

пФ, т. е. основная часть напряжения $U_{\text{п}}$ прикладывается к вспомогательному тлеющему разряду. Результаты измерений времен запаздывания срабатывания разрядника относительно момента прихода пускового импульса для этих условий показаны на рис. 3 (кривая 1).

Видно, что при увеличении амплитуды импульса поджига время запаздывания уменьшается. Для $U_{\text{п}} \geq 5$ кВ разброс срабатывания разрядника не хуже ± 5 нс. Время t_3 также зависит от тока вспомогательного разряда. Например, для $U_{\text{п}} = 5$ кВ уменьшение тока от 1.6 до 0.38 мА ведет к увеличению времени запаздывания от 300 до 500 нс. При напряжении U_1 , близком к напряжению зажигания тлеющего разряда, и токах около 0.1 мА время запаздывания возрастает и составляет 1—1.5 мкс.

Кривая 2 на рис. 3 показывает зависимость времени запаздывания от напряжения пускового импульса при искусственном перераспределении напряжения $U_{\text{п}}$ между емкостями C_1 и C_2 . Такое перераспределение достигалось за счет подключения параллельно промежутку между электродами 4 и 5 дополнительной емкости $C = 180$ пФ. Здесь основная часть напряжения $U_{\text{п}}$ прикладывалась к извлекающему промежутку. Видно, что время t_3 уменьшается, а также расширяется диапазон условий, в которых t_3 слабо зависит от амплитуды пускового импульса. Кроме того, время запаздывания практически не зависит от напряжения U_0 на аноде прибора при изменении U_0 в пределах 8—20 кВ и изменении $U_{\text{п}}$ от 4 до 8 кВ.

В заключение отметим, что описанные в работе эксперименты проведены при частоте следования импульсов до 20 Гц. Полученные режимы запуска, при которых анодное напряжение не влияет на время запаздывания и обеспечивается наносекундная стабильность времен t_3 , позволяют использовать разрядники для параллельной коммутации импульсных токов на общую нагрузку.

Авторы выражают признательность В. А. Лавриновичу и А. А. Демидову за изготовление разрядных камер в металлокерамическом исполнении.

Список литературы

- [1] Frank K., Christiansen J. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 5. P. 748—753.
- [2] Kozlik C., Frank K., Almen O. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 5. P. 758—761.
- [3] Riege H., Boggasch E. P. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 5. P. 775—777.
- [4] Клименко К. А., Королев Ю. Д. // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по физике газового разряда. Кн. II. Омск, 1990. С. 43—44.
- [5] Коваль Н. Н., Королев Ю. Д., Пономарев В. Б. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 747—752.
- [6] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 256 с.

Институт сильноточной электроники
Томск

Поступило в Редакцию
6 февраля 1991 г.

04
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

ОТЫСКИВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ФОРМ ТЭТА-ПИНЧЕЙ

Э. Л. Амромин

1. Задачи о фигурах равновесия идеально проводящей плазмы затрагивались в [1—3] и в других работах, причем отмечалась сложность отыскания этих фигур, связанная с нелинейностью граничных условий для напряженности магнитного поля H на их поверхности. Еще в [1] подчеркивалось формальное сходство таких

задач с задачами теорий струй идеальной жидкости. Здесь численные методы расчета осесимметричных струйных течений [4, 5] адаптируются для отыскания осесимметричных фигур равновесия плазмы в одной из распространенных [6] магнитных ловушек, причем в отличие от [2, 3] приводятся и обсуждаются результаты многочисленных расчетов.

2. Пусть плазма идеально проводящая, размеры фигуры равновесия много больше ларморовского радиуса, магнитное поле вне фигуры стационарное и безвихревое. Тогда подстановка одного из уравнений Максвелла $2\pi j = c[\nabla, H]$ в уравнение Эйлера $c\nabla P = [j, H]$ на границе фигуры S приводит к условию $\nabla(H, H) = 0$ или

$$(H, H) = H_0^2 \equiv \text{const}, \quad (1)$$

которое в совокупности с условием идеальной проводимости плазмы

$$(H, N) = 0 \quad (2)$$

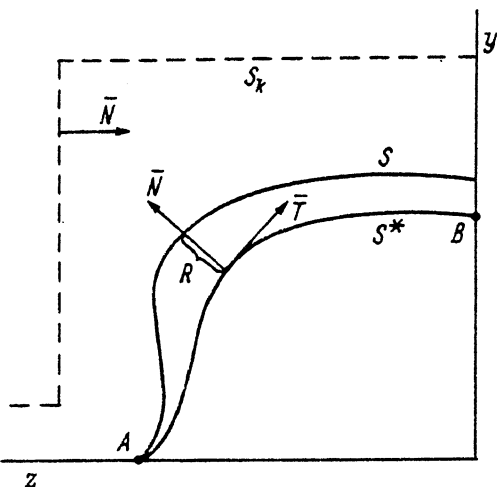


Рис. 1.

однозначно определяет форму S . Здесь N — внешняя нормаль к S . Из совокупности уравнений

$$(\nabla, H) = 0, \quad [\nabla, H] = 0 \quad (3), (4)$$

следует [7] возможность представления H в виде

$$H = f - [\nabla, A], \quad (5)$$

причем определяющие векторный потенциал токи распределены только по идеально проводящим границам — поверхности S и показанной пунктиром на рис. 1 поверхности кожуха S_k . В рассматриваемой осесимметричной задаче вместо вектора A можно рассматривать только его азимутальную компоненту, имеющую плотность I , и принять $f \equiv 0$.

Наличие двух условий к (3) на S делает задачу (1)–(4) нелинейной, поскольку на S заранее неизвестны не только компоненты H , но и компоненты N . Решать ее предлагается последовательными приближениями, используя приемы, отработанные на формально схожих с (1)–(4) задачах гидродинамики. Итогом вычислений явятся форма S и соответствующее заданной длине пинча значение H_0 , отнесенное к среднему значению напряженности вакуумного поля внутри кожуха S_k , на котором также выполняется условие (2).

Каждое приближение состоит из двух этапов. В начальном приближении произвольно, а в дальнейшем по результатам предыдущих приближений определяется пробная поверхность S^* , предположительно близкая к S , т. е. такая, что при сопоставлении S и S^* по N должны выполняться условия

$$\left| \frac{(H^*, H^*)}{H_0^2} - 1 \right| \ll 1; \quad |R| \ll L; \quad |(N^*, N) - (N^*, N^*)| \ll 1. \quad (6)$$

Здесь R — расстояние от S до S^* , а звездочкой отмечены относящиеся к S^* величины. В ходе первого этапа определяется H^* на S^* . Для этого решается известными методами [7] интегральное уравнение, эквивалентное (2) и отличающееся от описанного в [4] тем, что из-за отсутствия магнитного поля не только

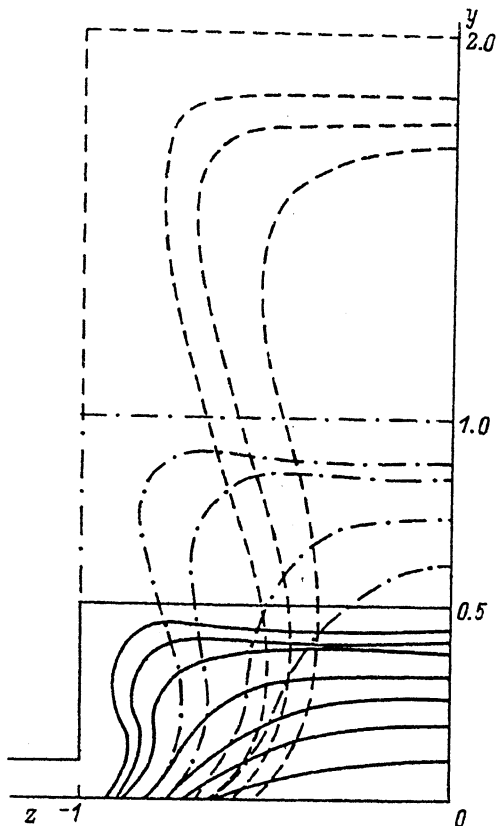


Рис. 2.

внутри пинча, но и вне кожуха на всех границах $I = H^*$ (можно для определения H^* в области с фиксированными границами использовать и другие [2, 3] методы). Затем H^* отождествляется с H и подставляется для проверки в (1), причем H_0 извлекается из результатов предыдущего приближения. Если невязка в (1) оказывается меньше заранее заданного числа ϵ , то задача (1)–(4) считается решенной; в противном случае форма S^* корректируется.

Коррекция, т. е. второй этап каждого приближения, осуществляется с использованием предположений (6). Если принять $H = H^* - (\nabla, \varphi)$, где φ — скалярный потенциал плотности q , то из (1), (2) можно вывести систему двух линеаризованных на S^* соотношений, связывающих R с невязкой в (1),

$$\alpha_1 \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - \alpha_2 R \varkappa H^* = H^* - H_0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial N} + \frac{\partial}{\partial \tau} H^* R = 0. \quad (7), (8)$$

Здесь τ — орт касательной к меридиональному сечению S^* , а \varkappa — его кривизна. Линеаризованным условиям (1), (2), строго говоря, соответствуют $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, но \varkappa при последовательных приближениях становится пропорциональной $\partial^2 R / \partial \tau^2$, и добиться устойчивости вычислений удастся только при $\alpha_2 = 0$. Поскольку при больших $|\varkappa|$ вклад пропорционального кривизне члена в невязку в (1) относительно велик, то приходится ради уменьшения $|\varkappa R|$ назначать $\alpha_1 \gg 1$. Такой прием не искажает вида возмущений, но вычисления приходится

проводить меньшими шагами. Система (7), (8) схожа с выведенной в [8], но рассматривается не на неизвестной поверхности фигуры равновесия, а на произвольной идеально проводящей поверхности.

Математически (7) — сингулярное интегральное уравнение первого рода с ядром Коши [7] относительно q . Из (8) ограниченные значения $\partial R/\partial r$, необходимые для коррекции S^* , можно получить только для функций q , ограниченных всюду на S^* . Это возможно только при выполнении дополнительного условия [7], принимающего конкретно для уравнения (7) вид

$$\int \frac{H_0 - H^* + \alpha_1 I_k\{q\} - \alpha_1 \frac{\partial \varphi}{\partial r}\{q\}}{(l - l_A)^{0.5} (l_B - l)^{0.5}} dl = 0. \quad (9)$$

(2)

Здесь \mathcal{L} — меридиональное сечение S^* , l — дуговая абсцисса на \mathcal{L} , а $I_k\{q\}$ — определенный на ней интеграл Коши. В числителе (9) регулярная функция $\{l, q\}$. Определив из системы (7), (9) $q\{l\}$ и H_0 , следует затем отыскать R из (8) при условии $R(l_A) = 0$ и в заключение каждого приближения перестраивать S^* , располагая заново ее точки на расстоянии R от S^* .

3. Ниже приведен сравнительный анализ равновесных форм пинчей с различным аспектным отношением и при различных отношениях H_0 к средней напряженности вакуумного поля. Расчеты проведены для трех ловушек, у которых ξ — отношение аксиальных размеров к радиальным принимает значения 1, 0.5, 0.25 соответственно.

Меридиональные сечения пинчей приведены на рис. 2, сплошные линии соответствуют $\xi = 1$, штриховые — $\xi = 0.25$, штрихпунктир — $\xi = 0.5$, а длина кожуха во всех расчетах одинаковая. С помощью рис. 3 можно сопоставить этим фигурам соответствующие значения $K = H_0^2$ (за единицу напряженности принято

отношение $\Phi/\pi R_k^2$, где R_k — радиус кожуха). Здесь R_m — максимальный радиальный размер пинча. В совокупности рис. 2 и 3 позволяют по $\{\xi, k\}$ определить также аксиальный размер и объем пинча. Тогда, с точностью до принятых при выводе (1) допущений можно с помощью этих данных определять, например, максимальные достижимые в ловушке температуры.

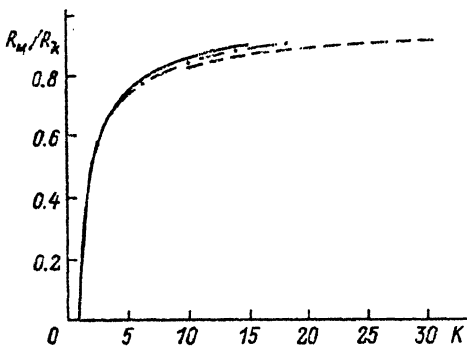


Рис. 3.

Для каждого ξ расчеты удалось довести до почти одинаковых значений $r = R_m/R_k$. При этом с убыванием ξ резко растут отношение давления плазмы к среднему вакуумному давлению, а также неоднородность самосогласованного поля в зазоре между пинчем и кожухом. Для $\xi \leq 0.5$ максимум K лимитирует уже зазор между пинчем и плоской (вертикальной) частью кожуха.

При относительно небольших K функция $r(K)$ практически не зависит от ξ ; при малых ξ в широком диапазоне значений K отношение r практически не меняется.

В заключение можно добавить, что приведенный метод построения фигур равновесия допускает обобщения для неосесимметричных [9] и для нестационарных [10] полей.

- [1] *Кадо́мцев Б. Б., Брагинский С. И.* Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Т. III. М.: Атомиздат, 1958.
- [2] *Вычислительные методы в физике. Управляемый термоядерный синтез.* М.: Мир, 1980.
- [3] *Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П.* Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1982.
- [4] *Амромин Э. Л., Иванов А. Н.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 4. С. 50—55.
- [5] *Амромин Э. Л., Бушковский В. А., Дианов Д. И.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 5. С. 181—184.
- [6] *Бурцев В. А., Грибков В. А., Филиппова Т. И.* // Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 2. М.: ВИНТИ, 1981. С. 80—137.
- [7] *Интегральные уравнения.* М.: Наука, 1968.
- [8] *Кадо́мцев Б. Б.* // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1963.
- [9] *Амромин Э. Л., Зилист Л. П., Тимошин Ю. С.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 175—179.
- [10] *Амромин Э. Л., Бушковский В. А.* // ПММ. 1985. № 6. С. 1032—1035.

Поступило в Редакцию
12 марта 1991 г.