

Многозначность равновесных состояний и нестационарные эффекты формирования электронного потока в магнетронной пушке

А.В. Агафонов, В.С. Воронин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

В рамках аналитического подхода показано, что в коаксиальной магнетронной пушке возможно существование многозначных стационарных состояний пучка при заданных значениях внешних параметров (геометрия диода, напряжение на пушке и внешнее магнитное поле). Показана возможность предельного перехода от кинетического потока к потоку бриллюэновскому. С помощью численного моделирования исследовано влияние предыстории формирования электронного потока на его свойства.

Введение

Несмотря на качественные представления о работе магнетрона, детальное количественное описание динамики частиц в условиях сильного влияния пространственного заряда затруднено нелинейным характером полей. В частности, нет удовлетворительного решения даже проблемы формирования потока для магнетрона с гладким анодом (магнетронная пушка). В данной работе показано, что в рамках принятого кинетического описания в коаксиальной магнетронной пушке возможно существование многозначных стационарных состояний пучка при заданных значениях внешних параметров (геометрия диода, напряжение на пушке и внешнее магнитное поле), отличающихся числом оборотов электронов вокруг катода и током, эмиттируемым с катода. Показан непосредственный предельный переход от кинетического потока к потоку бриллюэновскому. С помощью численного моделирования исследовано влияние предыстории формирования электронного потока на его свойства. Проведено сопоставление аналитических данных и результатов численного моделирования с целью анализа условий применимости существующих теоретических моделей.

1. Теоретические модели

Обычно предполагается, что в начальной стадии в магнетроне формируется магнитоизолированный азимутально симметричный вращающийся электронный поток. Для описания пучка, как правило, применяются две модели: гидродинамическая модель парapotенциального или бриллюэновского потока [1, 2], в которой пучок вращается как целое с дрейфовой скоростью $v_d \propto E_r/B_z$, параллельной электродам, и кинетическая двухпоточковая модель [3, 4], в которой электроны движутся по циклоидальным траекториям, начинающимся и заканчивающимся на поверхности катода. Следует подчеркнуть, что в последнем случае всегда предполагается, что электрон совершает единственный оборот по циклоиде независимо от геометрии диода.

Нетрудно показать, что в плоском диоде к вершине циклоидальной траектории, в которой поперечный импульс и результирующая сила одновременно обращаются в нуль, можно “пришить” как нисходящую (что обычно и делается), так и восходящую траекторию, симметрично продолжив их до катода, т.е. вершина траектории в плоском диоде является точкой ветвления решений.

В [5] было показано, что в коаксиальном цилиндрическом диоде возможность искусственного пришивания траекторий отсутствует: цилиндрическая метрика снимает вырождение. Причем структура кинетического потока отличается от обычной тем, что смещение электронов вокруг оси может существенно превосходить 2π . Чем больше число оборотов электронов, тем большее время он пребывает в ускоряющем промежутке, и тем меньше должен быть эмиссионный ток с поверхности катода. Таким образом, стационарное состояние электронного потока зависит от величины выбранного тока эмиссии (при этом электрическое поле на поверхности катода может быть равно нулю, что соответствует условию ограничения тока эмиссии пространственным зарядом, но величина эмиттируемого тока существенно меньше предельного и, в принципе, может стремиться к нулю).

2. Парapotенциальная (бриллюэновская) модель [1]

В дальнейшем используется система единиц, в которой $c = e = m_e = 1$. Электронный поток состоит из круговых траекторий с радиусами r , заполняющих полностью или частично промежутки между катодом с радиусом r_k и анодом с радиусом r_a : $r_k < r < r_e$, $r_e \leq r_a$.

Внешние (граничные) параметры — анодное напряжение $(\gamma_a - 1)$ и (сохраняющееся в режиме коротких импульсов) среднее значение магнитной индукции в зазоре диода B_0 — связаны с параметрами электронного потока соотношениями

$$\ln\left(\frac{r_e}{r_k}\right) = \int_0^{A_e} \frac{dx}{\sqrt{(C^2 + x^2)(1 + x^2)}}, \quad \gamma_a = \gamma_e + r_e E_e \ln\left(\frac{r_a}{r_e}\right),$$

$$r_a A_a = \frac{r_a^2 - r_k^2}{2} B_0 = r_e A_e + \frac{r_a^2 - r_e^2}{2} B_e,$$

из которых в частном случае $r_e = r_a$ (электронный поток занимает все пространство анод–катод) существенно только последнее соотношение между средней магнитной индукцией и напряжением на диоде

$$(r_a^2 - r_k^2) B_0 = 2r_a \sqrt{\gamma_a^2 - 1}.$$

3. Кинетическая (эмиссионная) модель [4]

Эта модель, предполагающая наличие эмиссионного тока с катода, возвращающегося обратно на катод, описывается системой уравнений для $\gamma(r)$, $A(r)$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\gamma}{dr} \right) = \frac{f_0}{r} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - A^2}}, \quad \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA) \right) = \frac{f_0}{r} \frac{A}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - A^2}},$$

$$\frac{d\gamma}{dr} = E, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA) = B,$$

где константа f_0 характеризует плотность эмиссионного тока. На катоде $\gamma(r_k) = 1$, $A(r_k) = 0$, $E(r_k) = 0$, $B(r_k) = B_k$, а внешняя граница электронного потока характеризуется радиусом r_e , на котором электроны поворачивают обратно к катоду, и

радиальный импульс электронов $p_r = \sqrt{\gamma^2 - 1 - A^2}$ равен нулю. Анодное напряжение и среднее значение магнитной индукции и в этой модели связаны с параметрами электронного потока соотношениями

$$\gamma_a = \gamma_e + r_e E_e \ln \left(\frac{r_a}{r_e} \right), \quad r_a A_a = \frac{r_a^2 - r_k^2}{2} B_0 = r_e A_e + \frac{r_a^2 - r_e^2}{2} B_e.$$

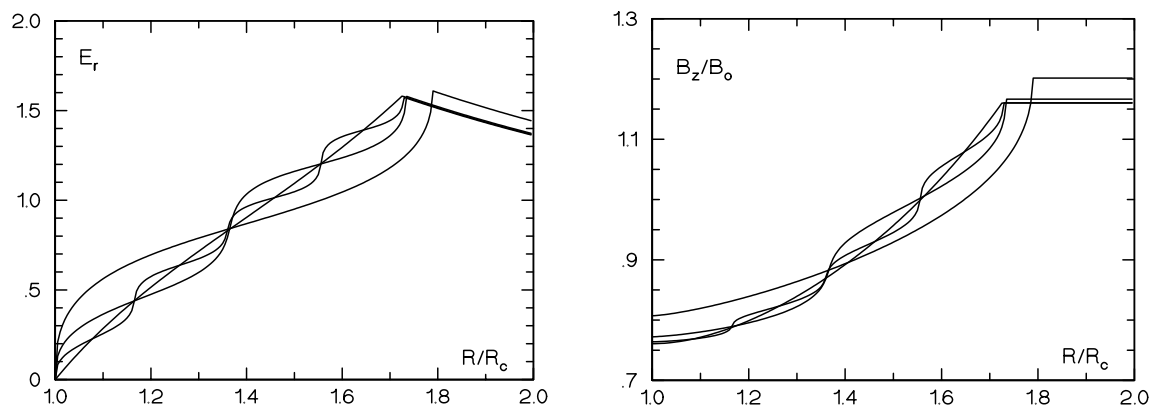


Рис. 1: Кинетические ($n=1,2,4$) и бриллюэновская модели вращающегося пучка (слева $E(r)$, справа $B(r)$) для одинаковых внешних условий (напряжение и магнитное поле).

Результаты расчетов по этим моделям приведены на рис. 1. Для одних и тех же внешних условий (напряжение и внешнее магнитное поле) и с нулевым электрическим полем на катоде показаны бриллюэновское гладкое состояние и три кинетических из множества возможных для числа слоев $n = 1, 2, 4$. При увеличении числа слоев ток эмиссии с катода стремится к нулю, электроны совершают все больше оборотов, прежде чем попасть обратно на катод, и кинетическое состояние постепенно переходит в бриллюэновское. В условиях, когда магнитное поле гораздо сильнее электрического, бриллюэновское состояние оказывается единственно возможным. При этом кинетическое решение появляется, если только предположить, что электрическое поле на катоде не равно нулю. Заметим, что в обращенном магнетронном диоде (с внутренним анодом) существует только однослойное кинетическое состояние, что свидетельствует о существенном влиянии цилиндричности диода. В “плоском” же приближении для кинетической модели нет критерия для ограничения числа слоев какой-то величиной, и обычный выбор $n = 1$ по существу ничем не обоснован.

4. Временные эффекты и теоретические модели

Обсуждение эффектов, наблюдающихся в магнетронной пушке, имело основной целью показать, что теоретические модели, описывающие, казалось бы, одну и ту же ситуацию, на самом деле, отвечают различным физическим условиям. Проиллюстрируем это на примере сопоставления результатов аналитических расчетов и численного моделирования, проведенного по PIC-коду КАРАТ [6].

Моделирование эмиссии частиц в данном коде может быть реализовано двумя способами: заданием закона изменения тока эмиссии, величина которого может быть как

меньше, так и больше предельного тока, при определенной фиксированной величине приложенного напряжения (эта ситуация отвечает условиям эмиссии с фотокатодов или внешней инжекции пучка сквозь поверхность эмиттера); заданием величины тока эмиссии, заведомо превосходящей предельное значение, и увеличением напряжения на диоде до некоторого постоянного значения (ситуация, характерная для термоэмиссионной пушки).

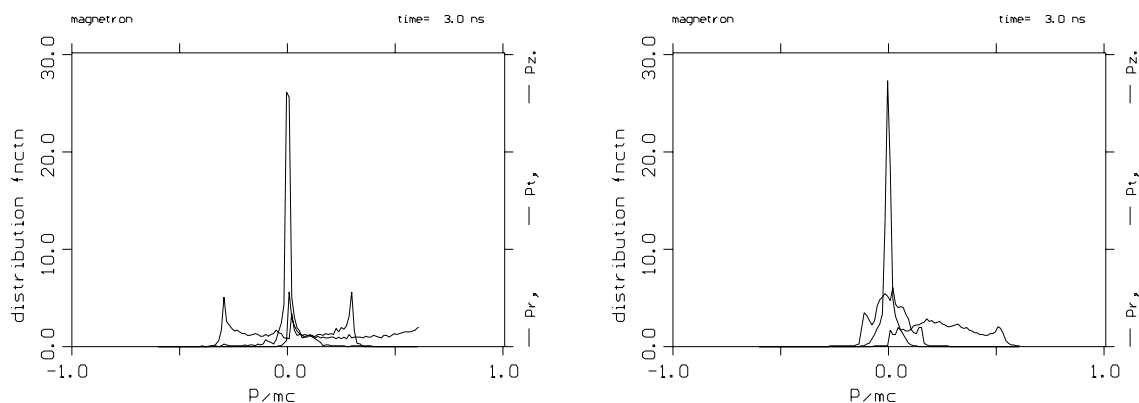


Рис. 2: Примеры функций распределения.

На рис. 2 показаны характерные функции распределения частиц в этих двух случаях. В первом случае реализуется состояние с однократным оборотом электронов по циклоиде (симметричное двуровное распределение электронов по импульсу p_r) без накопления заряда в ускоряющем промежутке, во втором — симметричное распределение частиц по p_r с захватом электронов на нарастающей части напряжения, ростом числа частиц в ускоряющем промежутке и реализацией состояния с многооборотной динамикой электронов.

Работа выполнена при поддержке гранта 96-02-19215а.

Литература

- [1] А.В.Агафонов, В.С.Воронин, А.Н.Лебедев, К.Н.Пазин. ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1909.
- [2] J. M. Creedon. J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p.1070.
- [3] R. V. Lovelace, E. Ott. Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 1263.
- [4] В.С.Воронин, А.Н.Лебедев. ЖТФ, 1973, т. 43, с. 2591.
- [5] A. V. Agafonov, D. B. Orlov. Proc. of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, USA, v. 2, p. 1397.
- [6] Котеташвили П.В., Рыбак П.В., Тараканов В.П. Препринт ИОФАН, 1991, №44.