

Интегральная показательная функция

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^n} dt$$

1 рода: $E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$

2 рода: $E_2(x) = x \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt = e^{-x} - xE_1(x)$

3 рода: $E_3(x) = x^2 \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^3} dt = \frac{1}{2} [e^{-x} - xE_2(x)]$

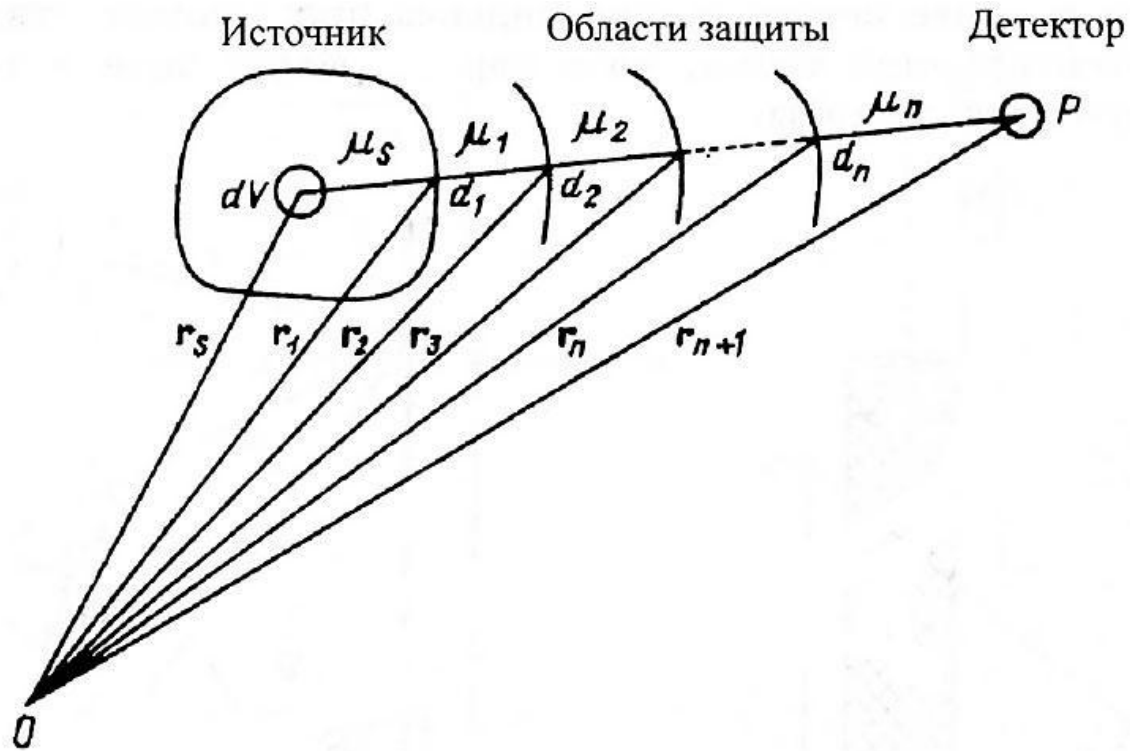
$$E_n(x) = \frac{1}{n-1} [e^{-x} - xE_{n-1}(x)]$$

$$E_1(0) = \infty; \dots E_2(0) = 1; \dots E_3(0) = 0,5 \quad E_1(\infty) = E_2(\infty) = E_3(\infty) = 0$$

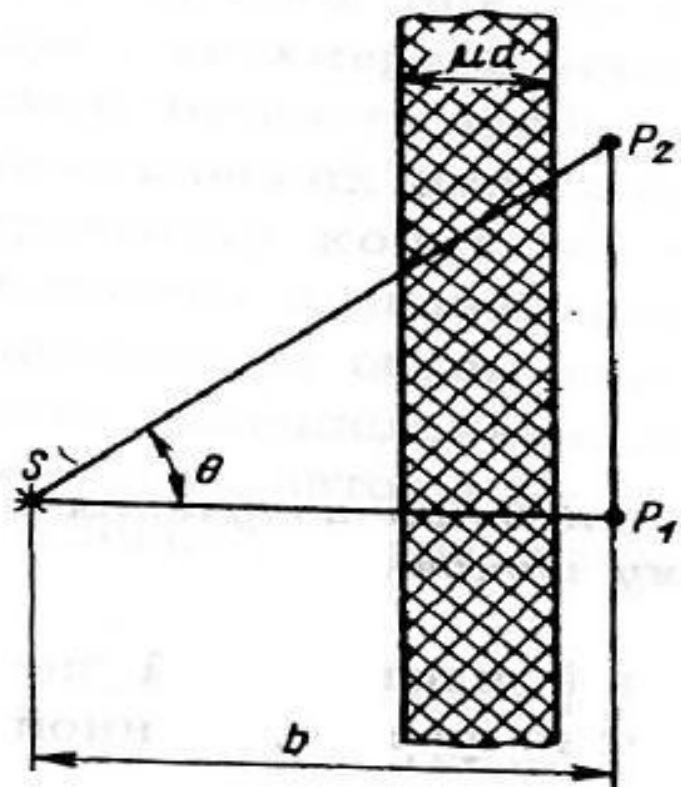
Интегральный секанс или функция (интеграл) Зиверта

$$F(\theta; x) = \int_0^{\theta} \exp(-x \sec \theta') d\theta'$$

$$F_1(t; \pm a) = \int_0^t \exp(\pm ax) E_1(x) dx$$



$$I = \int_V \frac{q_V(\vec{r}_s) \exp(-\mu_s |\vec{r}_1 - \vec{r}_s|) \exp\left(-\sum_{i=1}^n \mu_i |\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i|\right) dV(\vec{r}_s)}{4\pi |\vec{r}_{n+1} - \vec{r}_s|^2}$$



$$I_{10} = \frac{q}{4\pi b^2};$$

$$I_1 = \frac{q \exp(-\mu d)}{4\pi b^2};$$

$$I_{20} = \frac{q}{4\pi (b \sec \Theta)^2};$$

$$I_2 = \frac{q \exp(-\mu d \sec \Theta)}{4\pi (b \sec \Theta)^2}$$

Для радиоактивного нуклида активностью A , Бк, испускающего m групп фотонов разных энергий ($i=1, 2, \dots, m$) с энергией i -й группы E_{oi} , МэВ, и квантовым выходом n_i , фотон/распад, на расстоянии r , м, от точечного изотропного источника в точке **P1**

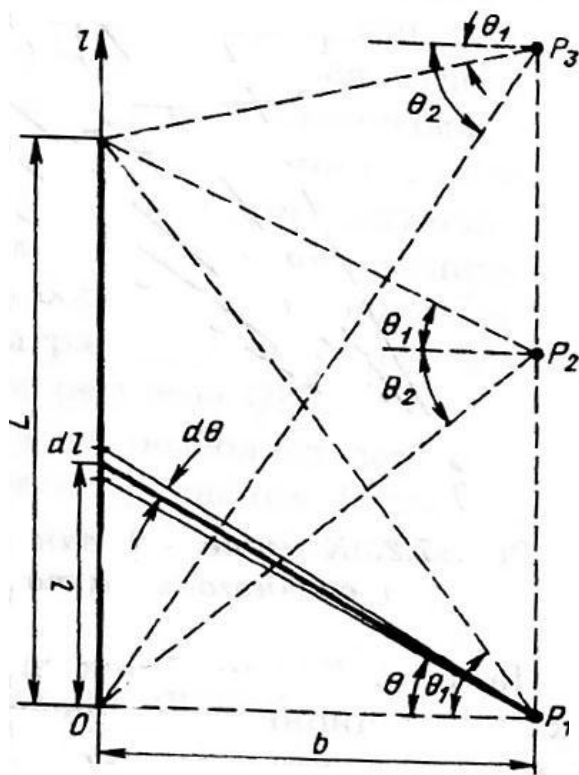
плотность потока энергии I , МэВ/(см²·с):

$$I = \frac{A \sum_{i=1}^m E_{oi} n_i}{4\pi r^2 \cdot 10^4};$$

мощность воздушной кермы \dot{K} , аГр/с:

$$\dot{K} = A \Gamma_K / r^2,$$

если Γ_K — керма-постоянная, аГр·м²/(с·Бк)



$$dI_{10} = \frac{q_L dl}{4\pi (b^2 + l^2)}$$

$l = b \operatorname{tg} \Theta$; $b^2 + l^2 = b^2 \sec^2 \Theta$, $dl = b \sec^2 \Theta d\Theta$. Интегрируя по Θ , получаем

$$I_{10} = \int_0^{\Theta_1} \frac{q_L d\Theta}{4\pi b} = \frac{q_L \Theta_1}{4\pi b}$$

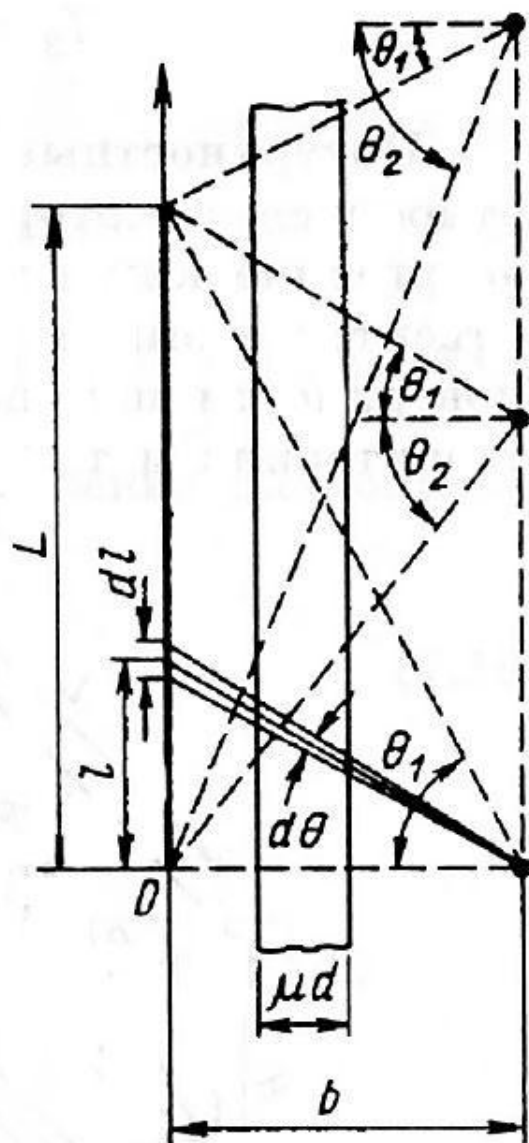
где $\Theta_1 = \operatorname{arctg} \frac{L}{b}$. Для точек P_2 и P_3 аналогично можно получить

$$I_{20} = \frac{q_L (\Theta_1 + \Theta_2)}{4\pi b};$$

$$I_{30} = \frac{q_L (\Theta_2 - \Theta_1)}{4\pi b}.$$

Если линейный источник имеет бесконечную длину $\left(\Theta_1 = \Theta_2 = \frac{\pi}{2} \right)$, то

$$I_{20} = \frac{q_L}{4b}$$



$$dI_1 = \frac{q_L dl \exp(-\mu d \sec \Theta)}{4\pi (b^2 + l^2)} = \frac{q_L \exp(-\mu d \sec \Theta) d\Theta}{4\pi b}$$

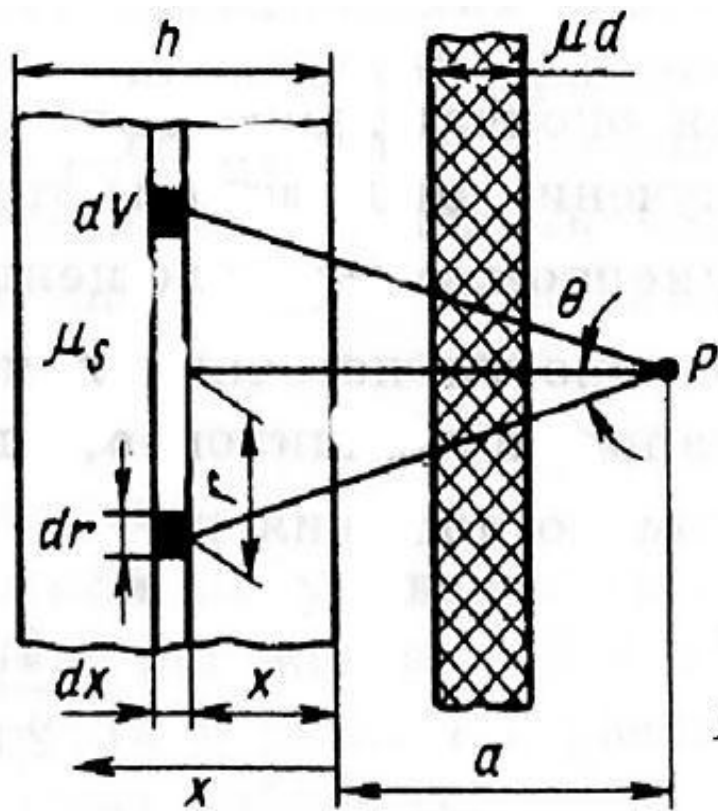
$$I_1 = \frac{q_L}{4\pi b} F(\Theta_1, \mu d)$$

$$F(\Theta, x) = \int_0^{\Theta} \exp(-x \sec \Theta') d\Theta'$$

По аналогии в точках P_2 и P_3

$$I_2 = \frac{q_L}{4\pi b} [F(\Theta_1, \mu d) + F(\Theta_2, \mu d)]$$

$$I_3 = \frac{q_L}{4\pi b} [F(\Theta_2, \mu d) - F(\Theta_1, \mu d)]$$



$$dI = \frac{q_V \exp \left[- \left(\mu_s x + \mu d \right) \sec \Theta \right] 2\pi r dr dx}{4\pi \left[r^2 + (a + x)^2 \right]}$$

Обозначая $\mu_s x + \mu d = z$ и учитывая, что $\sec \Theta = \frac{\sqrt{r^2 + (a + x)^2}}{(a + x)}$

$$I = \int_0^h dx \int_0^{\infty} \frac{q_V \exp \left[- z \sqrt{r^2 + (a + x)^2} \right]}{2 \left[r^2 + (a + x)^2 \right]} r dr$$

$$t = z \frac{\sqrt{r^2 + (a + x)^2}}{(a + x)}$$

$$I = \int_0^h dx \int_0^{\infty} \frac{q_V \exp(-t)}{2t} = \frac{q_V}{2} \int_0^h E_1 \left(\mu_s x + \mu d \right) dx$$

$$E_2(x) = x \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt = e^{-x} - xE_1(x)$$

$$I = \frac{q_V}{2\mu_s} \cdot \left[E_2(\mu d) - E_2(\mu d + \mu_s h) \right]$$