

**ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ  
ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ**

*В. Я. Гольдин, Н. Н. Калиткин, Б. Н. Четверушкин*

*(Москва)*

Рассматриваются разряды в камерах со сплошными электродами. Показывается, что если к ним применимо одномерное МГД-приближение, то с той же точностью применимо гораздо более простое электротехническое приближение. Описываются расчеты взрывающихся проволок.

1. Пропуская сильный ток через плотную плазму, нетрудно нагреть ее до нескольких киловольт и вызвать интенсивное свечение. Подобные источники света обладают высоким КПД преобразования электроэнергии в излучение — иногда выше 50%, чем и объясняется повышенный интерес к ним в последние годы. Эти задачи характеризуются естественной цилиндрической симметрией. При теоретическом анализе и численном моделировании таких разрядов пользуются одномерным МГД-приближением [1]. Если же МГД-эффекты невелики, то для расчета электромагнитного поля можно предложить более простое электротехническое приближение, описанное ниже.

Как и в [1], мы рассматриваем разряд в одномерном приближении, считая его цилиндрически симметричным. Движение плазмы описывается уравнениями Эйлера с учетом сил Лоренца:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad \rho r dr = dm,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial}{\partial m} (p_{\perp}^* + w) + \frac{F}{\rho}.$$

Здесь  $t$  — время;  $\rho$  — плотность;  $v$  — скорость,  $r, m$  — пространственная и массовая координаты;  $p$  — давление;  $w$  — давление, соответствующее искусственной вязкости;  $F$  — лоренцева сила.

Уравнение энергии включает в себя джоулев нагрев и члены, учитывающие теплообмен за счет излучения (производная по времени в обоих уравнениях лагранжева):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial m} (W + W_{\text{и}}) - (p + w) \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{q}{\rho},$$

где  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы;  $q$  — джоулево тепло;  $W$  — поток энергии, обусловленный электронной теплопроводностью:

$$W = - \kappa_e \rho r^2 \frac{\partial T}{\partial m},$$

где  $T$  — температура;  $\kappa_e$  — коэффициент электронной теплопроводности. Излучение предполагается неравновесным. Его перенос описывается

многогрупповым кинетическим уравнением

$$\begin{aligned}\vec{\Omega} \nabla I_k + \kappa_k I_k &= \frac{1}{4} \kappa_k \sigma_k T^4, \\ \sigma_k &= \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\text{равн}}(\nu) \frac{d\nu}{T^4}, \\ W_{\text{и}} &= \sum_{k=1}^N r \int \left( \vec{\Omega} \frac{\vec{r}}{r} \right) I_k(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega},\end{aligned}$$

где  $\kappa_k$  — средний коэффициент поглощения для группы с учетом переизлучения;  $I_{\text{равн}}(T, \nu)$  — спектральная интенсивность равновесного излучения.

Методы расчета переноса излучения приведены в работе [2]. Уравнения газовой динамики аппроксимировались чисто неявной схемой, газодинамические члены которой записывались в консервативной форме, магнитные — в неконсервативной. Поскольку магнитное поле непрерывно всюду, в том числе и на ударных волнах, консервативная запись магнитных членов необязательна. В наших расчетах баланс энергии соблюдался с хорошей точностью.

В электротехническом приближении плазменный столб является просто проводником, имеющим переменную по сечению проводимость и характеризующимся собственными сопротивлением, индуктивностью и емкостью (последняя пренебрежимо мала). Магнитное поле в данной точке плазмы равно

$$(1) \quad H(r) = 2I(r)/r; \quad I(r) = 2\pi \int_0^r r' j(r') dr'.$$

Здесь  $I(r)$  — ток, протекающий внутри данного радиуса.

Подсчет сопротивления плазменного столба очевиден. Его индуктивность определяется из соотношения

$$\frac{1}{2} LI^2 = \int \frac{1}{8\pi} H^2 dV,$$

где интегрирование ведется по всей области, в которой имеется поле, т. е. в задачах с наружным обратным проводом — до обратного провода, а в задачах с внутренним обратным проводом — до наружной границы плазменного столба.

Используя уравнение (1), можно выразить индуктивность через распределение проводимости по сечению. При этом следует учитывать, что напряженность электрического поля постоянна в лабораторной системе координат и связана с плотностью тока соотношением

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}).$$

В большинстве задач член  $\vec{v} \times \vec{H}$  является малой поправкой. Пренебрегая им, получим следующее выражение для индуктивности плазмы в конструкции с наружным обратным проводом:

$$L_{\text{ГП}} = 2 \cdot 10^{-9} l_{(\text{см})} \left\{ \int_0^{r_{\text{ГП}}} \frac{dr}{r} \left[ \int_0^r \sigma(\xi) \xi d\xi \right]^2 \right\} \cdot \left[ \int_0^{r_{\text{ГП}}} \sigma(\xi) \xi d\xi \right]^{-2}.$$

Полный ток в цепи и напряжение на электродах определяются при этом из решения электротехнического уравнения:

$$\frac{d}{dt} [(L_{\text{ц}} + L_{\text{пл}}) I] + (R_{\text{ц}} + R_{\text{пл}}) I + U_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t I dt = 0.$$

2. В экспериментах инициирование обычно производится с помощью искрового разряда либо взрыва проволочек или фольги. При этом создается тонкий слой плазмы с температурой порядка нескольких тысяч градусов. Точное значение параметров слоя в эксперименте не определяется. В наших расчетах инициирование моделируется заданием начальной температуры в слое толщиной 0,5 мм.

Для выяснения влияния условий инициирования было произведено несколько численных расчетов, отличающихся параметрами подогретого слоя. Расчеты показали, что при слишком малой начальной температуре разряд не развивается. Начиная с некоторой критической температуры  $\sim 0,3$  эВ разряд развивается нормально, причем ход процесса только в самом начале зависит от температуры инициирования. Уже через 0,2 мкс различие между всеми вариантами стирается. Это нетрудно понять. При уменьшении начальной температуры увеличивается сопротивление слоя. Это приводит к большему выделению джоулева тепла и более быстрому нагреву плазмы; однако, если сопротивление чересчур велико, оно фактически размыкает цепь и гасит разряд. Отметим, что физически наиболее разумными являются температуры поджига порядка 3—5 тыс. градусов при толщине слоя порядка десятых долей миллиметра. Однако в расчетах по МГД-приближению [1,3] удавалось провести расчет лишь при начальной температуре 1 эВ и выше; при меньшей начальной температуре ток затухал. В электротехническом приближении легко выполняются расчеты с физически разумными параметрами.

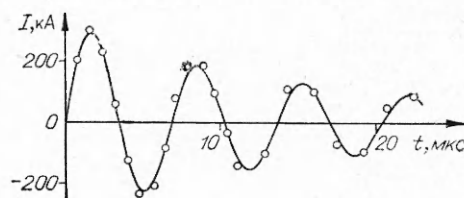
3. Развитая стадия разряда одинаково точно рассчитывается как в МГД-приближении, так и в электротехническом (хотя второе приближение значительно проще). Для иллюстрации этого на фигуре приведены кривые токов для одной модельной задачи. Точками изображены результаты расчета в МГД-приближении, линией — в электротехническом.

Расчеты экспериментальных конструкций малых размеров показали хорошую точность электротехнического приближения. Расчеты и физический анализ соответствующих разрядов будут опубликованы отдельно.

4. Рассмотрим применение электротехнического приближения к проволочкам и фольгам, взрываемым быстрым импульсом тока. Они интересны сами по себе [4]. Кроме того они могут служить для инициирования сильноточных разрядов.

На первый взгляд кажется, что, благодаря высокой проводимости металла, время диффузии поля будет велико, образуется скин-слой и электротехническое приближение окажется неприменимым. Однако так будет лишь при слабых токах, не приводящих к взрыву проволочки. При нагреве проволочки до температур порядка температуры плавления ее проводимость резко падает, а толщина скин-слоя возрастает и обычно становится больше толщины проволочки. А это и означает применимость электротехнического приближения.

Отсюда вытекает ряд важных следствий. Впервые они были получены в численных расчетах [3], но их нетрудно понять из физических соображений. Нагрев проволочки, за исключением самого начала процесса, практически равномерен по сечению. Энергия подводится настолько быстро, что проволочка перегревается выше температуры испарения и взрывается одновременно по всей массе, когда достигается критическая температура. Образовавшиеся плотные пары разлетаются в окружающую среду.



Когда плотность паров становится ниже так называемой «плотности металлизации» [6], проводимость резко падает на 3—4 порядка, и ток прерывается. Падение плотности происходит не одновременно по всему сечению, а в волне разгрузки, идущей от внешней границы к оси. Поэтому время прерывания тока приблизительно равно времени движения волны разгрузки:

$$\tau = r_{\text{гран}} / c_{\text{зв}},$$

где  $c_{\text{зв}}$  — скорость звука. Для фольги в эту формулу надо подставлять половину ее толщины. Время будет малым, поскольку скорость звука в металле велика. Нетрудно получить времена прерывания менее 0.1 мкс.

Поскольку в цепи всегда имеется индуктивность, то резкое выключение тока приводит к возникновению перенапряжений. Таким способом нетрудно получить напряжения, в десятки раз превышающие напряжение на батарее конденсаторов, разряжавшихся через проволочку.

Авторы искренне благодарны Д. А. Гольдиной, составившей необходимые программы и проводившей расчеты на ЭВМ.

Поступила  
2 IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдин В. Я., Гольдина Д. А., Данилова Г. В., Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Курдюмов С. П., Никифоров А. Ф., Попов Ю. П., Рогов В. С., Розанов В. Б., Самарский А. А., Уваров В. Б., Царева Л. С., Четверушкин Б. Н. Исследование задач магнитной радиации газодинамики численными методами на ЭВМ. М., Изд. ИИМ, 1971, препринт № 36.
2. Гольдин В. Я., Четверушкин Б. П. Методы решения одномерных задач радиационной газовой динамики. ЖВМ МФ, 1972, № 4, с. 990—1001.
3. Попов Ю. П. Полностью консервативные разностные схемы и их применение для численного исследования задач магнитной гидродинамики. Канд. дисс. М., ИИМ, 1971.
4. Чейс У. Взрывающиеся проволочки. УФН, 1965, т. 85, № 2, с. 381—386.
5. Гольдин В. Я., Калиткин Н. Н. Электрический взрыв проволочки. М., Изд. ИИМ, 1970.
6. Алексеев В. А. Измерения электропроводности и плотности металлов в закритическом состоянии. ТВТ, 1970, т. 8, № 3, с. 641.