

Автомодель в гинкесных усилителях

$$\omega_{\text{фр}} = \omega_{\text{аз}} \quad (\text{т.к. } \omega = \omega_{\text{аз}})$$

исходно $\omega = q \omega_p$ (q - коэффициент, т.е. число, определяющее разность между частотой обр. и частотой генератора)

$$\varphi = q \theta - \omega_p t \quad \text{или} \quad \varphi = q \theta - \int \omega_p(t) dt, \text{ если } \omega_p \text{ меняется}$$

$$\frac{d\omega}{ds} = e E_0 \cos \varphi \quad (1) \quad \text{или} \quad \frac{d\omega}{d\theta} = \frac{e V}{2\pi} \cos \varphi (*) \quad (V = 2\pi R E_0)$$

V - макс. скорость

$$\frac{d\varphi}{d\theta} = q - \frac{\omega_p(t)}{\omega(\omega, t)}; \quad \omega(\omega, t) = \frac{d\theta}{dt} - \text{частота обр.}$$

$$\frac{d\omega_s}{d\theta} = \frac{e V}{2\pi} \cos \varphi_s;$$

т.к. для синхронизма $\omega_s \equiv \omega_{\text{фр}}$, то

$$\frac{d\omega_s}{ds} = p_s \gamma_s^2 \frac{d\omega_{\text{фр}}}{ds} \quad (2)$$

в ч.ч.

$$q \omega(\omega_s, t) \equiv \omega_p(t) \quad (3)$$

$$q \frac{\omega(\omega_s)}{R(\omega_s, t)} \equiv \omega_p(t) \quad (4)$$

$$\text{из (1) и (2)} \Rightarrow \cos \varphi_s = \gamma_s^2 \frac{p_s}{e E_0} \frac{d\omega_{\text{фр}}}{ds} < 1$$

① для уел. с учетом (3):
прогресс (3)

$$\frac{d\omega_s}{dt} = \left(\frac{d\omega_p}{dt} \right) / \left(q \left(\frac{\partial \omega}{\partial \omega_s} \right)_s \right) \text{ и } \Rightarrow \cos \varphi_s = 2\pi \left(\frac{d\omega_p}{dt} \right) / \left(e V \omega_p \left(\frac{d\omega}{d\omega_s} \right) \right) < 1$$

с учетом (*)

$\frac{d\omega}{d\omega}$ может быть как > 0 , так и < 0 и для этих случаев
в наст. м.м. (физотрон) ω_p зависит от ω . т.к. $\omega_{\text{фр}} \propto \sqrt{\omega}$ с ростом ω

② для уел. с учетом (4):
прогресс (4) или $R_s = \omega_{\text{фр}} t$

$$\frac{d\omega_s}{d\theta} = \frac{R_s}{\omega_p} \frac{d\omega_p}{dt} \left(\frac{d\omega}{d\omega_s} \right)_s = R_s p_s \omega_s^2 \frac{d\omega_p}{dt} / (\omega_p \omega_0^2) \text{ и}$$

$$\cos \varphi_s = \frac{2\pi R_s p_s \omega_s^2}{e V \omega_p \omega_0^2} < 1 \quad \text{и } \Rightarrow \frac{\partial \omega}{\partial \omega} \text{ брета } \nearrow$$

т.к. $\omega \approx c$ в пределах, где ω (синхротрон) и $\omega_s \gg \omega_0$ $\omega \approx c = \text{const}$
и $\frac{\partial \omega}{\partial t}$ остается < 0 и $\frac{\partial \omega}{\partial t} \rightarrow 0$

$$\frac{d(w-w_s)}{d\theta} = \frac{eV}{2\pi} (\omega\varphi - \cos\varphi_s)$$

$$\frac{d\varphi}{d\theta} = \varphi - \frac{\omega_p(t)}{\omega(w-w_s, t)}$$

тогда

$$H = -\frac{eV}{2\pi} (\sin\varphi - \varphi\cos\varphi_s) + \int_0^{w-w_s} \left[\varphi - \frac{\omega_p(t)}{\omega(w-w_s, t)} \right] d\theta$$

при этом надо помнить, что $\omega(w-w_s, t)$ может как расти, так и уменьшаться, тогда надо быть в ЛУ

$$H = -eE_0 (\sin\varphi - \varphi\cos\varphi_s) + \omega_p \int_0^{w-w_s} \left(\frac{1}{\sigma_\varphi} - \frac{1}{\sigma} \right) d(w-w_s)$$

и $\sigma(t)$ всегда растет.

Экспрессивная масса и кинетическая энергия:

ВЛЧ. $w^2 = w_0^2 + p^2 c^2 = w_0^2 (1 - \beta^2)$ — основной уравнение \Rightarrow

$$\Rightarrow \frac{dp}{d\sigma} = \frac{1}{\sigma} \frac{dw}{d\sigma} = m\gamma^3$$

— уровень излучения, "продольная масса" ($m\gamma$ — поперечная масса)

аналог в ЛУ

$$\left(\frac{\partial w}{\partial \omega} \right)_s / R_s^2 \omega_s = \left(\frac{\partial p}{\partial \omega} \right)_s / k, \quad \text{тогда} \quad \left(\frac{\partial w}{\partial \omega} \right)_s = \frac{\omega_s}{k} k \left(\frac{\partial p}{\partial \omega} \right)_s$$

$\text{при } R \partial w = \partial \sigma$

$$H = \left[k^2 w \frac{\partial w}{\partial \omega} \right]_s^{-1} = \left[k \frac{\partial w}{\partial p} \right]_s^{-1}$$

определение не верно
не определено, т.к. при измерении
w или p делаются не только
 σ , но и k

$$w(p) = \frac{\sigma(p)}{R(p)} \Rightarrow \frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial p} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial p} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial p} \quad (5)$$

близкое новое понятие — коэффициент расширения орбиты:

$$\alpha = \left(\frac{p}{R} \frac{\partial R}{\partial p} \right)_{\substack{t=\text{const} \\ p=p_s}}$$

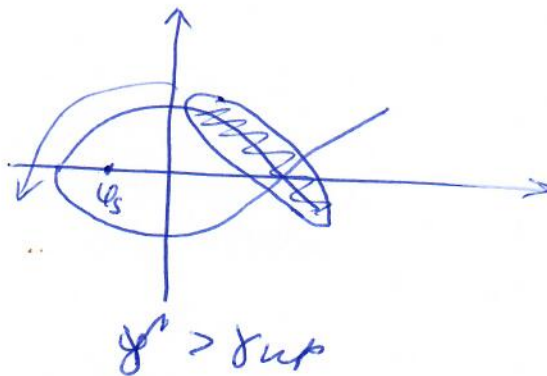
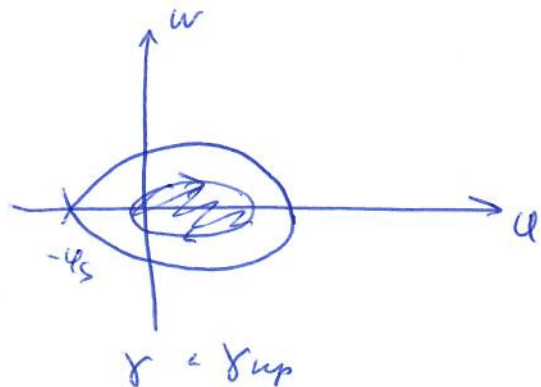
т.к. $p = m\sigma\gamma$; $\frac{dp}{d\sigma} = m\gamma^3$, то, подставив все это в (5) имеем

$$\frac{\partial w}{\partial p} = (1 - \alpha\gamma^2) / k m \gamma^3 \quad \text{и} \quad H = \frac{m\gamma_s^3}{1 - \alpha\gamma_s^2}$$

Для большого числа центрированных

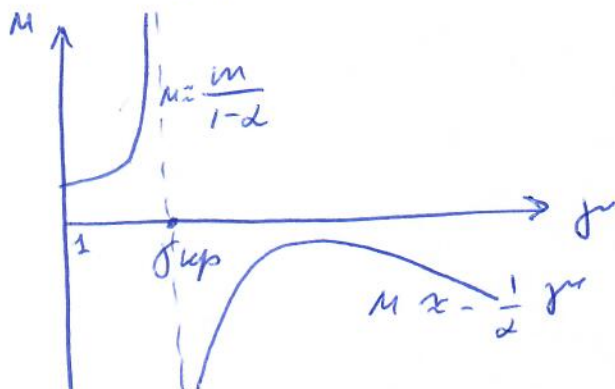
$\lambda > 0$ и M всегда < 0 (знак φ_s всегда совпадает со знаком M и Ω^2 всегда > 0)

Для сильной линейной фокусировки ($n \gg 1$) $\lambda \ll 1$ и M может менять знак при $\gamma_{кр} = \lambda^{-1/2}$



Ex. 1

$\lambda = 0.03$ $\gamma_{кр} \approx 6$ ($p^+ \approx 5 \text{ ГэВ}$; $e^- \approx 3 \text{ МэВ}$ - не проблема)



если $\gamma \rightarrow \gamma_{кр}$ снизу, то M растет и фазовые набежки быстро затухают, угол сильно сжимается около φ_s , при переходе через $\gamma_{кр}$ M скачком меняется с $+\infty$ до $-\infty$ и далее быстро убывает по модулю, затем начинает медленно возрастать. Искажем друг друга поперечны.

Варианты решения:

1. $\nearrow \gamma_{кр}$ или, что $\gamma_{кр} > \gamma_{max}$ (орбита будет сильно отклоняться от окружности)
2. сдвинуть φ_s на $2\varphi_s$ с помощью ВЧ-переноса...

