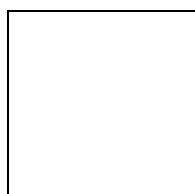


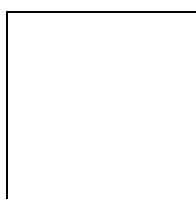
3.2.4. Amplitúdó- és fáziseloszlás az apertura síkjában

Az apertura térerősségeloszlását integrálás előtt célszerű normalizálni, hogy az a gerjesztés nagyságától független legyen. Ennek érdekében vezessük be az amplitúdó- és fáziseloszlást az alábbi képlettel



(3.10)

ahol



a megvilágítási függvény

$f(\mathbf{r}')$ amplitúdóeloszlás

$\Phi(\mathbf{r}')$ fáziseloszlás.

A (3.10) képletben E_0 vagy a maximális térerősség, vagy az origóban lévő pont térerőssége. E kettő gyakran egybe esik. Ha az aperturán homogén síkhullám lépne ki, akkor az amplitúdó- és fáziseloszlás állandó lenne, azaz

$$f(\mathbf{r}') = 1 \quad ; \quad \Phi(\mathbf{r}') = 0 \quad (3.11)$$

Az ilyen egyenletes térerősség-eloszlású aperturát ideális aperturának nevezzük. Az elnevezés nem szerencsés, mert a gyakorlatban rendszerint nem törekszünk ennek megvalósítására. Mint a 3.1. pontban láttuk, az egyenletes fáziskarakterisztika kívánatos, de mint arra a későbbiekben rámutatunk az egyenletes amplitúdóeloszlású apertura iránykarakteristikájában a mellékharok túl magasak, ezért az apertura szélei felé csökkenő megvilágítás kedvezőbb.

Az aperturaintegrál kiszámításához tehát $f(\mathbf{r}')$ és $\Phi(\mathbf{r}')$ ismeretére van szükségünk. E számítás eredménye akkor lesz szemléletes, ha az integrálás zárt alakban elvégezhető.

Ehhez egyszerű és szabályos nyílásfelületet és integrálható $f(\mathbf{r}')$; $\Phi(\mathbf{r}')$ függvényeket kell felvenni. A továbbiakban négyszögletes aperturákat vizsgálunk.

3.3. Négyszögletes aperturák tere

3.3.1. Az iránykarakterisztika felbontása

Ha az apertura négyszögletes, akkor feltételezhető, hogy $f(\mathbf{r}')$ és $\Phi(\mathbf{r}')$ derékszögű koordinátarendszerben lesz a legegyszerűbb. Ezért írjuk fel \mathbf{r}' -t és \mathbf{e}_r -t az alábbi módon.

$$\mathbf{r}' = x' \mathbf{e}_x + y' \mathbf{e}_y \quad (3.12)$$

$$\mathbf{e}_r = \sin\vartheta \cos\varphi \mathbf{e}_x + \sin\vartheta \sin\varphi \mathbf{e}_y + \cos\vartheta \mathbf{e}_z \quad (3.13)$$

Ezzel a (3.8) képlet a következő lesz:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_o e^{-j\beta r}}{\lambda r} \iint_{A'} f(x', y') e^{j\Phi(x', y')} e^{j\beta (x' \sin\vartheta \cos\varphi + y' \sin\vartheta \sin\varphi)} dA' \quad (3.14)$$

A kétdimenziós integrálás elkerülhető, ha az aperturaeloszlás szeparálható. Ekkor írható, hogy

$$f(x', y') = f(x') f(y') \quad (3.15)$$

és

$$\Phi(x', y') = \Phi(x') + \Phi(y') \quad (3.16)$$

Ekkor az apertura távoltere

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_o e^{-j\beta r}}{\lambda r} I(x') I(y') \quad (3.17)$$

ahol

$$I(x') = \int_a f(x') e^{j[\Phi(x') + \beta x' \sin\vartheta \cos\varphi]} dx' \quad (3.18)$$

$$I(y') = \int_b f(y') e^{j[\Phi(y') + \beta y' \sin \theta \sin \phi]} dy' \quad (3.19)$$

Vagyis, ha a megvilágítási függvény szeparálható, akkor az iránykarakterisztika két tényező szorzataként írható fel.

Az $(x-y)$ síkban $\phi = 0$, ezzel a (3.19) képletből

$$I(y') = \int_b f(y') \cdot e^{j\Phi(y')} dy' = \text{const.} \quad (3.20)$$

vagyis $I(y')$ θ -tól független lesz.

Tehát az $x-z$ síkban az iránykarakterisztika csak az aperturaeloszlás x' irányu változásától függ.

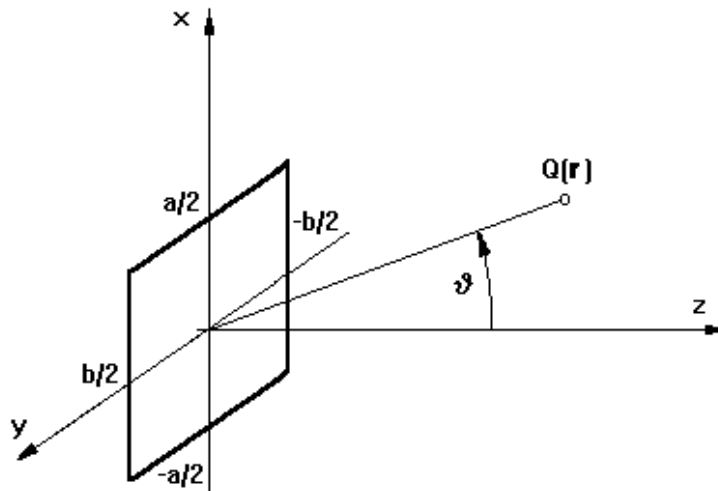
Az $(x-z)$ síku iránykarakterisztika tehát

$$F(\theta_x) = \frac{I(x')}{[I(x')]_{\max}} \quad (3.21)$$

Hasonló összefüggés írható fel az $(y-z)$ síkra is.

3.3.2. Ideális négyszögletes apertúra

Helyezzük el az aperturát a koordinátarendszerben a 3.15. ábra szerint



3.15. ábra Négyszögletes apertúra

A (3.18) képletből $f(x') = 1$ és $\Phi(x') = 0$ helyettesítéssel

$$I(x') = \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\beta x' \sin \vartheta_x} dx' \quad (3.22)$$

és

$$[I(x')]_{\max} = a \quad (3.23)$$

És ezzel az $(x-z)$ síkú iránykarakterisztika

$$F(\vartheta_x) = \frac{\sin u}{u} \quad (3.24)$$

ahol

$$u = \pi \frac{a}{\lambda} \sin \vartheta_x \quad (3.25)$$

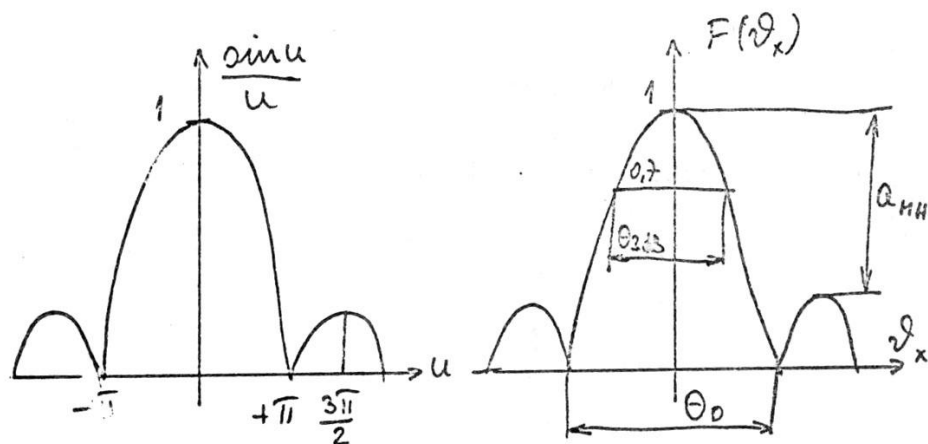
Hasonló módon az $(y-z)$ síkban

$$F(\vartheta_y) = \frac{\sin v}{v} \quad (3.26)$$

ahol

$$v = \pi \frac{b}{\lambda} \sin \vartheta_y \quad (3.27)$$

A (3.24) és (3.26) képlet szerinti iránykarakterisztika néhány fontosabb tulajdonságát a 3.16. ábra mutatja.



3.16. ábra

A **3.16.b. ábra** szerint a főnyaláb kúpszöge (Θ_0)

$$\frac{\sin u}{u} = 0, \text{ ha } u = \pi$$

ebből

$$\sin \vartheta_0 = \frac{\lambda}{a} \quad (3.27)$$

Ha $\frac{a}{\lambda} \gg 5$, akkor

$$\vartheta_0 = \frac{\lambda}{a} \quad (3.28)$$

$$\Theta_0 = 2 \frac{\lambda}{a} \quad (3.29)$$

$$\Theta_0 = 115^\circ \frac{\lambda}{a} \quad (3.30)$$

A 3 dB-es irányélességi szög ($\Theta_{3\text{dB}}$)

$$\frac{\sin u}{u} = 0.7071, \text{ ha } u = 0.443\pi$$

ebből

$$\vartheta_{3\text{dB}} = 0.443 \frac{\lambda}{a} \quad (3.31)$$

és

$$\Theta_{3\text{dB}} = 0.886 \frac{\lambda}{a} \quad (3.32)$$

$$\Theta_{3\text{dB}} = 51^\circ \frac{\lambda}{a} \quad (3.33)$$

Az első mellékhurkok szintjének kiszámításához vegyük figyelembe, hogy az első mellékhuroknál $u = 3\pi / 2$, ezzel

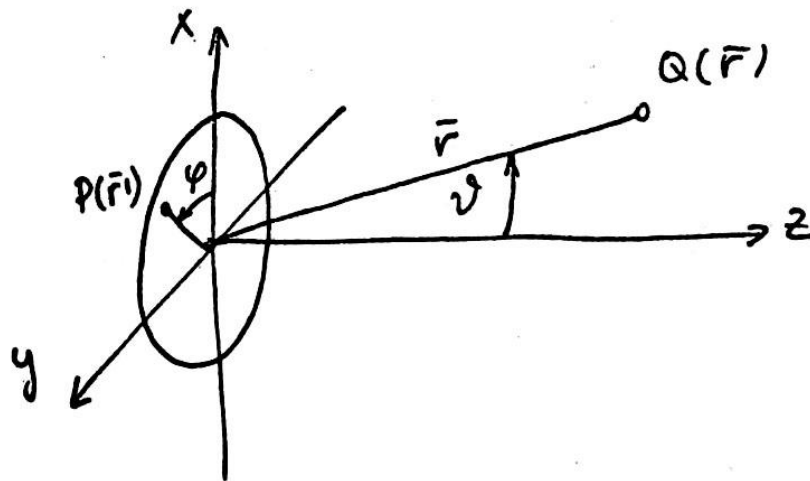
$$\frac{\sin u}{u} = -\frac{2}{3\pi}$$

$$a_{\text{MH}} = 13.5 \text{ dB}$$

3.3.3. Köralakú aperturák tere

3.3.3.1. Tetszőleges aperturaeloszlás

Az aperturaantennát a 3.17. ábra koordinátarendszerében helyezzük el.



3.17. ábra

A forráspontot polárkoordinátákban megadva:

$$\mathbf{r}' = x'\mathbf{e}_x + y'\mathbf{e}_y$$

$$x' = \rho \cos \varphi'$$

$$y' = \rho \sin \varphi'$$

$$\rho = |\mathbf{r}'|$$

$$\mathbf{e}_r = \sin \vartheta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \vartheta \sin \varphi \mathbf{e}_y + \cos \vartheta \mathbf{e}_z$$

Ezzel

$$\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = \rho [\cos \varphi' \sin \vartheta \cos \varphi + \sin \varphi' \sin \vartheta \sin \varphi]$$

$$\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = \rho \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')$$

A (3.8) képletbe helyettesítve az apertura távoltere

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{E_o}{\lambda r} e^{-j\beta r} \int_0^a \int_0^{2\pi} f(\rho', \varphi') \cdot e^{j\Phi(\rho', \varphi')} \cdot e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} \cdot \rho' d\rho' d\varphi'$$

A képlet kiszámítása általános esetben igen bonyolult, ezért a továbbiakban néhány egyszerűbb speciális esetet vizsgálunk.

Ha az aperturaeloszlás (megvilágítási függvény) forgásszimmetrikus, akkor

$$f(\rho', \varphi') = f(\rho')$$

$$\Phi(\rho', \varphi') = \Phi(\rho')$$

Ezzel a térerősség a következő lesz

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{E_o}{\lambda r} e^{-j\beta r} \int_0^a \int_0^{2\pi} f(\rho') \cdot e^{j\Phi(\rho')} \cdot e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} \cdot \rho' d\rho' d\varphi'$$

Az integrál egyszerűbben felírható, ha felismerjük, hogy (n-edrendű elsőfajú Bessel függvény vagy hengerfüggvény)

$$J_n(x) = \frac{(-j)^n}{\pi} \int_0^\pi e^{jx \cos \varphi} \cdot \cos(n\varphi) d\varphi$$

felhasználásával és

$x = \beta \rho' \sin \vartheta$ behelyettesítéssel a 0-drendű Bessel függvényt felhasználva:

$$\int_0^{2\pi} e^{j\beta \rho' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi')} d\varphi' = 2\pi J_0(\beta \rho' \sin \vartheta)$$

Ezzel

$$E(\mathbf{r}) = j \frac{2\pi}{\lambda} E_o \frac{e^{-j\beta r}}{r} \int_0^a f(\rho') \cdot e^{j\Phi(\rho')} \cdot J_0(\beta \rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho'$$

3.4. Fázishibák

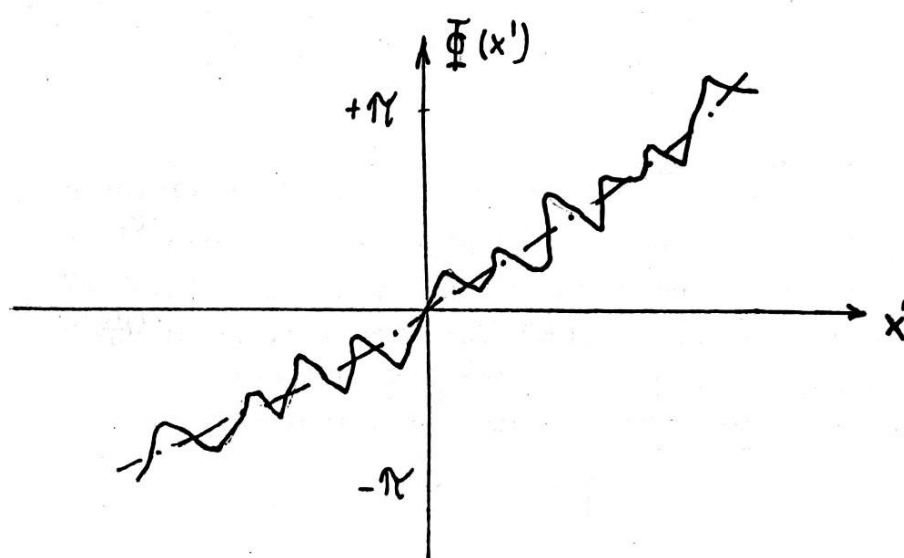
3.4.1. A fázishibák osztályozása

Mint korábban már említettük az ideálistól eltérő fázisfront nem kívánatos, ezért az eltérést hibának tekintjük. A fázishibák fizikai oka antenntípustól függően igen sokféle lehet. Egyes hibák még a gyártás során keletkeznek, mások az üzemeltetés alatt, rendszerint környezeti hatásokra (szél, korrózió, hő-dilatáció stb.) jönnek létre.

E fizikai okokat a konkrét antennatípusok tervezése során kell figyelembe venni a konstrukció megfelelő kialakításával.

Itt csak a fázishibáknak az iránykarakterisztikára gyakorolt hatásával foglalkozunk. Ebből a szempontból elegendő az apertura $\Phi(x',y')$ fáziseloszlásának ismerete. Az előzőkhöz hasonlóan feltételezzük, hogy a kétdimenziós függvény $\Phi(x',y')=\Phi(x')+\Phi(y')$ alakban szeparálható, így elegendő lesz csak az egyik komponens hatását vizsgálni.

Ha egy valóságos apertura $\Phi(x')$ fáziseloszlását megmérnénk, akkor jellegre a 3.17. ábra folytonos görbéjéhez hasonlót kapnánk.



3.17. ábra Aperturaantennák fázishibája

Ha a 3.17. ábra szerinti görbét átlagolással kisimítjuk, akkor a pont-vonallal rajzolt szisztematikus fázishibát kapjuk. Ha ezt az eredeti görbéből kivonjuk, akkor a maradék egyzérus átlagértékű véletlen függvény, mely a véletlen fázishibát írja le.

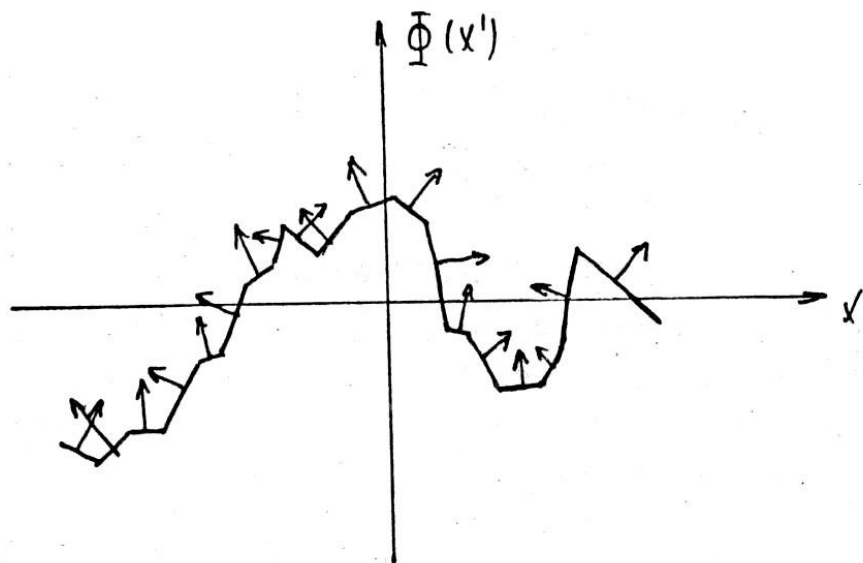
A szisztematikus fázishiba x' hatványai szerint sorbafejthető, azaz

$$\Phi_s(x') = C_1 x' + C_2 x'^2 + C_3 x'^3 + \dots \quad (3.34)$$

Így a (3.34) képlet szerint megkülönböztetünk lineáris, négyzetes (vagy kvadratikus) és harmadfokú fázishibát. A magasabbfokú komponenseket nem szokták vizsgálni.

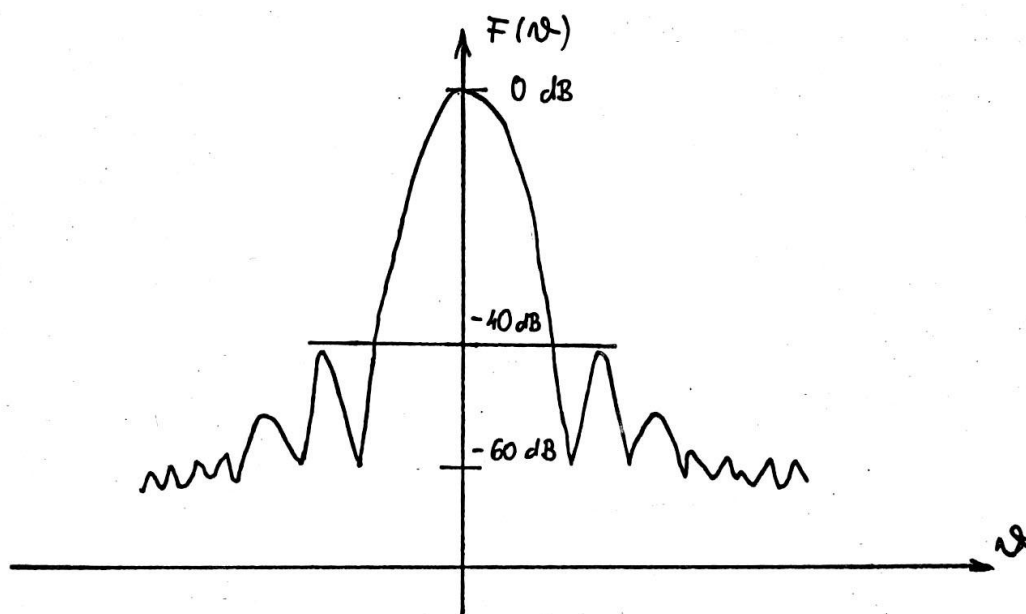
3.4.2. Véletlen fázishiba

Ha a véletlen fázisfront egyes elemeit egyenessel közelítjük, és egy nagyterjedésű síkhullám részének tekintjük, akkor a teljes véletlen fázisfront úgy is felfogható, mint a tér minden irányába mutató síkhullámok összessége, mely szóródást jelent.



A véletlen fázisfront jelenlétét tehát úgy tekinthetjük, hogy az apertura által kisugárzott hullám egy szabályos és egy szórt komponens összege. Minél nagyobb a véletlen komponens fázisának ingadozása, annál nagyobb a szórt komponens részaránya. Ha az ingadozás eléri a $\pm \pi$ -t, akkor csak szóródás van.

A véletlen fázishiba hatására az iránykarakterisztika zérushelyei feltöltődnek és bizonyos melléknyalábszint alatt maga az iránykarakterisztika alakja is szabálytalan lesz.



A fenti primitív fizikai kép alapján belátható, hogy a véletlen fázishiba az antenna főnyalábon kívüli sugárzását növeli és ezáltal nyereségét is csökkenti.

Ezért a véletlen fázishiba négyzetes átlagértéke nem lehet nagyobb, mint 10-20°.

3.4.3. Lineáris fázishiba

A lineáris fázishiba vizsgálatához írjuk fel az apertura térerősségét a (3.14-3.19) kifejezésekkel. A (3.18) -ből

$$I(x') = \int_a f(x') e^{j[\Phi(x') + \beta x' \sin \theta \cos \varphi]} dx' \quad (3.35)$$

A (3.35) integrálkifejezését megvizsgálva az az alábbi alakban írható fel

$$I(x') = \int_a [f(x') e^{j\Phi(x')}] e^{j[u x']} dx' \quad (3.36)$$

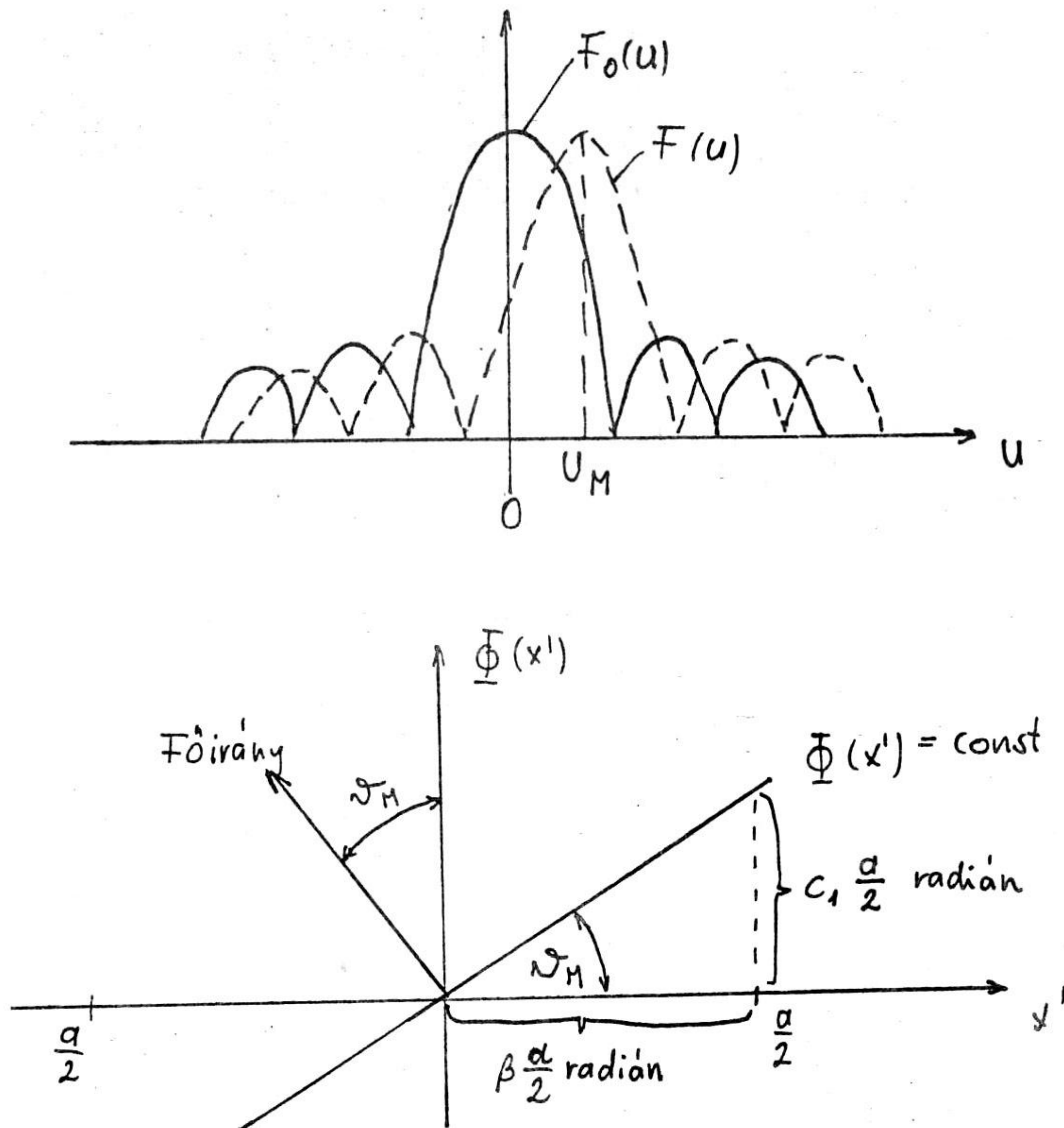
ami az

$$[f(x') e^{j\Phi(x')}] \text{ Fourier-transzformációja.}$$

A lineáris fázishiba esetén

$$\Phi(x') = C_1 x'$$

Az eltolási tétel értelmében ha az $f(x')$ fázishiba mentes megvilágítási függvényű apertura iránykarakterisztikája $F(u)$, akkor lineáris fázishiba esetén az iránykarakterisztika $F(u - u_m)$ lesz (3.18. ábra).

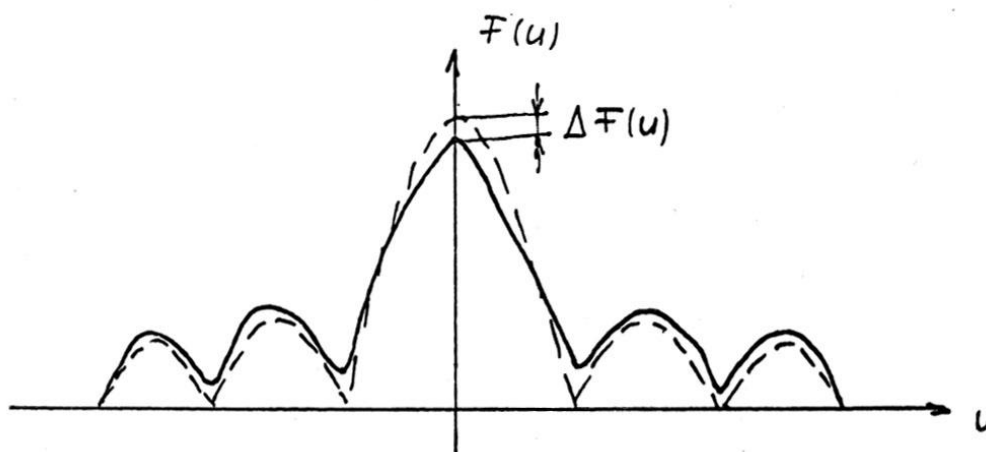


3.18. ábra Lineáris fázishiba hatása

Mint látható, a lineáris fázishiba hatására az iránykarakterisztika nem változik meg, csak ϑ_m szöggel elfordul. Ezért a lineáris fázishibát gyakran szándékosan idézik elő a főirány megváltoztatása céljából.

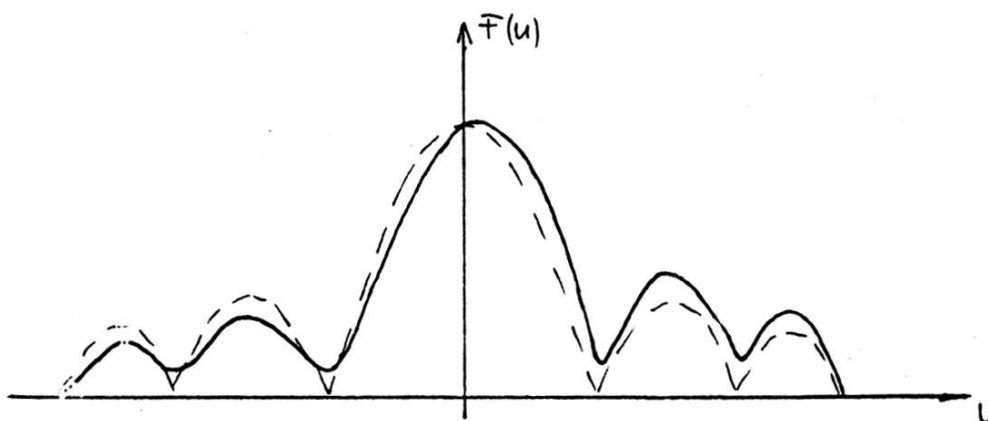
3.4.4. Négyzetes fázishiba

A levezetés mellőzésével a kvadratikusan fázishiba hatására a zérushelyek feltöltődnek, a melléknyalábok megnövekednek, a főnyaláb kiszélesedik és csökken a főiránybeli függvényérték, vagyis a nyereség. A kvadratikusan fázishiba tehát egyértelműen káros.



3.4.5. Harmadfokú fázishiba

A harmadfokú fázishiba hatására az iránykarakterisztika zérushelyei feltöltődnek, a melléknyalábok szintje az egyik oldalon csökken, a másik oldalon nő, és a főnyaláb is aszimmetrikusan eltorzul. A melléknyalábok megnövekedése és a főnyaláb eltorzulása miatt a harmadfokú fázishiba is káros.



3.5. Aperturák nyeresége és hatásos felülete

Itt feltételezzük, hogy az antenna ohmos vesztesége elhanyagolható, vagyis $G=D$. Feltételezzük továbbá, hogy az apertúra fázishibájában lineáris komponens nincs, vagyis a főirány az apertúrára merőleges. Ekkor a (3.8) képletben $\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = 0$, mivel

\mathbf{r}' és \mathbf{e}_r \mathbf{r}' és \mathbf{e}_r merőlegesek. Az egyszerűség kedvéért úgy vehetjük, hogy az apertúra térerőssége lineárisan polarizált. E feltételekkel

$$G = \frac{S_{\max}}{S_o} \quad (3.37)$$

$$S_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2}{240\pi} \quad (3.38)$$

$$S_o = \frac{P_s}{4\pi r^2}$$

ahol

E_{\max} a fő sugárzási irányban kisugárzott térerő

P_s a kisugárzott teljesítmény.

A (3.8) képlet alapján, $\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r = 0$ helyettesítéssel

$$|E_{\max}| = \frac{\left| \iint_A E(\mathbf{r}') dA \right|}{\lambda r} \quad (3.39)$$

A kisugárzott teljesítményt megkapjuk, ha a teljesítménysűrűséget az apertúra nyílásfelületére integráljuk.

$$P_s = \frac{1}{240\pi} \iint_A |E(\mathbf{r}')|^2 dA \quad (3.40)$$

Ezzel a nyereség

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_A E(\mathbf{r}') dA \right|^2}{\iint_A |E(\mathbf{r}')|^2 dA} \quad (3.41)$$

Behelyettesítve az apertúra amplitúdó- és fázioszlását

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_A f(\mathbf{r}') e^{j\Phi(\mathbf{r}')} dA \right|^2}{\iint_A f^2(\mathbf{r}') dA} \quad (3.42)$$

Mivel $G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_h$, ezért

$$A_h = \frac{\left| \iint_A f(\mathbf{r}') e^{j\Phi(\mathbf{r}')} dA \right|^2}{\iint_A f^2(\mathbf{r}') dA} \quad (3.43)$$

A Schwarz egyenlőtlenség értelmében $A_h \leq A$ tehát az aperturahatásfok $\eta_A \leq 1$.