

4. Поторовская И. Е., Трибельский М. И., Фишер В. И. О волне ионизации, поддерживаемой мощным монохроматическим излучением. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 6.
5. Зельдович Я. Б. К теории распространения пламени. — ЖФХ, 1948, т. 22.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1957.
7. Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. Термохимические явления, стимулированные лазерным излучением. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1981, т. 45, № 6.
8. Мержанов А. Г., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Многозонное горение конденсированных систем. — ПМТФ, 1972, № 6.

Поступила 2/XII 1983 г.

УДК 533.9.07

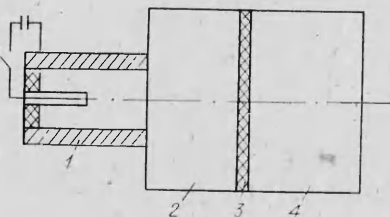
ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ С ТОКОМ В ВОЛНЕ РАЗРЕЖЕНИЯ

В. С. Комельков, А. П. Кузнецов, А. С. Плешанов
(Москва)

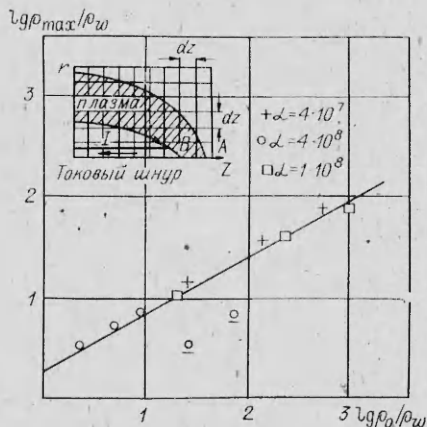
Работа является продолжением исследований [1, 2]. В [2] было показано как экспериментально, так и теоретически, что плазменная оболочка, генерированная коаксиальным ускорителем, может быть ускорена и за пределами коаксиала. Там же было указано на существование пределов такого ускорения. Оказалось, что высокие параметры ускоренной плазмы могут быть получены (на токах порядка 1 МА) лишь при относительно невысокой плотности газа (число атомов водорода $n \leq 10^{17}$ 1/см³), заполняющего ускоритель. Для описанного в [1, 2] эксперимента требуется заполнение межэлектродного пространства газом, плотность которого на порядок превышает ту, при которой возможно получение высокотемпературной плазмы. Возникает противоречие между требованиями для осуществления эксперимента и условиями получения высокопараметрических плазменных образований. Это противоречие, на наш взгляд, может быть устранено, если ускорение плазмы проводить в волне разрежения, распространяющейся навстречу движению плазменной оболочки. При соответствующей синхронизации движения плазмы и волны разрежения можно обеспечить развитие разряда и формирование оболочки в достаточно плотном газе, а ускорение плазмы осуществлять, как и в [2, 3], за срезом ускорителя в существенно менее плотной среде, сформированной волной разрежения.

Данная работа и была посвящена численному исследованию возможностей такого ускорения плазмы. Одна из возможных его схем приведена на фиг. 1, где 1 — коаксиальный ускоритель с накопителем энергии, 2 — ускорительная камера, 3 — раскрываемая диафрагма, 4 — откачиваемая секция. Процесс в такого рода установке развивается следующим образом. Коаксиальный ускоритель выбрасывает в ускорительную камеру плазменный сгусток, который формируется под действием текущего тока в оболочку (фиг. 2). В определенный момент раскрывается диафрагма, образуется волна разрежения, в которой и движется ускоряемая оболочка с током.

Постановка задачи. Рассматривается процесс, происходящий только за торцом коаксиального плазменного ускорителя. Вылетевшая из ускорителя плазма представляет собой осесимметричную оболочку, образованную плазмой, выброшенной из ускорителя, и плазмой, образовавшейся за ударной волной, распространяющейся по окружающему ускорителю газу. Внутри оболочки су-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ществует (это подтверждается экспериментом [2—4]) токовый шнур, соединяющий внутренний электрод коаксиала с оболочкой. Замыкание цепи осуществляется самой плазмой. Как и в [2], плазму можно считать идеально проводящей и квазинейтральной. Схематическая картина рассчитываемого явления приведена в верхнем углу фиг. 2.

Уравнения, описывающие процесс, являются чисто гидродинамическими:

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

где r, z — радиальная и осевая координаты соответственно; u, v — радиальная и осевая компоненты скорости; ρ — плотность; p — давление; ε — удельная внутренняя энергия. Как и в [2], использовались таблицы термодинамических функций водорода и численный модифицированный метод частиц в ячейках.

Начальные и граничные условия. Плазменный сгусток в начальный момент считался диском сжатой в ударной волне плазмы. Параметры плазмы определялись током, начальной плотностью газа в ускорителе и рассчитывались в соответствии с экспериментальными данными и методикой, описанными в [2]. Волна разрежения в начальный момент считалась плоской. Ее фронт находился на расстоянии 4 ячеек расчетной сетки от среза ускорителя, критическое сечение волны имело координату $z = 10$ ячеек. «Хвост» волны простирался за край поля счета. На координатных поверхностях $r = 0$ (ось z) и $z = 0$ (плоскость среза коаксиала) задавались условия типа «жесткая стенка». В ячейках, примыкающих к срезу ускорителя, поток плазмы поддерживался постоянным до тех пор, пока не вытекала вся плазма, содержащаяся в ускорителе.

Начиная с этого момента образуется конфигурация оболочки. На полость оболочки действует магнитное давление p_m , определяемое током I , текущим по шнуру, и расстоянием r от оси z :

$$p_m = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{I}{2\pi r} \right)^2,$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Как и в [2], давление в токовом шнуре находилось из условия равновесия, а его диаметр полагался равным 5 мм. Шаг расчетной сетки задавался равным 10^{-2} м по обеим координатам. Шаг по времени определялся условием устойчивости Куранта.

Результаты расчетов. Были рассчитаны 3 варианта, отличавшиеся величиной тока (1 или 2 МА) и начальным давлением p_0 водорода (10^4 или 10^5 Па). Каждый из вариантов удобно характеризовать параметром $\alpha = I^2/p_0$, А²/Па. Эта величина определяет начальную интенсивность ударной волны и позволяет осуществить сравнение с вариантами [2], где она тоже фигурирует. В обсуждаемых здесь вариантах величина α принимала три значения: $4 \cdot 10^8$ ($I = 2$ МА, $p_0 = 10^4$ Па), $4 \cdot 10^7$ ($I = 2$ МА, $p_0 = 10^5$ Па) и 10^8 ($I = 1$ МА, $p_0 = 10^4$ Па). Как и в [2], основное внимание при исследовании было уделено присоединенной области оболочки. Именно здесь ожидалось образование высокотемпературной и относительно плотной плазмы.

Фиг. 2—5 иллюстрируют результаты расчетов. На фиг. 4 представлены полученные для варианта 1 траектории движения двух характерных точек оболочки: $A(Z_n, 0)$ и $B(Z_{вн}, 0)$. Здесь Z_n — координата z , достигнутая ударной волной, распространяющейся по оси симметрии; $Z_{вн}$ — координата z , достигнутая точкой полости, расположенной на оси симметрии. На фиг. 4 для сравнения приведены траектории движения этих же точек

из [2] (линии, не помеченные крестиками). Заметен существенно изменившийся характер движения этих точек. Точка A начиная с первых моментов движется заметно быстрее в волне разрежения, нежели в однородной среде. Траектория точки B при движении в волне разрежения в течение весьма длительного времени не отличается от траектории этой точки при движении в однородной среде. Это и понятно. Траектория точки A — это траектория ударной волны, генерируемой движущимся поршнем, и факт ее ускорения при движении оболочки в волне разрежения объясняется тем, что по мере продвижения ударная волна выходит во все более разреженные области пространства. Этот факт находится в согласии с результатами решения одномерной автомодельной задачи о распространении ударной волны в атмосфере с уменьшающейся по степенному закону плотностью [5]. Относительно траектории точки B можно сказать следующее. Ее движение в значительной степени определяется количеством плазмы в ее окрестности. Само же это количество зависит от скорости радиального потока плазмы и в первые моменты времени практически одинаково как в случае разлета оболочки в однородной среде, так и в случае разлета в волне разрежения. Оно определяется начальной плотностью газа внутри ускорителя и величиной тока. Со временем радиальный поток в окрестностях точки B при разлете в волну разрежения начинает превосходить радиальный поток разлета в однородную среду (в околоосевую область поступает «информация», доставляемая C_{-} -характеристиками с периферии оболочки, о том, что сопротивление среды, обусловленное наличием волны разрежения, заметно меньше, чем в ее отсутствие), количество вещества здесь заметно уменьшается, и скорость точки B возрастает. Существенно, однако, заметить, что в отличие от движения оболочки в однородной среде скорость движения точки A превышает скорость движения точки B — ударная волна по мере распространения по среде с уменьшающейся плотностью все более отрывается от поршня.

На фиг. 3 изображены профили плотности, относящиеся к различным моментам времени для варианта 1. Тот или иной момент времени определялся положением точки A относительно волны разрежения. Профили взяты по линии AB , т. е. вдоль оси симметрии. Здесь же изображено и распределение плотности в самой волне разрежения, которое относится к начальному моменту времени. Заметим, что за время пролета оболочки сквозь волну разрежения ее профиль ввиду кратковременности процесса изменяется незначительно и для целей иллюстрации достаточно оперировать распределениями параметров газа в волне разрежения, относящимися именно к начальному моменту времени.

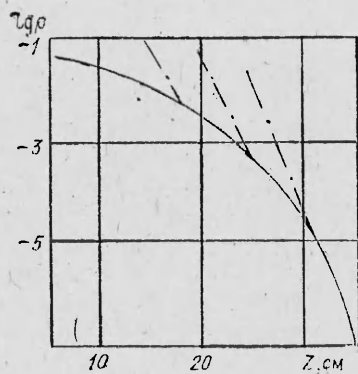
Весьма интересные результаты удалось получить при анализе степени сжатия вещества в околоосевой области. Фиг. 2 представляет собой зависимость величины $K = \lg(\rho_{\max}/\rho_w)$, характеризующей степень сжатия, от переменной $x = \lg(\rho_0/\rho_w)$. Здесь ρ_{\max} — максимальное значение плотности оболочки (достигается в точке B); ρ_w — плотность среды в волне разрежения в точке, достигнутой к данному моменту времени точкой B ; ρ_0 — плотность среды, не возмущенной волной разрежения. Как видно из фиг. 2, логарифмический коэффициент максимального сжатия вещества в оболочке суть линейная функция логарифмического «расстояния» точки максимального сжатия от фронта волны разрежения:

$$(1) \quad K = 0,55x + 0,3.$$

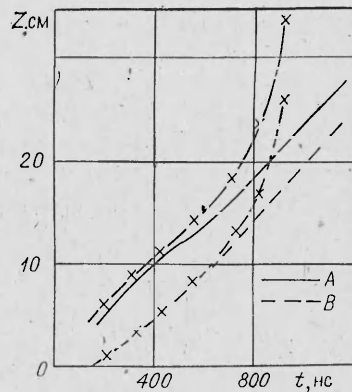
Эту же зависимость можно выразить и в терминах абсолютных величин:

$$\rho_{\max} = 2\rho_0^{0,55}\rho_w^{0,45} \approx 2\sqrt{\rho_0\rho_w}.$$

Зависимость (1) удовлетворительно описывает все просчитанные варианты и справедлива почти для всех моментов времени. Лишь точки варианта $\alpha = 4 \cdot 10^8$, относящиеся к более поздним моментам времени, не ложатся на прямую 1. На фиг. 2 эти точки подчеркнуты.



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Сравнивая полученные результаты с результатами [2], можно отметить, что ускорение в волне разрежения позволяет повысить скорость течения плазмы в приосевой области и ее температуру в 5—8 раз при уменьшении плотности в 20—30 раз. Абсолютные величины параметров ускоренной плазмы имели следующие значения (в порядке нумерации вариантов): $T = 4 \cdot 10^6; 10^7 \text{K}$, $v = 10^6; 2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, $n = 6 \cdot 10^{18}; 3,8 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$.

Важным для всего явления в целом является то, что техника ускорения плазмы в волне разрежения, позволяя начинать разряд в весьма плотной среде и обеспечивая необходимые условия для формирования оболочки, дает возможность достичь таких параметров ускоренной плазмы, которые могли бы быть получены при ускорении в среду постоянной плотности, меньшей, чем ρ_0 , на порядок. Можно сказать и по-другому: ускорение в волне разрежения требует в 2—3 раза меньших токов для получения тех же параметров плазмы, что и ускорение в среду постоянной (равной ρ_0) плотности.

О физическом обосновании принятой модели оболочки. Результаты расчетов, приведенные выше, были получены при следующих предположениях о свойствах плазмы: а) плазма равновесна, б) влияние излучения и электронной теплопроводности искажает распределение внутренней энергии незначительно. Прежде чем приступить к обсуждению затронутых вопросов, отметим, что необходимые для оценок свойств плазмы характеристики степенным образом зависят от ее температуры T и плотности n [5]:

$$(2) \quad f = cT^\beta n^\delta.$$

Здесь f — характеристика плазмы (время установления, плотность излучения и т. п.). Это облегчает анализ и позволяет наглядно иллюстрировать полученные результаты. С этой целью на фиг. 5 в логарифмических координатах $n - T$ нанесены пронумерованные по мере увеличения α точки, характеризующие состояние плазмы при ее разлете в среду с постоянной плотностью. Стрелки показывают состояния, в которые плазма попадает после пролета волны разрежения. Нанесенные на фиг. 5 прямые в соответствии с (2) определяют границы области, где то или иное предположение о предельном значении характеристики f законно.

Характеристиками равновесия плазмы являются времена установления покомпонентного (электронного τ_{ee} и ионного τ_{ii}) и межкомпонентного (τ_{ei}) равновесия. Имея в виду, что в (2) $\beta = 1,5$, $\delta = -1$, а характерное время процесса $\tau = 10^{-7} \text{ с}$, получим уравнения для соответствующих границ:

$$\begin{aligned} \lg T &= 0,67 \lg n - 3,6 \text{ для } \tau_{ee}, \\ \lg T &= 0,67 \lg n - 4,67 \text{ для } \tau_{ii}, \\ \lg T &= 0,67 \lg n - 5,75 \text{ для } \tau_{ei}. \end{aligned}$$

Из фиг. 5 видно, что безусловно равновесная (одножидкостная) плазма имеет место только для варианта 1. Вариант 2 является равновесным, а ва-

риант 3 почти равновесным относительно установления покомпонентного равновесия. Тот факт, что в этих вариантах межкомпонентное равновесие не устанавливается, не может существенно повлиять на результаты расчетов. Дело в том, что процедура счета не имеет дела непосредственно с температурой, а оперирует внутренней энергией, которая позволяет (при наличии покомпонентного равновесия) корректно определить как состояние плазмы, так и ее динамику.

Таким образом, можно сказать, что одножидкостная модель равновесной плазмы оказалась вполне удовлетворительным предположением при данном значении τ .

Оценим влияние электронной теплопроводности. Из уравнения теплопроводности получим, что потери тепла $\Delta\varepsilon$ через поверхность $S = l^2$ при заданных характерных размере l , максимальной температуре T и времени τ выразятся следующим образом:

$$(3) \quad \Delta\varepsilon = \bar{\kappa}(T/l)l^2\tau,$$

где $\bar{\kappa}$ — усредненное значение коэффициента теплопроводности. Подставляя в (3) величину κ из [5], полагая $l = 0,4$, а $\tau = 10^{-7}$ с, получим

$$(4) \quad \Delta\varepsilon = 3,5 \cdot 10^{-13} T^{7/2} \text{ эрг.}$$

В свою очередь внутренняя энергия объема l^3

$$(5) \quad \varepsilon = \frac{2nkT}{\gamma - 1} l^3 = 10^{-13} nT.$$

Для оправдания пренебрежения влиянием электронной теплопроводностью необходимо, чтобы $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$. Задавая десятикратный уровень превышения ε над $\Delta\varepsilon$ и объединяя (4) и (5), получим

$$\lg T = 0,4 \lg n - 0,62.$$

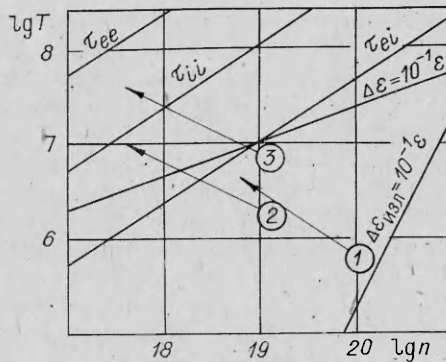
Анализ расположения точек, характеризующих состояние плазмы различных вариантов, показывает, что для варианта 1 учет электронной теплопроводности несуществен. Для варианта 2 этот вывод также справедлив, так как состояния, для которых это влияние делается заметным, достигаются только на конечном этапе разлета, и характерное время процесса здесь может быть уменьшено по сравнению с используемым в оценках $\tau = 10^{-7}$ с в несколько раз. Что же касается варианта 3, то его результаты, строго говоря, некорректны. Реальное состояние плазмы будет таким, что ее температура вряд ли превысит значение 10^7 К. Обнаруженная аномалия течения могла бы представить интерес, но малая достоверность результатов, полученных без учета электронной теплопроводности, не позволяет уделить ей сколько-нибудь значительного внимания.

Для решения вопроса о влиянии излучения на полученные результаты сравним плотность внутренней энергии с плотностью потока излучения. При длине пробега фотонов $l_\phi > l$ (именно этот режим характерен для всех просчитанных вариантов) граница области, где плотность излучения $\Delta\varepsilon_{\text{изл}}$ много меньше плотности внутренней энергии, определится соотношением [5]

$$\Delta\varepsilon_{\text{изл}} = 1,42 \cdot 10^{-27} n^2 T^{1/2} \tau \ll 2nkT/(\gamma - 1).$$

После преобразований, задавая десятикратное превышение ε над $\Delta\varepsilon_{\text{изл}}$, имеем

$$(6) \quad \lg T = -34,64 + 2 \lg n.$$



Ф и г. 5

Область законности сделанного предположения лежит на фиг. 5 выше прямой (б). Видно, что все просчитанные варианты не нуждаются в уточнении в связи с учетом излучения.

Суммируя вышеизложенное, можно сказать, что принятая модель оболочки достаточно обоснованно оперирует сделанными предположениями.

Проведенные численные эксперименты показали, что ускорение плазменной оболочки в волне разрежения повышает возможности ускорителя, позволяя надеяться на получение импульсных потоков высокотемпературной ($T \approx 10^7$ К) и относительно плотной ($n = 10^{17}$ 1/см³) плазмы. По-видимому, полученные данные могут представить интерес и для исследования процессов в ускорителях с импульсным напуском газа, так как ускорение в них также сопровождается наличием волны разрежения, бегущей навстречу ускоряемой плазме.

Кроме этого, анализ разлета плазмы в волне разрежения может оказаться полезным для выяснения механизма ускорения элементарных частиц в процессах, аналогичных тем, которые происходят на поверхности звезды при выходе на нее мощной ударной волны [6] или при разлете лазерной плазмы с поверхности мишени [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С., Кузнецов А. П. и др. Разлет плазменной токовой оболочки.— ПМТФ, 1978, № 5.
2. Комельков В. С., Кузнецов А. П. и др. Динамика плазменной оболочки с вынесенным током.— ПМТФ, 1982, № 2.
3. Комельков В. С., Модзелевский В. И. Коаксиальный ускоритель плотной плазмы.— Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 5.
4. Васильев В. И., Комельков В. С. и др. Устойчивый динамический токовый шнур.— ЖЭТФ, 1960, т. 30, с. 756.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
6. Colgate S. A., Jonson M. H. Hydrodynamic origin of cosmic rays.— Phys. Rev. Lett., 1960, vol. 5, N 6.
7. Басов Н. Г., Бобашев С. В. и др. Спектрометрические наблюдения многозарядных ионов мегавольтных энергий в лазерной плазме.— Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, вып. 7.

Поступила 31/X 1983 г.

УДК 537.84 : 539.374

К МАГНИТОПЛАСТИЧНОСТИ НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ СРЕД

Н. Д. Слатинский, И. Е. Тарапов

(Харьков)

Одной из актуальных задач современной механики является исследование поведения сплошных сред в сильных электромагнитных полях [1]. При этом большой интерес для исследования представляют среды с сильно выраженными магнитными свойствами, поскольку в таких средах существенную роль играет их взаимодействие с электромагнитным полем посредством ponderomotorных сил и притоков энергии от поля к веществу, обусловленных намагничиванием.

Магнитопластические течения намагничивающихся сред реализуются в элементах технических конструкций, работающих в магнитных полях, которые создают давления, близкие к пределу текучести магнитного материала [2]. Исследование таких течений представляет интерес для порошковой металлургии и обработки металлов большими давлениями [3]. Можно ожидать, что влияние эффекта намагниченности является существенным в материалах, образованных спеканием ферромагнетиков с другими металлами.

Основная система уравнений магнитопластичности без учета эффектов намагничивания получена в [4]. Вывод основных уравнений движения намагничивающихся сред дан в [5].

Предположим в несжимаемой и идеально проводящей среде квазистационарность рассматриваемых процессов и обратимость намагничивания. Для описания пластических течений намагничивающихся сред в электро-