угла $\varphi$:

$$\varphi = \omega\sqrt{LC}.$$

Видно, что при малых частотах угол получается и в самом деле малым, достаточно взять $\omega ? 1/\sqrt{LC}$ – при малых значениях индуктивности и емкости «малая частота» получается довольно большой. В нашем случае $\omega ? 1/\sqrt{LC} = 2\cdot 10^8$ 1/с, или в привычных нам герцах получается $3\cdot 10^7$ Гц, т.е. частота может достигать нескольких десятков миллионов герц – не так уж и мало… Запаздывание в расчете на одну ячейку составляет $\tau = \varphi/\omega = \sqrt{LC}$. Для ячеек метровой длины ($l$ = 1 м) скорость получается равной

$$v = \frac{l}{\tau} = \frac{l}{\sqrt{LC}} = 2\cdot 10^8 \text{ м/с}$$

– в полтора раза меньше скорости света в вакууме. Видно, что при другой длине кусочка ответ получается таким же, лишь бы длина кусочка была малой.

Найдем теперь соотношение между приложенным к цепи напряжением и током, «втекающим» в цепь: при амплитуде приложенного напряжения $U$ напряжение на первой катушке $U_L = U\varphi$, ток $I = U_L/X_L$, сопротивление цепи $Z = U/I = \omega L/\varphi = \sqrt{L/C} = 200$ Ом. Получилось «обычное» сопротивление – не индуктивное и не емкостное. Если кабель имеет конечную длину (так обычно и бывает), то на конце кабеля можно включить именно такой резистор (чаще встречаются кабели с «волновым» сопротивлением 75 или 50 Ом).

*З.Волнов*

**Ф1757.** *Стеклянная пластинка имеет в сечении форму равнобокой трапеции (рис.1). Основание трапеции D, высота L (D? L), а угол между боковыми сторонами*

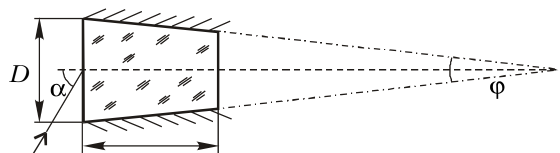


*Рис.1*

$\varphi ? 1$. *Боковые поверхности пластинки посеребрены, показатель преломления стекла n. При каких углах падения* $\alpha$ *луч света, падающий на основание, будет проходить через пластинку?*

Луч света, попав в пластинку, несколько раз отразится от ее посеребренных боковых поверхностей, после чего попадет на малое основание пластинки. Луч пройдет через это основание только в том случае, если угол падения света на него не превысит угла полного внутреннего отражения, величина которого определяется законом преломления:

$$\sin\beta_{\max} = \frac{1}{n}.$$

Для того чтобы было проще рассматривать отражения от боковых поверхностей, воспользуемся приемом, который позволяет заменить распространение света с многократными отражениями на прямолинейное. Последовательно

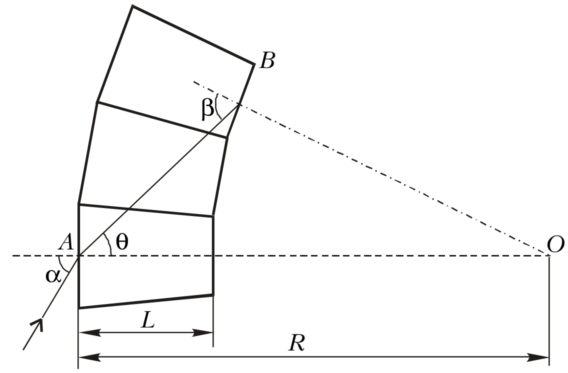


*Рис.2*

отразим несколько раз пластинку относительно ее боковой поверхности, на которой происходит очередное отражение света, и представим, что луч проходит эту боковую поверхность насквозь (рис.2). Будем продолжать эту процедуру до тех пор, пока луч не упрется в малое основание после очередного «отражения» пластинки. Фактически это выглядит так, как будто мы отражаем пластинку вместе с идущим в ней лучом. При этом величина угла падения света на малое основание после последнего «отражения» пластинки будет совпадать с величиной угла падения на основание реальной пластинки.

Теперь можно приступить к определению угла $\alpha$. Применим к треугольнику $ABO$ теорему синусов:

$$\frac{\sin\theta}{R-L} = \frac{\sin(\pi-\beta)}{R},$$

где

$$R = \frac{D}{2\sin(\varphi/2)}.$$

Отсюда получим

$$\sin\theta_{\max} = \left(1-\frac{L}{R}\right)\sin\beta_{\max} = \frac{1}{n}\left(1-\frac{2L}{D}\sin\frac{\varphi}{2}\right).$$

Интересующий нас угол определяется из соотношения

$$\sin\alpha_{\max} = n\sin\theta_{\max},$$

откуда, с учетом малости угла $\varphi$, окончательно имеем

$$\sin\alpha_{\max} \approx \left(1-\frac{L\varphi}{D}\right).$$

Итак, луч света пройдет через пластинку при углах падения на ее основание

$$\alpha \le \alpha_{\max} \approx \arcsin\left(1-\frac{L\varphi}{D}\right).$$

*Ю.Старокуров*