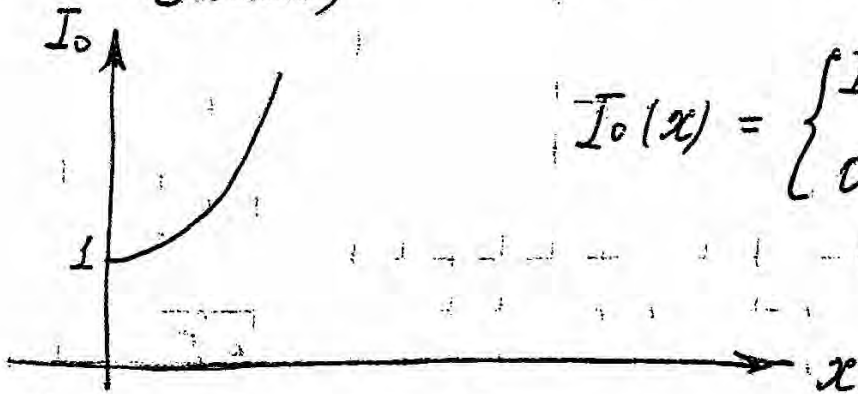


$$I_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-x \cos \varphi_p} d\varphi_p$$

ср-ие Бесселя чисто вещественного арг.
1-го рода 0-го порядка

(18) - обобщенный γ -н Рунне (или γ -н Рунне)



$$I_0(x) = \begin{cases} I_0(x), & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

Значит I_0 можно перейти к модели Деландро 1-го типа, где получим БТ отсчетов $\Rightarrow E_0 = a \Rightarrow$

$$p(E_1) = \frac{E_1}{\sigma_1^2} \exp\left(-\frac{E_1^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (20)$$

(20) - простой γ -н Рунне

Найдем распределение фазы:

$$p(\varphi_p) = \int_0^{\infty} p(E_p, \varphi_p) dE_p$$

$$p(\varphi_p) = \frac{1}{2\pi} e^{-a^2/2} + \frac{a \cos \varphi_p}{2\sqrt{2\pi}} \left[1 + \Phi(a \cos \varphi_p) \right] \times e^{-\frac{a^2 \sin^2 \varphi_p}{2}}$$

$E_0 = 0$
 $a = 0$, если получим БТ мет \Rightarrow

$$\left\{ p(\varphi_p) = \frac{1}{2\pi} \right\} \quad (21)$$

фаза распределена равномерно
 $-\pi \leq \varphi_p \leq \pi$

3-ку.

"a" — отклонение координат, асимптотически
БТ к СЛО

$$\varphi(z) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

3-н Гаусса — распредел с $\mu_0 = 0$, $D = 1$

$$p(E_p) = \frac{E_p}{\sigma_z^2} \exp\left(-\frac{E_p^2 + E_0^2}{2\sigma_z^2}\right) I_0\left(\frac{E_p E_0}{\sigma_z^2}\right)$$

Введем новые переменные:

$$(2) \begin{cases} a = \frac{E_0}{\sigma_z} & \text{производим поршировку} \\ & \text{по СЛО } \sigma_z \\ v = \frac{E_p}{\sigma_z} & v = \psi(E_p) \\ & \text{ф-ция от } E_p \end{cases}$$

Необход. найти плотность вер-ти по поршировк пере-
менной v, для этого воспользуемся
ф-лой (11)

$$E_p = \psi^{-1}(v)$$

$$p(v) = p(E_p) \left| \frac{dE_p}{dv} \right|_{E_p = \psi^{-1}(v)} \quad (3)$$

$$E_p = \sigma_z v \quad (5)$$

$$\frac{dE_p}{dv} = \sigma_z \quad (6)$$

3-н Гаусса отн-но поршировк пере-к

$$p(v) = \frac{\sigma_z v \sigma_z}{\sigma_z^2} \exp\left(-\frac{v^2 + a^2}{2}\right) I_0(av)$$

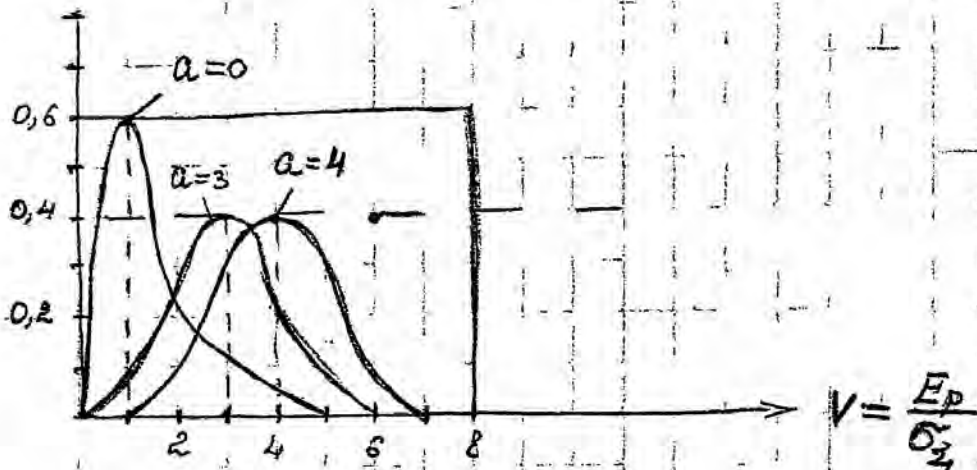
$$p(v) = v \exp\left(-\frac{v^2 + a^2}{2}\right) I_0(av) \quad (7)$$

описывает коррелирующую амплитуду E_p в случае модели девиации σ -го типа, при отсутствии доминирующей БТ:

$$E_p = 0 \\ a = 0$$

3-я Рамсея без БТ

$$p(v) = v \exp\left(-\frac{v^2}{2}\right) \quad (8)$$



Максимум соответствует "a".

Асимметрия поперечного разброса

при $a=0$ имеем обычный 3-й Рамсея

Гравитация $\sigma = 3\sigma$, как при нормальном 3-м.
 При увеличении "a" увеличивается вектор
 БТ в разбросе энергии, происходит нормализация
симметричного распр-ия, распр. становится симметричным
 относительно своего максимума и сдвигается
 со значением "a".

Вероятностное

хар-ке
ЭПР

распределение

Вспомогательная опред-ле ЭПР:

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{E_{mz}^2}{E_{mi}^2} \quad (9)$$

Предположим
 $R = \text{const}$
 $E_{m1} = \text{const}$

$$\Rightarrow \sigma_{\text{уп}} = k E_p^2 \quad (10)$$

если модель Деманго 2-го типа
 $E_{m2} \rightarrow E_p$
 $\sigma_{\text{уп}}$ пропорциональна квадрату E_p

$$\sigma_{\text{уп}} = k E_0^2$$

↓
 это соответствует модели БТ

$$\sigma_{\text{уп}} = k E_2^2$$

↑ это соответствует модели Деманго 1-го типа

$$\sigma_{\text{уп}} = \psi(E_p)$$

$$E_p = \psi^{-1}(\sigma_{\text{уп}})$$

$$E_p = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{уп}}}{k}} \quad (12)$$

$$p(\sigma_{\text{уп}}) = p(E_p) \left| \frac{dE_p}{d\sigma_{\text{уп}}} \right|_{E_p = \psi^{-1}(\sigma_{\text{уп}})} \quad (11)$$

$$(12) \rightarrow \text{в } (11) \Rightarrow$$

$$\frac{dE_p}{d\sigma_{\text{уп}}} = \frac{1}{2\sqrt{\sigma_{\text{уп}} k}} \quad (13)$$

$$p(\sigma_{\text{уп}}) = \frac{\sqrt{\sigma_{\text{уп}}}}{\sqrt{k} \sigma_2^2} \frac{1}{2\sqrt{\sigma_{\text{уп}} k}} \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{уп}} + \sigma_{\text{уп}0}}{2k\sigma_2^2}\right) \cdot$$

$$\cdot I_0\left(\frac{\sqrt{\sigma_{\text{уп}} \sigma_{\text{уп}0}}}{k\sigma_2^2}\right)$$

$$(14) \quad p(\sigma_{\text{уп}}) = \frac{1}{2k\sigma_2^2} \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{уп}} + \sigma_{\text{уп}0}}{2k\sigma_2^2}\right) I_0\left(\frac{\sqrt{\sigma_{\text{уп}} \sigma_{\text{уп}0}}}{k\sigma_2^2}\right)$$

Покажем, что $E\{\sigma_{\text{уп}}\} = \sigma_{\text{уп}0}$

$$\overline{\sigma_{y_2}} = 2k \sigma_{x_2}^2 \quad (15)$$

$$\overline{\sigma_{y_2}} = E \{ k E_{x_2}^2 \} = k$$

$$E \{ x_2^2 + y_2^2 \} = 2k \sigma_{x_2}^2$$

$$p(\tilde{\sigma}_{y_2}) = \frac{1}{\overline{\sigma_{y_2}}} \exp\left(-\frac{\tilde{\sigma}_{y_2} + \sigma_{y_2}}{\overline{\sigma_{y_2}}}\right) I_0\left(\frac{2\sqrt{\tilde{\sigma}_{y_2} \sigma_{y_2}}}{\overline{\sigma_{y_2}}}\right) \quad (16)$$

Докажем независимость

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\sigma}_{y_2} = \overline{\sigma_{y_2}} + \sigma_{y_2} \end{array} \right\} \quad (17)$$

Вывод: ЭПР модели децато 2-го типа = это модели децато 1-го типа и ЭПР гошикирующей БТ.

Введем: $m = \frac{\sigma_{y_2}}{\overline{\sigma_{y_2}}}$

$$\tilde{\sigma}_{y_2} = \overline{\sigma_{y_2}} (1+m) \Rightarrow \overline{\sigma_{y_2}} = \frac{\tilde{\sigma}_{y_2}}{1+m} \quad (18)$$

Тогда ср-на (16) примет вид

$$p(\tilde{\sigma}_{y_2}) = \frac{1+m}{\tilde{\sigma}_{y_2}} \exp(-m) \exp\left[-\frac{\tilde{\sigma}_{y_2}(1+m)}{\tilde{\sigma}_{y_2}}\right] \cdot$$

$$I_0\left(2\sqrt{\frac{\tilde{\sigma}_{y_2} \sigma_{y_2} (1+m)}{\tilde{\sigma}_{y_2}}}\right) \quad (19)$$

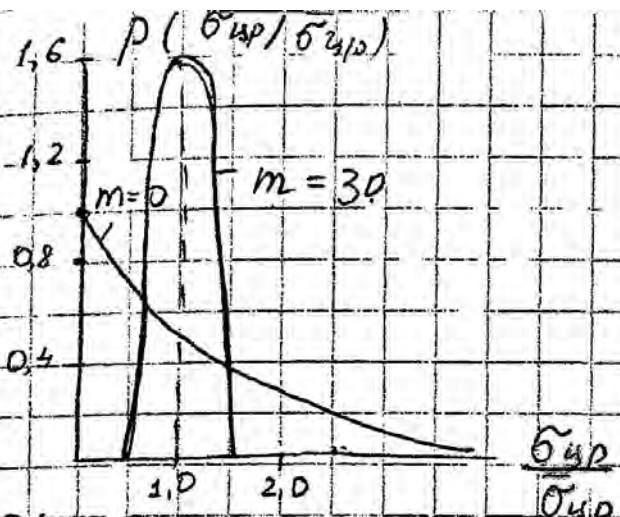
Выводы

1. Если гошики БТ отсутствует \Rightarrow

$$m = 0$$

$$\left\{ p(\sigma_{y_2}) = \frac{1}{\overline{\sigma_{y_2}}} \exp\left(-\frac{\sigma_{y_2}}{\overline{\sigma_{y_2}}}\right) \right\} \quad (20)$$

↓
ИПРВ елви-се попросту ипользови
3-мом.



При отсутствии дБТ, ПРВ представы евр γ и σ - сов-ть, при "m" евно отишескоясь от едичицы, γ -и распр-ие евно отишескоясь от евр, при увеличении "m" проиждет нормализованне γ -и распр-ие, псевдоиы вклад в ЭТР вносит дбт.

Распределение еиности приишеско еишеско для расы, еиод еишеско еишеско.

с учетом ур-ие рсцисонок евоого пр-ва:

$$P_{прм} = k \sigma_{цр} \rho$$

Для того в ур-ии γ еишеско все пар-ры γ еишеско в псоте-ва проторисет-ти k еишеско σ .

Для еишеско еишеско 2-го типа:

$$P_{прм,р} = k \sigma_{цр} \quad (21)$$

учитывая (21) и (19), еишеско еишеско-и

$$P(P_{прм,р}) = \frac{1+m}{P_{прм,р}} \exp(-m) \exp\left[-\frac{P_{прм,р}(1+m)}{P_{прм,р}}\right]$$

$$I_0 \left(2 \sqrt{\frac{P_{прм,р} m(m+1)}{P_{прм,р}}} \right)$$

$\vec{\beta}$ - вектор некоррелированных пар-ов и к нему отн-ся: амплитуда при выделении, малые графа, и те пар-ры и векторы $\vec{\beta}$, которые не коррелируются, при этом при решении шум имеет следующий вид:

$$y(t) = \text{Re} \left\{ \dot{X}(t, \vec{\alpha}, \vec{\beta}) e^{j\omega_0 t} \right\} + n(t) \quad (2)$$

Типовой сигнала при шум

$$\dot{X}(t, \vec{\alpha}) = \dot{B}(t) \dot{U}(t - \tau) e^{-j2\pi F_{g,cp} t} \quad (3)$$

\dot{U} - помехи, обладающие заданной стат.

$F_{g,cp}$ - средняя скорость перем.

$\dot{B}(t)$ - комплексно-подмодулированный сигнал - шум, процесс, учитывающий модуляционные эффекты при сигнале, в его полностью можно учесть фазовую модуляцию при выделении и описание процесса распр-ше от рнс к шуму и обратно, т.е. шум рекурсивно неупорядочен, ветвящийся по трассе распр-ше. (случайное замещение шум)

$\dot{B}(t)$ - мультипликативный коэффициент СП стационарн в широком смысле, т.е. $\omega_0 = \text{const}$, на практике тогда $\omega_0 \text{const} = 0$

$$1) \text{ ПУО } E \{ \dot{B}(t) \} = \text{const} \Rightarrow E \{ \dot{B}(t) \} = 0 \quad (2)$$

$$2) C_{BB}(t_1, t_2) = E \{ [\dot{B}(t_1) - E \{ \dot{B}(t_1) \}] \cdot [\dot{B}(t_2) - E \{ \dot{B}(t_2) \}]^* \} \\ = C_{BB}(0) \quad (3)$$

$$\tau = t_2 - t_1$$

$$C_{BB}(t_1, t_2) = R_{BB}(t_1, t_2) = E \{ \dot{B}(t_1) \dot{B}^*(t_2) \} \quad (4)$$

L_2 -
 $F_n(\theta, \varphi)$ - амплитуда вынужденного n -го гармонического колебания СК

Можно обозначить множитель, зависящий от n , как F_n . Тогда для всех n имеем:

$$\vec{E}_{nm} = k \cdot \vec{E}_n \cdot F_n(\theta, \varphi) \cdot \frac{e^{-\sqrt{\beta} R_n}}{R_n} \quad (3)$$

Пол, излучаемый каждым n -м гармоникой, - сферическая волна с центром в n -ке O_n .

Пол, излучаемый всеми n -гармониками.

$$\vec{E}_{\Sigma n} = \sum_{n=1}^N \vec{E}_{nm} = k \sum_{n=1}^N \vec{E}_n \cdot F_n(\theta, \varphi) \cdot \frac{e^{-\sqrt{\beta} R_n}}{R_n} \quad (4)$$

Изменим n -ку (4) с учетом того, что n -ка движется со \vec{v} в заданной зоне.

$$\vec{R}_n = \vec{R} - \vec{S}_n \quad (5); \quad \text{тогда}$$

$$R_n = |\vec{R}_n| = \sqrt{(\vec{R}_n, \vec{R}_n)} = \sqrt{(\vec{R} - \vec{S}_n, \vec{R} - \vec{S}_n)} = \sqrt{R^2 - 2(\vec{R}, \vec{S}_n) + S_n^2} =$$

$$= R \sqrt{1 - \frac{2(\vec{R}, \vec{S}_n)}{R^2} + \left(\frac{S_n}{R}\right)^2}$$

Изменим (5), - получим:

$$R_n \approx R \left[1 - \frac{(\vec{R}, \vec{S}_n)}{R^2} \right] \quad (6)$$

$$R_n \approx R - (\vec{u}, \vec{S}_n) \quad (7), \quad \vec{u} = \frac{\vec{R}}{R} - \text{х-здесь направление вектора } \vec{R}$$

По формуле: $(\vec{u}, \vec{S}_n) = |\vec{u}| |\vec{S}_n| \cos \varphi_n = S_n \cos \varphi_n$
 т.е. $R_n \approx R - S_n \cos \varphi_n \quad (7')$

Замечание.

Применив тригонометрические формулы (7') к формуле (4) и учитывая, что в заданной зоне вектора \vec{R} и \vec{R}_n несут можно считать, что $\vec{R} \approx \vec{R}_n$.



тогда: $\vec{R} - \vec{R}_n = -(\vec{u}, \vec{S}_n) \quad (8)$

где \vec{F}_n - вектор напря. сил $n=1, 2, \dots, N$ и $\vec{F}_n(\theta, \varphi)$ - вектор напря. сил в общем направлении СВ

Тогда $\vec{F}_n(\theta, \varphi) = \vec{F}_{2n}(\theta, \varphi)$

и $n=1, 2, \dots, N$ будем иметь вектор:

$$\vec{E}_{2m} = k F_{2n}(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N \vec{F}_n e^{+j\beta R_n \cos \theta_n} \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (9)$$

Обозначим $f_z(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N \vec{F}_n e^{+j\beta R_n \cos \theta_n} \quad (10)$ - комплексный

множитель антенной системы.

Тогда \vec{E}_{2m} в эквивалентной схеме

$$\vec{E}_{2m} = k F_{2n}(\theta, \varphi) f_z(\theta, \varphi) \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (11)$$

Обозначим $\vec{\Phi}_{2n}(\theta, \varphi) = \vec{F}_{2n}(\theta, \varphi) \cdot f_z(\theta, \varphi) \quad (12)$ - нормированная комплексная векторная \vec{F} -функция напря. сил антенной решетки

Тогда \vec{E}_{2m} (11)

$$\vec{E}_{2m} = k \vec{\Phi}_{2n}(\theta, \varphi) \cdot \frac{e^{-j\beta R}}{R} \quad (13)$$

- Волна в дальней зоне или сферический характер центр которой лежит в центре антенной СВ.

Для нормирования \vec{F} -функции (12) можно использовать следующий алгоритм:

$$F_{2n}(\theta, \varphi) = \frac{\vec{\Phi}_{2n}(\theta, \varphi)}{|\vec{\Phi}_{2n}(\theta_0, \varphi_0)|}, \quad (\theta_0, \varphi_0) = \text{argmax} |\vec{\Phi}_{2n}(\theta, \varphi)| \quad (14)$$

Амплитуд множителя направляется и его значение для нормирования узкодиапазонных антенн.

Для излучающих СВ-ва антенной решетки.

$$\vec{F}_{2n}(\theta, \varphi) = \vec{F}_{2n}(\theta, \varphi) P_A(\theta, \varphi)$$

$P_A(\theta, \varphi)$ - норма вектор напря. сил СВ-ва СВ.

Связь множителя направленности и АФР
через преобразование Фурье.

Записан АФР в виде

$$I(x) = \begin{cases} I(x), & |x| \leq \frac{L}{2} \\ 0, & |x| > \frac{L}{2} \end{cases}$$

Тогда в п. 15) можно заменить конечные пределы
бесконечными:

$$f_z(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) e^{j\beta x \cos \theta} dx \quad (17)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ введем } v_x = \frac{x}{\lambda}, \quad dx = \lambda dv_x$$

Тогда переищем п. 17) в виде

$$f_z(v_x) = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} I(v_x) e^{j2\pi v_x u_x} dv_x$$

В некоторых случаях множитель λ можно
и не писать

$$f_z(v_x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(v_x) e^{j2\pi v_x u_x} dv_x$$

помимо, что

$$f_z(v_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ I(v_x) \} e^{+j2\pi v_x u_x} dv_x \quad (18)$$

Пусть известна функция $A(t)$, тогда

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ A(t) \} e^{-j2\pi ft} dt \quad (19) \text{ - ОНФ}$$

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ S(f) \} e^{j2\pi ft} df \quad (20) \text{ - ОНФ}$$

Тогда, сравнив п. 18) и (19), увидим, что они аналогичны
с заменой $t \leftrightarrow v_x$ и $f \leftrightarrow v_x$, т.е. $f_z(v_x) \leftrightarrow A(t)$ и $I(v_x)$

Т.о. аналогом метода Фурье является АФР, т.е.
АФР является роль преобразования Фурье.

Г.о. АРГ и множитель между собой не связаны между собой. Это позволяет при исследовании систем использовать теорию и св-ва ЛФ.

Результат любой операции вычисляется по формуле

Континг по орг. \sqrt{x} передается по формуле $\varphi(t) = 2\pi \sqrt{x} (15)$

$$\sqrt{x} = \frac{x}{2} = 2\pi \sqrt{x}$$

$$\varphi(t) = 2\pi \sqrt{x} (15)$$

можно записать, что

$$\dot{\varphi}(\sqrt{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \dot{\varphi}(\sqrt{x}) \right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\varphi}(\sqrt{x}) e^{-j2\pi \sqrt{x} t} d\sqrt{x} (14) = \text{интеграл по направлению } \sqrt{x} \text{ косинус } \varphi$$

$$\varphi(\sqrt{x}) = 2\pi \sqrt{x} (15)$$

Уз (15) косинус имеет вид $f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} (16)$

Аналогично $\sqrt{x} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(\sqrt{x})}{d\sqrt{x}} (17)$ - x - это скорость изменения \sqrt{x} по отношению к \sqrt{x} - угловая координата \sqrt{x} .

Уз св-ва ЛФ:

$$\dot{S}(t) = \left(A(t), e^{j2\pi t t} \right) (18) \text{ - автокорреляция } \varphi - \text{угл.}$$

Формула: $S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \left[e^{j2\pi t t} \right]^* dt$

Операции ЛФ и интерпретируются как операции системы комплексной функции по спектру и формулы φ - угл. с угловой f .

$$\dot{S}(t) \cdot dt e^{j2\pi t t} \text{ амплитуда } \varphi \text{ угл.}$$

Свойства 19.

1. $A(t) = A_0(t) -$ комплексная амплитуда сигнала $\omega_0 + \omega_m$

$$A(t) = A_{\text{cos}}(t) + A_{\text{sin}}(t) \quad (19)$$

$$A_{\text{cos}}(t) = \frac{1}{2} [A(t) + A(-t)]$$

$$A_{\text{sin}}(t) = \frac{1}{2} [A(t) - A(-t)]$$

$\int \{ A_{\text{cos}}(t) \} = S(\omega) -$ спектр вещественной ω -функции

$$S_{\text{cos}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{cos}}(t) \cos \omega t dt$$

$\int \{ A_{\text{sin}}(t) \} = -j \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{sin}}(t) \sin \omega t dt -$ спектр вещественной, нечетной ω -функции.

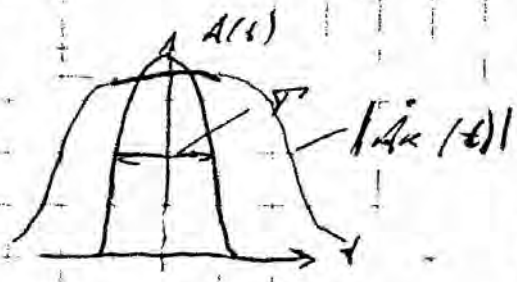
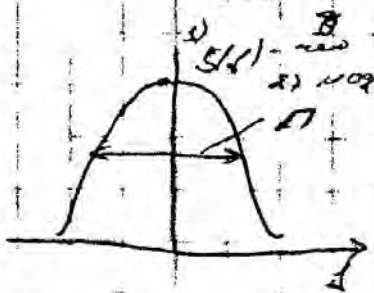
Спектр ω -функции вещественной $A(t)$ является комплексным

Спектр $A(t)$ является также комплексным

Особенности спектра вещественной ω -функции

Если $A(t)$ - вещественная, то $A S(\omega) -$ вещественная ω -функция ω -функция

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (20)$$



В формуле (20) все косинусы имеют нулевую частоту, поэтому при $t=0 \Rightarrow \cos \omega t = 1$, $\tau \in A(0) -$ максимум.

при $t \neq 0 \Rightarrow \cos(\omega t) -$ принимаем различные значения

π - минимум спектра но не ω , не t .

ω - частота - об. сигнала

$$\pi \approx \frac{1}{\omega} \quad (\text{Богом дано } \pi \approx 3.14)$$

В случае, когда $A(t)$ - конст. величина, тогда

$$S(t) = S(0) e^{-i\varphi_0(t)}, \quad \varphi_0(t) \neq 0.$$

$$A(t) = \int S(t) e^{i2\pi f t} dt = \int S(t) e^{i(2\pi f t + \varphi_0(t))} dt \quad (22)$$

Этот процесс является и интегрируемым (обобщенным)

и при $t=0$, $\varphi(t) = 2\pi f t + \varphi_0(t) \neq 0$. По сравнению с веществ. квант γ -квант будет наблюдаться уменьшение максимума при других значениях t из-за разности фаз. Будет происходить расширение фронта при $t=0$.

Для комплексного спектра $B = \pi T \gg 1$ (22).

При малом значении B ширина спектра модуляции можно выразить условие $B \gg 1$, т.е. $\pi = \frac{B}{T}$ (23)

Из полученных результатов можно сделать вывод при использовании свойств алгебры операторов.

Если $A \in P(\mathbb{R}/\mathbb{H})$ квант γ квант, то спектр этой величины $f_2(t)$ также будет квант γ -квант

$$\Delta V_x = \frac{h}{\lambda} \quad \text{нормированный распад}$$

ΔU_x - ширина спектра интер-фаз на z -плоскости z -но z -плоскости

$$\text{Ширина главного лепестка: } \Delta U_x = \frac{1}{\Delta V_x} \quad (B \gg 1) \quad (24)$$

Если $A \in P$ - комплексное, то будет происходить уменьшение ширины спектра в интер-фазе максимума спектра, также происходит расширение этого спектра

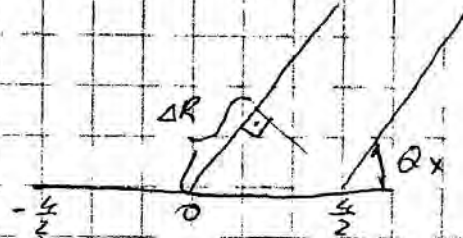
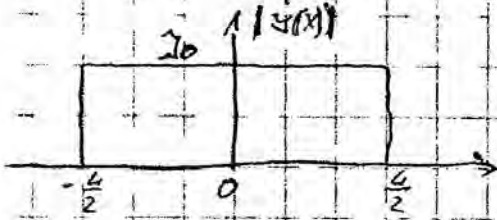
$$\Delta U_x = \frac{B}{\Delta V_x} \quad (B \gg 1) \quad (25)$$

Задача 6.

Исследование св-ва множителя скорости

Множитель направ-н в неминуем случае для непрерывно

$$f_z(\theta, x) = \int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} f(x) e^{+j\beta x \cos \theta} dx \quad \left. \begin{array}{l} \text{идеально} \\ \text{излучателя (СЧУ).} \end{array} \right\}$$



ФФР для направленного ЧЛЧ:

$$f(x) = \begin{cases} I_0 e^{-j\beta x} & |x| \leq \frac{\theta}{2} \\ 0 & |x| > \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (2)$$



$$\Phi x : \varphi(x) = -\beta x.$$

β - к-т замедления фазовой скорости

$$\beta = \frac{c}{V_\varphi} \quad (3)$$

V_φ - фазовая скорость возбуждения



Этап излучателя реализуется неразмещен

возникшая мощность направлена в обе стороны ЧЛЧ

(2) \rightarrow (1):

$$f_z(\theta, x) = I_0 \int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} e^{j\beta x (\cos \theta - 1)} dx = I_0 \frac{e^{j\beta x (\cos \theta - 1)} \Big|_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}}}{j\beta x (\cos \theta - 1)}$$

$$= I_0 \frac{1}{\sqrt{\beta(\cos \theta_x - 3)}} \left[e^{-j \frac{\beta L}{2} (\cos \theta_x - 3)} - e^{-j \frac{\beta L}{2} (\cos \theta_x - 3)} \right] \quad \begin{matrix} \text{но } \pi \text{ и } 2\pi \\ \text{и} \\ \text{и } \pi \text{ и } 2\pi \end{matrix}$$

$$= I_0 \frac{2L}{\sqrt{\beta}} \frac{\sin \left[\frac{\beta L}{2} (\cos \theta_x - 3) \right]}{\beta \frac{L}{2} (\cos \theta_x - 3)} = I_0 L \frac{\sin \psi}{\psi}$$

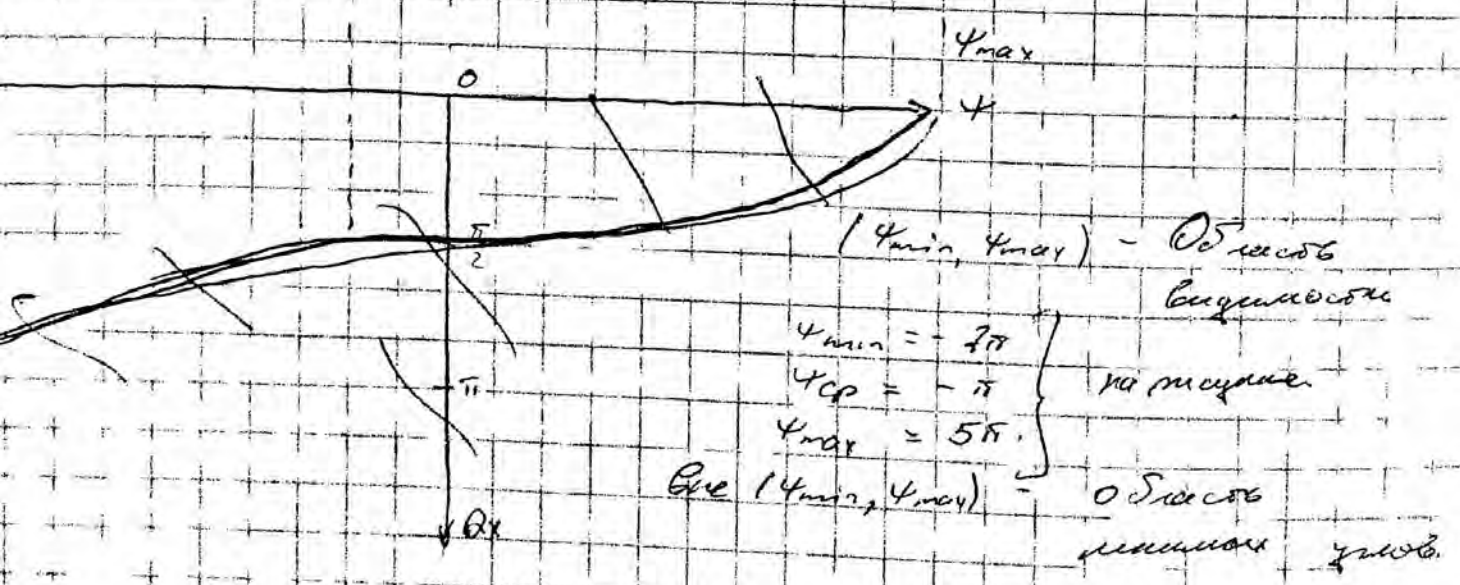
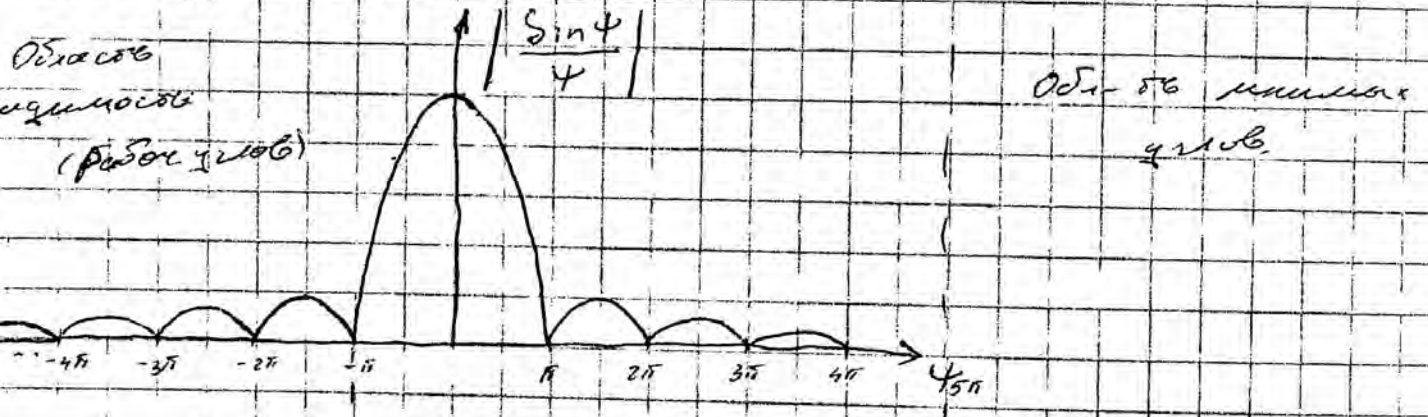
$$\psi = \frac{\beta L}{2} (\cos \theta_x - 3)$$

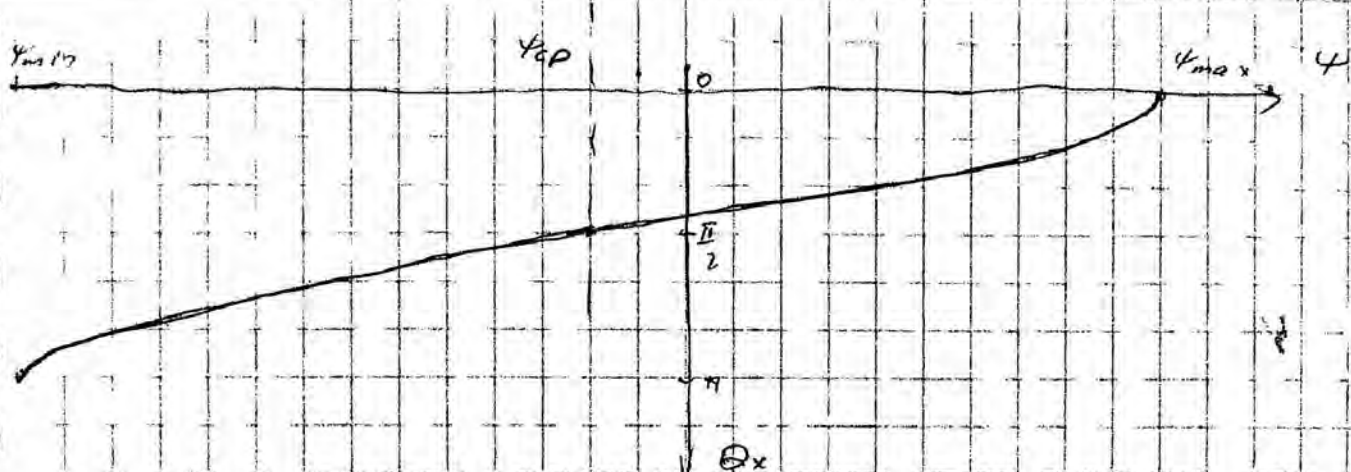
Окончательно получаем:

$$E(\theta_x) = I_0 L \frac{\sin \psi}{\psi} \quad (4)$$

$\psi = \frac{\beta L}{2} (\cos \theta_x - 3)$ - обобщенная угловая переменная

Анализ мнимой части на графиках.





при $\theta_x = 0$ $\psi_{max} = \frac{\beta_4}{2} (1 - \beta)$
 при $\theta_x = \pi$ $\psi_{min} = -\frac{\beta_4}{2} (1 + \beta)$

(5)

$\psi_{cp} = \frac{1}{2} (\psi_{min} + \psi_{max}) = -\frac{\beta_4 \beta}{2} (76)$

Полная размахенность: $\Delta\psi = \psi_{max} - \psi_{min} = \beta_4 = 2\pi \frac{4}{2}$

ψ_{cp} зависит от x -го замера

В пределах области действительности $|\cos \theta_x| \leq 1$

В области мнимых углов $|\cos \theta_x| > 1$, где θ_x - комплексное число.

При $\beta = 0$ $\therefore V_{cp} = \infty$, тогда:

$\psi_{min} = -\frac{\beta_4}{2}$
 $\psi_{max} = \frac{\beta_4}{2}$
 $\psi_{cp} = 0$

Это соответствует случаю сингулярной возмущения, когда все x -е возмущения с одной фазой.

Важно отметить, что в области действительности могут возникать интерференция пиков, создаваемых отклонениями x -го измерения.

Важно также отметить, что при расчете пиков, создаваемых отклонениями x -го измерения:

Кроме того, важно отметить, что при расчете пиков, создаваемых отклонениями x -го измерения:

на рисунке показаны локальные максимумы ψ в максимумах
 или боковых лепестков

Ширина главного лепестка - 2π
 ширина боковых лепестков - π .

$\psi_{\max, k} = \frac{\pi}{2} + \pi k$ - "чужаки" из-за симметрии,
 введённые условием интервала

При $|z| < 1$; $|V_{01}| > c$

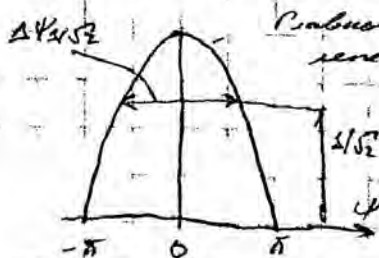
$z \rightarrow 1$; $\psi_0 \rightarrow -\frac{\beta_4}{2}$ и главный лепесток сдвигается к
 правой границе

при $|z| > 1$; $|V_{01}| < c$

В пределах обн. су видны только боковые лепестки, а главный лепесток находится в
 обл. су и никак не проявляется. Это неэффективная работа. Показательные алгоритмы при $|z| > 1$ не
 работают.

Дифференциалы сдвигаются при работе, при
 которых $|z| \ll 1$.

Ширина главного лепестка



$\Delta \psi_0 = 2\pi$.

$\Delta \psi_{1/\sqrt{2}} = 2,98$ (7)

Пересечение ширины главного лепестка и ψ в координатах θ_x - дифференциал угла

$\Delta \theta_{1/\sqrt{2}} = \frac{\Delta \psi_{1/\sqrt{2}}}{\left| \frac{d\psi}{d\theta_x} \right|_{\theta_x = \theta_0}}$ (8)

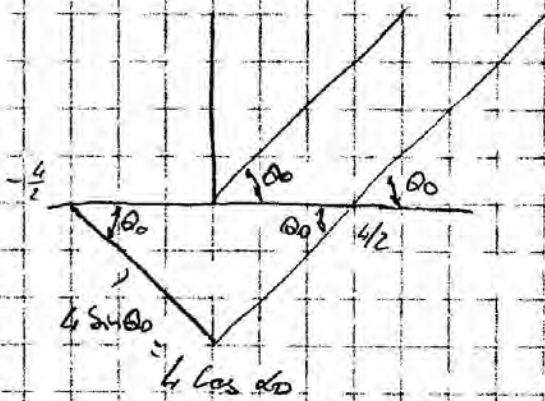
$$\psi = \frac{B^4}{2} (\cos \theta_x - \xi)$$

$$\left| \frac{d\psi}{d\theta_x} \right|_{\theta_x = \theta_0} = + \frac{B^4}{2} \sin \theta_0$$

$$\text{При } \theta_0 = \theta_{\text{max}} \quad \Delta \theta_{\text{max}} = \frac{2,78}{\pi \frac{1}{A} \sin \theta_0} = 0,886 \frac{0,886}{\frac{1}{A} \sin \theta_0} \quad (9)$$

$$\Delta \theta_x \approx \frac{B}{\Delta V_x}, \quad B \approx 1$$

Разрешимость способностей по углу определяется величиной $\Delta \theta_{\text{max}}$ - шириной главного лепестка, чем уже лепесток θ -ного лепестка, тем больше разреш. способность. ξ необходимо увеличивать π -кратную величину $\Delta \theta_{\text{max}}$.



В теории антенн расср. в главного лепестка должно быть отсчитывается от нормали до

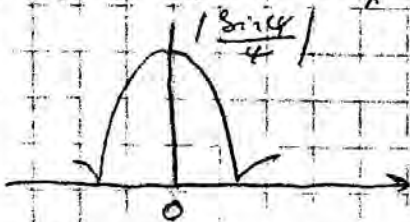


$4 \cos \theta_0 = 4 \sin \theta_0$ - антенна, "вызванная с направлением θ_0 "
 Эта антенна осуществляет собой разницу разности антенны на π - ст., перпен. на π - ст. θ_0 .

Эквивалент.

Решимое уравнение.

$$\psi = \frac{B^4}{2} (\cos \theta_x - \xi)$$



- максимумы соответствуют $\psi = 0$.
 Обозначим максимумы: $\cos \theta_{x0}$

$$\cos \theta_{x0} - \xi = 0 \Rightarrow$$

$$\cos \theta_{x0} = \xi$$

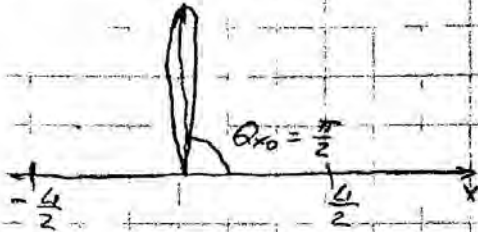
В случае реального антенн: $|\xi| \leq 1$ ($|V_{\text{max}}| \geq c$), тогда:

$$\theta_{x0} = \arccos \xi \quad (1)$$

Следовательно, следует помнить, что в случае амплитуды, его положение можно изменять, меняя значение β .

В зависимости от значения β различают 3 режима излучения

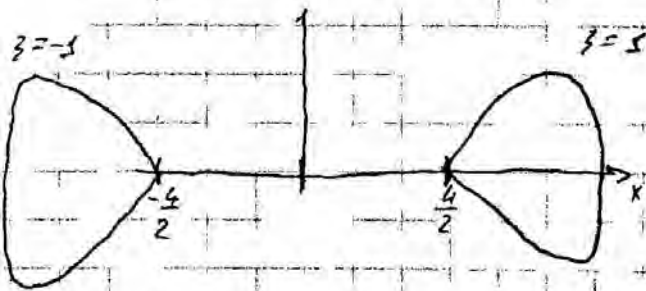
1) $\beta = 0 \Rightarrow \cos \theta_{\text{н}} = 0 \Rightarrow \theta_{\text{н}} = \frac{\pi}{2}$. Случай "поперечного излучения"



Главный лепесток направлен по нормали к плоскости антенны.

В этом случае апертура, выходящая по нормали, будет максимальна, боковая, и равна 0. При этом ширина главного лепестка будет минимально возможной.

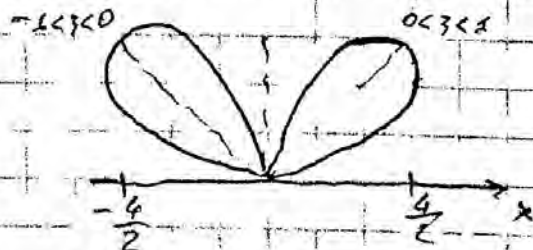
2) $|\beta| = 1 \Rightarrow \cos \theta_{\text{н}} = 0 \Rightarrow \theta_{\text{н}} = 0$. Случай "продольного излучения"
 $\cos \theta_{\text{н}} = \beta \Rightarrow \theta_{\text{н}} = \beta$



В этом случае апертура будет стремиться к точке, а ширина главного лепестка будет стремиться к бесконечности.

Для обеспечения хорошей точности и лучшей способностью при изменении угловых координат следует стремиться работать в направл. дх, близких к нормали. Для этого делают антенну с поворотной базой или в виде вращающегося штыря.

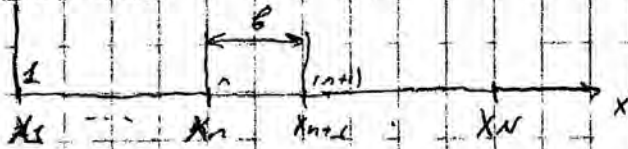
3) $0 < |\beta| < 1$. Случай "наклонного излучения"



Апертура принимает промежуточное значение между мин и макс. Углы изменяются и ширина главного лепестка.

Можно же научиться находить амплитуды решетчатых элементов

Зависит от структуры решетки, расстояния между элементами



b - шаг решетки, $x_n = (n-1)b, n=1, \dots, N$

$$f_z(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{j\beta(n-1)\cos\theta} \quad (2)$$

Пусть ток возбуждения:

$$I_n = I_0 e^{-j\beta b(n-1)\xi} \quad (3) \text{ - идеальная линия возбуждения,}$$

ξ одинаков для всех n -тов одинаковы

(3) \rightarrow (2):

$$f_z(\theta) = I_0 \sum_{n=1}^N e^{j\beta b(n-1)(\cos\theta - \xi)} \quad (4)$$

Замечание!

Ток возбуждения n -го элемента из $\xi = \xi(\theta)$:

$$\Phi(n) = \beta b(n-1)\xi$$

$$\Phi(n+1) = \beta b n \xi$$

Разность токов возбуждения соседних n -тов одинакова в решетке:

$$\Delta\Phi = \Phi(n+1) - \Phi(n) = \beta b \xi \quad (5)$$

т.е. ξ замедляется: $\xi = \frac{\Delta\Phi}{\beta b}(\theta)$ - зависит от разности токов возбуждения соседних элементов.

Вернемся (4) - геометрическая прогрессия с первым членом, равным 1, а с e множителем.

$$q = e^{j\beta b(\cos\theta - \xi)}$$

Тогда

$$S_n = \left| \frac{1 - q^N}{1 - q} \right|$$

$$f_z(\theta) = I_0 \frac{1 - e^{j\beta b N (\cos\theta - \xi)}}{1 - e^{j\beta b (\cos\theta - \xi)}} = I_0 \frac{e^{j\beta \frac{bN}{2} (\cos\theta - \xi)} \left[e^{-j\beta \frac{bN}{2} (\cos\theta - \xi)} - e^{j\beta \frac{bN}{2} (\cos\theta - \xi)} \right]}{e^{j\beta \frac{b}{2} (\cos\theta - \xi)} \left[e^{-j\beta \frac{b}{2} (\cos\theta - \xi)} - e^{j\beta \frac{b}{2} (\cos\theta - \xi)} \right]}$$

Тогда

$$I_{\Sigma}(\theta_x) = I_0 e^{-\frac{\beta \beta_0 (N-1)}{2} (\cos \theta_x - 1)} \frac{2j \sin \left[\frac{\beta \beta_0 N}{2} (\cos \theta_x - 1) \right]}{2j \sin \left[\frac{\beta \beta_0}{2} (\cos \theta_x - 1) \right]} \quad (7)$$

Введем дополнительное количество $\psi = \frac{\beta \beta_0}{2} N (\cos \theta_x - 1)$ (8)

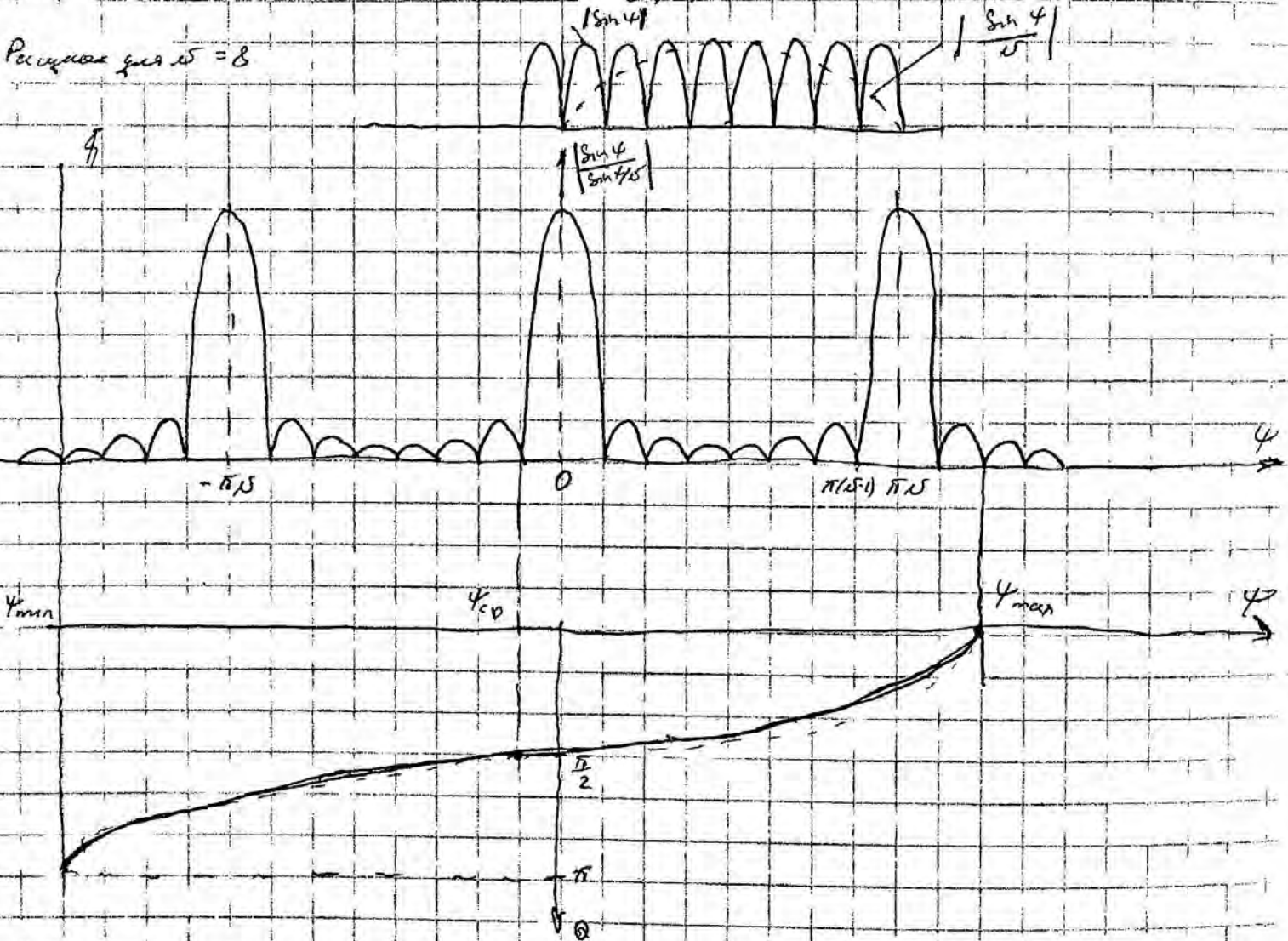
$\beta \beta_0 = 1$ - радиусы мнимой антенны.

Тогда $\psi = \frac{\beta \beta_0}{2} (\cos \theta_x - 1)$, где ψ в точности совпадает со значением для неравномерной АР

Анализ множителя неравномерности

$$I_{\Sigma}(\theta_x) = I_0 e^{-\frac{\beta \beta_0 (N-1)}{2} (\cos \theta_x - 1)} \frac{\sin \psi}{\sin \frac{\psi}{N}} \quad (9)$$

Рисунок для $N=8$



Показано, что период функции $\frac{\sin \psi}{\sin \frac{\psi}{N}}$ имеет период 2π

Найти выражения для $\chi_{\text{дв}}, \chi_{\text{тр}}, \chi_{\text{ср}}$ (фак-во выводится для непрерывного случая)

Задача

Фазовый дискретный и непрерывный сигнал; в дискретном случае вводится видимость множителя на равномерности имеет периодическую структуру и имеет 3 главных лепестка.

Для главных лепестков это верно справедливо, т.к.:

- КЧД в 3 раза меньше;
- $\chi_{\text{дв}}$ имеет разрывающую способность по $\chi_{\text{дв}}$;
- для СБЛ возникает вер-сь чтоб можно было наблюдать.

Ширина главных лепестков равна πN , их макс амплитуду совб. δ -КЧД: $0, \pi N, -\pi N$;

Ширина боковых лепестков одинакова и равна δ

Если $\chi \rightarrow 0 \Rightarrow \sin \chi \sim \chi$, тогда:

$$\frac{\sin \chi}{\sin \frac{\chi}{N}} \approx \frac{\sin \chi}{\chi/N} = N \left(\frac{\sin \chi}{\chi} \right) - \text{множитель, аналогичен для непрерывного сигнала}$$

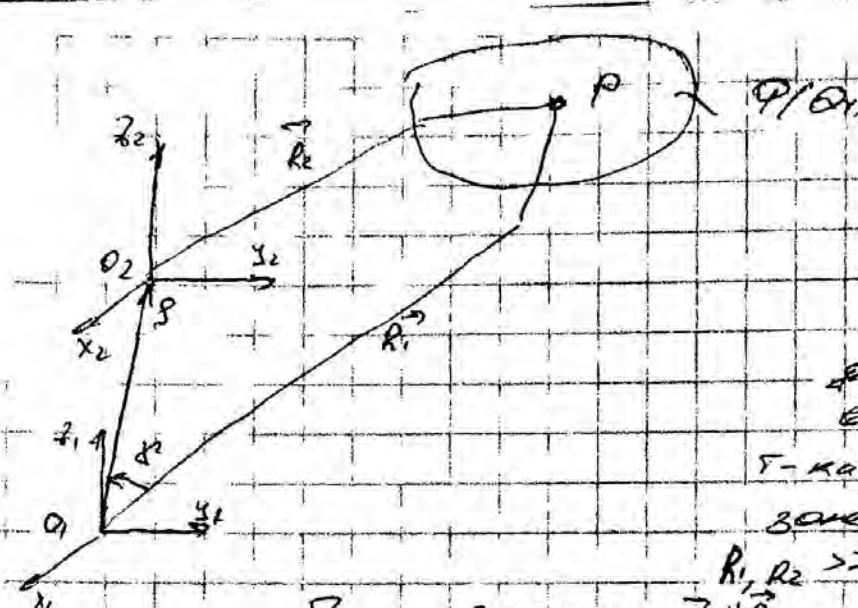
Покажем, что χ эквивалентной линейной решетке чисел имеет разовой центр рассейно χ_0 находится в симметричной середине атомной решетки.

Рассм δ -лу (9) фазовая χ_0 в основном от-се компонентах.

$$\Phi(\theta_x) = \frac{B \cdot B(N-1)}{2} (\cos \theta - 1) = \Phi_2(\theta_x) \quad (10)$$

$$\Phi_2(\theta_x) = \frac{B \cdot B(N-1)}{2} \cos \theta_x + \Phi_{10} \quad (11)$$

где Φ_{10} - неопределенная фаза (независимая от θ_x)
Начало координат совмещено с первым атомным элементом



Все координаты контролируются и выбирается отсюда по величине вектора \vec{P} γ -ка P находится в заданной зоне.

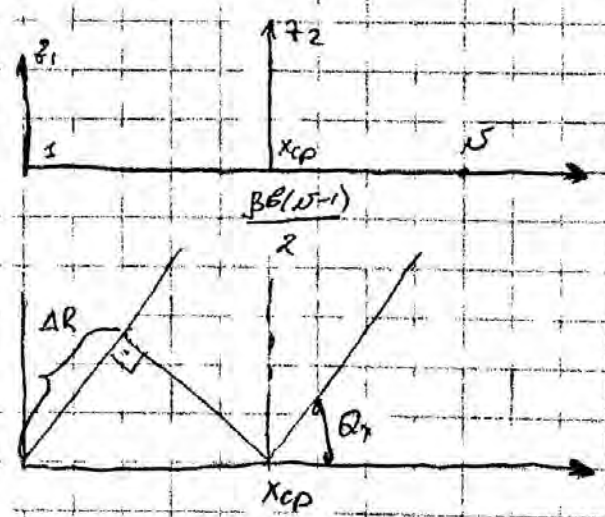
$$R_1, R_2 \gg S(\gamma)$$

Поэтому вектора \vec{R}_1, \vec{R}_2

Относит-но координат сдвигивает своя изобва x -ка активной системы. Ручкам связь между ними имеет вид:

$$\Phi_2(\theta_x) = \Phi_1(\theta_x) + \beta S \cos \gamma$$

Переменным начало координат в γ -му $\frac{\beta(\omega-1)}{2}$ γ с β сетевую решетку



$$\Delta R = \frac{\beta(\omega-1)}{2} \cos \theta_x$$

Поэтому получено $\Delta R \beta$

Тоже:

$$\Phi_2(\theta_x) = \frac{\beta\beta(\omega-1)}{2} \cos \theta_x + \Phi_0 - \beta\beta \frac{(\omega-1)}{2} \cos \theta_x = \Phi_0 = \text{const} / \theta_x$$

γ сдвигивает базис γ -ка, чья дуга излучает активную систему, чья координат изобва x -ка сдвигивает от собой активную систему γ с β

Заметим, на этой сфере можно выделить ось z , в которой можно выделить две оси x и y с началом в O и z - осью z . Граничные условия задачи можно считать, что ось z направлена по нормали.

В каждой точке системы координат (x, y, z) задана функция $u(x, y, z)$, которая удовлетворяет уравнению Лапласа

Задача Дирихле для сферы

В области $0 \leq r \leq R$ задана функция $u(r, \theta, \varphi)$ на границе $r=R$ заданы значения $u(R, \theta, \varphi)$. На внутренней поверхности $r=0$ заданы условия:

$$u_{max} \leq (N-1)\pi \quad (1)$$

$$u_{min} \geq -(N-1)\pi \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{max} &= \frac{\beta v N (1-\varepsilon)}{2} \\ u_{min} &= -\frac{\beta v N (1+\varepsilon)}{2} \end{aligned} \right\} (3)$$

(1), (2) \rightarrow (3):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\beta v N}{2} (1-\varepsilon) &\leq (N-1)\pi \\ -\frac{\beta v N}{2} (1+\varepsilon) &\geq -(N-1)\pi \end{aligned} \right. , \text{ т.к. } \beta = \frac{2\pi}{\lambda} , \text{ то сразу получим}$$

$$v \leq \frac{N-1}{N} \frac{\lambda}{1+\varepsilon} \quad (4)$$

Рассмотрим случай полупространства $z \geq 0$, пусть $N \gg 1$. Тогда граничные условия решетки:

$$v \leq \lambda$$

т.е. для обеспечения единственности главного минимума на решетке ее граничные условия должны быть заданы однозначно.

В лучшем приближении кривая:

$$\xi = 1$$

$\beta \leq \frac{\lambda}{2}$, но в этом случае выражение не работает.

Второй способ выбора шага AP

Используем методика возрастания Якоби методом.

Для этого,

$$\begin{cases} \psi_{max} = \frac{\beta}{2} \\ \psi_{min} = -\frac{\beta}{2} \end{cases}$$

В этом случае: $\beta \leq \frac{\lambda}{2(\xi + |\xi|)}$ (5)

При $\xi = 0$: $\beta \leq \frac{\lambda}{2}$ - частота априори берется Кобельникова.

При $\xi = 1$: $\beta \leq \frac{\lambda}{4}$.

Для того чтобы управлять антенной лучом,

$$f_z(\theta_n) = I_0 \sum_{n=1}^N e^{j\beta b(n-1) \cos \theta_n} e^{-j\Delta \varphi(n-1)} \quad (6)$$

$\Delta \varphi = \beta b \xi$ - разность возмущения фазы n -го элемента AP.



$$\Delta \varphi = \varphi(n+1) - \varphi(n)$$

θ_{00} - направление максимума главного лепестка
множителя на n -ом

$$\Delta R = b \cos \theta_{00}$$

Косинус направления (внешней) разности фаз внешнего.

$$\Delta \varphi_{ext} = \beta b \cos \theta_{00}$$

Напр-ие главного максимума соответ. $\psi = 0$:

$$\beta b(n-1) \cos \theta_{00} - (n-1)\Delta \varphi = 0 \quad (7)$$

разность фаз n -го и $(n-1)$ -го элементов

возмущения фазы, что в направлении главного лепестка откладываются взаимно полностью, нулевая величина для всех элементов решетки.

тогда для двух соседних эл. FDB:

$$\beta b \cos \theta_b = \Delta \varphi,$$

$$\cos \theta_b = \frac{\Delta \varphi}{\beta b}$$

$$\theta_{b0} = \arccos \frac{\Delta \varphi}{\beta b} \quad (8)$$

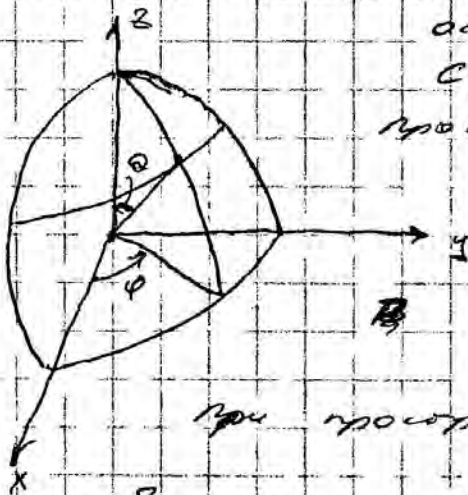
т.о. положение главного максимума главного лепестка зависит от разности фаз возбуждения. В этом заключается принцип фазового управления антенной системой.

Основные системы координат, используемые при пространственной и пространственно-временной обработке

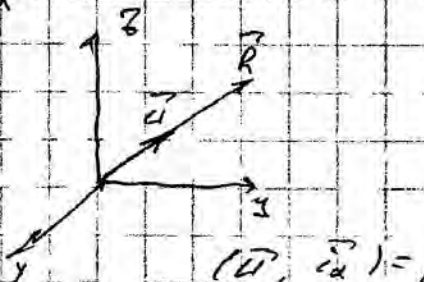
Сферическая система координат (R, θ, φ)

простр. обр-ка (МО).

θ - ка наблюдения, φ - азимутальная координата. $P(\vec{R}), \vec{R} = (R, \theta, \varphi)$



при простр-временной обработке (ПВО):



$$\vec{U} = (u_x, u_y, u_z); |\vec{U}| = 1$$

$$u_k = \rho_{ik} \vec{U} \quad (k = x, y, z)$$

$$(\vec{U}, \vec{e}_k) = |\vec{U}| |\vec{e}_k| \cos \theta_k = \cos \theta_k \quad (9)$$

т.о. $u_k = \cos \theta_k \quad (k = x, y, z)$.

Аналогично можно получить выражения для координат в другой системе координат.

Установим связь между этими СК.

Пусть $\vec{R} = (R_x, R_y, R_z)$ - в декартовой СК

$$\text{Тоже, } \begin{cases} R_x = R \sin \theta \cos \varphi \\ R_y = R \sin \theta \sin \varphi \\ R_z = R \cos \theta \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} u_x = \frac{R_x}{R} = \sin \theta \cos \varphi \\ u_y = \frac{R_y}{R} = \sin \theta \sin \varphi \\ u_z = \frac{R_z}{R} = \cos \theta \end{cases} \quad (11)$$

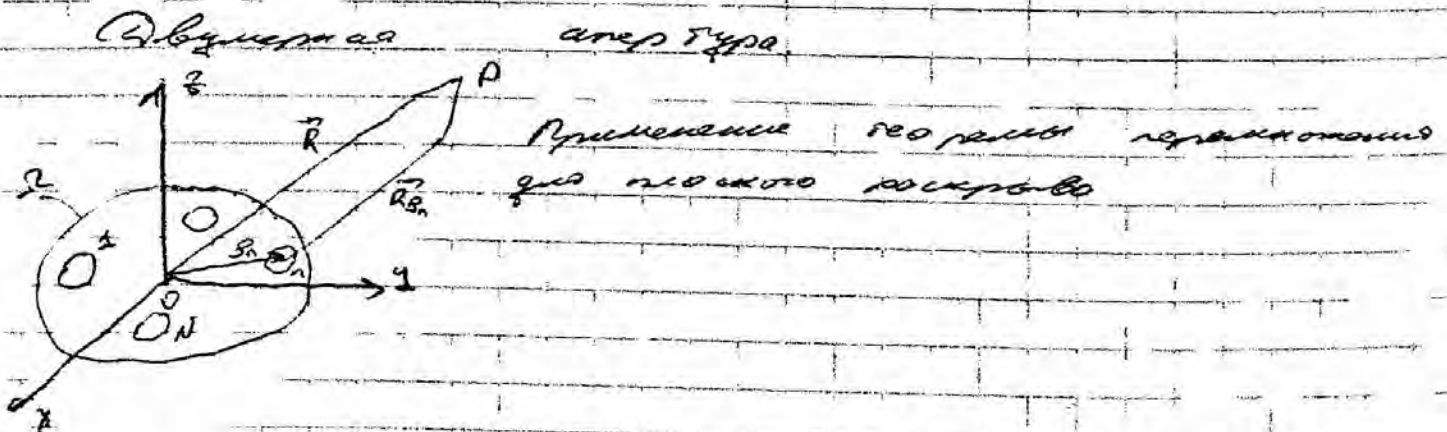
φ и θ - директные представления одного вектора двумя различными способами. Угловая эквивалентность разложения вектора по фиксированной базе, получим:

$$\begin{cases} u_x = \sin \theta \cos \varphi \\ u_y = \sin \theta \sin \varphi \\ u_z = \cos \theta \end{cases} \quad (12)$$

С помощью (11) и (12) можно найти связь между двумя СК

Получим θ - для обратного перехода:

$$(12) \begin{cases} \theta = \arccos u_z \quad (\theta \in [0, \pi]) = \arccos(\pm \sqrt{1 - u_x^2 - u_y^2}) \quad , \quad 0 \leq \theta \leq \pi \\ \text{или } \theta = \theta_z \\ \text{и } \varphi = \arctan \frac{u_y}{u_x} \Rightarrow \varphi = \text{Arctg} \frac{u_y}{u_x} \quad , \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi \end{cases}$$



$$\Delta \dot{I}_H(x) = \frac{1}{z_H + z_0} \cdot \dot{E}_0(x) \dot{I}(x) \Delta x, (2)$$

$\dot{I}(x)$ - нормированное АФР; $\dot{I}(0) = 1$.

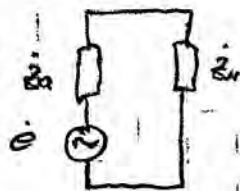
В реальных линиях будем обозначать АФР $\dot{I}^*(x)$.

Результатирующее значение тока нагрузки вычисляется по следующему выражению:

$$\dot{I}_H = \frac{1}{z_H + z_0} \int_{-l}^l \dot{E}_0(x) \dot{I}^*(x) dx (3)$$

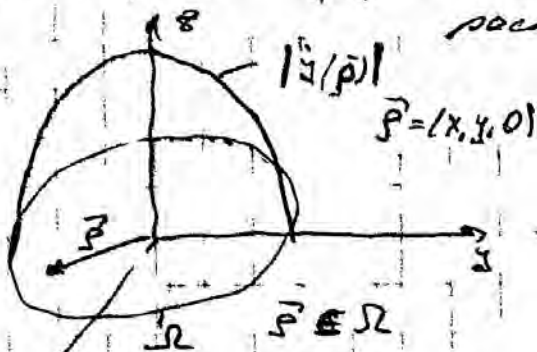
z_0 - нормированная вх. сопротивл. антенны в режиме приема.

Согласно формуле (3) можно представить следующую эквив. схему:



$$\dot{E} = \int_{-l}^l \dot{E}_0(x) \dot{I}^*(x) dx (4) \text{ - эквив. ЭДС.}$$

Обобщение формулы (4) на случай плоского раскрытия



$$\dot{E} = \int_{\Omega} \dot{E}_0(\vec{\rho}) \dot{I}(\vec{\rho}) dS (5) \text{ - эквив. ЭДС,}$$

формулы для нахождения поля

$\nabla \cdot \vec{0}$, $\nabla \cdot \vec{0} = \text{div}(\vec{0})$ - оператор дивергенции вектора.

$\dot{I}(\vec{\rho})$ - АФР.

$\dot{E}_0(\vec{\rho})$ - напр. события падающей волны.

$$\dot{I}(\vec{\rho}) = |\dot{I}(\vec{\rho})| e^{j\varphi_2(\vec{\rho})} (6)$$

где $|\dot{I}(\vec{\rho})|$ - x -здесь "исчисление", вносимое антенной в амплитуду падающей волны.

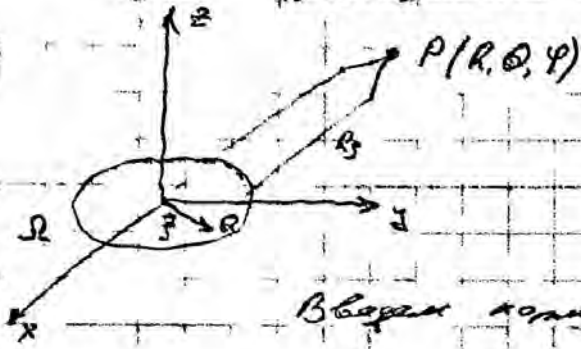
$\varphi_2(\vec{\rho})$ - x -здесь фазовое изчисление, вносимое антенной в структуру падающей волны.

В Ω и Γ (5) подвешиваются Ω -улы; $E(\vec{P}) \Delta S'$ - Ω -улы
 и Γ -улы ΔS на входе и выходе,
 тогда $E(\vec{P}) \vec{J}(\vec{P}) \Delta S$ - Ω -улы ΔS на входе
 и Γ -улы $\Delta S'$ на выходе.

Замечание

При обработке пространств-времени сигналов или
 при подаче сигнала на вход системы во времени, поэтому
 величину $E(\vec{P}) \vec{J}(\vec{P}) \Delta S$ называют пространственно-
 временным сигналом в Ω и Γ области.

Наглядное описание системы показанной цепи
 при пространственно-временной обработке



Γ -ко P - Ω -ко наблюдение,
 лежащее в плоской зоне
 антенны.
 Ω -ко $Q \in \Omega$; $Q = Q(\vec{P})$; $\vec{P}(x, y, 0)$.

Введем координатный вектор $\vec{u} = \frac{\vec{R}}{R} = (u_x, u_y, u_z)$

$u_d = \cos Q_d$ ($d = x, y, z$) (показать u_x, u_y).

Тогда рассмотрим R_s x -звен Ω -улы ΔR_s Ω -улы:

$\Delta R_s = R_s - R$;
 $\Delta R_s = -(\vec{P}, \vec{u})$ (как-то это) = $-(u_x x + u_y y)$ (1)

Будем считать, что в Ω -ко P находится источник
 излучения, т.е. радиом. поле \vec{E} радиосигнала.

Сигнал \vec{E} в Ω -ко P неподвижен относительно антенны.

Сигнал, излучаемый в Ω -ко P имеет вид

формула: $S(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_s(t)]$ (2)

скалярно: $S(t) = A(t) e^{j\omega_0 t}$ (3)

$$A(t) = A(t) e^{j\omega_s t} \quad (14)$$

Тогда вращающаяся система, поступающая в трансформацию Q аналогично будет иметь вид:

$$B(t) A e^{j\omega(t-\tau_p)} e^{j\omega_s(t-\tau_p)} \quad (15)$$

где $\tau_p = \frac{R_s}{c}$ (16) — это время задерживания радиосигнала системы относительно излучателя.

$A_e(t)$ — комплекс огибающей на приеме — это то же

$B(t)$ — комплексный коэффициент модулирующей функции.

Тогда: $R_s = R + \Delta R_s = R - (u_x x + u_y y) \quad (17)$

Случай 2. Поглощение земли.

Тогда $R_s = R_s(t) = R(t) - [u_x(t) \cdot x + u_y(t) \cdot y]$.

где: $R(t) = R + \dot{R}t$; $R = R(0)$, $\dot{R} = \dot{R}(0)$

$u_x(t) = u_x + \dot{u}_x t$; $u_x = u_x(0)$; $\dot{u}_x = \dot{u}_x(0)$

$u_y(t) = u_y + \dot{u}_y t$, $u_y = u_y(0)$; $\dot{u}_y = \dot{u}_y(0)$

Тогда в (15) принимаем аналогичный вид:

$$B(t) A e^{j\omega(t-\tau_p)} e^{j\omega_s(t-\tau_p)} e^{-j\omega_s \frac{R_s}{c}} e^{j\omega_s t}$$

будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{ко: } B(t) A e^{j\omega(t-\tau_p)} e^{-j\omega_s \frac{R_s}{c}} [u_x + \dot{u}_x t) x + (u_y + \dot{u}_y t) y] = \\ = B(t) A e^{j\omega(t-\tau_p)} e^{+j\omega_s [F_g t + (u_x + \dot{u}_x t) V_x + (u_y + \dot{u}_y t) V_y]} \quad (18) \end{aligned}$$

где: $F_g = -\frac{\dot{R}}{\lambda}$; — частота Доплера.

$V_x = \frac{x}{\lambda}$; $V_y = \frac{y}{\lambda}$ } — нормир. коорд. и-сы

F. O. KOPAN. OBU DAVAYDO CU VATA E KOPANTS GRANEN &
A B S-NO Q UNES BIP 92-NOV 18).

B P-NO 18) KURUMSTENG E VUDOK OSTROVA K P-GEN B (E),

M. K. OR DAVAYDO ~~KURUMSTENG~~ CYPRADIVAN INKODI.

F. O. 92-NO 18) NOMOGABAS, KOTO - OLAGHANS CU VATA

KOPEMUS SCE E KOPAGHANS BENDRAK KOPAGHANSKUMENI
KUMESTROB.

Yus GRANENANS OSTRADSKO KONOVO UGNEZHO OTRADSKO

960 KOPAK KOPANETPOA,

SEVERANS. SPES KUPAKBUDSKO PAKANO UAGENO
KOPANBUKADANA CONKUBUDSKO.

✓ A 561.