

Это — еще одна форма приближенного аналитического решения, отличная от рассмотренной в [3]. На фиг. 2, 3 приведены кривые, получающиеся от пересечения эквипотенциальных поверхностей $\varphi = \text{const}$

$$Z = \left\{ \frac{\varphi - \alpha}{1 - \alpha} + \frac{1}{2\sigma^2} \left[\sqrt{\beta} (\text{sh } 2\xi - 2\xi) + \text{H}(\eta) (\text{ch } 2\xi - 1) \right] \right\}^{1/2} \quad (13)$$

полуплоскостями $\psi = \text{const}$ при различных значениях параметров α, β . При построении этих кривых удобно пользоваться формулами, связывающими координаты ξ, η с полярными координатами R, ψ

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{1}{2} \ln \left(\sqrt{\beta + 1} \right)^{-2} \left\{ R^2 + \sqrt{2} R (\cos \psi \left[\sqrt{R^4 - 2(\beta - 1) R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1)^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + R^2 \cos 2\psi - (\beta - 1) \right]^{1/2} + \sin \psi \left[\sqrt{R^4 - 2(\beta - 1) R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1)^2} - R^2 \cos 2\psi + \right. \right. \\ & \left. \left. + (\beta - 1) \right]^{1/2} \right\} + \sqrt{R^4 - 2(\beta - 1) R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1)^2} \end{aligned}$$

$$\text{tg } \eta = \frac{\sqrt{2} R \sin \psi + \left[\sqrt{R^4 - 2(\beta - 1) R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1)^2} - R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1) \right]^{1/2}}{\sqrt{2} R \cos \psi + \left[\sqrt{R^4 - 2(\beta - 1) R^2 \cos 2\psi + (\beta - 1)^2} + R^2 \cos 2\psi - (\beta - 1) \right]^{1/2}}$$

а также уравнением эллипса-границы в этих координатах

$$R_0 = \sqrt{\beta} [1 + (\beta - 1) \sin^2 \psi]^{-1/2}$$

Кривые $\varphi = \text{const}$ (справа налево) соответствуют потенциалам $\varphi = 1, 0.9, 0.8$ и далее с шагом 0.2. На фиг. 3 сплошные кривые отвечают случаю $\beta = 100$, пунктирные — $\beta = 900$. Видно, что при $\psi = 30^\circ$ отличие двух этих семейств эквипотенциальных поверхностей невелико, а при $\psi = 60^\circ$ и 90° практически не имеет места.

На фиг. 4 представлены поверхности вращения $\varphi = \text{const}$, вычисленные по формуле (12). Заметим, что потенциал экранирующих сеток в случае эллиптических пучков должен быть двумерным. Закон его изменения $\varphi(R, \psi)$ легко получить из фиг. 2, 3.

Можно ожидать, что отличие приближенного решения (11) от точного имеет тот же порядок, что и в плоском случае [1], особенно в области, где кривизна границы невелика.

Поступила 8 XII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Сыровой В. А. Периодическая электростатическая фокусировка ленточного пучка. ПМТФ, 1965, № 4.
2. Молоковский С. И. Аналитический расчет геометрии электродов для электростатической фокусировки ленточного пучка. Радиотехника и электроника, 1962, т. 7, № 6.
3. S i e k a n o w i c z W. W. Derivation of the Ideal Electrode Shapes for Electrostatic Beam Focusing. RCA Rev., 1962, vol. 23, No. 1.

ИЗУЧЕНИЕ БЕГУЩИХ СТРАТ МИКРОВОЛНОВЫМ МЕТОДОМ

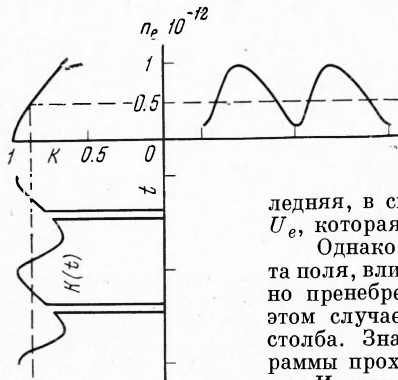
А. А. Зайцев, Г. С. Леонов

(Москва)

Микроволновым методом измерена плотность электронов n_e в бегущих стратах в разрядах He, Ne и Ar. Показано, что распределение колебаний светового излучения S вдоль положительного столба совпадает с распределением колебаний n_e . Получена зависимость профилей $n_e(x)$ и $S(x)$ и $(x$ — координата вдоль оси разряда) от рода газа.

Разрядная трубка помещается в прямоугольный волновод через отверстия в широких стенках параллельно вектору электрического поля волны TE_{10} . Для обеспечения достаточной продольной локализации измеряемой плотности отношение высоты

волновода b к длине страты l выбирается по возможности более малым. В то же время величина b/R (R — радиус трубки) не должна быть существенно меньше 1, так как в противном случае поле проникает за пределы волновода [1]. В условиях эксперимента $b = 1$ см, $R = 1.4$ см, $l = 8-15$ см. Использовались три одинаковые отпаянные трубки с междуэлектродным расстоянием 70 см. Одна из трубок была наполнена He до давления 0.7 мм, две другие — Ne и Ar — до давления 0.5 мм рт. ст. Измерения проводились в диапазоне 10 см с малым уровнем мощности. Для получения импульсного сигнала генерация клистрона срывалась путем подачи на отражатель прямоугольных импульсов напряжения длительностью 10 мксек.



Фиг. 1

Известные формулы для диэлектрического стержня в волноводе [5] здесь не применимы, поскольку глубина скин-слоя сравнима с радиусом трубки, а распределение n_e [по сечению столба неоднородно. Кривая $K(n_e)$ находилась экспериментальным путем, по измерениям K и n_e для однородного столба в зависимости от разрядного тока. В качестве однородного столба использовался разряд в первой трубке (He, давление 0.7 мм рт. ст.). Страты самопроизвольно возникают здесь при токе $i = 280$ ма, однако в широком диапазоне изменения i они медленно усиливаются в направлении к аноду [6], так что со стороны катода имелся практически однородный участок достаточной протяженности. Полученная на этом участке градуировочная кривая $K(n_e)$ использовалась затем для определения изменения величины n_e вдоль страт на остальной части положительного столба и в разрядах Ne и Ar. При этом предполагалось, что распределение n_e в любом сечении слоистого столба не отличается от распределения, имеющегося в однородном столбе [3].

Процедура получения $n_e(x)$ заключается в следующем. Осциллограмма $K(t)$ проходящего сигнала помещалась на лист бумаги, как показано на фиг. 1. Масштаб по оси K кривой $K(n_e)$ нормировался по величине проходящего сигнала в отсутствие разрядного тока. Далее, для каждой точки кривой $K(t)$ находилась соответствующая ей точка в координатах n_e и x . Передвижение трубки позволяло определять амплитуду колебаний и профиль n_e на всем протяжении области усиления страт. При удалении от катода, т. е. по мере увеличения размаха колебаний, форма кривой $n_e(x)$ изменялась от синусоидальной (при размахе колебаний, равном 0.1 уровня насыщения) до изображенной на фиг. 1. На фиг. 2 приводятся кривые профилей $n_e(x)$ в области насыщенной резкости страт разрядов He, Ne и Ar. Величина n_e отнесена к своему максимальному значению на длине страты. Из фиг. 2 видно, что для указанных газов n_e меняется на длине страты соответственно в 6, 8 и 10 раз.

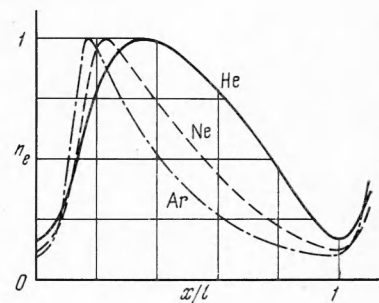
Интересно отметить, что ход кривой $n_e(x)$ во всех исследованных случаях практически совпадал с ходом кривой $S(x)$. Другим результатом является то, что профиль страт зависит от рода газа.

Систематическое исследование формы бегущих страт ранее не проводилось, и профиль $n_e(x)$ был получен только для Ar [2,7]. Из фиг. 2 можно видеть, что спадающая ветвь кривой $n_e(x)$ для He на большей своей части имеет ясно выраженную выпуклую форму, при этом отношение между протяженностями l_1 и l_2 областей нарастания и спада n_e равно $2/3$. Примерно при таком же давлении в Ar спадающая ветвь кривой

Вследствие движения страт величина свч-мощности, проходящей через фиксированное место вдоль разряда, периодически меняется. Это изменение регистрируется при помощи осциллографа. Коэффициент прохождения K определяется величиной вносимой в волновод проводимости и в общем виде есть функция плотности n_e и частоты столкновений электрона ν_e . Последняя, в свою очередь, зависит от электронной температуры U_e , которая меняется на длине страты в $1.5 \div 2$ раза [2-4].

Однако, при условии $\nu_e^2 \ll \omega^2$, где ω — круговая частота поля, влиянием активной составляющей проводимости можно пренебречь [1,5]. Изменение коэффициента прохождения в этом случае однозначно определяется изменением n_e вдоль столба. Зная зависимость $K(n_e)$, легко найти из осциллограммы проходящего сигнала колебание n_e .

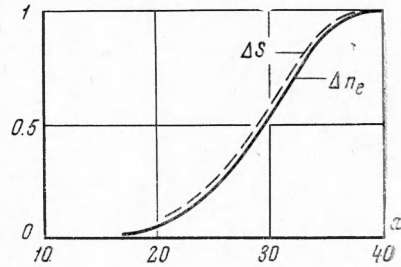
Известные формулы для диэлектрического стержня в волноводе [5] здесь не применимы, поскольку глубина скин-слоя сравнима с радиусом трубки, а распределение n_e [по сечению столба неоднородно. Кривая $K(n_e)$ находилась экспериментальным путем, по измерениям K и n_e для однородного столба в зависимости от разрядного тока. В качестве однородного столба использовался разряд в первой трубке (He, давление 0.7 мм рт. ст.). Страты самопроизвольно возникают здесь при токе $i = 280$ ма, однако в широком диапазоне изменения i они медленно усиливаются в направлении к аноду [6], так что со стороны катода имелся практически однородный участок достаточной протяженности. Полученная на этом участке градуировочная кривая $K(n_e)$ использовалась затем для определения изменения величины n_e вдоль страт на остальной части положительного столба и в разрядах Ne и Ar. При этом предполагалось, что распределение n_e в любом сечении слоистого столба не отличается от распределения, имеющегося в однородном столбе [3].



Фиг. 2

$n_e(x)$ вогнута, а отношение l_1/l_2 равно $1/6$. Соответственно область $n_e > 0.7 n_{e \max}$ занимает для Ne примерно половину длины страты, а для Ar только $1/6$. В случае Ne профиль $n_e(x)$ имеет форму, переходную от Ne к Ar. С увеличением давления профиль страт меняется в ту же сторону, что и при переходе к более тяжелому газу. В то время не было замечено деформации профиля страт насыщенной резкости с изменением разрядного тока. Такое поведение страт дает основание заключить, что их профиль определяется продольной диффузией ионов. Следует заметить, что профиль $n_e(x)$ для Ar согласуется с результатами Пуппа, полученными при помощи зондов [2], и с результатами работы [7], в которой применялся микроволновый резонаторный метод. В случае Ne условие $v_e^2 \ll \omega^2$ не является обязательным, так как v_e не зависит от электронной температуры (в области $U_e > 3-4 \text{ эВ}$ [8]).

На фиг. 3 даны кривые распределения размаха колебаний электронной плотности Δn_e и излучения ΔS вдоль оси столба для разряда в Ne при токе 500 ма. Величины Δn_e и ΔS отнесены к их значениям в области насыщенной резкости страт. По оси абсцисс отложено расстояние от катода в см. Как видно, коэффициенты нарастания колебаний



Фиг. 3

электронной плотности и колебаний излучения практически совпадают между собой. Установление этого факта имеет значение, так как пространственное усиление страт до сих пор измерялось по распределению яркости свечения газа [9,6].

Методика измерений длины l и частоты страт f по колебаниям проходящей свч-мощности полностью совпадает с методикой измерения l и f по колебаниям излучения. Одновременное наблюдение колебаний K и S при помощи двухлучевого осциллографа позволяло измерять сдвиг фаз между ними. Максимум $S(x)$ всегда приходился на область максимального значения производной $n_e'(x)$. Учитывая, что положения кривых U_e и S не должны заметно отличаться [10], указанный сдвиг можно рассматривать как сдвиг между n_e и U_e , который впервые был обнаружен путем зондовых измерений [2].

Микроволновый метод, таким образом, оказывается весьма удобным и эффективным способом исследования слоистого разряда. Если градуировочная кривая получена, то ее можно использовать и в других случаях неоднородного столба, например при исследовании явления разделения в разряде в смеси газов.

Использованный волноводный метод выгодно отличается от резонаторного тем, что здесь предельная величина измеряемой электронной плотности определяется не критическим значением $n_* = m\omega^2 / 4\pi e^2$ (e и m — заряд и масса электрона), а отношением глубины скин-слоя к радиусу трубки и превышает n_* примерно на два порядка. Точность измерения абсолютных значений n_e в слоистом положительном столбе описанным способом примерно такая же, как и в случае применения зондовой методики для однородного столба. Относительные изменения могут измеряться значительно точнее.

Поступила 27 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. Ж. Техн. физ., 1960, т. 30, № 11.
2. P u r p W. Oszillographische Sondenmessungen an laufenden Schichten der positiven Säule von Edelgasen. Phys. Z., 1935, B. 36, No. 2.
3. S t e w a r t A. V. Oscillating Glow Discharge Plasma. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 8.
4. O l e s o n N. L., C o o p e r A. W. Moving Striations. Phys. Rev., 1957, vol. 105, No. 4.
5. Справочник по волноводам. Изд. «Сов. радио». 1952.
6. Зайцев А. А., Леонов Г. С. Исследование подвижных страт в разряде постоянного тока. Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, № 5.
7. P a i k S. F., S h a p i r o J. N., G i l b e r t K. D. Microwave Absorption and Density Variation in Moving Striations. J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, No. 9.
8. Б р а у н С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, 1961.
9. W o j a c z e k K. Über künstlich erzeugte laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung. Ann. Phys., 1958, B. 2, No. 1.
10. F a r r i s V. D. Diffusion in Moving Striations. Proc. Phys. Soc., 1955, vol. 68, No. 6.