

ТРАНСПОРТИРОВКА ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ ПРИ ПОМОЩИ ДВУМЕРНЫХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Г. А. Делоне, М. М. Савченко, В. Б. Студенов

(Москва)

Экспериментально исследовалась транспортировка плазменных сгустков при помощи двумерных мультипольных полей с показателем мультипольности $2s$, равным 4, 6, 8 и 12. Обнаружено, что погонные потери для случая $2s = 4$ в широком интервале значений не зависят от величины магнитного поля и расстояния от пушки. При переходе к случаю $2s = 12$ погонные потери уменьшаются с ростом поля и расстояния от пушки, и транспортировка сгустка в этом случае при прочих равных условиях происходит с меньшими потерями. При достаточно больших полях двенадцатипольника потери плазмы практически отсутствуют вплоть до расстояния, равного 65 см от пушки.

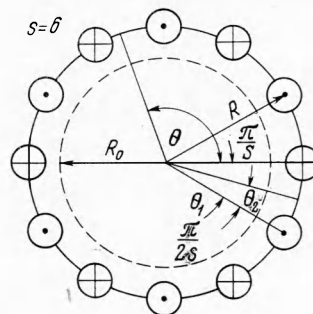
Настоящая работа является в известной мере развитием работы [1], где было установлено, что присевые участки плазменного сгустка транспортируются с малыми потерями при помощи двумерного квадрупольного магнитного поля. Нами исследовались общие потери из сгустка по мере его продвижения в мультипольном поле. Такие исследования, помимо практического интереса, имеют и физический интерес, ибо поведение плазмы в полях с остроугольной геометрией мало исследовано как теоретически (ввиду трудностей, связанных с несохранением адиабатического инварианта), так и экспериментально. Существующие эксперименты относятся в основном к поведению плазмы в трехмерных аксиальносимметричных полях квадрупольного типа — антипробкотронах (см., например, [2]).

Ниже исследуется поведение плазменных сгустков, инжектируемых вдоль оси двумерных магнитных полей как квадрупольного типа, так и с более высокими степенями мультипольности, вплоть до двенадцатипольных систем.

§ 1. Описание установки и методика измерений. Работа производилась на установке, описанной в [1]. Плазменные сгустки рождались искровой пушкой [3] и затем двигались в откачиваемой стеклянной трубе.

Для локальных измерений параметров плазмы (плотности и потока) использовался плоский экранированный зонд с площадью коллектора $0,17 \text{ см}^2$. Для измерения потока плазмы через все сечение трубы, в которой происходило движение сгустка, использовался аналогичный зонд, коллектор которого имел форму полукруга с диаметром, практически равным внутреннему диаметру трубы.

Для описания параметров канализирующего поля введем следующие обозначения: R — радиус цилиндра, на котором расположены прямые проводники с током (фиг. 1), создающие магнитное поле; R_0 — внутренний радиус трубы, в которой движется сгусток; $2s$ — число проводников, создающих поле (показатель мультипольности); z , r и θ — цилиндрические координаты (причем пушка располагается в точке с координатами $(0, 0, 0)$); значения характерных углов θ_1 и θ_2 ясны из фиг. 1. Поле в такой системе, как известно (см., например, [4])



Фиг. 1

Схема устройства, создающего магнитное поле

$$H_r = \frac{0,4Is}{R} \frac{\beta^{s-1}(1+\beta^{2s})\sin s\theta}{(1+\beta^{2s})^2 - 4\beta^2 \cos^2 s\theta}, \quad H_\theta = \frac{0,4Is}{R} \frac{\beta^{s-1}(1-\beta^{2s})\cos s\theta}{(1+\beta^{2s})^2 - 4\beta^2 \cos^2 s\theta} \quad \left(\beta = \frac{r}{R}\right) \quad (1.1)$$

Здесь H — в э, I — в а, r и R — в см.

В описываемых экспериментах $2R_0 = 7,7 \text{ см}$, $2R = 9,8 \text{ см}$ (за исключением одного специально оговоренного случая, когда $2R = 15 \text{ см}$); $2s$ равняется 4, 6, 8 и 12. Максимальная величина применявшегося тока $2,8 \cdot 10^4 \text{ а}$.

Для наглядности и удобства в таблице приведены значения

$$H_r(R_0) = H_1, \quad [\partial H / \partial r]_{R_0} = H_1', \quad H_r(1/2 R_0) = H_2, \quad Q^* = 2s/H_r(R_0), \quad H_\theta = [\partial H_\theta / \partial r]_{R_0}$$

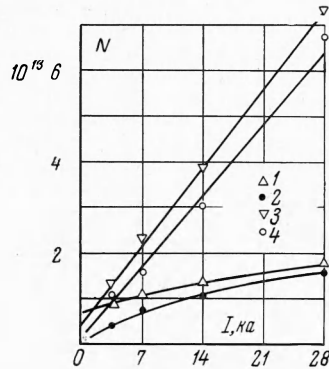
параметров полей для тока $I = 10^4 \text{ а}$, что не уменьшает общности, ибо ток в формулы для поля входит линейно.

Из формул и таблицы видно, что с увеличением степени мультипольности поле все более сосредотачивается вблизи проводников, оставляя все большую присевую

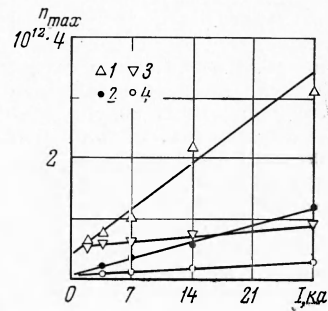
область почти свободной от поля, так как поле падает с уменьшением радиуса при малых β , как β^{s-1} .

Отсюда следует, что потери плазмы, связанные с несохранением адиабатического инварианта¹, должны сильно увеличиваться с ростом показателя мультипольности (см., например, [5⁶]).

§ 2. Результаты и обсуждение экспериментов. Как в четырехполюснике ($2s = 4$), так и в двенадцати полюснике ($2s = 12$) количество плазмы, проходящей в приосевой области через площадку в 1 см^2 , $N_L = N_L(z, I)$, измеренное локальным зондом, увеличивается с ростом магнитного поля (фиг. 2). Потери из приосевой области при достаточно больших полях практически отсутствуют. Значения магнитных полей задаются через значения токов, протекающих по проводникам, которые создают мультипольные поля.



Фиг. 2

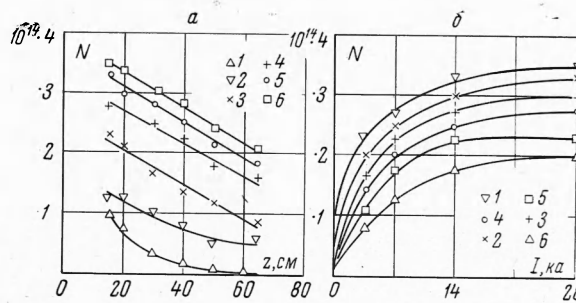


Фиг. 3

Фиг. 2. Изменение количества плазмы N_L , проходящей через 1 см^2 в приосевой области, в зависимости от магнитного поля четырехполюсника (1 и 2) и двенадцати полюсника (3 и 4) на двух расстояниях от пушки $z = 15 \text{ см}$ (1 и 3) и $z = 65 \text{ см}$ (2 и 4)

Фиг. 3. Зависимость максимальной плотности плазмы в приосевой области от магнитного поля четырехполюсника (1 и 2) и двенадцати полюсника (3 и 4) для двух расстояний от пушки $z = 15 \text{ см}$ (1 и 3) и $z = 65 \text{ см}$ (2 и 4)

Максимальная плотность плазмы в ступке $n_{\text{max}} = n_{\text{max}}(z, I)$ также растет с увеличением поля (фиг. 3). С ростом расстояния от пушки плотность, естественно, уменьшается, так как плазма растекается вдоль оси поля.



Фиг. 4. Изменение полного числа частиц плазмы ($2R = 9.8 \text{ см}$) с увеличением расстояния от пушки при различных значениях квадрупольного магнитного поля (а); значения 1: 1—0, 2—1.4, 3—2.8, 4—7.0, 5—14.0, 6—28.0 кА. Изменение полного числа частиц плазмы, проходящей через сечение трубы ($2R = 9.8$), с ростом квадрупольного магнитного поля (б); значения z: 1—15, 2—20, 3—30, 4—40, 5—50, 6—65 см

Обозначим через $N = N(z, I)$ общее число частиц плазмы, проходящих через все сечение трубы при токе I на расстоянии z от пушки. Функция $N(z, I)$ для случая $2s = 4$ имеет существенно иной характер, чем для случая $2s = 12$. В четырехполюс-

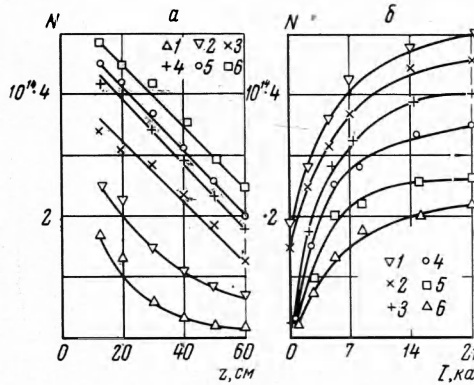
¹ В данном случае возможно рассматривать подобные механизмы, так как длина свободного пробега $\lambda \gg 2R_0$. В самом деле, подставляя в формулу $\lambda = 6 \cdot 10^{13} T^2 / n L_k$ характерные для данного случая значения $n = 10^{12} \text{ г/см}^3$, $T = 12 \text{ эв}$ и полагая кулоновский логарифм $L_k = 15$, получаем $\lambda = 710 \text{ см}$.

нике N линейно падает с z (фиг. 4), то есть погонные потери dN/dz — константа, не зависящая также в широком диапазоне значений и от поля. Увеличение поля, не уменьшая погонных потерь dN/dz , тем не менее, увеличивает количество плазмы N , приходящей в данное сечение трубы. Отсюда следует, что увеличение магнитного поля сверх некоторого предела не улучшает собственно канализацию плазмы (т. е. не уменьшает погонные потери), а лишь уменьшает количество плазмы, гибнущей непосредственно вблизи пушки. Насыщение на кривых $N = N(I)$ свидетельствует об отсутствии потерь плазмы вблизи пушки.

Аналогичные результаты (фиг. 5) были получены в четырехполоснике с несколько иной структурой поля ($2R = 15$ см). Немного отличающееся значение константы dN/dz нельзя безоговорочно приписать изменению структуры поля, ибо пушки в этих двух случаях не были полностью идентичными: в случае $2R = 15$ слюдяная прокладка пушки имела другую толщину. Это несколько изменило параметры рождаемого сгустка: число частиц в нем (что вряд ли имеет существенное значение) и, возможно, температуру.

Движение плазмы в двенадцатиполоснике носит существенно иной характер (фиг. 6). Здесь погонные потери уменьшаются как с ростом поля, так и z , а зависимость $N = N(I)$ не обнаруживает насыщения¹. Потери плазмы в двенадцатиполоснике при прочих равных условиях меньше, чем в четырехполоснике, и при поле $I = 2,8 \cdot 10^4$ а сгусток практически без потерь транспортируется от $z = 11$ см до $z = 65$ см. Отсюда следует, что основные потери плазмы не связаны с несохранением адиабатического инварианта, ибо увеличение степени мультиполярности увеличивает область поля, где адиабатический инвариант не сохраняется.

Сейчас трудно сказать, можно ли объяснить наблюдавшиеся явления в рамках какой-либо простой «щелевой» модели, согласно которой плазма теряется на стенках трубы, вытекая через «щели» магнитного поля. Заметим только, что если предположить ширину «щели» пропорциональной ларморовскому радиусу (т. е. обратно пропорциональной полю), то «суммарная ширина щели» (произведение ширины одной щели на число щелей) в случае $2s = 12$ больше, чем в случае $2s = 4$ (см. таблицу).



Фиг. 5. Изменение полного числа частиц плазмы ($2R = 15$ см) с увеличением расстояния от пушки при различных значениях магнитного поля четырехполосника (а); значения I : 1—0, 2—1,4, 3—2,8, 4—7,0, 5—14,0, 6—28,0 кА. Изменение полного числа частиц плазмы, проходящей через сечения трубы ($2R = 15$ см) с ростом магнитного поля восьмиполосника (б); значения z : 1—14, 2—20, 3—30, 4—40, 5—50, 6—65 см

s, R	$\theta = \theta_2$			$\theta = \theta_1$			
	H_1	H'_0	H_2	Q	$H_\theta _{r=R_0}$	H_θ	$H_\theta _{r=0,5R_0}$
$2s = 12, 2R = 9.8$	1420	1650	45	1	1570	2300	45
$2s = 8, 2R = 9.8$	1390	700	196	0.68	1880	2150	196
$2s = 6, 2R = 9.8$	1240	282	372	0.57	1980	1940	373
$2s = 4, 2R = 9.8$	925	-27.6	623	0.51	2080	1850	635
$2s = 4, 2R = 15$	515	99	270	0.92	590	177	270

Характерные параметры двумерных мультиполярных полей при токе $I = 10^4$ [а], r [см], H [э], $\partial H/\partial r$ [э/см], $2s/H$ [условные единицы].

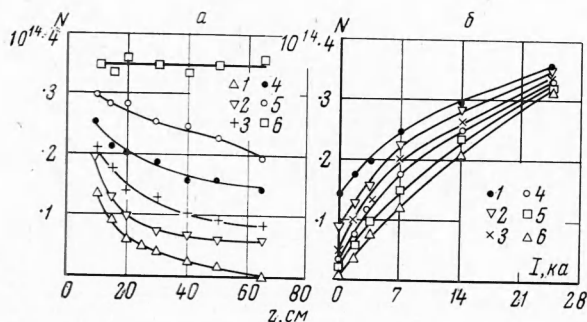
Для количественной характеристики равномерности заполнения плазмой поперечного сечения трубы удобно ввести коэффициент поперечной неоднородности $k = N_L S/N$, где S — площадь сечения трубы. Очевидно, k указывает, на сколько приосевой поток плазмы больше среднего по значению. Из фиг. 7 видно, что при больших I и z в четырехполоснике k почти на порядок выше, чем в двенадцатиполоснике. Поскольку

¹ При дальнейшем увеличении тока насыщение, естественно, должно наступить, так как количество плазмы, рождаемое пушкой, конечно.

потери плазмы из приосевой области гораздо меньше, чем общие (т. е. плазма теряется в основном из периферийных областей), то ясно, что k увеличивается с ростом z .

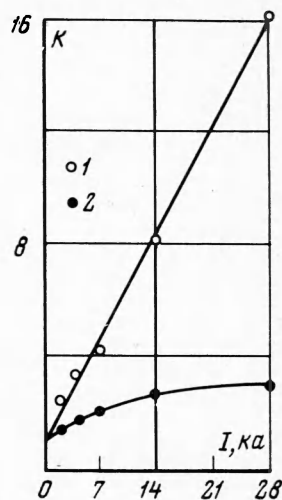
Описание продольного растекания плазменного сгустка удобно производить при помощи функции распределения частиц транспортируемого сгустка по продольным скоростям $f(v)$. Очевидно, общее число частиц, проходящих при токе I через данное сечение трубы,

$$N = \int f(v) dv$$



Фиг. 6

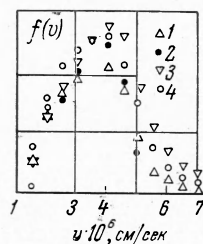
Фиг. 6. Изменение полного числа частиц плазмы ($2R = 9.8$ см) с увеличением расстояния от пушки при различных значениях магнитного поля двенадцатиполосника (а); значения I : 1—0, 2—1.4, 3—2.8, 4—7.0, 5—14.0, 6—28.0 кА. Изменение полного числа частиц плазмы, проходящей через сечение трубы с ростом магнитного поля двенадцатиполосника; значения z : 1—11, 2—15, 3—20, 4—40, 5—50, 6—65 см



Фиг. 7

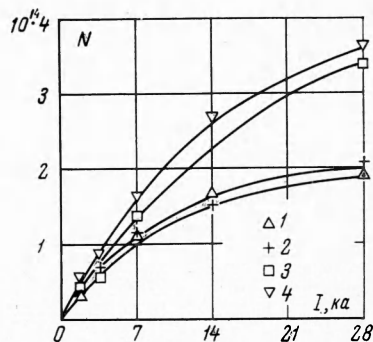
Фиг. 7. Изменение коэффициента неоднородности с ростом магнитного поля для $2s = 4$ (1) и $2s = 12$ (2), $z = 65$ см

Можно показать, что функция распределения $f(v)$ получается из экспериментальной зависимости тока зонда от времени $i = i(t)$ при помощи простого преобразования¹ $f(v) = iz/v^2$. Обработка экспериментальных результатов показывает, что функция распределения слабо зависит от степени мультипольности и величины магнитного поля. На фиг. 8 приведены функции распределения $f(v)$, нормированные



Фиг. 8

Фиг. 8. Вид функции распределения частиц по скоростям в магнитном поле (ток $I = 1.4 \cdot 10^4$ а) четырехполосника (1 и 2) и двенадцатиполосника (3 и 4) на двух расстояниях от пушки, $z = 15$ см (1 и 3), $z = 65$ см (2 и 4)



Фиг. 9

Фиг. 9. Изменение полного числа частиц плазмы, проходящей через сечение трубы ($2R = 9.8$ см) на расстоянии $z = 65$ см от пушки для разных степеней мультипольности $2s$: 1— $2s = 4$, 2— $2s = 8$, 3— $2s = 12$, 4— $2s = 16$

¹ Здесь необходимо сделать два замечания. Во-первых, используются показания интегрального зонда, т. е. $f(v)$ получается усредненной по сечению. Во-вторых, строго говоря, вводимая указанным выше способом функция является функцией распределения по средним скоростям, ибо скорость определяется из соотношения $v = z/t$, где t — пролетное время.

на единицу для скорости $v = 3,5 \cdot 10^6$ см/сек, на разных расстояниях от пушки. Из фиг. 8 видно, что по мере движения сгустка функция распределения также мало меняется, т. е. и быстрые и медленные частицы теряются почти в равной мере (медленных частиц теряется все-таки немного больше). Тот факт, что при движении сгустка функция распределения $f(v)$ практически не меняется, соответствует интуитивному качественному утверждению, что сгусток движется как единое целое с постоянной средней скоростью. Изучались также зависимости $N = N(z, I)$ магнитных мультиполей с $2s=6$ и 8. Из фиг. 9 видно, что в таких полях получаются промежуточные результаты по отношению к случаям $2s = 4$ и $2s = 12$.

Итак, приведенные выше результаты показывают возможность использования двумерных мультиполюсных магнитных полей для транспортировки плазмы.

Поступила 18 I 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Г. А., Савченко М. М. Движение плазменных сгустков во внешних магнитных полях. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 8, стр. 1409.
2. Подгорный И. М., Сумароков В. И. Захват плазмы в ловушку с магнитным полем, нарастающим к периферии. Nucl. Fusion, 1962, Supplement, pt. 1, p. 87.
3. Vostic W. H. Experimental study of ionized matter projected across a magnetic field. Phys. Rev., 1956, vol. 104, № 2, p. 292.
4. Koji Uo, Adiabatic compression of plasma by a cylindrical multipolar cusp magnetic field. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, № 4, p. 596.
5. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. Изд. 2-е, Физматгиз, 1963, стр. 458.
6. Беркович, Фридрикс, Герцель, Град, Киллин, Рубин. Осесимметричная геометрия. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. Главатомиздат, 1959, стр. 146.

ОСОБЕННОСТИ Вихревой стабилизации электропроводного газа в радиальном электрическом поле

Г. Ю. Даутов, Г. М. Мустафин
(Новосибирск)

В работе [1] была исследована неустойчивость поверхности раздела тяжелой электропроводной и расположенной над ней более легкой неэлектропроводной жидкости в сильном электрическом поле плоского электрода. Там же было показано замыкание электропроводной жидкости с электродом в результате развития неустойчивости поверхности. В данной работе математический подход и результаты [1] применены к расчету вихревой стабилизации плазменного шнура в радиальном электрическом поле. Получены формулы для расчета минимальной скорости вращения среды, необходимой для стабилизации шнура, и критического потенциала, при котором поверхность шнура становится неустойчивой (не связанная с электрическим полем гидродинамическая неустойчивость не рассматривается и не учитывается). Показано, что в определенных условиях этот критический потенциал значительно меньше потенциала лавинного пробоя и механизм замыкания плазмы с электродом может играть важную роль в условиях вихревой стабилизации.

Постановка задачи. Пусть длинный плазменный шнур с радиусом \tilde{R}_1 расположен внутри цилиндрической трубки с радиусом R , представленной на фиг. 1, где 1 — плазменный шнур, 2 — стабилизирующая среда, 3 — электрод, 4 — трубка. Трубка состоит из двух половин, между которыми расположен цилиндрический электрод с внутренним радиусом R и закругленными концами, длина электрода значительно больше R . Потенциалы трубки и плазмы равны нулю, потенциал электрода равен U_p . Осесимметричное положение плазменного шнура стабилизируется благодаря вращательному движению плазмы и более плотной неэлектропроводной среды между плазмой и электродом. Плотности плазмы и этой среды соответственно равны ρ_1 и ρ_2 и их скорости вращения v при $r \gg \tilde{R}_1$ подчиняются закону

$$vr = A, \quad A = \text{const} \quad (1)$$

Под действием электрического поля радиус шнура внутри электрода увеличивается до a . В этих условиях до появления неустойчивости поле между цилиндрическими поверхностями $r = a$ и $r = R$ внутри электрода далеко от его концов можно считать цилиндрически симметричным. Требуется определить наименьший потенциал U_p , при котором наступает неустойчивость плазменного шнура, и необходимую для стабилизации минимальную циркуляцию $2\pi A$. С целью определения этих величин рассматривается равновесие границы плазмы и изолирующей среды в двух случаях.