценкам прогрева жидкости это соответствует $x_1 < 0,01 r_k$. При оптимальном выборе α_* из (3.1) следует, что с ошибкой менее 2%

$$(3.3) \quad r_* = r_k n(p)/n_0.$$

Таким образом, из-за оптических искажений, связанных с повышением давления в окрестности канала, измеряемый при теневой съемке его радиус будет завышен по сравнению с истинным.

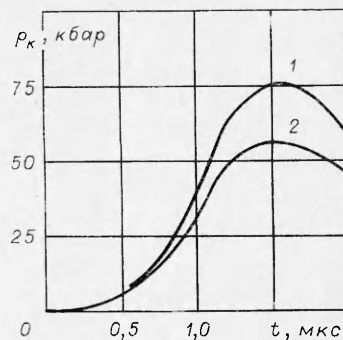
Если граничное условие на поршне задать в виде $r_0(t) = k r_*(t)$, где $k = n_0/(1 + 0,334\rho)$, ρ — плотность воды вблизи границы канала вне зоны прогрева, то при расчете течения оптические искажения будут компенсироваться. Граничное условие аппроксимировалось по неявной схеме $r_0^{n+1} = k_{1/2}^{n+1} r_*^{n+1}$. Система неявных уравнений для первой ячейки на каждом временном слое решалась методом итераций. Аппроксимация закона расширения канала по набору экспериментальных точек $r_i(t_i)$ проводилась с использованием кубической сплайн-интерполяции. При этом обеспечивается непрерывность в узлах интерполяции первых и вторых производных, что необходимо при расчете гидродинамических течений в условиях постепенного выделения энергии в канале разряда.

На фиг. 3 приведена зависимость давления в канале от времени при расчете без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) оптических искажений для одного из экспериментальных законов расширения канала. Видно,



Ф и г. 3

что амплитуда давления в первом случае получилась завышенной на 10%. Из (3.3) следует, что скорость и модуль ускорения при съемке тоже завышены. Но при



Ф и г. 4

Т а б л и ц а 1

$\delta, \%$	20	12	4	2	1
k	1,7	2	3	4	6

Т а б л и ц а 2

$t, \text{ мкс}$	$\frac{E}{D_{\text{ж}}/\text{см}}$	$\varepsilon, \%$	$\delta, \%$	k	Оценка $\delta, \%$ по (4.1)
1,0	0,58	100	128	1	—
1,2	2,19	26	18	1,5	>20
1,4	5,78	10	6	2,2	10—11
1,6	11,5	5	2,9	2,8	5—6
1,8	18,5	3	1	3,5	3

отрицательном ускорении поправки в давление входят с разными знаками, т. е. в некоторый момент времени могут взаимно погаситься (фиг. 3).

Расчеты для больших давлений, проведенные по модельному закону расширения, представлены на фиг. 4 (кривые 1, 2 обозначают то же, что и на фиг. 3). Видно, что при давлениях порядка 50 кбар, которые могут быть достигнуты на современных конденсаторных батареях [25], оптические искажения приводят к значительному расхождению результатов.

Учет искажений важен и при определении проводимости плазмы канала разряда из экспериментов по измерению тока в цепи и напряжения на промежутке. В этом случае используются данные о сечении канала, получаемые из оптических измерений. Следовательно, относительная ошибка в определении σ будет $\Delta\sigma/\sigma = (1 - k)^2$, т. е. 12% уже при давлении в канале около 10 кбар.

4. Степень влияния на расчет давления в канале неточного определения его расширения на начальной стадии. Пока размеры канала малы, экспериментальное измерение его радиуса связано с существенной ошибкой. Но за это время жидкости передается малая доля полной энергии, следовательно, при продолжающемся подводе энергии все параметры системы через некоторое время t_* будут слабо зависеть от ошибки в определении закона расширения канала на начальной стадии. Для достоверного определения давления в канале по кинематике его расширения необходимо количественно знать максимально возможную ошибку, вносимую к моменту времени t_* неопределенностью начальной стадии.

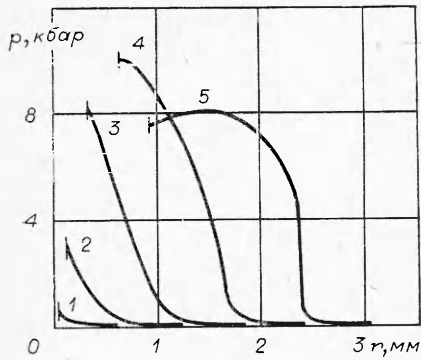
В качестве первой оценки в работе [13] использована задача о выходе на автомоделный режим течения, вызванного цилиндрическим поршнем, начавшим расширяться с $r = r_0$ с постоянной скоростью u_0 . При этом для давления в канале точность $\delta = (p_{\text{ж}} - p_{\text{ж.а}})/p_{\text{ж.а}}$ достигалась через время t_* , определяемое из уравнения $r_{\text{ж}}(t_*)/r_0 = k(\delta)$, где $k(\delta)$ — табличная функция (табл. 1). Последняя находилась из серии численных экспериментов при изменении u_0 в диапазоне 0,05 — 1 км/с.

Проследим количественно зависимость решения от вариации закона расширения канала на начальной стадии при переменной скорости для примера, приведенного на фиг. 3 (кривая 1). До $t = t_0 = 1$ мкс закон движения границы канала известен неточно. Самой грубой аппроксимацией начальной стадии будет $r_{\text{ж}}(t) = r_{\text{ж}}(t_0)$ для $t < t_0$. Тогда получим зависимость давления в канале от времени $p_{\text{ж}}$, показанную кривой 3. Относительная ошибка $\delta(t) = (p'_{\text{ж}} - p_{\text{ж}})/p_{\text{ж}}$ по истечении 0,8 мкс от начала движения (т. е. при $t = 1,8$ мкс) становится меньше 1%. Сопоставим полученные результаты (табл. 2) с оценкой $\delta(t_*)$ из уравнения

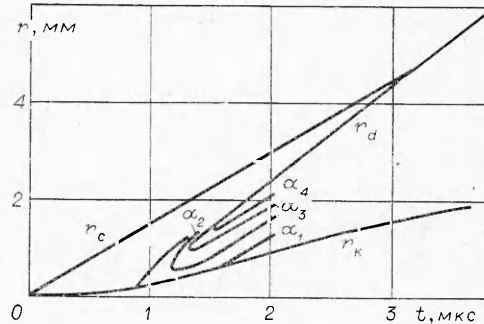
$$(4.1) \quad r_{\text{ж}}(t_*)/r_{\text{ж}}(t_0) = k(\delta).$$

Заметим, что энергетический смысл полученной из (4.1) оценки δ становится понятен из сравнения ее с $\varepsilon = E_0/E \cdot 100\%$, где E_0 и E — энергии, переданные жидкости соответственно к моментам времени t_0 и $t > t_0$.

Таким образом, в случае продолжающегося подвода энергии при определении давления в канале по кинематике его расширения возможная от-



Фиг. 5



Фиг. 6

носительная ошибка в момент времени t_* , связанная с неопределенностью начальной стадии, меньше, чем получаемая из соотношения (4.1) оценка $\delta(t_*)$.

5. К определению давления на фронте ударной волны по ее скорости. Для случая, соответствующего кривой 1 на фиг. 3, были рассчитаны поля давления в различные моменты времени (фиг. 5). Кривые 1–5 относятся к временам 0,4; 0,8; 1,2; 1,6; 2,0 мкс. Так как принималось, что $v_k(0) \neq 0$, то от канала в первый момент времени отходит слабая ударная волна, фронт которой распространяется почти со звуковой скоростью. При $t \approx 2$ мкс в области гладкого течения на некотором расстоянии от канала формируется основная ударная волна, а до этого существует просто нестационарная волна сжатия высокого давления. По полученным результатам строилась $r-t$ -диаграмма процесса, т. е. некоторая имитация теневой съемки процесса.

Для расчета углов отклонения параллельных лучей вся область повышенного давления разбивалась на N концентрических колец [26], в каждом из которых считалось, что показатель преломления меняется слабо, а градиент показателя преломления постоянный. Тогда

$$\alpha_i = 2y_i \sum_{j=i+1}^N \left(-\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial r} \right) \int_{r_{j-1}}^{r_j} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y_i^2}} + \theta_i, \quad \theta_i = 2 \frac{\Delta n}{n_0} \frac{z_i}{\sqrt{1 - z_i^2}},$$

где $z_i = y_i/r_d$; Δn — скачок показателя преломления во фронте ударной волны; y_i — минимальное расстояние от центра симметрии до траектории i -го луча. Для зависимости n от r использовалась формула (3.2).

На полученной $r-t$ -диаграмме (фиг. 6) показаны: траектория расширения канала r_k , первая слабая ударная волна r_c , основная ударная волна r_d , а также изолинии равного отклонения лучей в волне сжатия ($\alpha_1 = 0,06$; $\alpha_2 = 0,1$; $\alpha_3 = 0,14$; $\alpha_4 = 0,2$ рад), которые означают ту или иную степень почернения фотопленки в зависимости от угловой чувствительности теневой съемки. Нельзя использовать большую чувствительность, так как тогда можно волну сжатия принять за ударную. Например, в работе [27] приведена фоторазвертка процесса взрыва проводника в воде при сильной чувствительности ширен-съемки и ее ошибочная интерпретация, по которой рассчитывается давление на фронте «ударной» волны с использованием соотношений Рэнкина — Гюгонно.

Из фиг. 6 видно, что, по крайней мере, следует выбирать $\alpha_* \geq 0,2$ рад. Это значение попадает в область оптимальных углов α_* и при определении радиуса канала.

Автор выражает благодарность И. С. Швецу и Вад. А. Поздееву за любезно предоставленную СФР-грамму процесса и Л. А. Лукьянчикову за полезные обсуждения.

Поступила 10 I 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Кузнецов Н. М. Расширение канала искры в жидкости.— ЖТФ, 1960, т. 30, вып. 10.
2. Robinson J. W. Measurements of plasma energy density and conductivity from 3 to 120 kbar.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 1.
3. Арсентьев В. В. К теории импульсных разрядов в жидкой среде.— ПМТФ, 1965, № 5.
4. Кочина Н. Н., Мельникова Н. С. О расширении поршня в воде.— ПММ, 1959, т. 23, № 1.
5. Наугольных К. А. О расширении цилиндра в жидкости.— Акуст. журнал, 1962, т. 8, вып. 1.
6. Окунь И. З. Расчет давления жидкости на поршень при постоянной скорости его расширения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
7. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М., Наука, 1971.
8. Иоффе А. И. К теории начальной стадии электрического разряда в воде.— ПМТФ, 1966, № 6.
9. Буркин В. В., Макаров П. В., Семкин Б. В., Шубин Б. Г. К расчету поля давления вокруг искры в твердых диэлектриках.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 11.
10. Иванов А. В., Шамко В. В., Иванов В. В. Исследование пространственного движения жидкости при подводном искровом разряде.— В кн.: Электрический разряд в жидкости и его применение. Киев, Наукова думка, 1977.
11. Куперштох А. Л. Расчет давления в канале высоковольтного электрического разряда в жидкости.— В кн.: Материалы Всесоюзной научной студенческой конференции. Физика. Новосибирск, изд. Новосибирск. ун-та, 1977.
12. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
13. Куперштох А. Л. Численный метод расчета давления в канале электрического разряда в воде.— В кн.: Материалы Всесоюзной научной студенческой конференции. Физика. Новосибирск, изд. Новосибирск. ун-та, 1978.
14. Walker W. A., Sternberg H. M. The Chapman — Jouguet isentrope and the underwater shockwave performance of pentolite.— In: Proceedings of the 4th Symposium (Intern.) on detonation. Washington, 1965.
15. Когельшатц У. Методы диагностики, основанные на измерениях рефракции.— В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск, Наука, 1977.
16. Barret J., Mansell A. L. Ultra-violet absorption spectra of the molecules H₂O, HDO and D₂O.— Nature, 1960, vol. 187, p. 138.
17. Stevenson D. P. On the monomer concentration in liquid water.— J. Phys. Chem., 1965, vol. 69, N 7.
18. Verrall R. E., Senior W. A. Vacuum-ultraviolet study of liquid H₂O and D₂O.— J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, N 6.
19. Корнер С. Б. Оптические исследования свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков.— УФН, 1968, т. 94, вып. 4.
20. Rice M. H., Walsh J. M. Equation of state of water to 250 kilobars.— J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, N 4.
21. Наумов Г. Б., Рыженко Б. Н., Ходаковский И. Л. Справочник термодинамических величин. М., Атомиздат, 1971.
22. Kell G. S., Whalley E. The PVT properties of water. 1. Liquid water in the temperature range 0 to 150°C and at pressures up to 1 kb.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1965, vol. A 258.
23. Tanishita I., Watanabe K., Kijima J., Ishii H., Oguchi K., Uematsu M. Experimental study of the p, v, T properties of water for temperatures in the range 323.15 to 773.15 K and pressures up to 200 MPa.— J. Chem. Thermodynamics, 1976, vol. 8, p. 1—20.
24. Семенова А. Н., Циммерман С. С. Новая форма уравнения Тейта.— ДАН СССР, 1978, т. 242, № 1.
25. Окунь И. З. Исследование электрических характеристик импульсного разряда в жидкости. II.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 5.
26. Емельянов В. А., Ершов И. В. Количественные исследования ударно-волновых процессов за ударной волной при помощи теневых методов.— ПМТФ, 1969, № 1.
27. Schöfer R., Seydel U., Jäger H. Über die Ausbreitung von Stoßwellen elektrischer Drahtexplosion in Wasser.— Z. Naturforsch. 1977, vol. 32a, N 7.