

Фиг. 5

зуются лучшие условия образования инверсии, чем получаются при одномерных расчетах. Затем происходит уменьшение коэффициента $\langle k \rangle$, что вызвано появлением ударных волн в потоке.

С ростом расхода интенсивность скачка растет, что видно из фиг. 3, и за ним резко падает коэффициент оптического усиления. Но уменьшение относительной толщины дезактивированной зоны компенсирует это падение, и среднее значение $\langle k \rangle$ на выходе из сопла растет.

Таким образом, результаты расчетов в данном случае позволяют констатировать, что практическая реализация оптимальных параметров сопла и смеси газов, полученных по одномерной теории, будет представлять большой интерес.

Поступила 12 IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А., Макаров В. Н. Оптимизация коэффициента усиления в газодинамическом лазере на углекислом газе. — «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1633—1641.
2. Лосев С. А., Макаров В. Н. Многофакторная оптимизация газодинамического лазера на углекислом газе. I. Оптимизация коэффициента усиления. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 7, с. 1454—1458.
3. Лосев С. А., Макаров В. Н. Многофакторная оптимизация газодинамического лазера на углекислом газе. II. Оптимизация удельной мощности генерации. — «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 5.
4. Лосев С. А., Макаров В. Н. О мощности газодинамического лазера при высоком давлении. — ПМТФ, 1975, № 4, с. 3—7.
5. Левин В. А., Туник Ю. В. Движение релаксирующей смеси газов в двумерных плоских соплах. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1976, № 1, с. 118—125.
6. Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра. — ФГВ, 1973, № 4, с. 463—473.

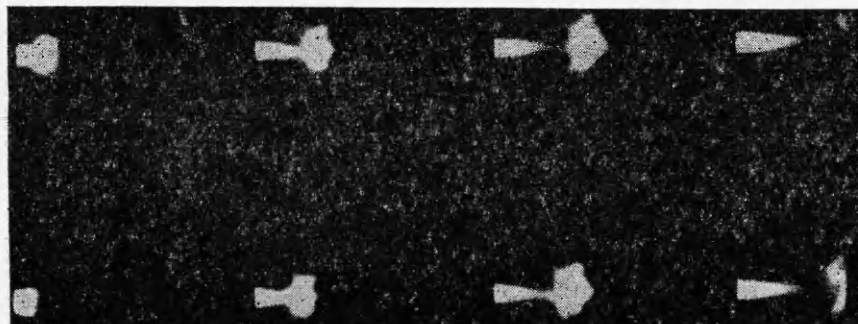
УДК 533.9.07

РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННОЙ ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ

В. С. Комельков, А. П. Кузнецов, А. С. Плешанов,
И. Я. Полонский, Г. Г. Якушев
(Москва)

1. Эксперимент. Импульсный плазменный ускоритель с электродами коаксиальной геометрии [1] и емкостным накопителем энергий 25 кДж (рабочее напряжение 6 кВ, максимальный ток разряда 400 кА) генерировал плотные плазменные сгустки, выбрасываемые из ускорительного про-

межутка со скоростью $(2,5-3) \cdot 10^4$ м/с при давлении рабочего газа (Ar) 20 мм рт. ст. Вылет плазмы происходил в момент максимума разрядного тока, поэтому часть тока могла быть вынесена вместе с плазмой и циркулировать в ней в течение некоторого времени. Размеры коаксиальных электродов: внутренний имел диаметр 10, внешний — 17 мм. длина ускорительного промежутка 300 мм, причем внутренний электрод на 150 мм



Фиг. 1

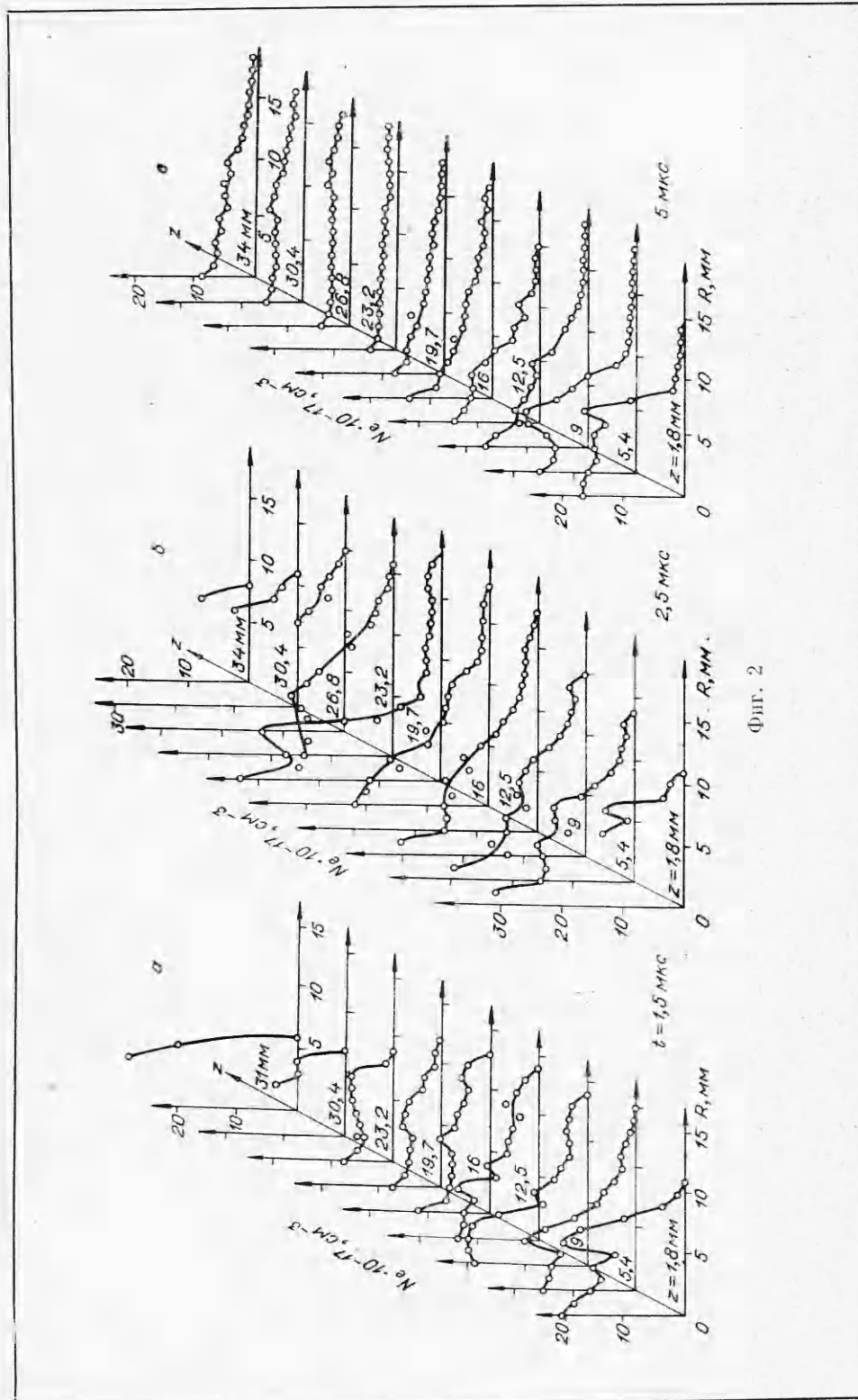
короче внешнего. Электроды изготовлены из молибдена, пропитанного медью с целью уменьшения их эрозии.

Фотографирование плазменного образования после выброса из коаксиала производилось при помощи СФР-2М в режиме кадровой съемки с частотой $1,25 \cdot 10^6$ кадр/с. Характерная СФР-грамма приведена на фиг. 1. На выходе из электродов фронт свечения почти плоский, но затем он заостряется. Светящаяся область состоит из головной части, интенсивно расширяющейся в радиальном направлении со скоростью $\sim 5 \cdot 10^3$ м/с, и «хвоста» — конического образования, не меняющего своих поперечных размеров.

Примерно через 5 мкс после выброса плазмы происходит отрыв головной части от «хвоста», длина которого при этом составляет около 5 см. После отрыва головная часть несколько увеличивает свою скорость в продольном направлении.

С целью изучения внутренней структуры потока производилась интерферометрия плазмы на интерферометре Маха — Цендера с лазерным осветителем на рубине, работающим в режиме гигантского импульса (экспозиция кадра ~ 20 нс). Расшифровка производилась на ЭЦВМ с применением преобразования Абея. Электронная плотность $N_e \cdot 10^{-17}$ в функции радиуса R в различные моменты времени показана на фиг. 2. Следует отметить, что интерферограммы в области фронта головной части не поддаются расшифровке (по-видимому, из-за сильной турбулентности), а также, что на фиг. 2, в головная часть ушла за пределы поля зрения интерферометра. Плотность электронов на оси составляет $(1-3) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, к периферии она спадает. На фиг. 2, в видна перемычка между головной частью и «хвостом» в момент отрыва, соответствующая минимальной концентрации электронов ($4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$).

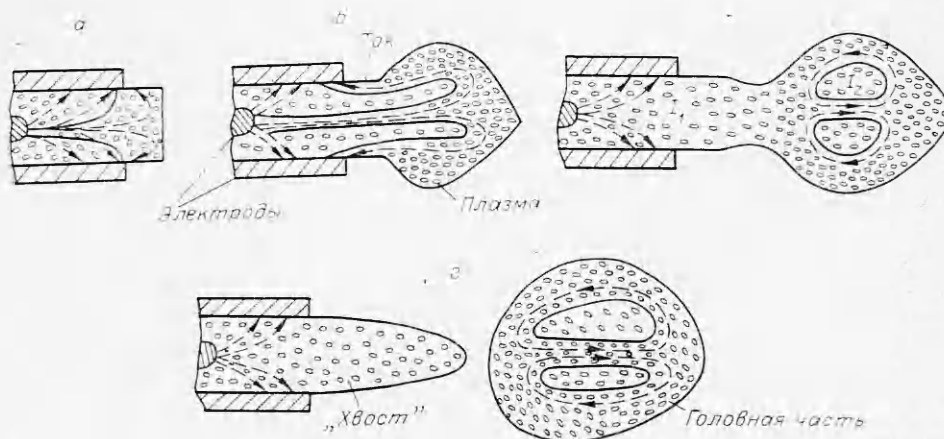
Полученные экспериментально данные можно попытаться объяснить с помощью схемы выброса плазмы, представленной на фиг. 3. В плазме протекает ток разряда, который частично выносится за срез электрода (фиг. 3, а, б). При дальнейшем движении плазменного потока ток в головной части замыкается в петлю (фиг. 3, в), вследствие чего она приобретает



Фиг. 2

добавочное ускорение в осевом направлении и отрывается от «хвоста». Часть тока, оставшаяся внутри электродов, продолжает производить выброс плазмы, образованной как ионизацией остаточного газа, так и эрозией материала электродов.

Вынесенный головной частью ток можно оценить, если предположить, что все давление за фронтом радиальной ударной волны, возбуждаемой расширяющейся плазмой, определяется внутриплазменным магнитным полем. Это дает величину тока ~ 80 кА, т. е. около 20% от максимального значения разрядного тока.



Фиг. 3

Для дальнейших расчетов необходима также начальная масса сгустка. Ее можно грубо оценить следующим образом. Из расчетов по фиг. 2, а можно заключить, что общее количество электронов в плазменном сгустке в момент его выхода из сопла было не менее $\sim 10^{19}$. Если принять средний заряд ионов Ag равным 2, что в общем соответствует температуре и давлению плазмы, то в сгустке должно быть $\sim 5 \cdot 10^{18}$ ионов и его масса имеет величину около $3 \cdot 10^{-7}$ кг, что составляет примерно 15% от массы газа, находящегося в исходном состоянии внутри coaxialных электродов.

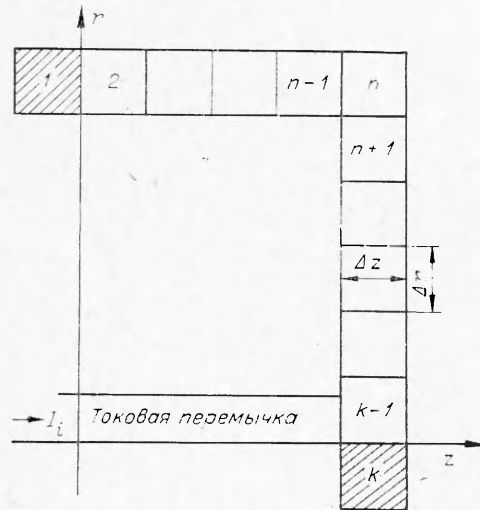
2. Расчет разлета. Модель и метод расчета. Описываемая ниже математическая модель предназначалась для постановки задачи о разлете именно головной части сгустка. Расчет динамики хвостовой части станет возможным после того, как удастся получить сведения о поступлении массы из ускорителя в хвостовую часть и распределении тока в ней.

Разлет головной части сгустка предлагается моделировать следующим образом. Сгусток представляется в виде плазменной токовой оболочки, изображенной на фиг. 4. В приближении бесконечно проводящей плазмы уравнения движения и энергии оболочки имеют вид

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{p_g}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial v}{\partial z} \right] &= 0, \end{aligned}$$

где r, z — радиальная и осевая координаты соответственно; u, v — радиальная и осевая компоненты скорости; ρ — плотность; p_g — газовое давление; p — давление; ϵ — удельная внутренняя энергия.

Влияние внешней среды (Ag в состоянии до начала разряда) учитывалось с помощью модели снегоочистителя [1]. Такое упрощение оправдывалось необходимостью оценить, хотя бы в первом приближении, эффекты наличия внешней среды. Кроме того, наличие некоторой неопределенности в условиях задачи (количество вещества в рассчитываемой части сгустка, величина вынесенного тока и т. п.) давало дополнительное основание ограничиться этим приближением.



Фиг. 4

Число ячеек в процессе деформации оболочки постепенно увеличивалось. При расчете давления, действующего на границе какой-либо ячейки, учитывалось как газовое давление ячейки, соседней с рассчитываемой, так и магнитное. Вещество каждой ячейки моделировалось при расчете переноса 1000 частицами. Границы оболочки прослеживались по ячейке в соответствии с максимальными и минимальными значениями координат частицы, находящейся (или перенесенной) в данной ячейке.

Начальные и граничные условия. Оболочка в начальный момент времени считалась диском, сжатым в ударной волне плазмы. Параметры течения за фронтом сжимающей Ag ударной волны определялись из полученных в эксперименте данных о скорости течения плазмы, которая составила $3 \cdot 10^4$ м/с. Степень сжатия в этих условиях оказалась равной приблизительно 10. Общий разрядный ток, также замеренный в эксперименте, составлял 400 кА и был постоянен. Температура плазмы в сгустке $T = 8 \cdot 10^4$ К, $\rho = 0,45$ кг/м³, $p_g = 3,9 \cdot 10^7$ Па. Оболочка имела начальную осевую скорость $v_0 = 3 \cdot 10^4$ м/с и $u_0 = 0$.

Граничные условия определялись следующими соображениями. Давление снаружи оболочки равно $2,6 \cdot 10^3$ Па, $\rho = 0,04$ кг/м³. Внутри оболочки на расстоянии r от его оси давление вне токовой перемычки было чисто магнитным и определялось выражением

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

не зависящим от конфигурации полости, где I_i — ток, текущий по перемычке (плазменному шнуру); μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

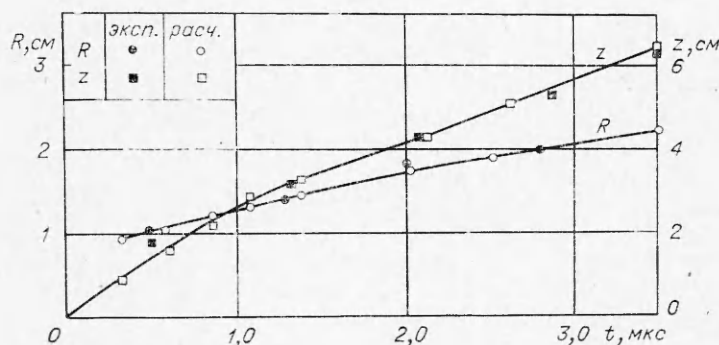
Для замыкания системы (2.1) использовались таблицы термодинамических функций Ag, любезно предоставленные И. Б. Рождественским. По этим таблицам получены зависимости $p = p(\rho, \epsilon)$ и $T = T(\rho, \epsilon)$ в виде полиномов второй степени, которые и использовались в расчете.

Решение системы (2.1) осуществлялось с помощью модифицированного метода частиц в ячейках [2]. Для этого плазменная оболочка разбивалась на ячейки однослойной по пространству эйлеровой сеткой (см. фиг. 4).

Внутри токовой перемычки есть только газовое давление, равное магнитному давлению на ее поверхности.

Для моделирования потока вещества из ускорителя в ячейке 2 (см. фиг. 4) поддерживались начальные условия. Ячейки 1 и k являлись фиктивными, имитирующими граничные условия типа «жесткая стенка». Начальная толщина дна задавалась в соответствии с количеством вещества, образующего сгусток. Наружный радиус диска равнялся 8,5 мм.

Результаты расчета и сопоставление с экспериментом. Первые варианты расчетов, проведенные при условии, что через оболочку идет общий разрядный ток, а ее масса равна первоначальной массе газа в уско-



Фиг. 5

рителе, показали неудовлетворительность этих предположений. Радиальное расширение оболочки и ее осевое смещение оказались завышенными по сравнению с экспериментом в 2—3 раза.

Вариант с зануленным током и полной массой оказался также неудовлетворительным. Осевое смещение оболочки значительно превышало полученные из эксперимента значения, и, кроме того, общая конфигурация оболочки сильно отличалась от экспериментальной.

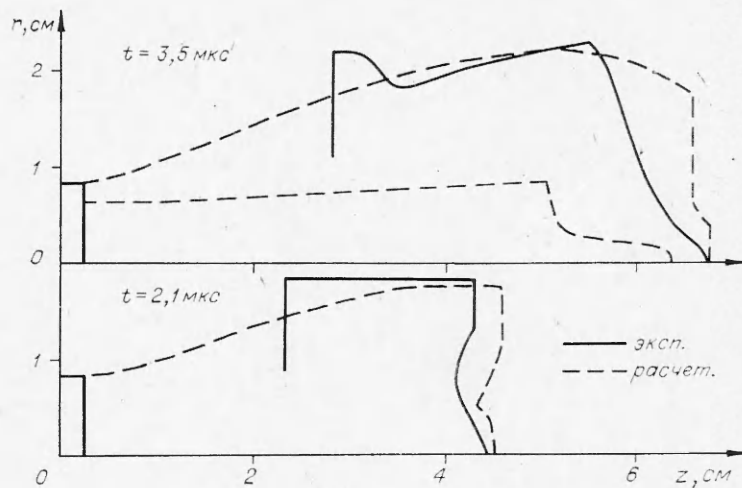
Анализ результатов первых вариантов счета позволил сделать вывод о том, что ток через оболочку составляет часть общего разрядного тока, а ее масса — тоже какую-то долю массы газа в ускорителе. Это и побудило сделать оценки, приведенные в п. 1.

Наилучшее согласие с экспериментом получено при доле тока, захваченного оболочкой, равной 20% от разрядного тока, что соответствует оценке п. 1, и такой же доле массы оболочки от массы газа в ускорителе, что не слишком отличается от оценки п. 1.

На фиг. 5 показаны зависимости от времени радиального расширения и осевого смещения оболочки, здесь же нанесены экспериментальные точки.

Фиг. 6 позволяет сравнить рассчитанную при этих предположениях конфигурацию оболочки с конфигурацией головной части, полученной из эксперимента.

Из анализа фиг. 5, 6 видно, что эксперимент и расчет находятся в хорошем согласии. Следует отметить, что анализ эксперимента обнаружил некоторые характерные особенности разлета оболочки: наличие острия в центре оболочки и практически постоянную скорость осевого перемещения сгустка, установившуюся после $t \approx 1$ мкс и равную примерно половине v . Оказалось, что расчет уловил и эти тонкие эффекты: рассчитываемая конфигурация тоже имеет острие, а осевая скорость пере-



Фиг. 6

мещения сгустка после $t \approx 1$ мкс устанавливается почти постоянной и равной приблизительно $0,5v_0$.

Заметим, что при расчете разлета при токе, равном нулю, (по инерции) эти эффекты не возникают. Торец диска остается плоским, а скорость осевого смещения, как и скорость радиального расширения, монотонно затухает.

Объяснение упомянутых выше эффектов может быть следующим. До $t \approx 1$ мкс «сгребаемый» центральной частью сгустка газ окружающей среды тормозит разлет. В дальнейшем же, видимо, достигается такой режим разлета, что взаимодействие «сгребаемой» массы, волны разрежения, перегоняющей газ из центральной зоны сгустка на периферию, и магнитного давления обеспечивает отмеченное выше постоянство осевой скорости. Отсутствие этого эффекта в радиальном движении вызвано тем, что магнитное давление, падающее квадратично с радиусом, оказывает на боковую стенку оболочки значительно меньшее действие.

Образование острия в центре можно объяснить тем, что в этом районе магнитное давление наибольшее, а инерция этой части оболочки сравнительно велика (радиальный поток вещества еще незначителен).

Таким образом, полученные в результате численного эксперимента результаты позволили не только рассчитать кинетику движения сгустка, но и показать, что сгусток (по крайней мере его головная часть) представляет собой плазменную токовую оболочку, расширяющуюся под действием магнитного давления.

В заключение можно добавить, что результаты расчета дали информацию, которая не исчерпывается данными фиг. 5, 6. Расчет дал возможность следить за толщиной плазменной оболочки и за усредненными по ее толщине термодинамическими параметрами. Оказалось, что, например, к моменту времени 3—3,5 мкс температура оболочки по стенке меняется незначительно и находится в пределах $7,5 \cdot 10^4 \pm 10\%$ К. Давление и плотность монотонно увеличиваются по направлению к торцу и изменяются в пределах $0,4 \cdot 10^7 < p < 1,4 \cdot 10^7$ Па, $0,04 < \rho < 0,17$ кг/м³. Картина распределения термодинамических величин по поверхности оболочки немонотонна и обусловлена неравномерностью распределения магнитного давления и заметным к этому времени влиянием волны разрежения.

Дно оказывается более охлажденным (за счет сгребания холодного вещества окружающей среды), чем стенка. Средняя величина давления на дне составляет 10^7 Па, плотности — $0,16$ кг/м³.

Таким образом, результаты экспериментально-численного исследования разлета плазменного сгустка обнаружили ряд существенных явлений и позволили представить следующую картину разлета. Вылетающая из ускорителя плазма образует две, резко различающиеся области, примыкающие друг к другу:

1. Головная часть, представляющая собой оболочку массой $\approx 0,2$ массы сгустка, внутри которой по токовой перемычке идет ток, составляющий около 20% разрядного. Эта часть разлетается под действием магнитного и газового давлений. Головная часть имеет тенденцию к образованию острия в центре сгустка.

2. Хвостовая часть, представляющая собой струю плазмы переменного сечения, движется в осевом направлении.

Поступила 6 IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С., Модзалевский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении. — ЖТФ, 1971, т. 41, № 5.
2. Кузнецов А. П., Плешанов А. С. Численное исследование МГД-течения Прандтля — Майера. — «Магнит. гидродинамика», 1976, № 4.

УДК 533.95

О БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РАЗЛЕТЕ ИОНИЗОВАННОГО ОБЛАКА В ОДНОРОДНУЮ ЗАМАГНИЧЕННУЮ ПЛАЗМУ

А. И. Голубев, А. А. Соловьев, В. А. Терехин

(Москва)

Введение. В ряде лабораторных экспериментов [1—3] и активных экспериментов в космосе [4, 5] образуется облако плазмы, расширяющееся со скоростью $u_0 \sim 10^7$ — 10^8 см/с. Окружающая разреженная среда находится в однородном магнитном поле H_0 и ионизуется рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, выходящим из облака.

В работах [6—9] рассмотрена задача о торможении облака плазмы при расширении в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле; показано, что характерный радиус торможения облака R_0 определяется из соотношения $R_0 = (Nm_1 u_0^2 / H_0^2)^{1/3}$ (N — полное число ионов в облаке, m_1 — масса ионов облака).

При наличии внешней плазмы необходимо учитывать ее влияние на движение ионов облака. Простые энергетические оценки показывают [10], что если разлетающиеся ионы интенсивно взаимодействуют с окружающей плазмой, то характерное расстояние, на котором тормозится облако, есть $R_* = (3N/4\pi n_*)^{1/3}$ (n_* — концентрация ионов окружающей плазмы). Если $R_0 \ll R_*$, то влияние внешней плазмы на движение облака пренебрежимо мало, поэтому при интерпретации экспериментальных результатов можно пользоваться