

VI. Поверхностный эффект в проводниках

Рассмотрим границу раздела диэлектрик-проводник.

Для II-й среды: $\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \gg 1$ (6.1).

В соответствии с граничными условиями Леонтовича, независимо

от величины Θ $\varphi \approx 0$, т.е. поле во II-й среде распространяется по нормали к границе:

$$E_2 \approx E_0 \exp(-ik_2 x) = E_0 \exp(-i(\beta - i\alpha)x). \quad (6.2)$$

Здесь E_0 – амплитуда поля при $x=0$.

Как известно, при условии (6.1):

$$\alpha \approx \beta \approx \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu_a}{2}} = \frac{1}{\Delta} \quad (\text{где } \Delta \text{ — глубина проникновения}).$$

Тогда (6.2): $\dot{E}_2 \approx E_0 \exp(-i(1-i)\alpha x). \quad (6.4)$

Плотность тока во II-й среде: $\delta = \sigma E = \sigma E_0 \exp(-i(i+1)\alpha x). \quad (6.5)$

Поскольку поле и ток во II-й среде быстро убывают при увеличении x , можно ввести поверхностную плотность тока:

$$\dot{\delta}_s = \int_0^{\infty} \delta dx = \sigma E_0 \int_0^{\infty} \exp(-i(1-i)\alpha x) dx =$$

$$= \frac{\sigma E_0}{-i(i+1)\alpha} \exp(-i(i+1)\alpha x) \Big|_0^{\infty} = \frac{\sigma E_0}{(1+i)\alpha} = \frac{\Delta\sigma}{1+i} E_0. \quad (6.6)$$

Сравнив (6.6) с законом Ома в дифференциальной форме (6.5) можно записать (6.6) в виде закона Ома для поверхностной плотности тока:

$$\dot{\delta}_s = \frac{\Delta\sigma}{1+i} E_0 = \dot{G}_s E_0, \quad (6.7)$$

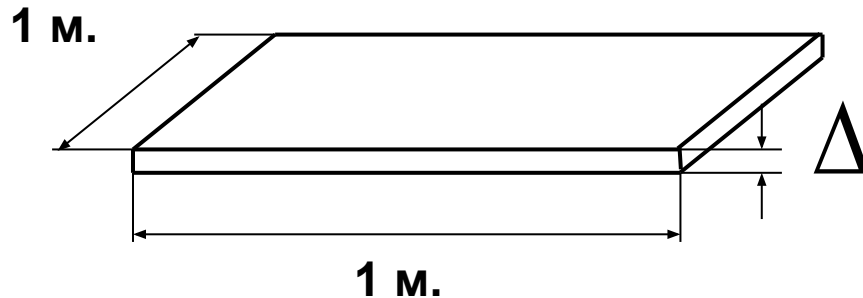
где $\dot{G}_s = \frac{\Delta\sigma}{1+i}$ – удельная поверхностная проводимость.

Удельное поверхностное сопротивление:

$$\dot{Z}_S = \frac{1}{G_S} = \frac{1+i}{\Delta\sigma} = R_S + iX_S. \quad (6.8)$$

Представляет интерес активная составляющая: $R_S = \frac{1}{\Delta\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}. \quad (6.9)$

Если $\frac{1}{\sigma}$ — сопротивление куба с ребром 1 м., то R_S — сопротивление параллелепипеда с размерами $1 * 1 * \Delta$:



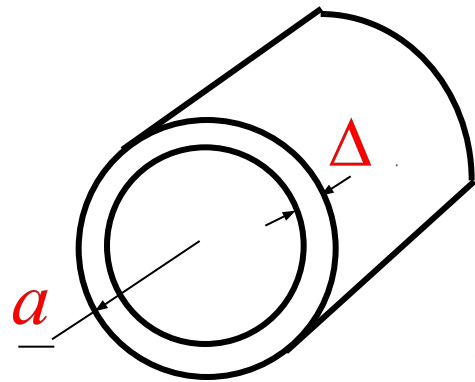
Поверхностный эффект возникает за счёт того, что проникшее в проводник электромагнитное поле наводит в нём токи. Векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ созданные этими токами направлены в сторону, противоположную векторам $\vec{E}$ и $\vec{H}$ «первичного» поля и ослабляют его.

В результате при протекании переменного тока по цилиндрическому проводнику объёмная плотность тока в поперечном сечении проводника максимальна у его поверхности и минимальна на оси.

Сильно выраженный поверхностный эффект имеет место, когда глубина проникновения Δ значительно меньше поперечного размера проводника. В этом случае сопротивление проводника радиуса a можно рассчитывать как сопротивление на **постоянном токе** трубки с внешним радиусом a и толщиной стенки Δ :

$$R_{\boxtimes} \approx \frac{l}{2 \pi a \Delta \sigma}. \quad (6.10)$$

На постоянном токе:
$$R_{=} = \frac{l}{\pi a^2 \sigma}.$$



Тогда

$$\frac{R_{\boxtimes}}{R_{=}} = \frac{a}{2} \cdot \sqrt{\pi f \mu_a \sigma}. \quad (6.11)$$

*

Пример: $m = 10^{-3} \text{ м}$, $l = 3 \cdot 10^8 \text{ см}$ (серебрян.). $\cdot \frac{C_M}{m}$

Тогда: $\frac{R_{\parallel}}{R} \approx 250.$

Как видно из (6.11), отношение $\frac{R_{\parallel}}{R}$ прямо пропорционально радиусу

проводника. Поэтому для уменьшения сопротивления проводника переменному току целесообразно вместо цилиндрического проводника использовать совокупность тонких изолированных друг от друга проводников.

Пример: для серебряного проводника сечением 2 мм^2 $a=0,8 \text{ мм}$.

Тогда: $\frac{R_{\parallel}}{R} \approx 27.$

Такое же сечение можно реализовать с помощью 4-х проводников с $a=0,4 \text{ мм}$. В этом случае

$$\frac{R_{\parallel}}{R} \approx 3.3.$$

* *