

- [3] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химической активной плазмы. М.: Наука, 1984. 416 с.
- [4] Баранов В. Ю., Борисов В. М., Веденов А. А. и др. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2343—2352.
- [5] Зарин А. С., Куликов В. Н., Мицук В. Е. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 19. С. 1186—1190.
- [6] Куликов В. Н., Мицук В. Е. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 233—236.
- [7] Smith K., Heary R. J. W., Burke P. G. // Phys. Rev. 1967. Vol. 157. N 1. P. 51—68.
- [8] Коган Е. Я., Кузин Б. Ю. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 5. С. 610—617.

Куйбышевский государственный
педагогический институт
им. В. В. Куйбышева

Поступило в Редакцию
15 июля 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В КАНАЛЕ СО ЗНАКОПЕРЕМЕННЫМ УСКОРЯЮЩИМ ПОЛЕМ

О. В. Плинок

Использование ускоряющего канала со знакопеременным ускоряющим полем позволяет повысить предельный ток пучка и темп ускорения в линейных ускорителях ионов [1]. В настоящее время для расчета полей в подобных системах применяют исключительно численные методы [2, 3]. Ниже получены аналитические выражения, позволяющие определить как распределение, так и интегральные характеристики электрического поля в ускоряющем канале со знакопеременным полем.

Наиболее адекватным приближением к реальному ускоряющему каналу в большинстве случаев может служить канал с трубками дрейфа в виде торов кругового поперечного сечения. Электрическое поле в ускоряющем канале ВЧ нерелятивистского ускорителя заряженных частиц можно считать квазистатическим.

Рассмотрим ускоряющий канал, в котором трубки дрейфа выполнены в виде идентичных равноудаленных торов кругового поперечного сечения (рис. 1). Для канала со знакопеременным полем суммарный заряд на торе Q неизменен по абсолютной величине, знак заряда чередуется.

Представим осевое распределение потенциала рядом Фурье

$$\varphi(0, z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_{2m+1} \cos((2m+1)\pi z/h),$$

где h — длина периода канала.

Внесосовое распределение потенциала осесимметричного электрического поля может быть найдено по осевому распределению потенциала [4]

$$\varphi(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(0, z + jr \sin \xi) d\xi,$$

где $j^2 = -1$.
Тогда

$$\varphi(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_{2m+1} I_0((2m+1)\pi r/h) \cos((2m+1)\pi z/h),$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Будем рассматривать случай тонких торов, когда радиус поперечного сечения тора $d/2$ существенно меньше как радиуса осевой окружности тора R , так и периода канала h . В нулевом приближении

$$A_{2m+1}^{(0)} = \frac{Q}{\pi \epsilon_0 h} \int_0^{\infty} \frac{\cos((2m+1)\pi z/h)}{\sqrt{R^2 + z^2}} dz = \frac{Q K_0((2m+1)\pi R/h)}{\pi \epsilon_0 h},$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, K_0 — функция Макдональда нулевого порядка.

Отметим, что в нулевом приближении возможно и другое представление потенциала поля в канале

$$\varphi^{(0)}(r, z) = \frac{Q}{4\pi^2 \varepsilon_0 R r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n k_n K(k_n),$$

где $K(k_n)$ — полный эллиптический интеграл первого рода с модулем

$$k_n = \frac{2\sqrt{Rr}}{\sqrt{(z+nh)^2 + (R+r)^2}}.$$

Использование представления потенциала поля в канале в виде ряда Фурье—Бесселя целесообразно при $\pi R/h \geq 0.5$, в виде суммы эллиптических интегралов при $(R/h)^2 \ll 1$. При $x \geq 0.5$ можно считать, что

$$K_0(x) I_0(x) = 0.5x^{-1}.$$

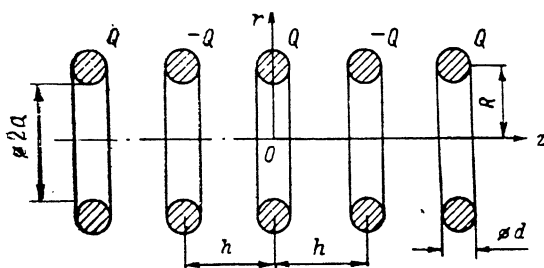


Рис. 1. Геометрия ускоряющего канала.

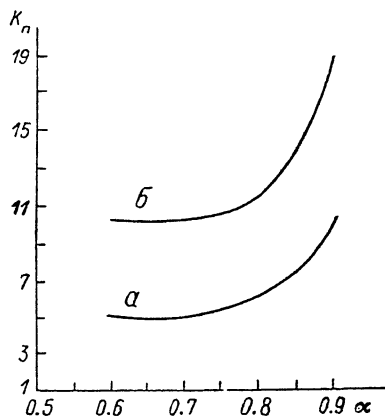


Рис. 2. Зависимость коэффициента перенапряжения от коэффициента зазора.

$$\pi a/h: a - 1, b - 2.$$

Тогда для $|z| \leq h/2$

$$\varphi^{(0)}(R, z) = \frac{Q}{4\pi^2 \varepsilon_0 R} \ln \operatorname{ctg}(\pi|z|/(2h)), \quad E_z^{(0)}(R, z) = \frac{Q \operatorname{cosec}(\pi z/h)}{4\pi \varepsilon_0 R h},$$

т. е. при $\pi R/h \geq 0.5$ поле на радиусе, равном осевому радиусу тора, описывается в плоскопараллельном приближении (как поле нити с линейной плотностью заряда $Q/(2\pi R)$, расположенной посередине между двумя заземленными плоскостями).

Используем полученное распределение напряженности электрического поля $E_z^{(0)}(R, z)$ для учета в первом приближении толщины тора. Будем считать, что

$$E_z(R, z) = \begin{cases} \frac{Q \operatorname{cosec}(\pi z/h)}{4\pi \varepsilon_0 R h} & \text{при } d/2 \leq z \leq h/2, \\ 0 & \text{при } 0 \leq z \leq d/2. \end{cases}$$

Коэффициенты ряда Фурье—Бесселя могут быть определены следующим образом:

$$A_{2m+1} = \frac{4}{\pi} \left[\int_0^{h/2} E_z(R, z) \sin((2m+1)\pi z/h) dz \right] \left/ \left[(2m+1) I_0\left(2m+1 \frac{\pi R}{h}\right) \right] \right.$$

Тогда при $\pi R/h \geq 0.5$ распределение потенциала в ячейке канала представляется следующим сходящимся рядом Фурье—Бесселя:

$$\varphi(r, z) = \frac{Qa}{\pi \varepsilon_0 h} \sum_{m=0}^{\infty} f_m K_0\left(2m+1 \frac{\pi R}{h}\right) I_0\left(2m+1 \frac{\pi r}{h}\right) \cos\left(2m+1 \frac{\pi z}{h}\right),$$

где $f_0 = 1$, $f_m = 1 + 2/\pi \sum_{n=1}^m (-1)^n (\sin \pi n z/nz)$ для $m \geq 1$, $\alpha = 1 - d/h$ — коэффициент зазора.

Таким образом, для $0 \leq r \leq R$ среднее по длине ячейки продольное электрическое поле

$$\overline{E_z(r)} = \frac{2Q\alpha}{\pi\epsilon_0 h^2} \sum_{m=0}^{\infty} f_m K_0 \left((2m+1) \frac{\pi R}{h} \right) I_0 \left((2m+1) \frac{\pi r}{h} \right),$$

коэффициент пролетного времени

$$T(r) = \frac{\pi}{4} K_0 \left(\pi \frac{R}{h} \right) I_0 \left(\pi \frac{r}{h} \right) \left/ \left(\sum_{m=0}^{\infty} f_m K_0 \left((2m+1) \frac{\pi R}{h} \right) I_0 \left((2m+1) \frac{\pi r}{h} \right) \right), \right.$$

а амплитуда ускоряющей волны равна

$$E_m(r) = \frac{Q\alpha}{2\epsilon_0 h^2} K_0 \left(\pi \frac{R}{h} \right) I_0 \left(\pi \frac{r}{h} \right).$$

При $\pi R/h > 2$ коэффициент пролетного времени на оси канала слабо зависит от геометрии ячейки и близок к $\pi/4$, что свидетельствует о том, что поле на оси канала является почти синусоидальным.

Квазисинусоидальное распределение электрического поля на оси ячейки канала сохраняется и при $\pi R/h < 2$ для значений коэффициента зазора, близких к 0.6, так как в этом случае $|f_1| \ll 1$.

Погонная емкость канала равна

$$C_{\text{пог}} = \frac{Q}{4\varphi(R, d/2) h} = \pi\epsilon_0 \frac{\pi R/h}{\ln(4h/(\pi d))}.$$

Для тонких торов с погрешностью порядка $d/(2R)$ максимальное электрическое поле на поверхности трубки дрейфа $E_S \approx E_z(R, d/2)$ и коэффициент перенапряжения равен

$$k_\pi = E_S/E_m(0) = I_0(\pi R/h) \left/ \left(\alpha \cos \left(\frac{\pi\alpha}{2} \right) \right) \right.$$

Полученные соотношения характеризуются точностью, достаточной для проведения практических расчетов параметров ускоряющего канала со знакопеременным продольным полем с трубками дрейфа в виде тонких торов. Например, расхождение значений $T(0)$, определенных аналитически, с результатами численных расчетов с использованием метода конечных разностей по программе [2] для $\alpha=2/3$, $\pi R/h \geq 0.9$ не превышает 2—3%. Расхождение значений $C_{\text{пог}}$, определенных аналитически, с результатами численных расчетов для $\alpha=2/3$, $\pi R/h \geq 1.5$ не превышает 10%.

Полученные соотношения позволяют сделать ряд выводов относительно выбора геометрии ускоряющего канала со знакопеременным полем.

Во-первых, коэффициент перенапряжения уменьшается при снижении параметра неоднородности поля $\pi\alpha/h$ (α — радиус апертуры канала) и, следовательно, падает по длине ускорителя. Поэтому для достижения равной электрической прочности канала амплитуда ускоряющей волны на оси канала должна увеличиваться по мере роста энергии частиц так, чтобы $k_\pi E_m(0) = E_S^{\text{пр}}$ (где $E_S^{\text{пр}}$ — предельная напряженность поля на поверхности трубок дрейфа), т. е. напряжение на зазорах канала должно нарастать прямо пропорционально длине ячейки.

Во-вторых, коэффициент перенапряжения в канале со знакопеременным полем для $1 \leq \pi\alpha/h \leq 2$ минимален при $\alpha=0.6-0.7$ (рис. 2). Возрастание коэффициента перенапряжения при меньших значениях α происходит за счет уменьшения длины зазора, а при больших α — за счет концентрации электрического поля на поверхности трубок дрейфа. Значение α , при котором минимален коэффициент перенапряжения, практически не зависит от параметра неоднородности поля. Это позволяет использовать каналы с постоянным вдоль оси коэффициентом зазора, что удобно с практической точки зрения.

Список литературы

- [1] Пироженко В. М., Селезнев И. Б. // Функциональные узлы и системы нового поколения ускорителей. М.: РТИ АН СССР, 1980. С. 3.
- [2] Лихарев А. Н., Пироженко В. М., Селезнев И. Б. // Теория и техника ускорителей. М.: РТИ АН СССР, 1978. С. 32—45.

- [3] *Рассадин В. В.* // Радиационно-физические комплексы на базе ускорителей. М.: Энергоиздат, 1983. С. 46—51.
 [4] *Молоковский С. И., Сушков А. Д.* Интенсивные электронные и ионные пучки. Л.: Энергия, 1972. С. 62—63.

Поступило в Редакцию
5 июля 1988 г.

08; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ МЕТОДОМ МЕССБАУРЭВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А. С. Лобко, Е. Е. Рубацкая, А. А. Федоров

Большую роль в развитии современной техники играет использование резонансных колебаний пьезоэлементов, необходимых для работы стабилизированных генераторов, линий задержки, электромеханических фильтров и пр. Основной проблемой при конструировании высокочастотных резонаторов является определение структуры колебаний в кристаллических пластинах.

Аналитическое получение распределения ультразвукового поля возможно в ограниченном числе простейших случаев, так как оно существенно зависит от геометрии преобразователя, его крепления, нагрузки, формы и площади электродов. Наиболее точным способом экспериментального изучения формы распределения ультразвука является в настоящее время метод рентгеновской дифракционной топографии [1]. В данной работе впервые исследовано распределение ультразвукового поля с помощью мессбауревской спектроскопии, которая позволяет определять абсолютные значения малых (порядка долей ангстрем) амплитуд колебаний ядер.

Доплеровская высокочастотная модуляция γ -излучения приводит к расщеплению мессбауревских линий на набор сателлитов, интенсивности которых в зависимости от амплитуды ультразвуковых колебаний x_m могут быть записаны следующим образом [2]:

$$W_n = C \int_0^{x_m} J_n^2(kx) P(x) dx, \quad (1)$$

где $J_n(z)$ — функция Бесселя первого рода; $P(x)$ — функция распределения ультразвуковых амплитуд; k — волновой вектор γ -излучения; C — нормировочный множитель; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Очевидно, что измерение W_n (или, вернее, коэффициента модуляции $\delta = (W_\infty - W_n) / (W_\infty - W_0)$, где W_0 и W_∞ — интенсивности γ -излучения в резонансе и вне его соответственно) в каждой точке преобразователя позволит получить распределение амплитуд ультразвука. Для получения указанных распределений был поставлен следующий эксперимент. В качестве исследуемого образца использовалась прямоугольная пластина кварца X-среза размером 20×10 мм и резонансной частотой 14,686 МГц с серебряными электродами шириной 5 мм. На кварц клеем БФ-2 наклеивался мессбауревский поглотитель — фольга из нержавеющей стали толщиной 30 мкм ($\sim 0.1 \lambda_{\gamma}$). Склейка была подвергнута термической полимеризации при температуре 150 °С, что значительно повысило степень передачи ультразвука от преобразователя к поглотителю по сравнению с «сырым» клеем. Иные меры (полировка поверхностей, устранение неоднородностей склейки) для улучшения передачи колебаний не принимались. Подготовленный таким образом модулятор крепился на устройство позиционирования (двухкоординатную микрометрическую головку), позволяющее выводить любую точку образца на ось мессбауревского спектрометра непосредственно за коллиматором с диаметром отверстия 2 мм. Возбуждение на резонансной частоте кварца подавалось от генератора через высокочастотный усилитель и контролировалось электронным вольтметром и осциллографом. В качестве источника γ -излучения использовался $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ активностью ~ 30 МКи. Интенсивности γ -излучения, необходимые для определения коэффициента