

требуется устойчивая транспортировка, необходимо выбирать параметры пучка согласно критерию (5) или (6).

Отметим, что в [3] не были обнаружены какие-либо колебания при $p < 1,3 \cdot 10^{-6} - 1,3 \cdot 10^{-5}$ Па, несмотря на попытки инициировать их с помощью внешней модуляции. Это связывалось авторами с пренебрежимо малой концентрацией вторичных электронов в пучке при таких давлениях. В модели, принятой в данной работе, вторичных электронов не требуется. Критерием неустойчивости является периодическое движение ионов в потенциальной яме пучка, которое, очевидно, реализуется при сколь угодно низких давлениях. Когда движение ионов становится аperiодическим (при повышенном давлении), неустойчивость стабилизируется. По-видимому, чтобы снять это противоречие, необходимы дополнительные исследования.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Жаринову за полезные обсуждения и Е. П. Воронкову за оснащение работы экспериментальной аппаратурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме.— М.: Энергоиздат, 1982.
2. Малафаев В. А., Никульшина А. А. Образование виртуального катода в цилиндрическом пучке // V Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл.— Томск, 1984.— Ч. 1.
3. Куделайнен В. И., Пахромчук В. В., Пестриков Д. В. Экспериментальное изучение устойчивости компенсированного электронного пучка // ЖТФ.— 1983.— Т. 53, № 5.

г. Москва

Поступила 27/IV 1988 г.,
в окончательном варианте — 4/X 1988 г.

УДК 533.951

В. Г. Леденёв

О СТРУКТУРЕ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

По существующим представлениям во фронте достаточно сильной ударной волны (УВ), распространяющейся в плазме, за счет высокой электронной теплопроводности формируется протяженная область горячих электронов, в которую внедрен резкий (изотермический по температуре электронов) скачок плотности, обусловленный ионной вязкостью [1, 2]. При этом наличие изотермического скачка — необходимое следствие высокой электронной теплопроводности [1, 3]. Однако с ростом числа Маха толщина скачка плотности уменьшается, а длина свободного пробега частиц растет, и, когда эти величины сравниваются, гидродинамическое приближение становится, вообще говоря, неприменимым.

Кроме того, с увеличением числа Маха M растет энергия направленного движения по сравнению с тепловой энергией плазмы. Когда это неравенство становится сильным, практически вся энергия направленного движения ионов будет переходить в нагрев электронов [4]. Поскольку ионы при этом почти не греются, то отсюда следует, что скачок плотности во фронте УВ должен быть обусловлен уже не ионной вязкостью, а другими эффектами. Исходя из этих соображений, в настоящей работе предлагаем структуру УВ, в которой баланс потоков вещества, импульса и энергии обеспечивается путем формирования во фронте волны бесстолкновительного скачка потенциала, соответствующего ионно-звуковой УВ [5—7], и диссипацией потока ионов, отраженных от этого скачка потенциала.

Проанализируем, исходя из общих соотношений, структуру сильных УВ в плазме без магнитного поля. Как известно [1], скачки параметров во фронте УВ в плазме так же, как и в обычном газе, удовлетворяют соотношениям

$$(1) \quad n_0 u = n_2 u_2, \quad p_0 + n_0 m u^2 = p_2 + n_2 m u_2^2, \\ w_0 + u^2/2 = w_2 + u_2^2/2,$$

© 1990 Леденёв В. Г.

2 ПМТФ № 2, 1990 г.

17

где индекс 0 относится к параметрам невозмущенной плазмы, а 2 — к параметрам за фронтом УВ; $p = n_i T_i + n_e T_e$ (n_i, n_e — концентрация ионов и электронов); $w = (\gamma/(\gamma - 1))(T_i + T_e)$ — энтальпия; u — скорость УВ; γ — показатель адиабаты.

Соотношения, учитывающие сохранение потока вещества, импульса и энергии на бесстолкновительном ионно-звуковом скачке с учетом скачка электрического потенциала, создаваемого отраженными ионами, имеют вид [7]

$$(2) \quad \begin{aligned} (n_f - n_r)u_1 &= n_2 u_2, \quad n_0 u_s^2 \exp \psi_1 + (n_f + n_r)u_1^2 = \\ &= n_2 u_2^2 + n_0 u_s^2 \exp \psi, \\ (1/2)u_1^2 + \psi_1 u_s^2 &= (1/2)u_2^2 + \psi u_s^2, \quad n_f + n_r = \\ &= n_0 \exp \psi_1, \quad n_2 = n_0 \exp \psi. \end{aligned}$$

Здесь n_0 — концентрация невозмущенной плазмы; u_1 — скорость вещества (в системе волны) непосредственно перед ионно-звуковым скачком; n_2, u_2 — концентрация и скорость плазмы за фронтом УВ; n_r — концентрация отраженных ионов; n_f — концентрация ионов, набегающих на ионно-звуковой скачок; $\psi_1 = e\phi_1/T_e$ — потенциал, создаваемый отраженными ионами; $\psi = e\phi/T_e$ — полный скачок потенциала на УВ.

Соотношения (2) справедливы, вообще говоря, для конкретных значений M , при которых распределение потенциала во фронте волны носит монотонный характер. При других M распределение потенциала становится осциллирующим [6, 7] и соотношения (2) дают достаточно точную оценку средних значений параметров за ионно-звуковым скачком.

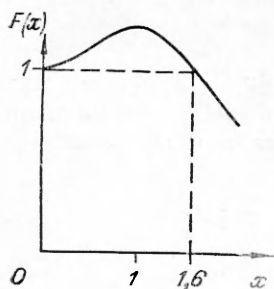
Из (2) получаем следующее выражение для числа Маха на ионно-звуковом скачке M_1 :

$$(3) \quad \begin{aligned} (1 + M_1^2) \exp \left[\frac{1}{2} (M_2^2 - M_1^2) \right] - M_2^2 - 1 = 0 \\ (M_1 = u_1/u_s, \quad M_2 = u_2/u_s, \quad u_s = \sqrt{T_e/m}). \end{aligned}$$

Решение уравнения (3) сводится к поиску тех значений функции $F(x) = (1 + x^2) \exp [-(1/2)x^2]$, которым соответствуют два различных значения x . График функции $F(x)$ приведен на рис. 1. Очевидно, что $x = M_1$ при $x > 1$ и $x = M_2$ при $x < 1$. При $F(x) = 1$ имеем предельное значение $M_1 \approx 1,6$, что согласуется с результатом [5].

Далее необходимо ответить на вопрос, каким образом могут быть выполнены общие соотношения (1) с учетом того, что во фронте УВ формируется скачок потенциала, отвечающий бесстолкновительной ионно-звуковой УВ, описываемой соотношениями (2). Поскольку на скачке потенциала в ионно-звуковой УВ температура плазмы не меняется, то нагрев, следующий из общих соотношений, должен происходить при диссипации потока отраженных от скачка потенциала ионов. Отраженные ионы релаксируют главным образом на электронах [4], и расстояние, на котором релаксируют отраженные ионы, существенно меньше размеров горячей электронной зоны. Поэтому соответствующий скачок плотности (подножие) можно считать изотермическим, и электроны здесь описываются распределением Больцмана, а ширина этого скачка определяется длиной свободного пробега отраженных ионов.

Очевидно, что на полном скачке плотности, учитывающем скачок при диссипации потока отраженных ионов и бесстолкновительный скачок, должны выполняться общие соотношения (1). А поскольку ионы остаются практически холодными, то для обеспечения необходимого скачка давления температура электронов непосредственно за скачком плотности должна быть



Р и с. 1

в 2 раза выше той, что следует из общих соотношений (1) в предположении изотермичности плазмы за фронтом. Только в этом случае в результате выравнивания температур общие соотношения будут выполнены. Здесь имеется в виду диссипация отраженного потока ионов на кулоновских столкновениях, но качественная картина сохраняется и при диссипации на коллективных эффектах.

Уравнения сохранения потока вещества, импульса и энергии на подножии в предположении изотермического скачка плотности имеют вид

$$(4) \quad n_0 u = (n_f - n_r) u_1, \quad n_0 u^2 = n_0 u_s^2 \exp \psi_1 + \\ + (n_f + n_r) u_1^2, \quad (1/2) u^2 = (1/2) u_1^2 + \psi_1 u_s^2 + u_s^2.$$

Эти уравнения совместно с (2) образуют замкнутую систему, определяющую все величины во фронте через параметры невозмущенной плазмы и скорость УВ.

Таким образом, формирующаяся структура является самосогласованной в том смысле, что отраженные ионы создают условия для образования бесстолкновительной УВ, которая, в свою очередь, обеспечивает необходимый поток отраженных ионов.

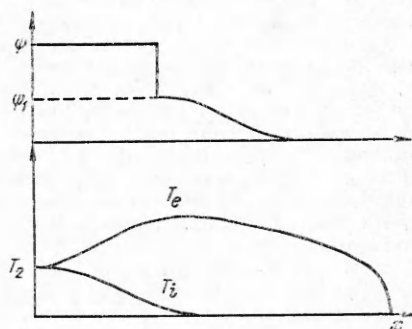
Потребуем, чтобы условия за фронтом бесстолкновительной ионно-звуковой УВ совпадали с условиями за фронтом всей УВ, описываемой соотношениями (1) (за исключением условия изотермичности). Тогда, используя первое из соотношений (1), уравнение (3) можно переписать:

$$(5) \quad (1 + M_1^2) \exp \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_0^2}{n_2^2} M^{*2} - M_1^2 \right) \right] - \frac{n_0^2}{n_2^2} M^{*2} - 1 = 0 \quad (M^* = u/u_s).$$

Здесь существенно то, что M^* стремится к асимптотическому значению при неограниченном росте скорости УВ. Предположим, что УВ распространяется в изотермической плазме, т. е. $T_{i0} = T_{e0}$. Поскольку во фронте волны существует горячая электронная зона, скачок плотности движется в существенно неизотермической плазме. С другой стороны, известно, что скачок температуры во фронте сильной УВ пропорционален M^2 , где $M = u/\sqrt{\gamma(T_e + T_i)/m}$. Следовательно, M^* для скачка плотности, определяемое по температуре горячих электронов, существенно отличается от M , определяемого по температуре невозмущенной плазмы, и стремится к константе при неограниченном увеличении M . Поскольку температура электронов в области скачка плотности в 2 раза выше установившегося значения температуры за фронтом УВ, то $M^* = M\sqrt{\gamma T_0/T_2}$. Из соотношений (1) в случае сильной УВ следует асимптотическое значение $M^* = (\gamma + 1)/\sqrt{2(\gamma - 1)}$. При $\gamma = 5/3$ $M^* = 2,3$.

Из уравнения (5) при $M^* = 2,3$, т. е. при $M \rightarrow \infty$ и $n_2/n_0 \rightarrow 4$, получаем $M_1 = 1,37$. Из соотношений (2) для $M_1 = 1,37$ находим $\psi_1 = 0,6$, $n_r/n_0 = 0,08$, $n_1/n_0 = 1,8$, $\psi = 1,4$. Пока УВ достаточно сильная, M^* и n_2/n_0 изменяются незначительно при уменьшении M . Значение M_1 при этом практически не меняется. Например, при $M = 10$ $M^* = 2,27$ и $n_2/n_0 = 3,88$, соответствующие значения $M_1 = 1,36$, $n_r/n_0 = 0,07$.

Как следует из расчетов, проведенных в [6], $M = 10$ ($M_1 = 1,36$, $T_e/T_i \sim 60$) примерно отвечает минимальному M , при котором может формироваться бесстолкновительный скачок потенциала (у профиля потенциала монотонный характер). При меньших M энергия отраженного потока ионов оказывается недостаточной для того, чтобы обеспечить необходимую неизотермичность плазмы.



Р и с. 2

Структура потенциала во фронте УВ, а также распределение электронной и ионной температур представлены на рис. 2. Скачок потенциала до ψ_2 образуется в области релаксации потока отраженных ионов. Скачок от ψ_1 до ψ представляет собой бесстолкновительную УВ. Распределение электронной температуры имеет максимум в области ионно-звукового скачка, поскольку диссипация потока отраженных ионов происходит перед ним. Затем температура электронов плавно спадает, а температура ионов плавно растет до значения температуры за фронтом УВ, следующего из общих соотношений на ударном разрыве (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
2. Великович А. Л., Либерман М. А. Физика ударных волн в газах и плазме.— М.: Наука, 1987.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
4. Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме // Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1964.— Вып. 4.
5. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Там же.
6. Алиханов С. Г., Белан В. Г. и др. Исследования ударных ионных волн в бесстолкновительной плазме // ЖЭТФ.— 1971.— Т. 60, вып. 3.
7. Бардаков В. М., Морозов А. Г., Шухман И. Г. О структуре ламинарных ударных волн в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы.— 1975.— Т. 1, № 6.

г. Иркутск

Поступила 21/VII 1988 г.,

в окончательном варианте — 8/XII 1988 г.

УДК 532.593+532.529+541.126

Ф. Н. Замаев, В. К. Кедринский, Ч. Мейдер

ВОЛНЫ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

Рассматриваются численные модели волновых процессов в жидкости, содержащей пузырьки химически активной газовой смеси. К настоящему времени в этой области выполнен ряд экспериментальных и численных исследований: от анализа динамики одиночных пузырьков до двухфазных систем. Один из первых экспериментальных результатов получен Р. И. Солоухиным и В. К. Кедринским в 1960 г. при анализе поведения стехиометрических смесей ацетилен — кислорода и водорода — кислорода в крупных, около 1 см диаметром, пузырьках из тонкой резины, сжимаемых ударной волной (УВ). Температура, рассчитанная в момент воспламенения по мгновенному значению радиуса пузырька в предположении адиабатичности его схлопывания, сравнивалась с температурой воспламенения смеси. Факт взрыва смеси зарегистрировался по излому непрерывной развертки $R(t)$ (рис. 1, б) в отличие от случая неактивной смеси (рис. 1, а), по свечению продуктов взрыва (аналогичный метод был использован в [1]) и состоянию пузырька после взрыва. На рис. 1 светлая полоса поперек развертки — результат засветки при электровзрыве проволоочки, генерирующей УВ.

В [2] обращено внимание на возможность воспламенения в УВ короткой цепочки пузырьков, расположенной вертикально. Детальные экспериментальные исследования по структуре УВ в химически активных пузырьковых средах выполнены А. И. Сычевым и А. В. Пиннаевым в 1983—87 гг. [3—5]. Ими обнаружено, что в таких средах могут существовать стационарные уединенные волны типа волнового пакета, названные волнами пузырьковой детонации. Оказалось, что для их формирования амплитуда исходной волны должна достигать некоторого критического значения r_k , которое существенно зависит от вязкости несущей фазы. Превышение r_k не влияет на скорость волны пузырьковой детонации, но сокращает время выхода системы на установившийся режим. Показано, что скорость распространения такой уединенной волны D заметно превышает скорость падающей v , которая, однако, возрастает, если увеличивать гидростатическое давление в среде. В последнем случае эта волна может догнать и перегнать детонационную [5]: возникает эффект, аналогичный пересжатой детонации.

В [4] экспериментально обнаружены нижний ($K \leq 0,5\%$) и верхний ($K \geq 8\%$) пределы по объемной концентрации пузырьков в жидкости K , когда пузырьковая детонация неустойчива или исчезает. Причем скорость ее распространения уве-