

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.385 : 537.525

П. С. БУЛКИН, В. Н. ПОНОМАРЕВ, Г. С. СОЛНЦЕВ

### К ВОПРОСУ О ФОРМИРОВАНИИ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В ДЛИННЫХ ТРУБКАХ

В формирующемся СВЧ-разряде одновременно с ростом концентрации электронов  $n_e$  изменяются условия распространения СВЧ-волны в плазме. Наиболее сильное изменение условий происходит при  $n_e$ , близких к  $n_{кр}$ , когда частота ленгмюровских колебаний электронов равна частоте поля.

В определенном диапазоне давлений газа и мощности СВЧ-колебаний существуют две стадии в формировании СВЧ-разряда в длинных трубках, установленных по оси волновода. Первая стадия — нормальный разряд. Вторая стадия — аномальный разряд [1].

В нормальном СВЧ-разряде длина волны в волноводе с разрядом больше, чем в волноводе без разряда. В процессе его формирования концентрация электронов растет синфазно во всем объеме трубки, оставаясь ниже критической величины  $n_{кр}$ .

Аномальный СВЧ-разряд возникает в конце трубки, обращенном к магнетрону. Концентрация электронов в нем ( $n_{ан}$ ) выше критической. По мере своего формирования аномальный разряд распространяется вдоль трубки, заполняя новые, более удаленные от магнетрона части. В аномальном СВЧ-разряде длина волны в волноводе с плазмой меньше, чем в волноводе без плазмы.

В некотором диапазоне давлений газа и мощности СВЧ-колебаний имеет место одновременное существование аномального разряда (в части трубки, наиболее близкой к генератору СВЧ-колебаний) и нормального разряда (в остальной части трубки). Между аномальным и нормальными разрядами есть переходный слой, в котором  $n_e \approx n_{кр}$ . Этот слой вызывает большое ослабление СВЧ-волны, которое можно наблюдать по огибающей проходящей СВЧ-волны [6]. Слой перемещается в направлении движения СВЧ-волны со скоростью распространения аномального разряда  $v = 10^6 - 10^8$  см/сек. Переходный слой, двигаясь впереди аномального разряда, представляет собой своеобразную «пробку», препятствующую прохождению СВЧ-волны значительной амплитуды по волноводу с плазмой. При достаточной мощности СВЧ-колебаний слой успевает за время импульса достичь конца трубки. Тогда вдоль всей трубки устанавливается аномальный разряд, и ослабление проходящей за трубку СВЧ-волны резко уменьшается.

В настоящей работе изложены результаты исследования формирования аномального СВЧ-разряда в длинных трубках, заполненных водородом. Опыты проводились при частотах СВЧ-колебаний  $f = 3000$  мГц и  $f = 9400$  мГц. Длины трубок и внутренние диаметры были соответственно 30 и 0,6 см (для  $f = 9400$  мГц) и 86 и 3,0 см (для  $f = 3000$  мГц). Трубки помещались внутри волновода, вдоль его оси. Канализация СВЧ-мощности осуществлялась волной  $H_{01}$  по прямоугольным волноводам сечений  $23 \times 10$  мм и  $72 \times 34$  мм. Тракт заканчивался согласованной нагрузкой. Длительность СВЧ-импульса была 3 мксек; частота повторения импульсов 400 гц.

Скорость формирования аномального СВЧ-разряда вдоль трубок измерялась двумя способами. Первый способ состоял в перемещении фотоэлектронного умножителя вдоль волновода с трубкой и осциллографировании фототока [1, 2, 3]. При использовании второго метода разрядная трубка помещалась внутри волноводной секции измерительной линии, которая составляла часть волноводного тракта. Сигнал огибающей импульса СВЧ-мощности, идущий с детектора измерительной линии, имеет резкий провал. Ширина провала, выраженная в единицах времени, равна времени пробега области аномального разряда от начала трубки до места, где расположен зонд линии.

На основании экспериментальных данных были построены графики зависимости скорости разряда в начале трубки от частоты ионизации  $\nu_i$  (см. рис.) Величина  $\nu_i$  рассчитывалась по значению эффективного поля на основании результатов работы [4]. Скорость измерялась в начале трубок, где ослабление СВЧ-волны на длине аномального разряда невелико.

Механизм перемещения аномального разряда по трубке в настоящее время нельзя считать выясненным. Одно из возможных объяснений заключается в перемещении фронта ионизации газа без передвижения самой плазмы. Второе связано с перемещением плазмы вдоль трубки. Это перемещение может быть обусловлено, например, силами давления СВЧ-волны на ионизованный газ или силами, вызванными градиентом СВЧ-поля, или газодинамическими эффектами благодаря локальному изменению температуры и плотности газа и др.

Мы принимаем первый механизм перемещения разряда. Рассмотрим момент, когда аномальный разряд достиг некоторого расстояния  $l_0$  вблизи начала трубки. Начиная с этого момента процесс дальнейшего распространения аномального разряда можно представить себе таким образом.

Предположим, что форма и размеры переходного слоя определяются диффузией зарядов вдоль трубки и на ее стенки, а также ионизацией газа под действием СВЧ-поля.

Наращение концентрации электронов во время формирования разряда в области  $x > l_0$  определяется уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = D \nabla^2 n_e + \nu_i n_e. \quad (1)$$

Здесь  $\nu_i$  — частота ионизации газа СВЧ-полем,  $D$  — коэффициент диффузии электронов.

Предполагая концентрацию электронов на стенке трубки равной нулю, а на границе аномального разряда  $n_{кр}$ , получим частное решение уравнения (1) в виде

$$n_e = n_{кр} J_0 \left( \frac{2,4 \cdot r}{R} \right) e^{-\rho t - q(x-l_0)}. \quad (2)$$

Здесь  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка,  $R$  — радиус трубки,  $\rho$  и  $q$  постоянные, связанные соотношением

$$\rho = \nu_i + D \left( q^2 - \frac{\mu^2}{R^2} \right), \quad \mu = 2,4. \quad (3)$$

Величина  $q^{-1}$  характеризует ширину переходной области между аномальным и нормальным разрядами.

Полученное решение уравнения (2) не учитывает процессы, приводящие к ограничению роста концентрации электронов  $n_e$  на уровне  $n_{ан}$ . Поэтому применимость уравнения (2) для описания изменений  $n_e$  в разрядной трубке ограничивается некоторой областью вблизи переходного слоя, где  $n_e < n_{ан}$ .

Решение (3) предполагает, что параметры  $\rho$  и  $q$  постоянны. Это означает, что оно описывает процесс перемещения разряда с постоянной скоростью. В диффузионном режиме этот случай имеет место тогда, когда потери электронов за счет радиальной диффузии в переходном слое скомпенсированы притоком электронов за счет их диффузии в направлении оси трубки, т. е.

$$n_e D q - n_e D \frac{\mu}{R} = 0. \quad (4)$$

Величина установившейся скорости перемещения границы аномального разряда может быть получена из условия  $\rho t - q(x-l_0) = \text{const}$ . Отсюда, с учетом (3) и (4), получаем

$$v = \frac{\nu_i R}{\mu}. \quad (5)$$

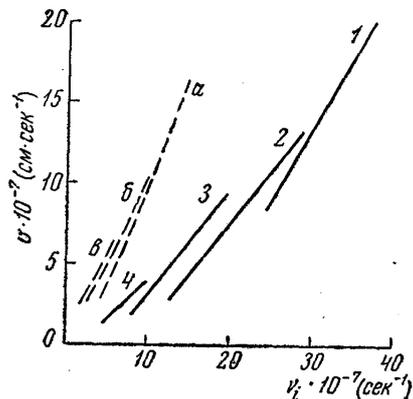


Рис. 1. Скорость аномального СВЧ-разряда как функция частоты ионизации  $\nu_i$ . Пунктирные линии получены при  $f=3000$  мгц,  $R=1,5$  см ( $a=0,4$ ,  $b=0,25$ ,  $v=0,15$  мм рт. ст.), сплошные — при  $f=9400$  мгц,  $R=0,3$  см. Давление водорода: 1—0,9 мм рт. ст., 2—0,72 мм рт. ст., 3—0,46 мм рт. ст., 4—0,22 мм рт. ст.

Из уравнения (5) следует, что скорость  $v$  является линейной функцией коэффициента ионизации  $v_i$ . Этот результат согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рисунке.

Коэффициент пропорциональности между  $v$  и  $v_i$ , рассчитанный по формуле (5), согласуется с экспериментальным значением коэффициента лучше, чем в работе Мандельштама [2]. Теоретическое и экспериментальное значения этого коэффициента совпадают по порядку величины. Этот результат можно считать удовлетворительным, имея в виду приближения, допущенные при выводе формулы (5).

Таким образом, в определенной области давлений газа и мощности СВЧ-колебаний перемещение аномального разряда в длинных трубках в волноводе можно объяснить движением фронта ионизации газа без ускорения ионизованного газа вдоль оси трубки.

Отсутствие ускорения газа подтвердилось при  $f=3000$  мГц в контрольных опытах, при которых в трубку была вставлена слюдяная перегородка с отверстием посредине. Никакой неоднородности свечения в виде пучка вдоль оси трубки не обнаружено. В другом опыте для регистрации потоков заряженных частиц использовался маленький экран, покрытый вилемитом. Экран устанавливался на различных расстояниях от перегородки с отверстием. Наблюдения показали отсутствие светящегося пятна на экране под действием потока частиц. Эти опыты показывают, что в данных условиях не имеет места ускорение зарядов вдоль трубки при распространении аномального СВЧ-разряда. Возможно, что при более значительных мощностях СВЧ-колебаний ускорение плазмы играет роль [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булкин П. С., Пономарев В. Н., Солнцев Г. С. ЖТФ, 33, 1222, 1963.
2. Мандельштам М. Я. ЖТФ, 32, 49, 1962.
3. Недоспасов А. В., Новик А. Е. ЖТФ, 30, 1329, 1960.
4. Gottenham W. B., Buschbaum S. J. Phys. Rev., 130, 1002, 1963.
5. Геккер И. Р., Константинова Т. Г., Лукьянчиков Г. С., Сергейчиков К. Ф. ЖТФ, 35, вып. 3, 577—580, 1965.
6. Пономарев В. Н., Солнцев Г. С. ЖТФ, 36, 1376, 1966.

Поступила в редакцию  
13. 7 1966 г.

Кафедра  
электроники

С. Н. ЕРЕМЕЕВ

УДК 538.116

### СПОНТАННЫЕ ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА И НЕРНСТА— ЭТТИНГСГАУЗЕНА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

В последнее время в работах [1—12] была развита квантовая теория явлений Холла и Нернста—Эттингсгаузена в ферромагнитных металлах.

В частности, в работах [6 и 7] рассматривался более общий случай, когда электроны проводимости рассеиваются одновременно на фононах и на примесях.

И хотя формулы, выведенные в работах [6, 7], согласуются с опытными данными, в них опущены некоторые члены при выводе кинетического уравнения.

В настоящей работе выясняется, к каким следствиям приводит расчет при учете появляющихся новых членов в кинетическом уравнении. Так же, как и [7 и 8], производится расчет спонтанных полей Холла и Нернста—Эттингсгаузена в случае, когда принимается во внимание рассеяние электронов одновременно на примесях и на фононах, однако в отличие от [7, 8] (так же, как в [6]) учитывается вклад от электронов, связанных с ионами для решеток, обладающих центром инверсии.

Рассматривая гамильтониан, записанный в [7], применяя метод Кона и Латтинжера [16] и приводя такие же, как в [7], промежуточные вычисления, получим уравнение первого порядка по потенциалам рассеяния  $V$  и  $Q$  в следующем виде:

$$2\pi \left\{ \sum_{l,q} |Q_{ll,q}|^2 \varphi_{ll,q}^{(-1)} \delta(\epsilon_{l_1} - \epsilon_l + \epsilon_q) + |Q_{l,lq}|^2 \varphi_{l,l(q+1)}^{(-1)} \delta(\epsilon_{l_1} - \epsilon_l - \epsilon_q) + \right.$$