

ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ НА ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ДИСПЕРСИИ ВОЛНОВОДА

Г. Г. ОКСУЗЯН, Э. С. ПОГОСЯН

Приводятся результаты измерения зависимости потерь энергии на переходное излучение от дисперсии и характера диэлектрического заполнения прямоугольного волновода при возбуждении основной волны.

При поперечном пролете заряженной частицы через волновод с диэлектрическим заполнением ($\epsilon\beta^2 > 1$) возбуждение распространяющихся волн обусловлено как черенковским, так и переходным излучением, и их разделение не представляется возможным. Однако в случае движения частицы перпендикулярно к оси прямоугольного волновода волны H_{10} возбуждаются только благодаря переходному излучению [1, 2]. Это обстоятельство может быть использовано для исследования чисто переходного излучения в волноводе.

Экспериментальная установка и методика измерений описаны в [3]. Отметим только, что источником заряженных сгустков служил линейный ускоритель с энергией ускоренных электронов 50 Мэв. Это позволило пренебречь распылением сгустка и рассеянием в воздухе на длине пространства взаимодействия. Измерения производились на частотах, кратных основной частоте группирования, вплоть до десятой гармоники. Геометрический формфактор сгустков определялся по методике, приведенной в [3]. Сгустки формировались такими, чтобы выполнялись условия когерентности излучения [4].

При пролете заряда q по оси y через волновод с однородным диэлектрическим заполнением ϵ потери энергии на возбуждение H_{10} -волны равны

$$S = T_{10} \int_{\epsilon\lambda_{10}}^{\infty} \frac{\lambda_{10} \sin^2\left(\frac{\omega}{v} \frac{b}{2}\right)}{\omega \gamma_{10}} d\omega, \quad (1)$$

где

$$T_{10} = \frac{8q^2\beta^2 \sin^2\left(\frac{\pi x_0}{a}\right)}{\pi b}, \quad \gamma_{10} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \lambda_{10}^2}, \quad \lambda_{10} = \frac{\pi}{a},$$

a и b — широкая и узкая стенки волновода, x_0 — координата влета (далее $x_0 = \frac{a}{2}$).

На рис. 1 приведена зависимость потерь энергии $\bar{S} = S/T_{10}$ от длины волны $\bar{\lambda} = \lambda_0 \epsilon^{-1/2} \lambda_{kp}^{-1}$, где λ_0 — длина волны в свободном пространстве, λ_{kp} — критическая длина волны. Поскольку частота излучения строго задана частотой группирования, то экспериментальная зависимость снималась изменением λ_{kp} . Легко видеть, что в области

значений $0,5 \leq \bar{\lambda} \leq 0,7$ неравномерность потерь энергии на излучение меньше 10% . Увеличение диэлектрической проницаемости заполнения приводит к уменьшению $\bar{S}$.

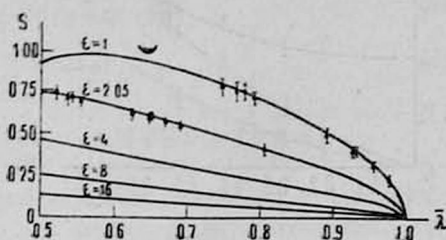


Рис. 1. Зависимость мощности излучения от дисперсии волновода с однородным заполнением.

При пролете заряда на расстоянии z_0 от границы раздела двух полубесконечных сред, заполняющих волновод, для потерь энергии в работе [5] получены следующие выражения:

$$\bar{S}'_g = \frac{\Gamma_{10}^2}{\gamma_{10}^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\Gamma_{10}}{\gamma_{10}}\right)^2} (\bar{S}_0 + \bar{S}_g) \quad \text{при } \gamma_{10} z_0 = \frac{\pi}{2}, \quad (2)$$

$$\bar{S}'_g = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Gamma_{10}}{\gamma_{10}}\right)^2} \left(\bar{S}_g + \frac{\Gamma_{10}^2}{\gamma_{10}^2} \bar{S}_0\right) \quad \text{при } \gamma_{10} z_0 = \pi.$$

Выражения (2) верны для случая пролета частицы через область волновода, занятую диэлектриком. В (2) введено обозначение $\Gamma_{10} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \lambda_{10}^2}$, а $\bar{S}_0$ и $\bar{S}_g$ определяются из (1) соответственно для $\varepsilon = 1$ и $\varepsilon = 2,05$ (фторопласт).

При пролете частицы через область, не занятую диэлектриком имеем

$$\bar{S}'_c = \bar{S}'_g \quad \text{при } \Gamma_{10} z_0 = \frac{\pi}{2}, \quad (3)$$

$$\bar{S}'_c = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Gamma_{10}}{\gamma_{10}}\right)^2} \left(\bar{S}_0 + \frac{\Gamma_{10}^2}{\gamma_{10}^2} \bar{S}_g\right) \quad \text{при } \Gamma_{10} z_0 = \pi.$$

Зависимость $\bar{S}'_g$, $\bar{S}_g$, $\bar{S}'_0$ и $\bar{S}_0$ от Γ_{10}/γ_{10} , рассчитанная согласно (2) и (3), приведена на рис. 2. Отметим, что $\bar{S}'_g$ обладает хорошей частотной равномерностью в широком интервале значений Γ_{10}/γ_{10} .

Если частица пролетает через середину пластины с длиной $2d$, то потери энергии будут равны

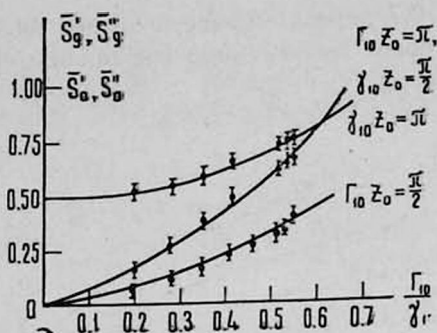


Рис. 2. Мощность излучения как функция дисперсии волновода в случае пролета сгустков электронов вблизи границы раздела диэлектриков.

$$\bar{S}_{g, \text{пл.}}' = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Gamma_{10}}{\gamma_{10}}\right)^2} \bar{S}_g \quad \text{при} \quad \gamma_{10} d = \frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

$$\bar{S}_{g, \text{пл.}} = \bar{S}_0 \quad \text{при} \quad \gamma_{10} d = \pi$$

и

$$\bar{S}_{0, \text{пл.}}' = \left(1 + \frac{\Gamma_{10}}{\gamma_{10}}\right) \bar{S}_0 \quad \text{при} \quad \Gamma_{10} d = \frac{\pi}{2}, \quad (5)$$

$$\bar{S}_{0, \text{пл.}} = \bar{S}_g \quad \text{при} \quad \Gamma_{10} d = \pi.$$

Выражения (4) и (5) соответствуют пролету частицы через диэлектрическую и воздушную пластины.

Интересно отметить, что при длине пластины, равной $\lambda_0/2$, частица как бы не чувствует пластину и излучает так, как она излучала бы в однородном волноводе с ϵ , равной диэлектрической проницаемости заполнения за пластиной (рис. 3).

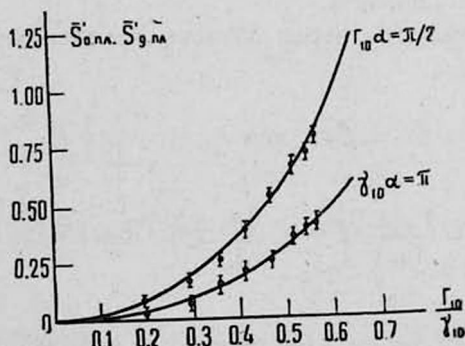


Рис. 3. Интенсивность излучения сгустков электронов в волноводе с диэлектрической и воздушной пластинами.

В заключение отметим, что во всех рассмотренных выше случаях экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными и

что только в случае воздушной пластины с длиной $\Gamma_{10}d = \frac{\pi}{2}$ потери энергии превышают потери в незаполненном волноводе.

Авторы благодарны Э. М. Лазиеву за постановку задачи и Э. А. Беглояну за обсуждения.

Ереванский физический
институт

Поступила 8.1.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Г. Ломизе. Радиотехника и электроника, 5, 1546 (1960).
2. К. А. Барсуков, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 191 (1972).
3. Э. М. Лазиев, Г. Г. Оксюзян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 185 (1975).
4. А. Ц. Амамуни. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, XV, 109 (1962).
5. К. А. Барсуков и др. Изв. вузов, Радиофизика, 16, 586 (1973).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԴԱՅԹՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻՑ

Գ. Գ. ՕԶՍՈՒՋՅԱՆ, Է. Ս. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Փորձնականորեն դիտված է անցումային ճառագայթման էներգիայի կախումը ուղղանկյուն ալիքաչափի դիսպերսիայից՝ տարբեր դիէլեկտրիկ լցվածության դեպքերում:

DEPENDENCE OF ENERGY LOSSES DUE TO TRANSITION RADIATION ON THE WAVEGUIDE DISPERSION

G. G. OKSUZYAN, E. S. POGOSYAN

The dependence of energy losses due to transition radiation on the dispersion and the nature of dielectric filling of rectangular waveguide was measured at the excitation of the basic wave mode.