

$$\delta_p = \delta_0 + \frac{\pi n^3}{\lambda} [p_{12} - p_{11}] [l_1 \epsilon''_{II} + l_1 \epsilon''_{II}(T) - l_2 \epsilon''_{II}(T)]. \quad (9)$$

Здесь l_1, l_2 — длины первого и второго участков взаимодействия СВС с деталями ПП. Таким образом, при соблюдении условия

$$l_1 \epsilon''_{II}(T) \simeq l_2 \epsilon''_{II}(T) \quad (10)$$

температурный вклад двух последних членов выражения (9) может быть равен нулю. Чем точнее выполняется условие (10), тем полнее компенсируется температурная чувствительность эллиптичности поляризации на выходе

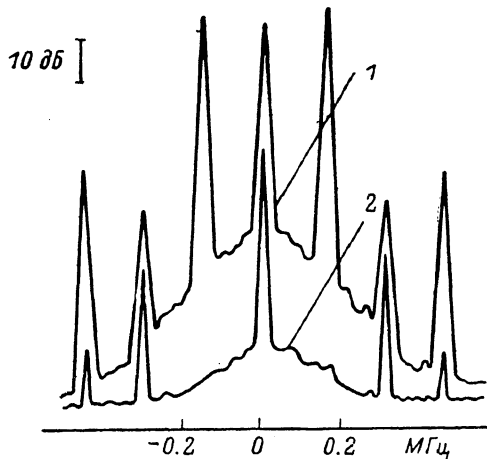


Рис. 2.

ПП (9). Для переменных законов изменения ϵ''_{II} и $\epsilon''_{II}(T)$ (например, гармонических) необходимо также обеспечить синфазность указанных деформаций. Экспериментальная проверка предлагаемой схемы компенсации ортогональных воздействий проводилась с помощью пьезокерамических поляризационных модуляторов на установке [1] в диапазоне частот от 0.1 до 1 МГц. Погрешность ортогональной ориентации анизотропных поперечных деформаций СВС не превышала 1° . С целью получения максимальной компенсации основной частоты модуляции эллиптичности поляризации нами использовались большие индексы модуляции. На рис. 2 показаны спектры выходного сигнала при работе одного из модуляторов (1) и синфазной работе двух ортогонально ориентированных модуляторов (2)

в соответствии с условием (10). Как видно из рис. 2, во втором случае наблюдается подавление нечетных гармоник сигнала модуляции эллиптичности до 60 дБ. С точки зрения повышения термостабильности ВОУ, полученный результат означает, что предложенная схема организации воздействий позволяет уменьшить температурную чувствительность волоконно-оптического ПП по крайней мере в 10^3 раз. В этом случае полная термостабильность ВОУ становится предельно высокой, так как начинает определяться термостабильностью свободных участков СВС, подводящих излучение к ПП.

Литература

- [1] Гуляев Ю. В., Меш М. Я., Проклов В. В. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 3, с. 149—152.
- [2] Bertholds A., Dandliker R. Appl. Opt., 1986, v. 25, N 3, p. 340—343.
- [3] Kaminov I. P. IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 1, p. 15—22.
- [4] Kaminov I. P., Ramaswamy V. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 4, p. 268—270.
- [5] Eickhoff W. Opt. Lett., 1981, v. 6, N 4, p. 204—206.

Отдел теплофизики
Специализированное
конструкторское бюро
с опытным производством
АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
20 июня 1987 г.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА С ЗАЗЕМЛЕННЫМИ КРАЕВЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Л. А. Баранова, Г. Н. Дьякова, С. Я. Явор

Краевые эффекты играют значительную роль в оптических свойствах отклоняющих систем. Они влияют на эквивалентную эффективную длину поля и его фокусирующую способность [1, 2]. Вместе с тем нахождение полей, рассеяния и их воздействия на движение заряженных частиц представляет, как правило, достаточно сложную задачу.

В данной работе исследованы краевые эффекты в плоском конденсаторе, поля рассеяния в котором ограничены заземленными пластинами, параллельными основным (рис. 1, а). В этом случае двумерное распределение потенциала при бесконечно узких зазорах между электродами ($b \ll 1$) может быть записано в замкнутой форме

$$\varphi(y, z) \frac{V}{\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{y\pi}{2} \operatorname{th} \frac{(a+z)\pi}{2} \right] + \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{y\pi}{2} \operatorname{th} \frac{(a-z)\pi}{2} \right] \right\} = F(a, V, y, z). \quad (1)$$

Здесь $2V$ — разность потенциалов между электродами; $2a$ — ширина среднего электрода; все линейные размеры даны в единицах g , равном половине расстояния между электродами. Вид эквипотенциалей $\varphi(y, z)/V = \text{const}$ в верхней половине конденсатора при $2a=1$ представ-

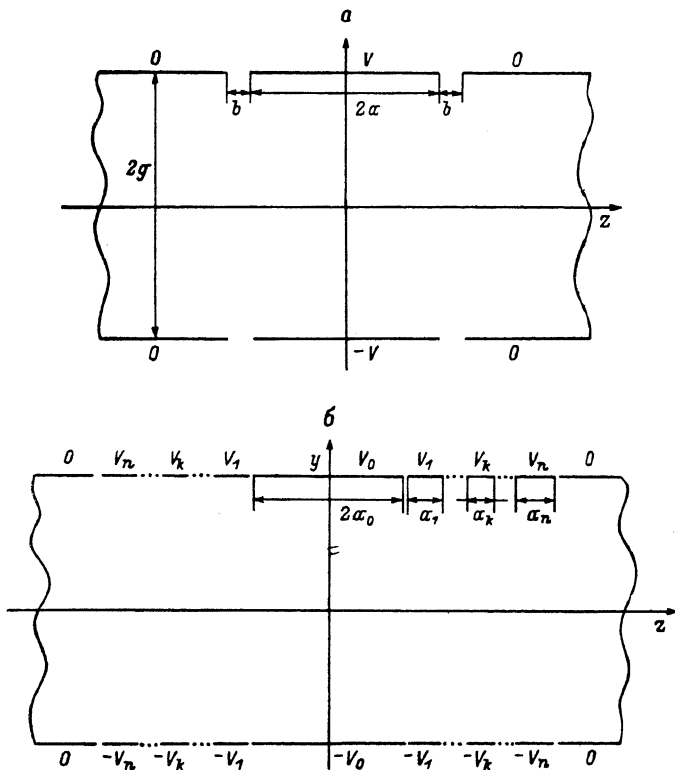


Рис. 1. Схематическое изображение конденсаторов. а — образованного тремя парами электродов, б — многоэлектродного.

лен на рис. 2. В нижней половине картина симметрична. Зависимость распределения потенциала от координаты z для разных расстояний от оси конденсатора дана на рис. 3. Все кривые приведены к соответствующим максимальным значениям в центре, которые меньше значений в однородном поле.

Выражение, аналогичное (1), можно написать и для более сложной системы, образованной $(2n+3)$ парами электродов, расположенных симметрично относительно плоскостей xoy и xoz (рис. 1, б). Оно имеет вид

$$\varphi(y, z) = F(a_0, V_0, y, z) + \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^n V_k \left\{ \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{y\pi}{2} \operatorname{th} \frac{(t+z)\pi}{2} \right] + \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{y\pi}{2} \operatorname{th} \frac{(t-z)\pi}{2} \right] \right\} \Bigg|_{\substack{t = \sum_{i=0}^k a_i \\ t = \sum_{i=0}^{k-1} a_i}}. \quad (2)$$

Формула (2) может быть использована для расчета поля в системе, состоящей из трех пар электродов (рис. 1, а), с учетом конечной ширины зазоров b . Разбивая зазор на n одина-

ковых частей, аппроксимируя распределение потенциала в нем кусочно-постоянной функцией $V_k = V_0 (1 - k/(n+1))$ и полагая b малым, получим

$$\varphi(y, z) = F(a_0, V_0, y, z) + \frac{V_0 b \sin y\pi}{4} \left[\frac{1}{\cos y\pi + \operatorname{ch}(a_0 + z)\pi} + \frac{1}{\cos y\pi + \operatorname{ch}(a_0 - z)\pi} \right]. \quad (3)$$

Здесь удержаны члены нулевого и первого порядков относительно b .

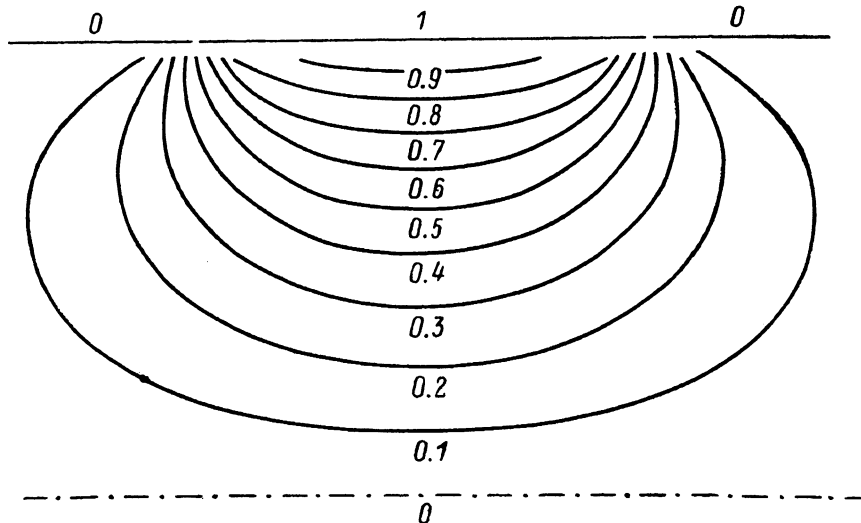


Рис. 2. Эквипотенциальные линии в сечении плоского конденсатора.

Расчеты, проведенные для линейного распределения потенциала в зазоре, привели к выражению для $\varphi(y, z)$ в виде ряда, который при малых b переходит в (3). Произвольное распределение потенциала в зазоре можно аппроксимировать соответствующей кусочно-постоянной функцией и найти поле в пространстве на основании формулы (2).

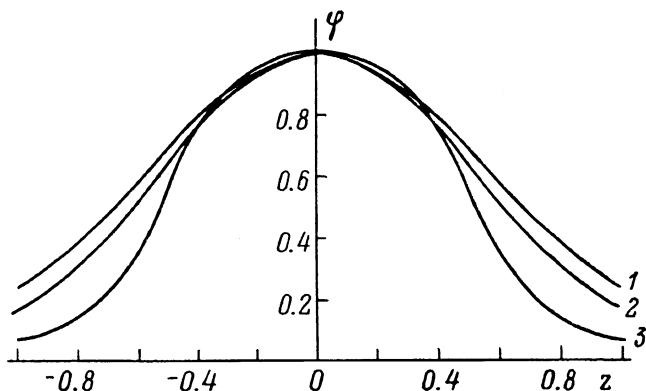


Рис. 3. Распределение потенциала вдоль оси конденсатора.

1 — $y=0.2$, 2 — 0.5 , 3 — 0.8 .

Для проведения приближенных расчетов оптических свойств отклоняющей системы обычно используют понятие ее эффективной длины L , которая представляет собой длину эквивалентного плоского конденсатора с однородным полем. Она вычисляется из условия равенства потоков напряженности реального и эффективного полей на оси

$$L = \frac{g}{V} \int_{-\infty}^{\infty} E(z) dz. \quad (4)$$

Расчеты, выполненные на основании (3) и (4), показали, что в предположении линейного распределения потенциала в зазоре эффективная длина рассматриваемых систем (рис. 1, а) равна сумме длин среднего электрода и зазора

$$L = 2a + b.$$

(5)

Вычисление эффективной длины дает возможность заменить реальное поле отклоняющей системы однородным полем. При этом для определения сравнительно небольших углов отклонения ϑ можно воспользоваться известной приближенной формулой

$$\operatorname{tg} \vartheta = eVL/2\varepsilon, \quad (6)$$

где ε — начальная энергия.

Для определения области применимости формулы (6) были проведены исследования оптических свойств конденсатора с заземленными краевыми пластинами. Зазоры между заземленными и основными электродами полагались бесконечно малыми. Уравнения движения заряженных частиц интегрировались численно в поле, даваемом выражением (4). На ЭВМ была рассчитана серия траекторий в широком диапазоне изменения параметров отклоняющей системы. Расчеты показали, что, так же как и в однородном поле, можно ввести понятие эффективной преломляющей плоскости, которая располагается в центре конденсатора перпендикулярно его оси. После прохождения поля частицы движутся так, как если бы они претерпели преломление на указанной плоскости. Таким образом, траекторию частицы за конденсатором можно построить, зная начальные условия на входе и угол на выходе.

В таблице приведены результаты расчета трех вариантов системы с различной геометрией. Здесь ϑ_1 — угол выхода частицы, входящей в систему по ее оси; ϑ_2 — угол выхода частицы, входящей параллельно первой на расстоянии от оси $y=0.2$; f — фокусное расстояние, характеризующее оптическую силу конденсатора; σ — приведенная чувствительность отклонения

$$\sigma = \frac{\varepsilon}{2eV} \operatorname{tg} \vartheta_1. \quad (7)$$

Как видно из этой таблицы, при не слишком больших углах отклонения величина σ в рассматриваемой системе практически постоянна.

Для сравнения в таблице приведены значения угла отклонения ϑ , вычисленные по формуле (6). Видно хорошее совпадение с расчетом по точным формулам в широкой области изменения параметров конденсатора. Существенное отличие наблюдается только при сравнительно больших углах отклонения. Отметим также, что (6) не дает возможности учесть фокусирующее действие поля. Как следует из таблицы, оптическая сила рассматриваемого конденсатора не равна нулю и становится значительной уже в той области, где углы отклонения еще удовлетворительно описываются (6).

Приближенная оценка фокусировки в плоском конденсаторе может быть произведена, если учесть изменение энергии частиц на границах эффективного поля. Наиболее просто такое изменение энергии можно учесть, если положить, что меняется только продольная составляющая скорости. Однако результаты, полученные в таком приближении, согласуются с расчетом по точным формулам только при сравнительно малых углах отклонения ($\vartheta < 20^\circ$) и больших длинах средней пластины конденсатора.

Проведенные расчеты могут быть полезны при использовании плоских конденсаторов в оптических системах с малыми поперечными размерами.

Литература

- [1] Wollnik H., Ewald H. Nucl. Instr. Meth., 1965, v. 36, N 1, p. 93—104.
 [2] Wollnik H. Electrostatic Prisms in Focusing of Charged Particles, ed Seplier A. N. Y.: Acad. Press, 1967, p. 509.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 23 июня 1987 г.