

MTA Számítástechnikai és Automatizálási Kutató Intézet Budapest





317.057

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
SZÁMITÁSTECHNIKAI ÉS AUTOMATIZÁLÁSI KUTATÓ INTÉZET

BENKÓ Sándor – RENNER Gábor:

Erősen telített mágneses körök számítógépes tervezési módszere

Tanulmányok 23/1974.

535416

A kiadásért felelős:

Dr. Vámos Tibor
igazgató

Technikai szerkesztő:
Révész Györgyi

MTA KESZ Sokszorosító. F.v.: Szabó Gyula

HÁNYAL
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés	5
I. A mágneses körök számítására szolgáló klasszikus és nomografikus módszer összehasonlítása	9
1. Az "ekvivalens egységtest" mint a nomografikus módszer alapköve	11
2. Különböző alakú egységtestek helyettesítése ekvivalens egységtesttel	17
3. Az ekvivalencia fogalom kibővítése	24
4. Légterek nomografikus figyelembevétele	29
5. Bonyolult fluxuselozslás esete	35
II. Mágneses körök számítógépes számítási módszere a nomografikus módszer alapján ...	39
1. Nomogramok meghatározása	41
2. A nomogramok redukálásán alapuló egyszerűsített számítási módszer	43
Irodalom	48
Ábrák	49
1. Melléklet	75
2. Melléklet	83

BEVEZETÉS

Közleményünk célja, beszámolni azon munka eredményéről, amelyet az MTA SzTAKI-ban a Dr. Benedikt Ottó akadémikus irányításával dolgozó kutatócsoport végzett a Benedikt-féle nomografikus módszeren alapuló számítógépes mágneskörszámítás kifejlesztésében.

Szűkebb értelemben a villamosgépek mágneses köreinek számításával foglalkozunk, a módszerek azonban általános érvényűek, így bárhol előforduló mágneses körök számítására alkalmasak.

Hogy világossá váljék e feladatnak, valamint megoldásának jelentősége, *röviden vázolni kell a villamosgépekben alkalmazott számítási módszereknek az utóbbi évtizedekben végbement fejlődését.*

A digitális gépek felhasználása előtti időben és a Benedikt akadémikus által javasolt nomografikus módszer megjelenése előtt, a villamosgépek mágneses viszonyainak számítása két egymástól úgy célkitűzésében, mint módszertanilag teljesen eltérő úton történt. Az egyik, amely a mágneses térnek a gép bizonyos részeiben létrejövő pontos eloszlását kereste; a megfelelő területet differenciális elemi részekre bontotta, felállította az utóbbiak mágneses és villamos paramétereinek összefüggését tükröző differenciálegyenleteket és igyekezett ezeket a megfelelő határfeltételek mellett megoldani. Ez rendszerint nagy matematikai nehézségekhez vezetett, amelyeket azzal igyekeztek csökkenteni, hogy a határfeltételeket a matematikai célszerűség és nem a valóság szerint választották. De így is e módszert gyakorlatilag a gépnek csak olyan részére alkalmazhatták, ahol lineárisnak lehetett feltételezni a mágneses viszonyokat (pl. hornyokban, légrésben vagy pólusok között fekvő légterekben), mert az erősen telítődött ferromágneses részekben az ilyen módon levezetett differenciálegyenletek gyakorlatilag megoldhatatlanok voltak. Ugyanis a permeabilitás pontról pontra történő nemlineáris változásának kielégítő pontosságú matematikai megfogalmazását bevezetve a differenciálegyenletekbe, azok olyan alakúak lettek, hogy zárt, analitikai megoldásokat nem lehetett találni. *E nehézségek miatt ezen differenciálegyenletek analitikus megoldásán alapuló számítási módszert csak elméleti-tudományos kutatás céljaira használták.*

Villamosgépek mágneses viszonyainak gyakorlati célokból történő megállapítása teljesen más módszer szerint történt, amely bizonyos leegyszerűsítéseken alapult. Ezek közül a legfontosabb az volt, hogy a szóbjövő fluxusok nem végtelen kisméretű differenciális részekre vonatkoztathatók, hanem véges szélességű részekre (pl. fogakra, hornyokra, stb.), és e fluxusok indukciójára feltételezték, hogy az az indukcióvonalakat merőlegesen metsző minden vonal mentén állandó. E feltételezések alapján lehetőség nyílt arra, hogy az így keletkező mágneses körök ferromágneses részeiben a mágneses paramétereket kiszámítsák olyan módon, hogy a mágneses testeket megfelelő véges hosszúságú részekre bontják fel. *Ez a módszer tulajdonképpen*

a fent leírt pontos módszerhez bizonyos tekintetben úgy viszonylik, mint koncentrált paraméterek által jellemezhető áramkörök számítása elosztott paraméterű differenciális áramkörök számításához. Nem rendelkezik azonban a villamos áramkörök fő előnyével, vagyis a linearitással kapcsolatos egyszerű analitikai kezelhetőséggel. Tekintettel ugyanis arra, hogy az említett résztestek mindegyikében a permeabilitás (a résztest változó méretei és így változó indukciója miatt) más és más, a konfiguráció rendkívüli mértékben zavarólag hat. Ezért a koncentrált mágneses körökön alapuló számítási módszer – amelyet a továbbiakban "klasszikus"-nak fogunk nevezni – igen sok, a gyakorlat szempontjából rendkívül fontos mágneses problémát nem képes megoldani, amikor bonyolult konfigurációjú és erősen telítődött gépekről van szó.

1959-ben az Akadémiai Kiadónál megjelent Dr. Benedikt Ottó akadémikus "Villamosgépek bonyolult és erősen telített mágneses körei számításának nomografikus módszere" című könyve, amelyben a szerző a villamosgépek véges méretű mágneses köreinek számítására egy új módszert ismertetett. *Ez a fent vázolt klasszikus módszerrel szemben kiküszöböli azon zavaró hatást, amelyet a konfiguráció a vizsgálandó testek különböző részeiben okoz. A nomografikus módszer ugyanis azon a felfedezésen alapszik, hogy a testek konfigurációját külön paraméterként lehet kezelni, amely megállapítja a mágneses feszültség és a mágneses fluxus közötti viszonyt és a testek geometriai méreteiből és alakjából számolható ki. Ebben hasonlít a villamos feszültség és a villamos áramok közti viszonyt megadó ohmos ellenállásra. Ezt felhasználva a nomografikus módszer megold igen sok olyan kérdést, amely a klasszikus módszer részére gyakorlatilag megoldhatatlan volt és olyan fontos problémákat is, amelyeket a klasszikus módszer bonyolultságuk miatt soha nem is fogalmazott meg.*

A továbbiakban vizsgáljuk meg, hogy a digitális számítógépek megjelenése milyen új helyzetet teremtett.

A differenciálegyenletek megoldásán alapuló módszerek a gyakorlatban előforduló bonyolult alakzatok és nemlineáritások esetén számítógépek nélkül gyakorlatilag alkalmazhatatlanok. A számítógépes numerikus módszerek kidolgozása lehetővé tette az ilyen problémák megoldását is számos gyakorlati esetre. El kell azonban mondani, hogy megfelelő gyorsaságú konvergencia biztosítása sok esetben komoly matematikai problémákat vet fel és a feladat programtechnikai megfogalmazása nagyon komplikált. Számos esetben a peremfeltételek figyelembe vétele igen bonyolult fizikai megfontolásokat igényel. Ezért a módszert ma még elsősorban olyan tudományos jellegű problémák megoldására célszerű alkalmazni, ahol a téreloszlás részletes ismerete elengedhetetlen.

A mágneses körök klasszikus számítási módszerének alkalmazásában is előrelépést jelentettek a számítógépes megfogalmazások. A számítások időszükséglete lecsökkent, a kézi számításból adódó szubjektív hibák kiküszöbölődtek. A többszöri gyors átszámolás lehetőségét a tervező mérnökök jól használhatják a kedvezőbb megoldások megkeresésére. Mindamelllett a módszer alkalmazásának határait a számítógépek nem terjesztették ki. Továbbra is számos olyan probléma létezik, amelyet a számítógépes klasszikus módszer nem oldott meg, vagy meg sem fogalmazhatott.

A számítógépek alkalmazásával a nomografikus módszernél is természetesen mentesülünk a hosszadalmas kézi számításoktól és a közben adódó hibák lehetőségétől. Ezen előnyök mellett azonban a leglényegesebb az, hogy a nomografikus módszeren alapuló számítógépes eljárás elvi és gyakorlati lehetőséget ad a bonyolult geometriai konfiguráció és a nemlinearitások figyelembe vételére, és így számos gyakorlatilag fontos probléma megoldását teszi lehetővé. Ilymódon a számítógépek alkalmazása esetén a nomografikus módszer teljes mértékben megtartja előnyét a klasszikus módszerrel szemben.

A tanulmány első részében a nomografikus módszert ismertetjük. Minden újabb mágneses feladatnál külön-külön bemutatjuk, hogy milyen nehézséget okozna a klasszikus elméletnek a feladat megoldása és milyen egyszerűen oldja ezt meg a nomografikus módszer. Ugyanakkor több esetben rámutatunk arra, hogy e módszer képes a mágneses összefüggéseket a nemlinearitások ellenére a villamos áramkörök számításának analógiájára visszavezetni.

A második részben új eredményeinket ismertetjük. Miután a görbesereg eddigi manuális előállítása elég nagy számítási munkát igényel és ezt a munkát minden egyes mágnesezési görbénél újból el kell végezni, a nomogramsereg bármely mágnesezési görbéből kiinduló előállítására számítógépes módszert dolgoztunk ki.

Ezután térünk rá az egész módszer számítógépre vitelénél alapvető szerepet játszó felismerés tárgyalására, amely szerint a nomogramsereg bármely görbéje egy görbére redukálható és az így adódó $\Delta B(H)$ abszcisszákülönbségeknek a mágneses térerőtől való függése linearizálható. Összeállítottuk azt a programot, amelynek alapján a számítógép az említett $\Delta B(H)$ függvényeket megmutatja, bármilyen térerősségnél választjuk is a metszéspontot és bármilyen görbét bármilyen más görbére akarunk visszavezetni. Így sok ΔB függvényt megvizsgáltunk, ami számítógép nélkül nem is lett volna keresztülvihető. Természetesen mindezekből példaként csak egyet mutatunk be. A továbbiakban megvizsgáltuk, hogy a keletkezett ΔB függvények két egyenessel való helyettesítése hogy történjék úgy, hogy az eltérések még megengedhető hibákat adjanak. Ez a linearizálás elvileg minden görbénél a két egyenes különböző helyzeténél lehetséges, amelyek közül a legjobbat kellett kiválasztani. Utána pedig azt az optimalizálási feladatot oldottuk meg, hogy az említett egyenesek helyzetét jellemző együtthatók függése a görbéket jellemző koefficiensektől lehetőleg ne legyen bonyolultabb, mint egy kvadrátikus parabola. E munka egyes részeit a tanulmányban nem részletezzük, hanem az eredményként kapott parabolák ismertetésére szorítkozunk.

Végül a görberedukció felhasználásával egy nomografikus feladat megoldását mutatjuk be.

I.

**MÁGNESES KÖRÖK SZÁMITÁSÁT SZOLGÁLÓ KLASSZIKUS
ÉS NOMOGRAFIKUS MÓDSZER ÖSSZEHASONLÍTÁSA**

1. AZ "EKVIVALENS EGYSÉGTEST" MINT A NOMOGRAFIKUS MÓDSZER ALAPKÖVE

Tanulmányozzuk a manuális klasszikus és a manuális nomografikus számítási módszer alapvető különbségeit először egy rendkívül egyszerű esetben.

Tételezzük fel, hogy az 1. ábrán látható ékalakú ferromágneses test magassága h és hossza l , ahol l a villamosgépekben előforduló lemezelvált testek esetén az effektív vashosszat jelenti. A vastestnek x magasságban levő b_x szélessége a b_2 legkisebb szélességtől a b_0 legnagyobb szélességgig lineárisan növekszik. A testen ϕ fluxus megy keresztül, amely minden x magasságban állandó. Kiszámítandó az a V mágneses feszültségesség, amelyet a ϕ fluxus a $b_2 l$ és a $b_0 l$ keresztmetszetek között előidéz.

Valamilyen x magasságban keletkező H_x térerő:

$$(1) \quad H_x = f(B_x)$$

ahol B_x a megfelelő keresztmetszet mágneses indukciója, amely a H_x térerősség függvénye a test anyagának mágneses jelleggörbéje szerint.

Másrészt

$$(2) \quad V = \int_0^h H_x dx$$

és

$$(3) \quad B_x = \frac{\phi}{b_x l}$$

Miután $b_x \frac{x}{h}$ függvénye, írhatjuk, hogy

$$(4) \quad b_x = b_0 f_1\left(\frac{x}{h}\right)$$

Igy tehát

$$(5) \quad V = \int_0^h f\left(\frac{\phi}{b_0 f_1\left(\frac{x}{h}\right) l}\right) dx$$

Tekintettel arra, hogy az $f(B_x)$ függvény analitikus megfogalmazásával az (5) integrál a legegyszerűbb esetek kivételével nem számítható ki, a klasszikus számítási módszer kénytelen a kérdéses testet olyan egymással sorbakapcsolt részekre felosztani, amelyeknek változó

$b_0 f_1\left(\frac{x}{h}\right)$ szélességeit állandóval lehet helyettesíteni. Így minden egyes rész feszültsége külön-külön megállapítható, s végül ezen részfeszültségességek összege adja a keresett V értéket. Könnyen belátható ([1] 22. old.), hogy erősen növekvő b_x mellett megfelelő pontosságra törekedve ez a módszer tetemes manuális munkát igényel.

Még bonyolultabb a feladat fordított kérdésfeltevés esetén, amikor adott konfiguráció mellett egy adott V feszültség által előidézett ϕ fluxust kell meghatározni. Ezt a feladatot a klasszikus módszer nyilvánvalóan csak úgy oldhatja meg, ha az említett számítást különböző ϕ értékekből kiindulva addig ismétli, amíg a feltételezett V érték nem adódik. Természetesen ehhez a számításhoz az előbbinél lényegesen több munkára van szükség [1].

Térjünk most át a ϕ és V mennyiségek villamos analógiájára, vagyis tételezzük fel, hogy az 1. ábrán látható test nem vasból, hanem rézből van készítve, és hogy rajta I egyenáram folyik keresztül, amely U feszültségesést idéz elő (2. ábra).

Ha a testet most is dx magasságú sorbakapcsolt részekre osztjuk fel, akkor egy x magasságban fekvő rész ohmos ellenállása: $\frac{dx\sigma}{b_0 f_1\left(\frac{x}{b}\right)l}$, ahol σ a fajlagos ellenállás. A test R oh-

mos ellenállása

$$(6) \quad R = \frac{\sigma}{b_0 l} \int_0^h \frac{dx}{f_1\left(\frac{x}{h}\right)}$$

Tekintettel arra, hogy

$$(7) \quad U = I \cdot R$$

azt az eredményt kapjuk, hogy

$$(8) \quad U = \frac{I\sigma}{b_0 l} \int_0^h \frac{dx}{f_1\left(\frac{x}{h}\right)}$$

Ahogy e képlet mutatja, bármilyen $f_1\left(\frac{x}{h}\right)$ behelyettesítése után az integrál analitikusan kiszámítható és így U és I viszonya könnyen megállapítható. Éppen ezért a fentemlített két mágneses feladatnak analógiája – vagyis az adott konfiguráció mellett annak az U feszültségnek megállapítása, amely megfelel az I áramnak, vagy azon I áram megállapítása, amely megfelel az U feszültségnek – rendkívül egyszerű azok után, hogy R értékét kiszámítottuk, aminek szintén semmilyen elvi nehézsége nincs.

Sőt mi több: a villamos számításokban gyakran előforduló harmadik feladat megoldása sem okoz nehézséget:

Az ugyanis, hogy egy ellenállás olyan alakját kell megállapítani, amely mellett egy adott V feszültség egy adott I áramot idéz elő.

Láthatjuk, hogy a (7) képletből R azonnal adódik, az utóbbiból pedig (6) alapján analitikusan egyszerűen kaphatjuk $f_1\left(\frac{x}{h}\right)$ -t.

Ugyanakkor világos, hogy mágneses számítások esetén a konfiguráció úgy az első, mint a második feladat elé nagy nehézségeket gördít, mert az R -nek megfelelő R_m "mágneses ellenállás" ugyan kifejezhető az R ellenállással analóg módon:

$$(9) \quad R_m = \frac{V}{\phi}$$

azonban ezen érték az (5) képlet szerinti összefüggés alapján analitikusan nem állapítható meg. Ezzel magyarázhatjuk nyilvánvalóan azt az érdekes tény is, hogy a fentemlített harmadik villamos feladat mágneses analógiáját képező feladatot – vagyis azt, hogy állapítsuk meg egy mágneses ellenállás olyan alakját, amely mellett adott V mágneses feszültség adott ϕ fluxust hoz létre vagy fordítva – a klasszikus elmélet soha nem állította fel.

A nomografikus módszer úgy oldja meg a klasszikus módszer fent vázolt nehéz problémáit, hogy eliminálja a konfiguráció zavaró hatását.

Ezen alapelv megértéséhez vizsgáljuk meg előbb az (5) képletet. Azt látjuk, hogy a V és a ϕ értékek közti viszony négy, a konfigurációt együtt meghatározó paramétertől függ. Ezek h, b_0, l és $f_1\left(\frac{x}{h}\right)$.

Azt a nehézséget azonban, amelyet a h, b_0 és l paramétereknek a V és ϕ közötti nemlineáris viszonyra kifejtett hatás jelent, kiküszöbölhetjük, ha bevezetjük az "egységtest" fogalmát.

Vizsgáljuk a 3.a ábrán lévő h magasságú testet, amelynek b_0 a h magasságban mért (legnagyobb), b_1 a $h/2$ magasságban mért, b_2 pedig az $x = 0$ magasságban mért (legkisebb) szélessége, és amelynek ϕ fluxusa a testen V feszültséget hoz létre.

A mágneses indukciót nevezzük a test legnagyobb keresztmetszetében B_0 -nak, tehát

$$(10) \quad B_0 = \frac{\phi}{b_0 l}$$

továbbá legyen a közepes térerősség, – azaz a változó térerősségek (H_x) számtani középértéke – a h magasság mentén H :

$$(11) \quad H = \frac{V}{h}$$

Ha az (5) egyenlet mindkét oldalát h -val osztjuk, a (10) és (11) egyenletek figyelembe vételével (5)-re a következőt kapjuk:

$$(12) \quad H = \int_0^1 f\left(\frac{B_0}{f_1\left(\frac{x}{h}\right)}\right) d\left(\frac{x}{h}\right)$$

Ezzel a képlettel a 3.a ábrán lévő h magasságú testet egy hasonló testre vezettük vissza (3.b ábra), amelynek magassága, hossza és legnagyobb szélessége 1 cm, legkisebb szélessége $\frac{b_2}{b_0}$, az $\frac{x}{h} = 0.5$ magasságban levő szélessége $\frac{b_1}{b_0}$, fluxusa pedig számértékre a B_0 indukcióval egyenlő.

Vágjunk ki az eredeti testből az x -magasságban egy kis Δx magasságú részt, illetve az egységtestből az $\frac{x}{h}$ magasságnál egy $\frac{\Delta x}{h}$ magasságú részt. Az egységtestből kivágott $\frac{\Delta x}{h}$

magasságú részre eső potenciálkülönbség $\frac{H_x \Delta x}{h}$, míg az eredeti test Δx magasságú részére eső potenciálkülönbség $H_x \Delta x$. Mivel ezen kis magasságú rétegek száma a 3. ábra mindkét ténél ugyanannyi (a számuk $\frac{h}{\Delta x}$), az egységtest teljes magasságára jutó potenciálkülönbség $Vh = H$, ha $B_0 = \frac{\phi}{b_0 l}$ nagyságú fluxus megy át rajta.

Az egységtest fogalmának bevezetésével tehát a h , b_0 és l paramétereknek a nemlinearitás által okozott problémákra gyakorolt hatását kiküszöböltük, mert a V és ϕ közötti nemlineáris viszonyt a (10) és (11) képletek segítségével visszavezettük a H és B_0 közötti viszonyra, amely adott egységtest esetén független a h , b_0 és l értékektől.

A továbbiakban is problémát okoz azonban a H és B_0 közti nemlineáris összefüggés. Feladatunk az, hogy erre az összefüggésre valamilyen könnyen kifejezhető törvényszerűséget találjunk.

E célból bevezetjük az "ekvivalens egységtest" fogalmát.

"Ekvivalens egységtest"-nek válasszunk egy olyan testet, amelyben az $\frac{x}{h}$ magasságban levő B'_x indukció a legnagyobb keresztmetszet B_0 indukciójától a legkisebb keresztmetszet $\rho \cdot B_0$ indukciójáig lineárisan nő (4.a ábra), tehát a következő egyenletnek tesz eleget:

$$(13) \quad B'_x = B_0 \left[1 + (\rho - 1) \frac{h - x}{h} \right]$$

A B'_x indukciónak a H'_x térerősség felel meg (4.b ábra). A magasság mentén adódó közepes térerősség, amit H -val jelölünk:

$$(14) \quad H = \int_0^1 H'_x d\left(\frac{x}{h}\right)$$

Differenciáljuk (13)-at x szerint:

$$(15) \quad \frac{dB'_x}{dx} = - \frac{B_0(\rho - 1)}{h}$$

Helyettesítsük (15)-ből a $\frac{dx}{h}$ kifejezést (14)-be. Így a (16) alapvető összefüggést kapjuk, amely a továbbiak számára kiindulásul szolgál:

$$(16) \quad H = \frac{1}{B_0(\rho - 1)} \int_{B_0}^{\rho B_0} H'_x dB'_x$$

A (14) egyenletben levő $\frac{x}{h} = 0$ és $\frac{x}{h} = 1$ integrációs határok, valamint a (16) egyenletben levő $B'_x = B_0$ és $B'_x = \rho B_0$ integrációs határok közötti összefüggés nyilván abból adódik, hogy a B'_x indukció az $\frac{x}{h} = 0$ helyen ρB_0 maximális értékét, az $\frac{x}{h} = 1$ helyen pedig B_0 minimális értékét veszi fel.

Jelöljük a mágnesezési görbét $H'_x = f(B'_x)$ -el (5. ábra, OAB görbe) és tegyük fel, hogy az AD ordinátához az $OD = B_0$ és a BC ordinátához az $OC = B_0$ abszcissa tartozik.

Igy az $ABCD$ pontok által határolt S terület:

$$(17) \quad S = \int_{B_0}^{\rho B_0} H'_x dB'_x$$

Jelöljük továbbá a D és C pontok közti távolságot m -mel:

$$(18) \quad m = (\rho - 1)B_0$$

Ha S és m értékét a (17), illetve (18) egyenletekből a (16)-ba helyettesítjük, a következő egyszerű összefüggést kapjuk:

$$(19) \quad H = \frac{S}{m}$$

Ezen egyenlet alapján adott B_0 és ρ érték mellett H -t pontosan megkaphatjuk (5. ábra).

A (19) összefüggés lehetővé teszi egy olyan görbesereg különösen egyszerű és gyors, ugyanakkor azonban mégis pontos megszerkesztését, amelynek segítségével azután könnyen meg tudjuk oldani – mint ahogy ezt a későbbiekben részletesen bemutatjuk – a mágneses körök számításának legkülönbözőbb bonyolult feladatait.

Jelöljük ki a vas mágnesezési görbéjén (OAB görbe) egy ordinátát, amely egy meghatározott k abszcisszához (pl. 10 000 Gs) tartozik (6. ábra). A szükséges pontosságtól függően vegyünk fel valamilyen ρ értéket (pl. $\rho = 1.13$) és jelöljük ki az $1.13 k$ -hoz tartozó következő ordinátát, azután az $1.13^2 k, 1.13^3 k, \dots$ értékekhez tartozót. Az ily módon nyert elemi felületek m_1, m_2, m_3, \dots alapvonalai balról jobbra az $1:1.13:1.13^2:1.13^3, \dots$ arányban növekszenek. Az így adódó konstrukciót folytassuk a gyakorlatban előforduló legnagyobb indukcióig. Ezzel megkapjuk az S_1, S_2, S_3, \dots felületeket.

Ha az összes S_1, S_2, \dots felületet a megfelelő m_1, m_2, \dots alapszakaszokkal osztjuk, az $\frac{S_1}{m_1}, \frac{S_2}{m_2}, \dots$ értékek sorozatát kapjuk.

Itt $\frac{S_1}{m_1}$ az m_1 szakasznak megfelelő középkordinátát, azaz a térerősség közepes értékét jelenti, ha az indukció k -tól $1.13 k$ -ig lineárisan nő. Más szóval az $\frac{S_1}{m_1}$ viszony azon H értékkel egyenlő, amely az ekvivalens egységtestben $B_0 = k$ és $\rho = 1.13$ értékeknél fellép.

Teljesen hasonlóan az $\frac{S_2}{m_2}$ azon H értéket szolgáltatja, amely ugyanezen egységtestben $B_0 =$

$= 1.13 k$ -nál fellép. Ebből következik, hogy az adott ekvivalens egységtest ($\rho = 1.13$) közepes térerősségének (H) a $B_0 = \frac{\phi}{B_0 l}$ fluxustól való függését jellemző OE görbe (6. ábra) megszerkesztéséhez csupán azokat a pontokat kell meghatározni, melyeknek ordinátája $\frac{S_1}{m_1}, \frac{S_2}{m_2}, \frac{S_3}{m_3}, \dots$

és abszcisszája $k, 1.13 k, 1.13^2 k, \dots$

Hasonlóképpen számítsuk ki az $\frac{S_1 + S_2}{m_1 + m_2}, \frac{S_2 + S_3}{m_2 + m_3}, \dots$ értékeket, és mint ordinátát vigyük fel a megfelelő $k, 1.13 k, 1.13^2 k$ abszcisszákhöz. Így egy második görbét kapunk (7. ábra OG görbe), amely egy másik, $\rho = 1.13^2$ tényezőjű ekvivalens egységtest mágneses ellenállását, azaz a $\frac{\phi}{B_0 l}$ fluxushoz tartozó H értékeket ábrázolja. Ugyanígy az $\frac{S_1}{m_1}, \frac{S_2}{m_2}, \frac{S_3}{m_3}, \dots$ értékek egy harmadik görbét adnak a $\rho = 1.13^3$ értékkel jellemezhető ekvivalens egységtestre, és így tovább.

Ha a szerkesztést példaképpen $\rho = 2.66$ -ig tovább folytatjuk, nyolc görbét kapunk a következő ρ értékekre: 1.13, 1.28, 1.44, 1.63, 1.84, 2.08, 2.36 és 2.66 (8. ábra).

A gyakorlat azt mutatja, hogy a fenti nyolc alapgörbén kívül közbeeső görbék tetszés szerinti számban kielégítő pontossággal kaphatók interpoláció segítségével. A 8. ábrán az alapgörbék között fekvő görbéket az áttekinthetőség kedvéért nem rajzoltuk be.

A görbesereget elég $\rho = 2.66$ -ig ábrázolni. Ezt a következő megfontolás alapján láthatjuk be:

Ha a villamosgépekben gyakorlatilag előforduló legnagyobb indukciót kb. 25 000 Gs-nak vesszük fel, akkor $\frac{b_2}{b_0} = 0.4$ -nél a test legnagyobb keresztmetszetében 10 000 Gs-nál kisebb indukciót kapunk. A hozzátartozó térerősség ezért a legkisebb keresztmetszetben fellépőhöz képest nagyon kicsi lesz. Ebből következik, hogy gyakorlati számításoknál elegendő, ha a test h magasságának csak azt a h' részét vesszük figyelembe, amelyen belül az indukció nagyobb, mint a maximális indukció 40 %-a, azaz $\frac{b_2}{b_0} \geq 0.4$. Ezért a magasság többi $(h - h')$ része teljesen elhanyagolható.

A leírt módon adódó görbesereget a továbbiakban "nomogram"-nak, a Dr. Benedikt Ottó által kidolgozott és a nomogram felhasználására támaszkodó módszert pedig nomografikus módszernek nevezzük.

A nomogramok segítségével tehát ekvivalens egységtest esetén kiküszöböltük azokat a nehézségeket, amelyeket a konfiguráció a V és ϕ közti viszony kiszámításában okozott. Ha ugyanis egy ekvivalens egységtest esetén adva van a konfigurációt jellemző ρ együttható, akkor az ennek megfelelő ρ görbén tetszésszerinti B_0 abszcisszához (amelyek a (10) képlet szerint a megfelelő ϕ értékhez tartoznak) ordinátaként leolvashatók a keresett H értékek (amelyekhez a (11) képlet szerint megfelelő V értékek tartoznak). Hasonlóképpen határozhatjuk meg adott H ordinátából a keresett B_0 abszcisszát.

A 8. ábra szerinti nomogram azonban ekvivalens egységtest esetében a bevezetésben felsorolt három elvi mágneses feladat közül nemcsak az első kettőt, hanem a harmadikat is igen egyszerűen megoldja, vagyis megállapítja, hogy milyen ekvivalens egységtestet kell választanunk ahhoz, hogy adott B_0 érték mellett adott H érték jelentkezzen (vagy fordítva).

Ez azt jelenti, hogy (9. ábra) adott B_0 mellett az indukciónak a B_0 -tól ρB_0 értékig való lineáris növekedését úgy kell meghatározni (vagyis pl. a 9. ábrán látható különböző lehetséges $\rho_1 B_0, \rho_2 B_0, \rho_3 B_0$ stb. értékekből egy ρB_0 értéket úgy kiválasztani), hogy a kívánt H érték adódjék. Ezt rendkívül egyszerűen lehet elérni a nomogram segítségével, amelyen adott H és B_0 értékeknek egy bizonyos pont felel meg. Az a ρ -görbe pedig, amely ezen a ponton át megy, közvetlenül ρ és így a keresett ρB_0 értékét adja.

Rá kell azonban mutatni arra, hogy egyenlőre a nonlinearitás és a konfiguráció által keletkező nehézségeket csak egyetlen egy esetre, vagyis az ekvivalens egységtest esetére oldottuk meg.

2. KÜLÖNBÖZŐ ALAKÚ EGYSÉGTESTEK HELYETTESÍTÉSE EKVIVALENS EGYSÉGTESTTEL

Vizsgáljuk meg a következőkben azt a kérdést, hogyan lehet a ρ -koefficiens segítségével más alakú egységtestek konfigurációját is kifejezni. Először ékalakú egységtest esetével fogunk foglalkozni.

Legyen az ékalakú test legkisebb, illetve legnagyobb szélessége b_2 , illetve b_0 , és ezek viszonya

$$(20) \quad \alpha = \frac{b_2}{b_0}$$

Ezt a testet egy ékalakú egységtesttel (10. ábra) helyettesítjük és az $1, \alpha$ és $\frac{1+\alpha}{2}$ szélességű keresztmetszetekben fellépő $\frac{\phi}{b_x l}$ indukciókat jelöljük B_0, B_2 és B_1 -el. A bevezetett indukciók a 10. ábrán az ab, cd és ef szakaszoknak felelnek meg. Anélkül, hogy említésre méltó hibát követnénk el, feltehetjük, hogy a valóságos B_x indukció egy olyan másodfokú parabola szerint változik, amely a b, f és d pontokon megy át. Ennek az indukcióeloszlásnak egy H_x térerőeloszlás felel meg, amely valamilyen – számunkra ismeretlen – mn görbével jellemezhető.

A továbbiakban az ékalakú egységtestet a fenti "ekvivalens egységtest"-tel helyettesítjük, amelyben definíciószerűen az indukció lineárisan változik. Itt ekvivalenciáról természetesen csak akkor beszélhetünk, ha H -nak a B_0 -hoz való viszonya különböző B_0 értékek mellett ugyanaz, mint az adott ékalakú egységtestnél. Feltesszük, hogy a minimális indukció ugyanaz, mint az ékalakú egységtestben, tehát $B_0 = \overline{ab}$. Ekkor még a maximális indukció: B_0 megválasztható. Ha értéke $B_2 = \overline{cd}$ lenne, akkor az indukcióeloszlást a bd egyenes jellemezné. Amint látjuk ezek az indukciók (B_x'') minden $\frac{x}{h}$ értéknél ($\frac{x}{h} = 0$ és $\frac{x}{h} = 1$ kivételével) nagyobbak, mint a bfd görbének megfelelő indukciók. Ebből következik, hogy a bd szerinti indukcióeloszlásnak megfelelő térerőeloszlás esetén adódó H'' összeg nagyobb, mint a valóságos H érték.

Tegyük fel továbbá, hogy az ekvivalens egységtest maximális indukciója egy másik, az előbbinél kisebb \overline{cg} értéket vesz fel, amelynél az $abgca$ trapéz területe egyenlő az $abfdca$ felülettel. Ez esetben a bfd parabola és a bg egyenes a q pontban metszi egymást, ami azt jelenti, hogy az $abgca$ és $abfdca$ területek egyenlősége analitikusan a következőképp írható fel:

$$(21) \quad \int_0^{\frac{x_q}{h}} (B_x - B_x''') d\left(\frac{x}{h}\right) - \int_{\frac{x_q}{h}}^1 (B_x''' - B_x) d\left(\frac{x}{h}\right) = 0$$

ahol B_x''' a bg egyenes abszcisszái, B_x viszont a bfd görbe abszcisszái és $\frac{x_q}{h}$ a q pont magassága. A bg egyenes új B_x''' indukcióeloszlásának megfelel egy új térerősségeloszlás H_x''' (ezt a 10. ábrába nem rajzoltuk be). Mivel egy bizonyos indukcióváltozásnak kis indukcióknál kisebb térerősségváltozás felel meg, mint a nagy indukcióknál, a $\frac{H_x - H_x'''}{B_x - B_x'''}$ viszonya a $0 < \frac{x}{h} < \frac{x_q}{h}$ tartományban nagyobb mint $\frac{x_q}{h} < \frac{x}{h} < 1$ tartományban. Ha tehát a (21) egyenletbe a $B_x - B_x'''$ helyett a $H_x - H_x'''$ kifejezést helyettesítjük, a következő egyenlőtlenséget írhatjuk fel:

$$(22) \quad \int_0^{\frac{x_q}{h}} (H_x - H_x''') d\left(\frac{x}{h}\right) - \int_{\frac{x_q}{h}}^1 (H_x''' - H_x) d\left(\frac{x}{h}\right) > 0$$

E helyett azt is írhatjuk, hogy

$$(23) \quad \int_0^1 H_x d\left(\frac{x}{h}\right) > \int_0^1 H_x''' d\left(\frac{x}{h}\right)$$

vagy ami ugyanazt jelenti:

$$(24) \quad H > H'''$$

Tehát a bg egyenes szerinti indukcióeloszláshoz tartozó H''' érték mindig kisebb, mint H .

Ezzel bebizonyítottuk, hogy az ekvivalens egységtestet jellemző bh egyenes, amely olyan indukcióváltozást ad, hogy a hozzá tartozó közepes térerősség a valóságos H értékkel egyenlő, a bd és a bg határegyenesek között fekszik.

Jelöljük a \overline{kl} szakasznak a \overline{ko} -hoz való viszonyát ϵ -al:

$$(25) \quad \epsilon = \frac{\overline{kl}}{\overline{ko}}$$

ahol \overline{kl} , illetve \overline{ko} a bg , illetve bd egyenesek $\frac{x}{h} = \frac{1}{2}$ ordinátájú pontjai. Eddigi megfontolásaink alapján tehát írhatjuk:

$$(26) \quad 0 < \epsilon < 1$$

A bh egyenes pontos helyzetét a bd és bg egyenesek között – amit az ϵ értéke határoz meg – a következő megfontolás alapján becsülhetjük:

Jelöljük p -vel a lineáris indukcióeloszlást (B'_x) ábrázoló bh egyenes, és a tényleges indukcióeloszlást (B_x) ábrázoló bfd görbe metszéspontját, és legyen a B'_x -höz tartozó télerősség H'_x . Ekkor a bh egyenes helyes helyzetére a következő egyenletet kapjuk:

$$(27) \quad \int_0^{\frac{x_p}{h}} (H_x - H'_x) d\left(\frac{x}{h}\right) - \int_{\frac{x_p}{h}}^1 (H'_x - H_x) d\left(\frac{x}{h}\right) = 0$$

ahol $\frac{x_p}{h}$ a p pontnak megfelelő keresztmetszet magassága.

Másrészt világos, hogy minél nagyobb ρ értéke egy adott B_0 indukciónál, tehát minél nagyobb a ρB_0 maximális indukció, annál nagyobb a legkisebb keresztmetszet közelében a $B - B'_x$ indukciókülönbségnek megfelelő $H - H'_x$ télerősségkülönbség. Ebből következik, hogy a (27) egyenlet jobb kielégítéséhez a bh egyenesnek a bd határegyeneshez közelebb kell feküdnie, ϵ tehát annál nagyobb, minél nagyobb ρ . Előzőleg láttuk, hogy a gyakorlatban előforduló ρ értékek 1 és 2.66 között vannak. Feltehetjük, hogy ezen határok között az ϵ arányos ρ -val, és a közepes $\epsilon = 0.5$ -nek a közepes $\rho = 1.8$ felel meg. Irhatjuk tehát:

$$(28) \quad \epsilon = \frac{\rho}{3.6}$$

Vegyük figyelembe, hogy a bg , bd és bh egyenesek definíciója szerint a következő egyenletek érvényesek:

$$(29) \quad \overline{ek} = \frac{B_0 + 4B_1 + B_2}{6}$$

továbbá

$$(30) \quad \overline{eo} = \frac{B_0 + B_2}{2}$$

és

$$(31) \quad \overline{el} = \frac{B_0 + \rho B_0}{2}$$

Ezekkel viszont

$$(32) \quad \overline{kl} = \overline{el} - \overline{ek} = \frac{B_0 + \rho B_0}{2} - \frac{B_0 + 4B_1 + B_2}{6}$$

és

$$(33) \quad \overline{ko} = \overline{eo} - \overline{ek} = \frac{B_0 + B_2}{2} - \frac{B_0 + 4B_1 + B_2}{6}$$

Behelyettesítve a (25) egyenletbe \overline{kl} értékét a (32), \overline{ko} értékét a (33) és ϵ értékét a (28) egyenletből, a következő képlet adódik:

$$(34) \quad \rho = 1.8 \frac{B_2 + 4B_1 - 2B_0}{-B_2 + 2B_1 + 4.4B_0}$$

Tekintettel arra, hogy a (20) képlet szerint

$$(35) \quad \frac{B_1}{B_0} = \frac{b_0}{b_1} = \frac{2b_0}{b_0 + b_2} = \frac{2}{1 + \alpha}$$

és

$$(36) \quad \frac{B_2}{B_0} = \frac{b_0}{b_2} = \frac{1}{\alpha}$$

végül ρ értékét a következő képlet adja:

$$(37) \quad \rho = 1.8 \frac{1 + 7\alpha - 2\alpha^2}{-1 + 7.4\alpha + 4.4\alpha^2}$$

ahol α gyakorlatban előforduló értékeire $0.4 \leq \alpha \leq 1$.

A legtöbb esetben elegendő pontossággal feltételezhetjük, hogy a bh egyenes az említett két határ között középen helyezkedik el, vagyis, hogy

$$(38) \quad \epsilon = 0.5$$

Ekkor ρ -ra a következő érték adódik:

$$(39) \quad \rho = \frac{2}{3} \left(\frac{B_2 + B_1}{B_0} \right) - \frac{1}{3}$$

ami (35) és (36) felhasználásával a

$$(40) \quad \rho = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{2}{1 + \alpha} \right) - \frac{1}{3}$$

összefüggést adja.

A (34) képletre tekintve láthatjuk, hogy a ferromágneses test alakjára jellemző ρ együtthatót – legalább is az ékalakú test esetében – könnyen kiszámíthatjuk az adott konfigurációból (amit ez esetben az α érték jellemez). *Sikerült ékalakú test esetén is kiküszöbölni a konfigurációnak azon zavaró hatását, amely a klasszikus módszer fent vázolt nehézségeit idézi elő. A nomografikus módszer szerint ugyanis ékalakú testek esetében a konfiguráció a H és B mágneses paramétertől teljesen független olyan harmadik paraméter, amely a másik kettővel a számítás szempontjából teljesen egyenrangú. Ezért alkalmas a módszer arra, hogy mind a három fő feladatot egyszerűen megoldja.*

Ezt a tényt azonban eddig csak az ékalakú egységtestre bizonyítottuk. Ezért a továbbiakban meg szeretnénk mutatni a ρ tényező meghatározását más alakú egységtestekre is (amelynél tehát más az $f_1\left(\frac{x}{h}\right)$ függvény).

Elegendő lesz ezt csak a 11.a ábra szerinti testre pontosan megvizsgálni, mivel az alapvető módszer más alakú testek esetében is hasonló szempontokon nyugszik.

Feltételezünk egy olyan egyéstartet, amelynek alakját másodfokú AKC és BLO parabolák határozzák meg.

Egyetlen megkötésünk, hogy a test szélessége a magasság mentén csak egy meghatározott irányban változik. Feladatunk ezek után egyetlen olyan görbesereg megszerkesztése, amely a fenti test mágneses ellenállását adja, jóllehet a test geometriai formáját két paraméter (vagyis $\overline{AB} = \frac{b_2}{b_0}$ és $\overline{KL} = \frac{b_1}{b_0}$) határozza meg.

Az ékalakú test mágneses viszonyainak tárgyalásakor feltettük, hogy a valóságos mágneses indukcióeloszlás a magasság mentén parabolikus eloszlással helyettesíthető. Ha a 11.a ábra szerinti test esetében is hasonlóképpen egy másodfokú parabola szerint oszlana el az indukció, erre a testre is ugyanazt a módszert alkalmazhatnánk. Más szóval: Ha a parabolikus falú egységtest esetét az ékalakúéra redukálhatnánk, akkor a fent leírt görbesereget erre a "redukált egységtest"-re szerkeszthetnénk meg, és az előző nomografikus módszert használhatnánk.

Ennek elérésére a következő műveleteket hajtjuk végre:

Az $ACDB$ egységtestet (11.a ábra) olyan $AEFB$ ékalakú testtel helyettesítjük, amelyet az AKC és BLD parabolákhoz az A , illetve B pontokban húzott érintők határoznak. Tegyük fel, hogy a $\frac{\phi}{b_0 l}$ fluxusnak megfelelő B_x indukció ez esetben a bed görbe szerint változik, amit gyakorlati hiba nélkül ugyancsak parabolikusan veszünk (11.b ábra). A két testet összehasonlítva megállapíthatjuk, hogy a maximális indukciójuk ugyanaz, és az $AGEFHB$ test szélessége az $AKCDLB$ test szélességétől a legkisebb keresztmetszet közelében csak kevésbé tér el. Ezért az indukcióban, és következésképpen a térerősségben mutatkozó eltérés elhanyagolható ebben a tartományban.

Joggal feltételezhetjük tehát, hogy a bed parabola abszcisszái a d pont közelében egyúttal az $AKCDLB$ test indukcióeloszlását is ábrázolják. Hasonlóan igaz ez más tetszőleges szerinti parabolákra is, amelyek a d ponton mennek át, és differenciálhányadosuk a d pontban a bed parabola differenciálhányadosával egyezik. Ha az ily módon definiált parabolák közül a $b'e'd'$ parabolát választjuk, amelynek $\frac{x}{h} = 1$ pontbeli abszcisszája a CD keresztmetszetben a tényleges fellépő indukciót adja, akkor a $b'e'd$ parabola a valóságos indukcióeloszlást pontosan visszatükrözi, úgy a legnagyobb, mint a legkisebb keresztmetszet közelében.

Általában azonban a középső KL keresztmetszetben lévő fe'' valóságos indukció valamivel eltér a $b'e'd$ parabola fe' abszcisszájától, mivel a valóságos indukcióeloszlás (11.b ábrán nincs berajzolva) nem teljesen parabolikus. Tételezzük fel, hogy $fe'' > fe'$. Ez esetben a $b'e'd$ görbe indukcióeloszlásának megfelelő térerősségeloszlás a valóságosnál kisebb H értéket ad.

Ha a $b'e'd$ parabolát a $b'e''d$ parabolával helyettesítenénk, akkor az utóbbi abszcisszái az $\frac{x}{h} = \frac{1}{2}$ pont környezetében a valóságos indukcióeloszlásnak felelnének meg, azonban az $\frac{x}{h} = 0$ és $\frac{x}{h} = 1$ pontok környezetében valamivel nagyobb indukciót kapnánk. Következésképp a $b'e''d$ parabola szerint számított H érték valamivel nagyobb lenne, mint a valóságos.

Igy tehát H értékére két határt adhatunk meg: H pontos értékét egy olyan $b'e'''d$ parabola alapján számíthatjuk (ezt a parabolát nem rajzoltuk be), amely a $b'e'd$ és $b'e''d$ határparabolák közé esik. Az e''' pont helyzetének megbecsülésére a következő megfontolásból indulunk ki. Az $\frac{x}{h} = 0$ pont közelében a $b'e'''d$ parabola abszcisszái valamivel nagyobbak, mint a valóságos indukcióeloszlásnak megfelelő $b'e''d$ parabola abszcisszái ezen a helyen. Az $\frac{x}{h} = \frac{1}{2}$ pont környezetében a $b'e'''d$ parabola abszcisszái valamivel kisebbek, mint ugyan ezen a helyen a valóságos eloszlásnak megfelelő $b'e''d$ parabola abszcisszái. A $b'e'''d$ parabolára való átmenetkor az indukció számításában az $\frac{x}{h} = 0$ pont környezetében elkövetett hiba jobban kihat a H értékére, mint az $\frac{x}{h} = \frac{1}{2}$ pont környezetében elkövetett hiba, mert a ferromágneses anyag permeabilitása nagyobb indukciónál kisebb.

Az e''' pont ezért az e' ponthoz közelebb esik, mint e'' . A továbbiakban feltesszük, hogy az e''' pont az $e'e''$ szakaszt 1:2 arányban osztja, tehát

$$(41) \quad \overline{e'e'''} = 0.5\overline{e''e''}$$

Ezáltal bebizonyítottuk, hogy az $AKCDLB$ parabolikus falú test valóságos indukcióeloszlása a be nem rajzolt $b'e'''d$ parabolával helyettesíthető. Ez azt jelenti, hogy a "valóságos egységtest"-et egy olyan redukált egységtestre lehet visszavezetni, amelynek indukciója a fenti parabola szerint változik.

A redukált egységtest indukciója az $\frac{x}{h} = 1$ magasságban:

$$(42) \quad \overline{ab} = \frac{\phi}{b_0 l} = B_0$$

Az $\frac{x}{h} = 0$ magasságban

$$(43) \quad \overline{cd} = \frac{\phi}{b_0 l} = B_2$$

és az $\frac{x}{h} = \frac{1}{2}$ magasságban a még egyenlőre ismeretlen fe''' .

Jelöljük β -val az $\frac{\overline{fe'''}}{B_2}$ viszonyt:

$$(44) \quad \beta = \frac{\overline{fe'''}}{B_2}$$

A másodfokú parabola szerinti indukcióeloszlású test ρ együtthatójának számítására levezettük a (34) általános képletet. Ha ebbe B_1 -re az $\overline{fe''''}$ értéket a (44)-ből és B_0 -ra (35)-öt behelyettesítjük, a következő képletre jutunk:

$$(45) \quad \rho = 1.8 \frac{1 - 2\alpha + 4\beta}{-1 + 4.4\alpha + 2\beta}$$

A β -ra vonatkozólag a (43)-ból a (44)-be behelyettesítve:

$$(46) \quad \beta = \frac{\overline{fe''''}}{cd}$$

A $b'e''''$ és d pontok által rögzített másodfokú parabola, a 11. ábrán leírt módszer szerint az adott ferromágneses test három szélességének ($\overline{CD} = 1$, $\overline{KL} = \frac{b_1}{b_0}$, $\overline{AB} = \frac{b_2}{b_0}$) függvényében pontosan meg van határozva. Így $\overline{fe''''}$ -t, valamint \overline{cd} -t a három szélességgel kifejezhetjük, és végül β -ra a következő összefüggést kapjuk:

$$(47) \quad \beta = \frac{b_2}{3} \left[\frac{4}{-b_0 + 4b_1 - b_2} - \frac{1}{2(-b_0 + 4b_1 - b_2)} + \frac{1}{2b_0} + \frac{1}{b_1} \right]$$

Ugyanehhez az eredményhez jutunk akkor is, ha az $fe'' < fe'$ feltételből indulunk ki. Így tehát a (47) képlet általános érvényű.

Hasonló gondolatmenet alapján, mint ahogy a (45) és (47) képleteket kaptuk, alkalmazhatjuk a nomogramot és az erre alapozott nomografikus módszert a 12. ábrán bemutatott testre is.

Ez esetben [1] ρ megint a (45) képletből adódik, ahol azonban most

$$(48) \quad \beta = b_2 \left[\frac{1}{4b_0} + \frac{1}{-b_0 + 4b_1 - b_2} - \frac{1}{4(-b_0 + 4b_1 - 2b_2)} \right]$$

Meg kell még jegyezni, hogy villamosgépek olyan monoton növekvő keresztmetszetű mágnesköri elemei esetén, amelyek nem pontosan – csak jó közelítéssel – parabolikusan változnak, a ρ és β értékeket a (45), (47), illetve a (48) képletek szerint lehet megállapítani.

A továbbiakban azonban még egy, villamosgépekben gyakran előforduló olyan különleges testalakról lesz szó, amelyet nem parabolák, hanem körívek határolnak (13. ábra). Ilyen esetben abból indulunk ki, hogy az AC és BD köríveket olyan másodfokú AC' és AD' parabolákkal helyettesítjük, amelyeknek érintői a legnagyobb indukció fellépésének helyén, vagyis az A és B pontokban a megfelelő körívek érintőivel egybeesnek. Tekintettel arra, hogy az ilyen módon meghatározható parabolák száma végtelen, még azt is rögzítjük, hogy a parabola és a körív az $x = \frac{h}{2}$ magasságban metszi egymást. Ez azt jelenti, hogy a b_1 szélességű keresztmetszetben, ahol még aránylag nagy az indukció, a mágneses viszonyok nem változnak. Az így adódó parabola egyenlete

$$(49) \quad b_x = b_2 + 4(b_1 - b_2) \left(\frac{x}{h}\right)^2$$

ahol

$$(50) \quad b_0 = 4b_1 - 3b_2$$

és

$$(51) \quad b_1 = b_2 + 2r - 2 \sqrt{r^2 - \left(\frac{h}{2}\right)^2}$$

Igy tehát a 13. ábrán látható testet egy olyan, mágneses szempontból gyakorlatilag egyenértékű testté alakítottuk át, amely megfelel a 12. ábrán látható testnek. Ha tehát b_0 -át (50)-ből és b_1 -et (51)-ből a (48) képletbe helyettesítjük, a

$$(52) \quad \beta = 0.75 + \frac{b_2}{4b_0}$$

összefüggést kapjuk.

Világos, hogy az eddigiek alapján a villamosgépekben előforduló monoton növekvő keresztmetszetű testalakok esetén (lásd a 14. ábrán) könnyen meg tudjuk határozni a ρ tényezőt, és így azokat ekvivalens egységtesttel helyettesíthetjük. A konfiguráció tehát önálló harmadik paraméterként fog szerepelni, amelyet egyszerű geometriai kifejezések határoznak meg. Így teljesen kiküszöböltük a keresztmetszetek változásának előre nem ismert zavaró hatását, amely a klasszikus módszer fő nehézségeit okozta. Ezáltal a mágneses testek $\frac{V}{\phi}$ értéke, vagyis R_m mágneses ellenállásuk messzemenően az ohmos ellenállások analógiája szerint állapítható meg.

Villamosgépeink azonban más alakú testeket is tartalmaznak, ezért módszerünket az ekvivalens egységtest elméletének továbbfejlesztésével bővítenünk kell.

3. AZ EKVIVALENCIA FOGALOM KIBŐVÍTÉSE

Eddig viszonylag egyszerű alakú mágneses testeket vagy tartományokat vizsgáltunk, ahol a klasszikus módszer nehézségei abból adódtak, hogy a mágneses ellenállás (tehát a mágneses feszültségnek a fluxushoz való viszonya) nem állandó, hanem a fluxus nagyságától függ. *Világos azonban, hogy a klasszikus számítási módszer nehézségeinek a geometriai konfiguráció bonyolultságának növekedésével fokozott mértékben kell növekednie, és így egyre kevésbé ad e módszer gyakorlatilag használható megoldást. Így nem csodálkozhatunk azon, hogy a geometriai konfiguráció bonyolultságának egy meghatározott fokán sok olyan feladat létezik, amit a klasszikus módszer nemcsak hogy megoldani nem tudott, hanem – nyilván a megoldhatatlanság tudatában – sohasem fogalmazott meg annak ellenére, hogy villamos áramköröknél az analóg probléma általában ismert és egyszerűen megoldható.*

Ezt az érdekes tényt a következő példákon mutatjuk be.

a) Tegyük fel, hogy feladatunk a következő:

Adva van a 10. ábra szerint egy ékalakú mágneses egységtest. Keressük azon a 11.a ábra szerinti parabolikus falú egységtestet, amelynek a mágneses ellenállása (vagyis a $\frac{H}{B_0}$ viszonya) bármilyen mágneses terhelésnél ugyanolyan nagy, mint az ékalakú egységtesté. *Világos, hogy e probléma megoldásának lehetősége a gyakorlat szempontjából nagy jelentőségű. A feladat vilamos analógja: valamelyik réztest alakját változtassuk úgy meg, hogy az új alakú test ellenállása bármilyen áramerősség esetén ugyanolyan nagy legyen, mint az eredeti alak mellett volt. E feladat megoldása a villamos áramköröknél azért egyszerű, mert az ohmos ellenállás kifejezhető csupán geometriai adatokkal, és az ellenállások egyenlőségéből az ismeretlen geometriai paraméterek kiszámíthatók. A mágneses testek esetében azonban a klasszikus elmélet – ahogy már említettük – nem ismer közvetlen összefüggést a konfiguráció és a mágneses ellenállás között, így nemcsak hogy nincs módszere ezen összefüggés kifejezésére, hanem a fentemlített kérdést mint problémát soha nem is fogalmazta meg.*

Ugyanakkor a nomografikus módszer szempontjából előre világos, hogy e probléma igen egyszerűen megoldható. Az ekvivalens egységtest és a hozzá tartozó ρ tényező ugyanis hasonló szerepet játszik a mágneses testek területén, mint az ohmos ellenállás a villamos vezető testek esetén. Világos, hogy a 10. ábrán látható ékalakú mágneses egységtesthez a (40) képlet által megállapítható ρ tényező tartozik, amely egy meghatározott ekvivalens egységtestet jellemez. Ugyanakkor a kívánt alakú, a 11.b ábrán látható egységtesthez is tartozik egy ρ tényező, amelyet a (47) és (45) képletek segítségével számíthatunk. A probléma megoldódik, ha a két különböző alakú egységtestet ugyanazon ekvivalens egységtestre lehet visszavezetni, vagyis a ρ -tényezők egyenlők. Az ezen alapon kapott egyenletek – minden mágneses paraméter teljes kiküszöbölése mellett – megadják az adott alakú és kívánt alakú egységtestek konfigurációját megállapító geometriai méretek egymáshoz való viszonyát. Így tehát a 2. fejezetben tárgyalt különböző alakú egységtestek közül bármelyik azonnal helyettesíthető a másikkal.

b) Eddig a közös ekvivalens egységtest segítségével összehasonlítottuk a legkülönbözőbb alakú egységtesteket. *Most rátérünk arra az érdekes kérdésre, hogy milyen elgondolások alapján lehet összefüggést megállapítani két különböző ekvivalens egységtest között. A nomogram közvetlenül rámutat sokféle ilyen összefüggésre, amelyek – éppen a szemlélhetőség teljes hiánya miatt – a klasszikus elmélet előtt teljesen ismeretlenek maradtak. Képzeljünk el pl. valamilyen testet, amelyen egy ϕ fluxus megy keresztül. A test b_0 szélességétől függ, hogy milyen nagy az egységtest B_0 indukciója. Ha növeljük a b_0 értéket, megfelelően csökken a B_0 indukció, ezért a H érték is. Ha azonban csökkentjük a b_2 értéket, megfelelően növekszik a B_2 indukció és vele együtt H . Felmerül a következő kérdés: mennyivel kell b_2 értékét növelni, hogy a csökkentett b_0 mellett a H érték állandó maradjon? A 15. ábra szerint a problémát a következőképpen is lehet fogalmazni. Adva van egy test olyan ekvivalens egységteste, amelyben az indukció az $\frac{x}{h}$ magasság mentén B_{0_1} értéktől $B_{0_1} \cdot \rho_1$ értékig lineárisan növekszik.*

szik. Keressük azon ekvivalens egységtestet, amely szerint az indukció a kisebb B_{0_2} értéktől a nagyobb $B_{0_2} \cdot \rho_2$ értékig nő, de a H értéke az előbbiekhöz képest nem változik. Azt látjuk mindjárt, hogy a bc egyenest olyan ef egyenessel kell felcserélni, amelyik valahol metszi a bc egyenest, úgy, hogy az indukciónak a metszőponttól jobbra bekövetkező növekedésének és balra bekövetkező csökkenésének H -ra való hatásai egymást kiegyenlítsék. *Az új ρ_2 értékét a nomogram segítségével azonnal megállapíthatjuk (16. ábra).* Ha ugyanis az adott egységtestek B_{0_1} és ρ_1 értékek felelnek meg, vagyis a C_1 pont, és a B_{0_1} szélességnek b_{0_2} -ig való növelése által B_{0_1} csökkent B_{0_2} -ig, akkor ahhoz, hogy H értéke ne változzék az szükséges, hogy a C_1 pont egy vízszintes egyenesen balra átcússzék a C_2 pontig. *Az a ρ_2 görbe, amelyen a C_2 pont fekszik, a keresett ρ_2 tényezőt adja, és ezzel a megfelelő képlet segítségével azonnal megállapíthatjuk b_2 új értékét a kívánt konfiguráció mellett.*

Természetesen a C_1 pont a vízszintesen nemcsak a C_2 pontba tolható el, hanem tetszés szerinti más helyre is, így az ekvivalens egységtestet tetszőleges ρ -jú ekvivalens egységtestté alakíthatjuk át.

c) *A b) pontban kifejtett gondolat továbbfejlesztése megoldja a sorbakapcsolt mágneses testek eredő mágneses ellenállása megállapításának problémáját is, amelyet bonyolultsága miatt a klasszikus elmélet soha nem fogalmazott meg.* Félreértések elkerülése végett fel kell ugyan hívni a figyelmet a következő tényre. A klasszikus elmélet gyakran felhasználja a $R_{m_{er}}$ eredő mágneses ellenállás fogalmát éppen úgy, mint az egyes testek $R_m = \frac{V}{\phi}$ mágneses ellenállását:

$$(53) \quad R_{m_{er}} = \sum R_m = R_{m_1} + R_{m_2} + R_{m_3} + \dots$$

amely tulajdonképpen csak más kifejezője a

$$(54) \quad \frac{V_{er}}{\phi} = \frac{\sum V}{\phi} = \frac{V_1 + V_2 + V_3 + \dots}{\phi}$$

összefüggésnek. *Azonban az $R_{m_{er}}$ betű használata teljesen formális, mert a klasszikus elmélet nem mutatta meg, hogy hogyan lehetne a különböző $R_m = \frac{V}{\phi}$ mágneses ellenállások konfigurációjából az eredő mágneses ellenállás konfigurációját kiszámítani és így az absztrakt $R_{m_{er}}$ fogalmat konkretizálni, gyakorlatilag felhasználhatóvá tenni.* Mivel az elektromos áramkörökben nagyon egyszerűen lehet minden sorbakapcsolt villamos ellenállást egy ugyanolyan értékű, de más alakú ellenállással helyettesíteni, magától értetődő, hogy az összes sorbakapcsolt ellenállásoknak egy egyenértékű ellenállással való helyettesítése a legegyszerűbb módon megoldható. Egészen másként van ez azonban mágneses körök esetében. Itt az a probléma, hogy az átmenő fluxus szempontjából egymással sorbakapcsolt testeket egyetlen egyszerű konfigurációjú ferromágneses testtel helyettesítsük. Ez az eredő test a sorbakapcsolt testekkel mágnesesen teljesen egyenértékű legyen abban az értelemben, hogy a $\frac{\sum V}{\phi}$ viszony tetszés szerinti ϕ -nél ugyanazt az értéket

adja, mint az egyenes testekhez tartozó $\frac{V}{\phi}$ értékek összege. Amint az előbb láttuk, a klasszikus módszer sohasem tette fel azt a feladatot, hogy egy testet egy más konfigurációjú ekvivalens testtel helyettesítsen; így magától értetődő, hogy a még nehezebb feladatot – több ilyen test helyettesítése egy mágneselesen egyenértékűvel – még kevésbé volt képes megoldani, vagy akár csak mint feladatot kitűzni.

Az első pillanatban természetesen felmerülhet a kérdés, hogy ennek a feladatnak a megfogalmazása és megoldása a klasszikus módszerrel talán azért maradt el, mert nincs gyakorlati jelentősége villamosgépek számításában.

Amint azonban mindjárt látni fogjuk, a fenti feladatok megoldásának nagy gyakorlati jelentősége van. Így pl. a 17. ábra az aszinkron gépekben igen gyakran előforduló kettőshornyú forgórész egy fogát mutatja, amely négy test mágneseles sorbakapcsolásának tekinthető. Ezek közül kettő a 10. ábrán, kettő pedig a 13. ábrán bemutatott testnek felel meg. Minden mérnöknek praktikusán világos, hogy a gépszámításban milyen nagy előnyt jelentene, ha pl. a 17. ábrán bemutatott fogat egy egyszerű alakú foggal lehetne helyettesíteni, amelynél az átmenő ϕ fluxus a fogmagasság mentén ugyanazt a V mágneseles feszültséget hozza létre mint a 17. ábra bonyolult alakú fogán még pedig minden gyakorlatilag számításba jövő fluxus mellett.

A továbbiakban röviden vázoljuk azt a gondolatmenetet, amelynek alapján – továbbfejlesztve a b) pontban leírt utat – a sorbakapcsolt ferromágneseles testek egy eredő testtel való helyettesítését nomografikusan megoldjuk

Képzeljünk el két monoton növekvő keresztmetszetű, de különben konfiguráció szempontjából egymástól tetszőleges módon eltérő testet. Az elsőnek magassága h_I a másiké h_{II} . Az egyikhez tartozó ekvivalens egységtestnek megfelel a 18.a ábra, amely szerint az indukció $\overline{a_I b_I} = B_{0I}$ értéktől $\overline{d_I c_I} = \rho_I B_{0I}$ értékig nő. A megfelelő átlagos térerő értéke legyen H_I . A másik testhez tartozó ekvivalens egységtestnek megfelel a 18.b ábra, amely szerint az indukció $\overline{a_{II} b_{II}} = B_{0II}$ értéktől $\overline{d_{II} c_{II}} = \rho_{II} B_{0II}$ értékig nő. A megfelelő átlagos térerő értéke legyen H_{II} .

Most tételezzük fel, hogy az első testben az indukció szintén B_{0I} -től $\rho_I B_{0I}$ -ig lineárisan növekszik, úgy mint a 18.a ábrán, de úgy, hogy a növekedés nem 1 cm, hanem h_I magasság mentén történik. Ez esetben tehát az indukció-eloszlás nem a $b_I c_I$ egyenes szerint történik, hanem a 18.c ábrán látható $b'_I c'_I$ egyenes szerint. Hasonlóképpen tételezzük fel, hogy a második esetben az indukció B_{0II} -től $\rho_{II} B_{0II}$ -ig növekszik a 18.b ábra szerint, de úgy, hogy a növekedés nem 1 cm, hanem h_{II} magasság mentén történik. Ez esetben tehát az indukció-eloszlás nem a $b_{II} c_{II}$ egyenesnek felel meg, hanem a 18.c ábrán látható $b'_{II} c'_{II}$ egyenesnek. Feltételezve, hogy a két test a ϕ fluxus szempontjából sorba van kapcsolva, a két egyenest úgy rajzoljuk, hogy a megfelelő h_I és h_{II} magasságok egymást követik. Hasonló elgondolások alapján

(mint amelyeket a 3.a és b ábrák esetében alkalmaztunk) világos, hogy a h_I magasság mentén a keletkező feszültségesés $h_I H_I$ -el a h_{II} magasság mentén pedig $h_{II} H_{II}$ -vel egyenlő.

A 15. ábrával kapcsolatosan kifejtettekből következik, hogy az első ekvivalens egységtestben a $b_I c_I$ egyenest végtelen sok, más meredekségű egyenessel cserélhetjük fel anélkül, hogy a H_I érték változna. Világos, hogy ennek alapján a 18.c ábrán látható $b'_I c'_I$ egyenest is végtelen sok, más meredekségű $e'f'$ egyenessel helyettesíthetjük anélkül, hogy az első testre vonatkozó $h_I H_I$ feszültség megváltozna. Hasonló elgondolások alapján a 18.c ábra $b'_{II} c'_{II}$ egyenesét is végtelen sok, más meredekségű $f'g'$ egyenessel helyettesíthetjük anélkül, hogy a második testre vonatkozó $h_{II} H_{II}$ feszültség megváltozna. Akkor azonban nyilvánvalóan létezik egy olyan $e'f'$ és egy olyan $f'g'$ egyenes, amelyek egymással együtt egy $e'g'$ egyenest képeznek. Ez utóbbi megfelel egy olyan $h_{er} = h_I + h_{II}$ magasságú eredő testnek, amelyben az indukció egy $h'e' = B_{0_{er}}$ értéktől lineárisan a $k'g' = \rho_{er} \cdot B_{0_{er}}$ értékig növekszik és amellet egy $h_I H_I + h_{II} H_{II}$ feszültségesést idéz elő. Az is világos, hogy ezen eredő testnek a 18.d ábrán látható ekvivalens egységtest felel meg, amelynek feszültségesése $\frac{h_I H_I + h_{II} H_{II}}{h_I + h_{II}}$.

Az így vázolt uton tehát bármilyen két különböző konfigurációjú sorbakapcsolt testet egyetlen, mágneses szempontból ekvivalens eredő testtel helyettesíthetjük.

A 18.d ábrán látható egységtestre azonban szintén alkalmazhatjuk azon tételt, hogy az eg egyenest végtelen sok, más meredekségű – az ábrán vonalkázva jelölt – lm egyenessel is helyettesíthetjük, anélkül, hogy a feszültségesés változna. *Igy tehát megállapíthatjuk, hogy az általunk feltett problémának egyelőre végtelen sok megoldása van.* Azt is tudjuk már, hogy ezek a nomogramon megfelelnek egy olyan vízszintes egyenes pontjainak, amelynek távolsága az abszcisszatengelytől egyenlő $\frac{h_I H_I + h_{II} H_{II}}{h_I + h_{II}}$ -vel. A megfelelő $C_1 C_2 \dots$ stb. pontokat a 16. ábra szerint kapjuk, ha a $B_{0_1} B_{0_2} \dots$ stb. betűk helyett a $B_{0_{erI}}, B_{0_{erII}} \dots$ stb. betűket, és a

$H = \frac{V}{h}$ érték helyett a

$$(55) \quad H_{er} = \frac{h_I H_I + h_{II} H_{II}}{h_I + h_{II}}$$

értéket vesszük.

Kimutatható [1], hogy

$$(56) \quad \rho_{er} = 1.44$$

értéket választva a C pont egy olyan $B_{0_{er}}$ értéknek felel meg, *amelynél a kapott egységtest bármilyen gyakorlatilag előforduló mágneses terhelésnél elég nagy pontossággal ekvivalensnek tekinthető.* *Igy tehát a sorbakapcsolt testeknek egy tetszőleges fluxus mellett ekvivalens egyet-*

len testtel való helyettesítésének problémája megoldást nyert.

A bemutatott módszer segítségével akárhány sorbakapcsolt mágneses testet is egy eredő testtel lehet helyettesíteni. Miután pedig akármilyen nem monoton változó keresztmetszetű ferromágneses testet monoton változó testek sorbakapcsolásából állíthatunk össze, a nomografikus módszer ilyen testre is alkalmazható.

d) A b) pontban már említést nyert, hogy a nomogramban minden vízszintes vonal rendkívül egyszerűen mutatja, hogy mi az összefüggés a különböző B_0 és ρ értékek között, adott H érték mellett. *Rá kell mutatni arra, hogy hasonló módon rendkívül fontosak azok az összefüggések, amelyeket minden függőleges egyenes mutat a különböző H és ρ értékek között, adott B_0 mellett, és minden ρ -görbe mutat a különböző H és B_0 értékek között, adott ρ mellett.* Azt már említettük, hogy a nomogram minden pontja megadja a B_0 , H és ρ közötti bonyolult viszonyt. Minden ilyen ponthoz könnyen megállapíthatjuk a ρ -görbe megfelelő érintőjének $\frac{\delta B_0}{\delta H}$ meredekségét, valamint a $\frac{\delta H}{\delta \rho}$ és $\frac{\delta B_0}{\delta \rho}$ értékeket.

Mivel ezek bizonyos határok között (amelyek a monogramból könnyen felismerhetők) állandónak vehetők, az említett területen belül az összes összefüggés linearizálható. Ez nyilvánvalóan a nomografikus módszer további kiszélesítését teszi lehetővé.

4. A LÉGTEREK NOMOGRAFIKUS FIGYELEMBEVÉTELE

Az 1 2 és 3 fejezetekben tárgyalt problémákban ferromágneses testekről volt szó. A villamosgépekben azonban rendszerint még levegővel vagy nem mágneses anyaggal kitöltött területek is vannak a vastesthez párhuzamosan vagy sorba kapcsolva, amelyeket a továbbiakban az egyszerűség kedvéért légtereknek fogunk nevezni. Ezeknek figyelembevétele a klasszikus elméletben gyakran nagy bonyolítást jelent.

Igy pl. nehézségek lépnek fel, ha – amint az általános eset mutatja – a 19. ábra szerinti ferromágneses testtel (fog) horony van párhuzamosan kapcsolva. Itt megint a legegyszerűbb esetből indulunk ki, amikor is a horony falai párhuzamosak. Jelöljük a horony szélességét b -vel, továbbá tekintsük a fogból és két szomszédos horonyfélből álló tartományt mint a τ_h horonyosztásnak megfelelő fog-horony-tartományt. Ez esetben az utóbbin átmenő ϕ_τ fluxust a 20. ábra szerint egy ϕ_x fogfluxusra és egy ϕ_{hx} horonyfluxusra oszthatjuk, ahol mindkettő az x magasság függvényében igen bonyolult módon változik. Ha ϕ_τ -ból a megfelelő V értéket kell számítani, a klasszikus módszer – az 1. fejezetben bemutatott módszerhez hasonlóan – a fog-horony tartományt a magasság mentén egymásután következő résztartományokra osztja fel. Mivel azonban így még meg kell határozni minden résztartományra az x magasságnak megfelelő $\frac{\phi_x}{\phi_{hx}}$ viszonyt (amitől V -nek megfelelő része függ), a szükséges számolási műveletek száma erősen megnő. Az 1. fejezetben kifejtettek szerint a műveletek száma még nagyobb lesz a fordított feladatok esetében, amikor is az adott V értékhez kell a megfelelő ϕ_τ -t meghatá-

roznunk.

A nomografikus módszer a fent leirt bonyolítást teljesen kiküszöböli a már többször említett ekvivalencia elv további kibővítésével. A gondolatmenet a következő:

Tegyük fel, hogy a valóságban a különböző x magasságokban különböző nagyságú ϕ_x fluxust egy minden magasságban azonos értékű ϕ_h fluxussal helyettesítjük. Ebből következik, hogy a fogon keresztülmenő ϕ_f fluxus is mindenütt állandó. Mivel a ϕ_h fluxus a horony fenekétől a horony felső végéig ugyanakkora V feszültségesést idéz elő, mint a fogon keresztülmenő ϕ_f fluxus a fogban, világos, hogy a feltételezett ϕ_h fluxus indukciója mindenhol egyenlő kell hogy legyen $0.4\pi \frac{V}{h}$ értékkel, ahol $\frac{V}{h}$ a fogban keletkező térerő átlagértéke. Valóságban azonban a horony-fluxus indukciója lent ennél nagyobb és fent ennél kisebb lesz, aminek az a következménye, hogy a fogfluxus a fogfenék közelében megfelelően kisebb és a fogkorona közelében megfelelően nagyobb, mint $\phi_f = \phi_\tau - \phi_h$.

Tekintetbe kell vennünk, hogy a fogfenék közelében a fluxusszámításnál elkövetett hiba hatása a H_x térerőre a telítődési viszonyok miatt nagyobb mint a fogkorona közelében elkövetett ellenkező irányú hiba. Ez azt jelenti, hogy – amennyiben a horony szélessége a 21. ábra esetében is ugyanolyan nagy maradna, mint a 20. ábra esetében – a ϕ_h fluxus bevezetése után V értéke nagyobb lenne, mint ϕ_{hx} esetében volt. E hibát úgy küszöbölhetjük ki, hogy a valódi b horonyszélesség helyett egy nagyobb $\xi \cdot b$ nagyságú ekvivalens horonyszélességet veszünk fel, miáltal ϕ_h annyira nő, hogy az így ugyanannyival csökkenő ϕ_f miatt V értéke a valódi értékig csökken. Kimutatható [1], hogy az így adódó ξ tényező adott fogalak mellett gyakorlatilag nem függ a fog mágneses terheléstől, hanem csakis a fog ρ tényezőjétől, és így az utóbbiból egyszerűen megállapítható.

A fent kifejtettek alapján a ϕ_h ekvivalens horonyfluxus értéke

$$(57) \quad \phi_h = \frac{0.4\pi V}{h} b\xi$$

ahol a ξ koeficiens ρ függvénye:

$$(58) \quad \xi = f(\rho) > 1$$

Azonkívül fennáll a következő összefüggés:

$$(59) \quad \phi_\tau = \phi_f + \phi_h$$

A 22. ábrán berajzoltuk a nomogramba a ρ görbéken kívül az 0 pontból kiinduló egyeneseket is. Válasszuk ki ezek közül az A -val jelölt egyenest, melyre

$$(60) \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{0.4\pi \xi}{b_0 \gamma l_i}$$

Ez esetben nyilvánvalóan az \overline{ML} szakasz:

$$(61) \quad B_h = \frac{\phi_h}{b_0 \gamma l_i}$$

ahol l_i a forgórész ideális hossza és γ a vaskitöltési tényező.

Mint már a (42) egyenletből tudjuk, az \overline{LC} szakasz $B_0 = \frac{\phi_f}{b_0 \gamma l_i}$ -nek felel meg, így az \overline{MC} szakasz egy olyan

$$(62) \quad B_\tau = \frac{\phi_\tau}{b_0 \gamma l_i}$$

indukciót ad, amelyből a $V = H \cdot h$ adott értékéhez tartozó ϕ_τ könnyen meghatározható (vagy fordítva).

A villamosgépek gyakorlatában azonban a légtereknek a vastestekhez való párhuzamos kapcsolása gyakran sokkal bonyolultabb, mint a 20. ábra esetében. Így pl. a 17. ábra szerinti foghoz nyilvánvalóan két, az 1-4, illetve a 2-3 vonalig terjedő bonyolult alakú félhorony van párhuzamosan kapcsolva (23. ábra). A 17. ábra szerinti fog esetében tehát a valóságban a 23. ábrán bemutatott 1-2-3-4 fog-horony tartomány belsejében lévő paraméterelosztást kell meghatározni.

Ha erre a konfigurációra tekintünk, azonnal látjuk, hogy a fog-fluxusok és horony-fluxusok sokkal bonyolultabban függenek egymástól, mint a 20. ábra esetében. És ha a 23. ábrán bemutatott feladatot egzakt tudományos módon akarjuk fogalmazni, látjuk, hogy itt már nemcsak a sorbakapcsolt ferromágneses testek egyenértékű testtel való helyettesítésével állunk szemben, hanem a ϕ_τ fluxus szempontjából mágnesesen sorbakapcsolt fog-horony tartományok (1-2-6-5, 5-6-8-7, 7-8-10-9 és 9-10-3-4) egyetlen mágnesesen egyenértékű egyszerű konfigurációjú fog-horony tartománnyal való helyettesítésével. *A fentiek alapján már magától értetődő, hogy a klasszikus módszer sohasem tűzte ki ezt a feladatot sem.*

E bonyolult probléma megoldása igen egyszerűen adódik a nomografikus módszer segítségével, a következő gondolatmenet alapján:

Tegyük fel, hogy nomografikusan megállapítottuk a 17. ábra szerinti összetett fognak megfelelő, ugyanolyan $\sum h$ magasságú helyettesítő ékalakú fog ρ_{er} és $b_{0_{er}}$ értékeit. Ezután nomografikusan könnyen megállapíthatjuk azt a ϕ_f fogfluxust, amely ezen ékalakú fogban a valóságos $\sum V$ feszültséget idézi elő. Ha elképzeljük, hogy ezen ékalakú foghoz a 21. ábra szerint egy párhuzamos falú, egyelőre még ismeretlen $\xi_{er} b_{0_{er}}$ szélességű horony van párhuzamosan kapcsolva, akkor nyilvánvalóan a következő összefüggések állnak fenn:

(59) alapján

$$(63) \quad \phi_\tau = \phi_f + 0.4\pi \frac{\sum V}{\sum h} \xi_{er} \cdot b_{0_{er}}$$

továbbá (58) szerint

$$(64) \quad \xi_{er} = f(\rho_{er})$$

Kimutatható [1], hogy a ξ_{er} tényező a ξ -hoz hasonlóan gyakorlatilag független a vastest mágneses terhelésétől.

A (63) és (64) képletek alapján $b_{0_{er}}$ könnyen kiszámítható.

A továbbiakban a nomografikus számítások a 22. ábra szerint történnek azzal a különbséggel, hogy ρ helyett ρ_{er} és $b\xi$ helyett $b_{0_{er}} \cdot \xi_{er}$ szerepel. A 23. ábra esetéhez hasonlóan bármilyen, tehát már nemcsak monoton változó keresztmetszetű fogra és vele párhuzamosan kapcsolt horonyra meg tudjuk állapítani a mágneses viszonyokat.

A valóságos helyzet azonban általában még ennél is bonyolultabb.

Villamosgépekben ugyanis a fog-horony tartománnyal még a légrés megfelelő része is mágnesesen sorbakapcsolódik, ezért pl. a 21. ábra esetében nemcsak a fog-horony tartományt, hanem a 24. ábrán bemutatott 1-2-3-4-1 fog-horony-légrés tartományt kell figyelembe venni. Ha a légrés vastagsága ezen a helyen δ , akkor a ϕ_r fluxus által létrehozott feszültség megnövekszik még egy a δ és a Carter-tényező által meghatározott értékkel. Ez utóbbi és a V feszültség együtt a pólus felület és a fogtő közt ható feszültséget adja, amit a későbbiekben V_0 -al jelölünk. Nyilvánvalóan a ϕ_r meghatározása adott V_0 érték mellett még inkább nehezebb, mint a 19. ábrára vonatkozó feladat: adott V értékhez a ϕ_r meghatározása. Mivel a 24. ábrán bemutatott esetben előre egyáltalán nem tudjuk, hogy a V_0 -nak milyen része esik a légrésre és a fog-horony-tartományra, ez azt jelenti, hogy nemcsak ϕ_r , hanem V is ismeretlen. Az utóbbi nehézség különösen azokban a gyakori esetekben mutatkozik, amikor a légrés vastagsága a forgórész kerülete mentén változik (25. ábra). Ha ilyenkor is meg akarjuk állapítani a légrésindukció eloszlását a kerület mentén, akkor minden horonyosztásra külön-külön el kell végezni az előbbi számítást. Képzeljük el, hogy a 6-7-8-9 fog-horony-légrés tartományra megállapítottuk, hogy a V_0 feszültség hogyan oszlik meg az 1 és 2 pontok között, és az ezen a tartományon keresztül menő ϕ_r fluxust is meghatároztuk. Akkor nyilván a 4-5-7-6 fog-horony-légrés tartományon átmenő hasonló fluxus kisebb lesz mint ϕ_r , mert a fog-horony-tartomány mágneses ellenállása ugyanaz, azonban az ezzel sorbakapcsolt megfelelő légrés-szakasz mágneses ellenállása nagyobb lett. *Ha tehát a változó légrés alatt egyidejűleg sok horony-tartomány van, könnyen felismerhetjük, hogy pl. egy olyan fontos feladat, mint az egyenáramú gép kerületi légrés-indukció eloszlásának meghatározása a klasszikus módszer segítségével még üres-járásban is rendkívüli en nagymennyiségű munkát igényel. Ha az említett eloszlást még különböző terhelési állapotokra is meg kell határozni, akkor minden terhelésnél az összes előforduló horonyosztásra teljesen új számítást kell végezni, mivel most már a pólusközéptől tetszőleges $\pm y$ távolságra a V_0 feszültség helyett a $V_0 \pm yA$ működik, ahol A az 1 cm forgórészkerületre jutó áramterhelés.*

Azok a problémák, amelyek a klasszikus módszer alkalmazásakor jelentkeztek a 24. és 25. ábrák esetében, nomografikus tárgyalásban semmiféle elvi nehézséget nem okoznak.

Vezessük be a következő jelölést:

$$(65) \quad \frac{V_0}{h} = H_0$$

A 24. ábrán a fogakmenti feszültségesés $V = H \cdot h$; a belső pólusfelület és fogtő közötti mágneses feszültség pedig $V_0 = H_0 h$.

A $V_0 - V$ különbség

$$(66) \quad V_0 - V = B_\delta \cdot \frac{\delta k_c}{0.4\pi}$$

ahol

$$(67) \quad B_\delta = \frac{\phi_\tau}{\tau_h l_i}$$

a ϕ_τ fluxus által a τ_h horonyosztáson létrehozott közepes légrésindukció.

Helyettesítsük (62)-ből ϕ_τ -t (67)-be, valamint (67)-ből B_δ -t (66)-ba; a következő képletet kapjuk:

$$(68) \quad B_\tau = (H_0 - H) \frac{0.4\pi h \tau_h}{\delta k_c b_0 \gamma}$$

Szorozzuk ezen egyenlet mindkét oldalát $\frac{H_0}{H_0 - H}$ -val:

$$(69) \quad H_0 \frac{0.4\pi h \tau_h}{\delta k_c b_0 \gamma} : B_\tau = H_0 : (H_0 - H)$$

Ebben az egyenletben H_0 , és így V_0 adott értékénél B_τ és H értéke ismeretlen, azonban a 26. ábra szerint a következő nomografikus összefüggés alapján meghatározhatjuk. Meghatározzuk az OA egyenesen – amely a horonynak megfelelő $\text{tg } \beta$ -hoz tartozik – azt a D pontot, amelynek ordinátája

$$(70) \quad \overline{DE} = H_0$$

és az abszcissa tengelyen lévő azon pontot (F), amelynek abszcisszája:

$$(71) \quad \overline{OF} = \overline{DE} \frac{0.4\pi h \tau_h}{\delta k_c b_0 \gamma}$$

Ha a D és F pontot egy egyenessel (\overline{DF}) összekötjük, ez kimetsz a ρ görbéről egy C pontot, amelynek ordinátája H -val egyenlő és az OA egyenestől való vízszintes távolsága B_τ . A DOF és DMC háromszögek hasonlóságából következik ugyanis, hogy

$$(72) \quad \overline{OF} : \overline{MC} = H_0 : (H_0 - H)$$

ami éppen a (69) egyenletnek felel meg.

Ezután az eddigiekhez hasonlóan a B_τ értékkel meghatározhatjuk a B_h és B_0 értékeket, amelyek az \overline{ML} és \overline{LC} szakaszok lesznek.

Azt látjuk, hogy $V_0 = H_0 h$ adott értékéhez a $V_m = Hh$, $\phi_\tau = B_0 \gamma l_i B_\tau$, $\phi_f = b_0 \gamma l_i B_0$ és $\phi_h = b_0 \gamma l_i B_h$ értékeket nomografikusan a legegyszerűbb módon megkaphatjuk.

Ebből azonban az is következik, hogy a 26. ábrán bemutatott nomografikus módszer alapján nemcsak adott H_0 és δ légrésszélességhez tudjuk a mágneses paramétereket azonnal meghatározni (24. ábra esete), hanem ezt a problémát a változó légrésszélesség esetére is (25. ábra) rendkívül egyszerűen megoldhatjuk.

Tegyük fel először, hogy a gép üresjárásban van és így a légrés minden helyén ugyanaz a V_0 hat. Ez esetben az egyes horonyosztásokhoz csak a változó légrés szerinti δk_c tényezőt kell meghatározni és a légrés növekedésével az \overline{OF} távolságot a (71) képlet szerint csökkenteni. Az így adódó újabb F pontot a változatlan D ponttal összekötve az új H és B_τ paramétereknek megfelelő új C metszéspontot kapjuk, azaz közvetlenül láthatjuk, hogy a (67) illetve (62) képletek szerint a B_δ légrésindukció a légrés növelésével milyen mértékben csökken.

Éppen ilyen egyszerű a B_δ légrésindukcióeloszlás meghatározása, ha nem üresjárásról, hanem terhelésről van szó. Mivel most a pólusközéptől valamilyen $\pm y$ távolságra a pólusfelület és a fogtő közt ható V_0 mágneses feszültség helyett $V_0 \pm yA$ hat, a \overline{DE} távolságra a következőt kapjuk:

$$(73) \quad \overline{DE} = \frac{V_0 \pm yA}{h}$$

azaz a légrés különböző helyein nemcsak az F pont helyzete változik (70) szerint, hanem a D pont helyzete is az \overline{OA} egyenesen (73) szerint. Ha az így kapott pontpárokat összekötjük, az üresjáráshoz hasonlóan kiadódnak a megfelelő C pontok és ezzel a H és B_δ mágneses paraméterek. Láthatjuk tehát azt az érdekes tényt, hogy a nomografikus módszer szerint az üresjárási és terhelési állapotok számítása csak abban különbözik, hogy az előbbi az utóbbinak határeseté.

Éppen ilyen egyszerűen felelhetünk más, gyakorlatilag igen fontos kérdésekre is, pl. hogy milyen alakú légrés szükséges kívánt B_δ légrésindukcióeloszlás megvalósításához.

Ehhez nyilván csak az szükséges, hogy a légrés egy meghatározott helyéhez tartozó D pontot és a kívánt B_δ értékhez tartozó C pontot meghatározzuk. A \overline{DC} összekötő egyenes kimentési az abszcissa-tengelyből azt az F pontot, amely a (71) képlet szerint a szükséges δk_c értéket adja. Ez esetben is nyilván mindegy, hogy a feladat üresjárásra vagy terhelési állapotra vonatkozik.

Röviden meg kell még vizsgálnunk a 27. ábrán bemutatott esetet, amely a legkülönbözőbb gépekben (pl. egyenáramú gép kompenzáló tekerccsel, szinkron gép csillapító tekerccsel, aszinkron gép stb.) fordul elő. Ezt az jellemzi, hogy a rotor kerületén lévő fog-horony-tartományon kívül figyelembe kell venni az állórész belső felületén lévő fog-horony tartományokat is, amelyek a megfelelő állórész tekerccseléshez tartoznak.

Ez esetben valamely rotor fog-horony tartománnyal nemcsak a légrés megfelelő része kapcsolódik mágneseesen sorba, hanem a megfelelő állórész fog-horony tartomány is.

Világos, hogy ez a tény a klasszikus módszer szempontjából milyen bonyolulttá teszi a számítás, hiszen ez esetben a rotorfog aljától az állórész fog aljáig ható V_0 mágneses feszültség három, előre ismeretlen részre oszlik.

A nomografikus módszer viszont e problémát igen egyszerűen megoldja: Miután ugyanis sorbakapcsolt tartományok szempontjából teljesen mindegy, hogy összekapcsolásuk milyen sorrendben történik, úgy tekinthetjük az állórész fog-horony-tartományát, mintha mindjárt a forgórész megfelelő fog-horony-tartományához csatlakozna, vagyis helyettesítjük a már ismertetett módszer szerint mind a két fog-horony tartományt egyetlen egy ékalkú foggal és hozzátartozó párhuzamos falú horonnyal. Ezután a légrést a 27. ábra szerint vesszük figyelembe.

5. BONYOLULT FLUXUSELOSZLÁS ESETE

Az összes eddigi tárgyalt esetben végeredményben arról volt szó, hogy mágneseesen sorbakapcsolt testeken, vagy tartományokon minden magasságban állandó fluxus megy át. *Nagyon fontos esetek léteznek azonban, amelyekben a fluxuselozlás bonyolultabb és ez a klasszikus módszer számára további problémát jelent.* Példaképpen a 28.a, 28.b, és 28.c ábrák egy a villamosgép építési gyakorlatban nagyon gyakran előforduló esetet mutatnak, mégpedig a pólussarut a pólusív végénél.

Osszuk fel a tartományt három különböző alakú részre, melyekben mint később látni fogjuk, teljesen különböző mágneses viszonyok alakulnak ki. A három rész közül (28. ábra) az I. és II. rész a tulajdonképpeni saru, míg a harmadik (III.) rész a pólustörzshöz tartozik. Vizsgálatunk szempontjából mégis figyelembe kell venni, mert ebben a részben keletkezik annak a mágneses feszültségnek egy része, amiről a továbbiakban szó lesz.

Jelöljük a 4-5, 5-6, illetőleg 6-7 pontok közti távolságokat rendre a , b , illetőleg c -vel, a 4-3, 3-2, 2-1 pontok között pedig sorba d , e , f -el (28.b ábra).

A pólusközéptől az a , b és c szakaszok közepéig mért távolság a pólusíven legyen y_I , y_{II} és y_{III} . Jelölje ϕ_{yI} , ϕ_{yII} , ϕ_{yIII} a forgórészből az a , b , illetőleg c szakaszokon a saruba belépő fluxusokat és $\phi_{\sigma I}$, $\phi_{\sigma II}$ és $\phi_{\sigma III}$, a fő-pólus és a segéd-pólus közti térből a d , e , f szakaszokon át az I, II, és III részekbe belépő fluxusokat (28.a ábra). Ezek segítségével a következőket állapíthatjuk meg.

A ϕ_{yI} és $\phi_{\sigma I}$ fluxusok az I tartomány belsejében irányváltásra kényszerülnek és kerületi irányban a 3-5 vonalnak megfelelő vas keresztmetszeten belépnek a II. testbe. Mivel ezen irányváltás nyilván mindkét fluxus összes indukcióvonalaira vonatkozik, az I. testben keletkező V_I feszültségésés (28.c ábra) a 4. pont és a 3-5 vonal közepe között elképzelt h_I magasság mentén hat (28. ábra). Itt és a továbbiakban feltételezzük, hogy a 3-5, 2-6 és 1-7 vonalak ekvipotenciálisak.

A *II.* test belsejében a $\phi_{yI} + \phi_{\sigma I}$ fluxusokhoz még a *b* és *c* szakaszokon belépő ϕ_{yII} és $\phi_{\sigma II}$ fluxusok jönnek, amelyek ugyancsak irányt változtatnak a vason belül és a $\phi_{yI} + \phi_{\sigma I}$ fluxussal együtt a 2-6 keresztmetszeten keresztül a *II*-ből a *III.* részbe lépnek át. A *II.* részben keletkező V_{II} feszültségesés nyilván ezen rész h_{II} magassága mentén hat. Végül analog módon adódik, hogy a *c* és *f* szakaszokon át a *III.* részbe lépő ϕ_{yIII} és $\phi_{\sigma III}$ fluxusok a $\phi_{yI} + \phi_{yII} + \phi_{\sigma I} + \phi_{\sigma II}$ fluxussal együtt a *III.* rész 1-7 vonalának megfelelő vaskeresztmetszeten haladnak keresztül és egy, a h_{III} magasság mentén ható feszültségesést hoznak létre. A továbbiakban a $\phi_{yI} + \phi_{yII} + \phi_{yIII} + \phi_{\sigma I} + \phi_{\sigma II} + \phi_{\sigma III}$ fluxus egyesül a ϕ főfluxus további részével és ezzel együtt a pólus szimmetria vonalának irányával párhuzamos irányban megy át a pólustörzsön.

A V_I, V_{II} és V_{III} mágneses feszültségesések fellépése miatt a rotorból a pólusba átlépő ϕ_{yI}, ϕ_{yII} és ϕ_{yIII} fluxusok számítása a 25. ábrán vázolt problémákhoz képest még nehezebb. A 25. ábra esetében a pólusközéptől számított minden $\pm y$ távolságban ismert a pólusfelület és a fogtő közt ható $U_0 \pm yA$ mágneses feszültség. *Telített pólussarunál ez a feltétel eszik. A pólussaru telítése miatt a pólusfelület és a horonyfenék közti mágneses potenciálkülönbség kisebb lesz. A csökkenés mértéke a pólussarun átmenő fluxus nagyságától függ. Ez a fluxus azon fluxusrészekről függ, amelyek az egyes horonyosztások fölött a forgórészből a pólussaruba átlépnek, ezek viszont a pólussaru és a horonyfenék közti fentemlített potenciálkülönbségtől.*

A problémát méginkább megnehezíti, hogy a főpólus légrészből jövő ϕ_{yI}, ϕ_{yII} és ϕ_{yIII} fluxusok és a pólusközből belépő $\phi_{\sigma I}, \phi_{\sigma II}$ és $\phi_{\sigma III}$ szórási fluxusok között bonyolult összefüggés van.

Ha a pólussaru nem lenne telített, külön lehetne vizsgálni a fenti két fluxusrészt és feltehetnénk, hogy a saru tényleges fluxusa a két fluxus összege. Ha azonban a pólussaru telített – és például vontató motoroknál többnyire ez az eset áll fenn – a pólussaruban fellépő mágneses feszültségesés nemcsak a ϕ_y , hanem a ϕ_σ szórási fluxusok nagyságára is hat. Itt még a következőket kell megjegyezni:

A klasszikus módszeren belül ismeretes egy Lehman és Richter által kidolgozott módszer (lásd 29. ábra), amelynek segítségével az említett szórási fluxusok viszonylag egyszerűen meghatározhatók. Ehhez az ekvipotenciális vonalak és az indukció-vonalak megfelelő hálózatát kell megszerkeszteni (a gerjesztést egy végtelen vékony és végtelen nagy áramsűrűségű áramréteg helyettesíti).

Ez a módszer abból az egyszerűsítő feltevésből indul ki, hogy a vasfelületek ekvipotenciális vonalnak felelnek meg, azaz pl. a 3. és 4 pontok között nincs potenciálkülönbség. Amint azonban azt a 28.c ábrával kapcsolatban megállapítottuk, e pontok között a valóságban fellép egy egyelőre ismeretlen potenciálkülönbség: V_I . Hasonlóan az *e* és *f* szakaszok mentén fellép a V_{II}, V_{III} potenciálkülönbség. Ebből azonban az következik, hogy pl. a $\phi_{\sigma I}$ szórási fluxus a valóságban jelentősen kisebb lesz, mint aminek a $V_I + V_{II} + V_{III}$ feszültségek figyelembe vétele nélkül a 29. ábrából adódik.

Azonkívül rá kell még mutatni arra a kérdést tovább bonyolító érdekes tényre is, hogy a ϕ_y és a ϕ_σ fluxusokat létrehozó gerjesztések más-más törvényszerűség szerint alakulnak ki, mert a $\pm yA$ nagyságú forgórészben keletkező gerjesztések csak a ϕ_y fluxusokra gyakorolnak hatást.

Ez nemcsak azt mutatja, hogy a ϕ_y és ϕ_σ fluxusok bonyolult módon hatnak egymásra, hanem azt is, hogy a következő circulus vitiosus áll fenn:

Amíg a V_I, V_{II} , illetve V_{III} értékeket nem ismerjük, a ϕ_y és ϕ_σ fluxusok értékei is ismeretlenek. Másrészt viszont a V értéket nyilván csak akkor tudjuk meghatározni, ha a ϕ_y és ϕ_σ fluxusok – amelyek összege a V_I, V_{II} és V_{III} feszültségeséseket létrehozza – ismertek.

A pólussaruk telítettsége miatt fellépő jelenségek a klasszikus elmélet számára nagy nehézségeket jelentenek. A klasszikus elméletnek ugyanis nincs módszere az erősen telített komplikált formájú ferromágneses testek mágneses indukció és potenciáeloszlásának meghatározására. Még kevésbé rendelkezik a klasszikus elmélet olyan módszerrel, amikor a bonyolult formájú telített ferromágneses testen még olyan fluxusok is keresztülmennek, amelyeket teljesen különböző gerjesztések különböző mágneses utakon hoznak létre. Így tehát a pólussaruk telítése gyakorlatilag megoldhatatlan probléma elé állítja a klasszikus módszert.

Ez azonban praktikusán azt jelenti, hogy amíg a V_I, V_{II}, V_{III} értékek ismeretlenek, nem tudjuk kiszámítani a $\phi_{yI}, \phi_{yII}, \phi_{yIII}$ értékeket, azaz éppen a pólussaru alatt nem ismerjük a légrésindukció eloszlást.

E kérdés azonban annál jelentősebb, mivel nagymértékben éppen ezen a helyen kialakuló indukcióeloszlástól függenek a különböző veszteségek, és a körtűz szempontjából döntő feszültségeloszlás a szomszédos kommutátor szeletek között.

Azonkívül a pólussaru telítődése és a V_I, V_{II} és V_{III} feszültségesések miatt a valódi légrésfluxus kisebb mint az, amelyet e feszültségesések nélkül kapunk. Ez a jelenség – amely bizonyos tekintetben az armatura reakcióra hasonlít – a klasszikus elmélet szerint számitással nem követhető.

A pólussaruval kapcsolatos problémákat egyszerűen oldja meg a nomografikus módszer.

A továbbiakban röviden vázoljuk azokat az alapelveket, amelyek segítségével a telített pólussaru mágneses paramétereit nomografikusan meghatározhatjuk. Itt hasonlóképpen járunk el, mint ahogyan azt a ρ tényező kiszámításánál tettük. Keresünk két olyan határt, amelyek közé kell esnie a keresett mágneses paraméternek. Az alapgondolat a következő:

Először tételezzük fel, hogy $V_I = 0, V_{II} = 0$ és $V_{III} = 0$. Ebben az esetben a megfelelő $\phi_{yI}, \phi_{yII}, \phi_{yIII}$ értékek nomografikusan a 26. ábrán bemutatott módszer szerint egyszerűen adódnak. Hasonlóan egyszerűen kapjuk a $\phi_{\sigma I}, \phi_{\sigma II}$ és $\phi_{\sigma III}$ értékeket, a 29. ábra alapján. Végül pedig nomografikusan meghatározhatjuk az I, II, III részre azokat a $V_{I_{max}}, V_{II_{max}}$ és $V_{III_{max}}$ mágneses feszültségeséseket, amelyeket az említett fluxusok létrehoznak. Itt $V_{I_{max}}$,

$V_{II_{max}}$ és $V_{III_{max}}$ a tényleges V_I , V_{II} és V_{III} értékek felső korlátai. Ez egyszerűen abból a tényből következik, hogy a fenti fluxusok a V feszültségesések csökkentő hatásának elhanyagolása miatt nagyobb értéket vesznek fel, mint a valóságban.

Számítsunk másodszor az így kapott $V_{I_{max}}$, $V_{II_{max}}$ és $V_{III_{max}}$ értékek figyelembe vételével új ϕ_y fluxusokat. Hasonlóképpen kiszámíthatjuk, hogy a ϕ_σ fluxusok mennyire csökkennek, ha a 29. ábrán adódó, az egyes ϕ_σ fluxusokra vonatkozó potenciálkülönbségek a $V_{I_{max}}$, $V_{II_{max}}$ és $V_{III_{max}}$ feszültségesések fellépése miatt megfelelően csökkennek. Így nyilván olyan ϕ_y és ϕ_σ értékeket kapunk, amelyek a valóságos fluxusnál kisebbek, mert hiszen a most felvett V értékek nagyobbak a valódiaknál. Ha ezek után az előbbi fluxusok alapján számíthatjuk újból a V értékeket, $V_{I_{min}}$, $V_{II_{min}}$, $V_{III_{min}}$ feszültségeséseket kapunk, amelyek az alsó határt jelentik V_I , V_{II} és V_{III} számára. Arra a kérdésre, hogy a vázolt módon kapott két határ között hogyan határozhatjuk meg a tényleges feszültségeket, a továbbiakban nem térünk ki, mivel az irodalomban [1] megoldása részletesen szerepel.

Azt látjuk tehát, hogy a telített pólussaru mágneses paramétereit, és így a légrésindukció pontos eloszlását bármilyen terhelés esetére is megállapíthatjuk a nomografikus módszer segítségével. Ily módon lehetőség nyílik arra is, hogy a pólussaru alakját különböző szempontok figyelembe vételével optimalizáljuk.

II.

**MÁGNESES KÖRÖK SZÁMITÓGÉPES SZÁMITÁSI MÓDSZERE
A NOMOGRAFIKUS MÓDSZER ALAPJÁN**

A nomografikus módszer kidolgozásával a mágneses körök számításának olyan módszeréhez jutottunk, amely kiküszöböli a klasszikus módszer nehézségeit bonyolult konfigurációk és nagy telítések esetén. A nomografikus módszer a fizikai viszonyokat a klasszikusnál pontosabban tükröző eredményeket szolgáltat, másrészt közvetlen lehetőséget ad mágneses körök tervezésére is. Mivel ugyanis a klasszikus módszer csak egy ismert, vagy előre feltételezett geometriájú elrendezés mágneses viszonyainak számítására alkalmas, segítségével adott mágneses paraméterekkel rendelkező elrendezés tervezése (vagyis geometriai alakjának meghatározása) csak próbálkozással történhet. Ezzel szemben a nomografikus módszer a geometriát és a két mágneses paramétert egyenrangúan kezeli, így tetszésszerűen két paraméter ismeretében a harmadik meghatározható. Az a lehetőség viszont, hogy a geometriai paramétereket is közvetlenül megkaphatjuk, kiküszöböli a tervezéssel eddig szükségszerűen együttjáró munkaigényes próbálkozásokat.

A klasszikus módszer utóbbi időben kidolgozott számítógépes megfogalmazásai mentesítették a tervezőmérnököt a tetemes manuális munka alól és adott algoritmus esetén hibátlan megoldást szolgáltatottak, de ennek ellenére a módszer alkalmazásának határait nem tágitották ki. Sok gyakorlati kérdést a számítógépes klasszikus módszer sem oldhatott meg, mert előre világos volt, hogy a megoldásokhoz óriási mennyiségű próbálgató számítás szükséges, amelyeket még döntések állandó sorozatával is ki kell egészíteni a próbálgatások irányának meghatározására. Ez olyan tetemes programozási munkát és gépidőt igényelne, amely mellett a fenti problémák megoldásáról számítógép alkalmazása esetén is le kellene mondanunk.

Ilyen körülmények között felmerül a gondolat, hogy mágneses körök paramétereinek számítógépes számításához ne a klasszikus módszer formuláit használjuk, hanem egy a nomografikus módszeren alapuló számítógépes eljárást dolgozzunk ki. Így adott feladat esetén a megoldás algoritmus nagymértékben egyszerűsödik, és a direkt megoldás lehetősége miatt a számítás időszükséglete is jelentősen csökken.

A következőkben ismertetjük a nomografikus mágneskörszámítási módszeren alapuló számítógépes eljárás alapjait. Ennek során megvizsgáljuk a nomogramok numerikus kezelését, majd pedig a nomogram sereg egy görbére való redukálásával, és az ebből adódó egyszerűsítési lehetőségekkel foglalkozunk.

1. NOMOGRAMOK MEGHATÁROZÁSA

A nomografikus számításokban alapvető szerepet játszik a mágneses görbéből meghatározható nomogram, amely a két mágneses paraméter (H, B) és a geometriai paraméter (ρ) között teremt kapcsolatot. Ezen nomogram meghatározása a számítási munka viszonylag tetemes részét teszi ki, amit az adott vasanyagra vagy anyagokra különböző rögzített ρ értékekhez még a nomografikus számítás megkezdése előtt el kell végezni. Az adott anyagra érvényes nomogramokat a vasanyag mágnesezési görbéjéből integrálással kapjuk. Mivel a mágnesezési jelleggörbe a feladat megoldásához szükséges pontossággal analitikusan nem kezelhető, ezért az integrálást csak

szakaszosan tudjuk elvégezni valamilyen közelítő eljárás segítségével. Mindezek a számítások nagymennyiségű munkát igényelnek és sok hibaforrást tartalmaznak, így célszerű ezen előkészítő munkafázist minden esetben számítógéppel végezni. Kézi számítás esetén a nomogramokat felrajzolva használjuk, gépi számításnál pedig két kezelési lehetőség kínálkozik. Tárolhatjuk a rögzített ρ értékekhez tartozó nomogramokat pontonként a memóriában, vagy minden egyes felhasználás esetén közvetlenül meghatározhatjuk a pont paramétereit. Mindegyik esetben szükségünk van egy olyan számítógépes eljárásra, amely a nomogrampont H, B és ρ paramétereit közti kapcsolatokat megteremti.

Az eljárás alapjául az előző fejezetben szereplő

$$(74) \quad H = \frac{1}{B_0(\rho - 1)} \int_{B_0}^{\rho B_0} H'_x dB_x$$

képlet szolgál.

Tételezzük fel, hogy a mágnesezési görbe mért, vagy mérés alapján felrajzolt görbéből kiolvasott pontjaival adott. Általános esetekben ezek a pontok tetszőlegesen megválasztott B értékhez tartozó H értékeket rögzítenek. Az adott ρ és B_0 értékhez tartozó H meghatározásához szükséges integrálást numerikusan végezzük a pontok sűrűségétől függő interpolációs eljárás felhasználásával. Minél sűrűbben vesszük fel a pontokat, annál inkább alkalmazhatjuk a legegyszerűbb lineáris interpolációs eljárást. Gondolnunk kell azonban arra is, hogy a pontok sűrítése a memória megterhelését jelenti. Komoly egyszerűsítést jelent sűrű alappontok esetén is, ha ekvidisztáns alappontokat választunk, mert ilyen esetekben egy BA indukció alapérték és egy ΔB növekmény megadásával csak a H értékeket kell tárolni.

A ρ görbék (nomogramok) meghatározását a fentiek figyelembevételével az 1. mellékleten látható számítóprogram első részével végezhetjük. Az adott mágneses anyag mágnesezési jelleggörbét ($B - H$ görbe) NG számú összetartozó $B - H$ értékek formájában adjuk meg, amelyeket a GH, GB tömbökbe olvasunk be (30. ábra). Jelen esetben az alappontok száma maximálisan 300 lehet, melyek közül az elsőt a programban az origóban rögzítettük. Megadhatunk továbbá 10 db tetszőleges ρ értéket, amelyekhez a nomogramokat keressük.

A nomogramok számítása két lépcsőben történik. Első lépésként a numerikus integráláshoz szükséges részterületeket, és meredekségeket az egyes pontok között előre kiszámítjuk és a további számításokhoz tároljuk a TER és TAN tömbökben (30. ábra). Így a későbbi számítási átfedéseket kiküszöböljük és jelentős gépidőt takarítunk meg.

Második lépésként az előbbi értékek felhasználásával egy tetszés szerint megválasztott BA indukció alapértéktől DB növekménnyel haladó NBA számú indukcióértékhez (B tömb elemei) kiszámítjuk a különböző $RO(J)$ értékhez tartozó H értékeket. Ezeket egy olyan kétméretű tömbben tároljuk, amelynek első indexe azt mutatja, hogy a számított térerősség melyik $RO(J)$ értékhez, második indexe pedig azt, hogy melyik $B(I)$ értékhez tartozik (31. ábra). Egy pont számítását a 32. ábra szemlélteti. A $B(I) - B(I) \cdot RO(J)$ indukcióintervallum határai

általában nem esnek egybe a $B(I)$ elemekkel, ezért itt a részterületek meghatározásához interpolálni kell. A program a számítást $H = 3000$ A/cm értékig végzi, amely a gyakorlatban előforduló esetek felső határának tekinthető. Az eredményeket táblázatos formában rögzítjük.

Egy futtatás eredményprotokollját a 2. melléklet tartalmazza. Első lépésként ellenőrzés céljából visszanyomtatjuk a beolvasott adatokat, ami a későbbiekben lehetővé teszi az adatok és a hozzájuk tartozó eredmények azonosítását. Kinyomtatjuk még a számítás első fázisában kapott részeredményeket, vagyis az alapgörbét meghatározó pontsorozathoz tartozó meredekségeket és területeket.

Célszerű első ρ értéknek $\rho = 1$ -et megadni, mert így a táblázat indukcióértékeihez a mágnesezési görbe H értékeit is pontosan megkapjuk.

Kézi számítás esetén az eredményprotokoll alapján a nomogramok pontosan felrajzolhatók. További gépi számítás esetén az eredmények közbenső ellenőrzésre használhatók, a nomogramokat pedig a fenti értékpárok formájában a memóriában tároljuk.

2. NOMOGRAMOK REDUKÁLÁSÁN ALAPULÓ EGYSZERŰSÍTETT SZÁMITÁSI MÓDSZER

Az előbbiekben leírt nomogramokat adott ρ értékekhez számítottuk ki. Természetesen a mágneses körök a legkülönbözőbb geometriai konfigurációjú ferromágneses testekből állnak, így a számítás során bármilyen ρ érték előfordulhat. A nomogramokat olyan ρ értékekre célszerű meghatározni, hogy az így adódó nomogramsereg a számítási tartományban lehetőség szerint egyenletes eloszlást mutasson. Közbenső ρ értékekhez tartozó görbepontokat két görbe közti lineáris interpolációval határozzuk meg. Az ebből adódó hibát a nomogramsereg sűrítésével csökkenthetjük, amennyiben ezt a számítógép memóriakapacitása lehetővé teszi. Azt látjuk tehát, hogy a nomogramsereg pontonkénti tárolása esetén a nagymértékű memoriaigény miatt a pontosság tekintetében állandó kompromisszumra kényszerülünk.

A másik lehetőség az, hogy a számítógép a memória külön megterhelése nélkül az összes, a nomografikus számítás során előforduló, sok esetben többször megismétlődő ρ görbepont paramétereit újra kiszámítja. Ez az eljárás azonban tapasztalataink szerint az esetek többségében a futási idő olyan nagymértékű megnövekedésével jár, hogy alkalmazása nem célszerű.

Mindkét esetben fellépő hátrányok miatt merült fel az az igény, hogy az előző két lehetőségtől eltérő, azok hátrányait kiküszöbölő nomogram kezelési módot keressünk.

Az alapelv amiből kiindultunk az a meglátás volt, hogy bármely tetszőszerinti ρ értékhez tartozó nomogramgörbét egyszerű módon lehet egy tetszőszerinti másik ρ görbére visszavezetni. Az eljárást a 33. ábra szemlélteti, ahol a ρ görbét egy ρ_a alapgörbére vezetjük vissza.

Vegyünk a ρ görbe H tartományában valamilyen középső H értéket és jelöljük H_a -val. Jelöljük a_ρ -val a $\rho = \rho_a$ görbe H_a -hoz tartozó a pontja abszcisszájának és a ρ görbe H_a -hoz tartozó b pontja abszcisszájának hányadosát. Szorozzuk meg a ρ görbe egy tetszősze-

rinti H értékhez tartozó B_0 abszcisszáját, amelyet $B_{0\rho}(H)$ -val jelölünk, a_ρ -val. Így egy olyan értéket kapunk, amely az ugyanazon H értékű $\rho = \rho_a$ görbepont abszcisszájától (amelyet $B_{0\rho_a}(H)$ -val jelölünk) csak viszonylag kis mértékben tér el. A különbséget a továbbiakban – az egyszerűség kedvéért a 0 indexet elhagyva – $\Delta B_\rho(H)$ -nak nevezzük:

$$(75) \quad \Delta B_\rho(H) = a_\rho B_{0\rho}(H) - B_{0\rho_a}(H)$$

Ha most a különböző H értékekhez tartozó $\Delta B_\rho(H)$ értékeket mint H függvényét ábrázoljuk, olyan görbét kapunk, amelyet már elegendő pontossággal lehet egyszerű görbékkel helyettesíteni.

Az előbbieken leírt redukálást különböző ρ görbékre elvégezve a_ρ értékének és a $\Delta B_\rho(H)$ görbét helyettesítő függvények paramétereinek változását ρ függvényében megkaphatjuk. Ezen függvények ismeretében tetszés szerinti ρ értékhez tartozó görbepont az adott ρ -hoz tartozó a_ρ és $\Delta B_\rho(H)$ érték meghatározása után a

$$(76) \quad B_{0\rho}(H) = \frac{1}{a_\rho} [B_{0\rho_a}(H) + \Delta B_\rho(H)]$$

képletből számítható.

Ilymódon elértük azt, hogy a sok görbéből álló nomogram-sereg helyett csak egyetlen görbét ($\rho = \rho_a$) kell ismernünk ahhoz, hogy egy tetszés szerinti nomogram pontot meghatározhassunk.

Nézzük meg az előbbieken ismertetett egyszerűsítés lehetőségét ugyanarra a mágneses anyagra, amelyre a II/1 fejezetben a nomogram-sereget meghatároztuk.

A $\Delta B_\rho(H)$ értékek számításához a nomogramokat számító programot egy további résszel bővítettük, amely az 1. mellékleten látható program második része (LNO109-LNO150).

A nomogramokat a RO tömbbe beolvasott ρ értékekhez határoztuk meg, amelyek közül bármelyiket választhatjuk ρ_a -nak. Ezen kívül meg kell még adnunk H_a értékét, amelyet ugyancsak tetszőlegesen választhatunk meg. A számítás menetét a 34. ábra szemlélteti, amelyben a program jelöléseit használtuk. Először az $a_\rho = ARO$ értékét határozzuk meg, amely a ρ_a és ρ görbéből interpolálással kivett $B_{0\rho_a}(H_a)$ és $B_{0\rho}(H_a)$ értékek hányadosa (34. ábra 2 és 1 pontjai). Ezután következik a $\Delta B_\rho(H) = DELTAB$ értékek számítása. A B tömb tartalmazza azon indukcióértékeket, amelyekhez különböző ρ értékek mellett a nomogram-pontokat kiszámoltuk (H tömb elemei). A $DELTAB$ értékeket a ρ_a alapgörbe H értékeihez számítjuk. Interpolálással meghatározzuk a ρ görbe ezen H értékeihez tartozó indukcióértékeket ($B3$), majd ezt ARO -val szorozva és az alapgörbéhez tartozó indukcióértékből levonva kapjuk $DELTAB$ értékeit, melyeket H függvényében ábrázolunk. Ezt a számítást minden ρ -ra elvégezve egy görbesereget kapunk, melynek két szélső ($\rho = 1$ -hez és $\rho = 2.66$ -hoz tartozó) görbét a 35. ábrán láthatjuk.

A $\Delta B(H)$ görbék fenti számítását $\rho_a = 1.44$ és $H_a = 3000$ A/cm értékekkel végeztük el. Alapgörbének (ρ_a) célszerű minden esetben a várható ρ tartományhoz tartozó nomogram-sereg közepén elhelyezkedő görbét választani, mert így a ΔB görbékét kisebb hibával tudjuk

egyszerű függvényekkel helyettesíteni. H_a megválasztását pedig az határozza meg, hogy a nomografikus számítást előreláthatólag milyen telítésű tartományban végezzük, mert $H = H_a$ -nál $\Delta B = 0$ és környezetében is kis hibák adódnak. Jelen esetben nagy telítések mellett törekedünk a számítás hibáinak minimalizálására.

A nomogramsereg kezelésének egyszerűsített módszerénél az így meghatározott $\Delta B(H)$ függvények adják a (73) képlet szerinti átszámítás korrekciós tagját. Ennek nagysága általában az indukció 5 %-a alatt van, ezért teljesen elhanyagolható az a hiba, amit a pontos $\Delta B(H)$ függvény egyszerű függvényekkel való közelítésekor követünk el.

Ha a 35. ábrán látható görbéket (és természetesen az összes ρ -hoz tartozó ilyen görbét) két olyan egyenessel helyettesítjük, amelyek a keletkező legnagyobb eltérések szempontjából (amelyek nyilván a legnagyobb hibáknak felelnek meg) optimálisak, akkor a $H > H_k$ tartományban fekvő egyenesre a $b_\rho + Hc_\rho$ függvény és az illető ρ görbéhez tartozó b_ρ, c_ρ együttható adódik, a $H < H_k$ tartományban fekvő egyenest pedig a $b'_\rho + c'_\rho H$ függvény írja le az ugyanazon ρ görbéhez tartozó b'_ρ, c'_ρ együtthatókkal. Ily módon végül is megkapjuk az $a_\rho, b_\rho, c_\rho, b'_\rho, c'_\rho$ és H_k konstansokat mint ρ függvényét. E függvényeket tárolhatjuk ezeknek a konstansoknak a diszkrét ρ értékekhez tartozó értékei formájában, vagy megadhatjuk őket a rájuk illesztett parabolák együtthatóival.

Az utóbbi eljárást választva esetünkben a_ρ értékét a következő összefüggés adja:

$$a_\rho = 0.0414\rho^2 + 0.3274\rho + 0.4412,$$

b_ρ, c_ρ, b'_ρ , és c'_ρ együtthatóit pedig az alábbi táblázat tartalmazza:

		$1 \leq \rho \leq 1.44$		$1.44 \leq \rho \leq 2.66$	
b	A_1	$H \leq 300$	- 950	$H \leq 200$	+ 212
	B_1		+ 1871		- 1267
	C_1		- 720		+ 1386
c	A_2		- 2.93		+ 2.058
	B_2		+ 3.56		- 11.022
	C_2		+ 0.973		+ 11.619
b'	A_1	$H > 300$	- 1852	$H > 200$	+ 739
	B_1		+ 2752		- 3984
	C_1		- 115		+ 4208
c'	A_2		+ 0.668		- 0.256
	B_2		- 1.038		+ 1.366
	C_2		+ 0.107		- 1.44

Az együtthatók ismeretében:

$$b_{\rho} = A_1 \rho^2 + B_1 \rho + C_1$$

$$c_{\rho} = A_2 \rho^2 + B_2 \rho + C_2$$

valamint b'_{ρ} és c'_{ρ} is hasonlóképpen adódik.

A programban kell gondoskodnunk arról, hogy ha az ordináta a $H = H_k$ értéket (esetünkben 200 ill. 300 A/cm-t) eléri, a b_{ρ} és c_{ρ} konstansok a b'_{ρ} ill. c'_{ρ} konstansokkal helyettesíreljenek. Ha az ordináta a $H = 50$ A/cm érték alá süllyed:

$$b'_{\rho} = c'_{\rho} = 0.$$

A 35. ábrán látható, hogy a maximális hiba az indukció vonatkozásában 85 G az adott esetben, ami a $\rho_m = 1.44$ -es görbe szempontjából $H = 3000$ A/cm és $H = 100$ A/cm közötti tartományban az indukciónak legfeljebb kb. 0.6 %-át teszi ki. Még fontosabb a térerősségben keletkező hiba kérdése. 3000 A/cm-nél a $\rho_m = 1.44$ görbe meredekségének megfelelően a hiba nagysága csak 65 A/cm és csökkenő térerősség mellett erősen csökken az említett meredekség nagyfokú csökkenése miatt. $H = 100$ A/cm alatt a hiba maximálisan már csak 7 A/cm, vagyis teljesen elhanyagolható. Ezért a $B(H)$ görbéknek a $H < 100$ A/cm tartományhoz tartozó részeit a 35. ábra már nem tünteti fel.

Természetesen a megadott H -hoz tartozó $a_{\rho}, b_{\rho}, c_{\rho}, b'_{\rho}, c'_{\rho}$ állandók meghatározása számítógéppel végezhető, és így a ρ görbék ábrázolásáról le is lehetne mondani. Mégis az a véleményünk, hogy ennek a ténynek ellenére az összes ρ görbe felrajzolása nagyon célszerű. A nomografikus módszer alkalmazásakor ugyanis gyakran adódnak olyan kérdések is, amelyekre a válasz közvetlenül a felrajzolt nomogramból adódik, a nélkül, hogy számítógép alkalmazása szóba jöjjön. Az ilyen kérdések közül legyen szabad példaképpen csak egy problémára utalni, amelyet a klasszikus módszer sohasem tett fel, bár megoldása rendkívül nagy jelentőséggel bír. Ez azon ferromágneses test megtalálásának problémája, amelyen egy adott V mágneses feszültség hatására egy meghatározott ϕ mágneses fluxus megy át (vagy fordítva). E rendkívül komplikáltnak tűnő probléma megoldása a felrajzolt görbeseregéből közvetlenül leolvasható, mint az a ρ érték, amelyhez tartozó görbén a $\frac{\phi}{b_0 \gamma l}$ abszcisszájú és $\frac{V}{h}$ ordinátájú pont fekszik.

Másik példát mutat a görbesereg által közvetlenül megválaszolható kérdésre a 16. ábra, amely a ρ és a B_0 közti összefüggést adja meg állandó H feltételezésével. További ilyen példák a H és a ρ közötti összefüggés állandó B_0 mellett, és a B_0 és a H közötti összefüggés állandó ρ mellett.

Eddigi eredményeinket összegezve megállapíthatjuk, hogy a nomogramsereg kezelésére a számítógép memóriáját csak kis mértékben terhelő és ugyanakkor gyors és könnyen kezelhető eljárást találtunk. E módszerrel minden nomografikus feladatot, amelyet egy meghatározott ρ görbe segítségével kell megoldani, könnyen visszavezethetünk egy olyan feladatra, amelyben a ρ görbe helyett csak a $\rho = \rho_m$ görbe szerepel, és ezenkívül H lineáris függvényei, valamint

konstansok. Ezt a következő példával illusztráljuk.

Induljunk ki a 26. ábrából, amely azt mutatja, hogy a ρ -val jellemezhető adott fog-konfigurációnál, a $\operatorname{tg}\beta$ értékével jellemzett parallel horonykonfigurációnál, továbbá az \overline{OF} szakasszal fordítottan arányos adott légrésnél és végül a

$$H_0 = \frac{V_0 \pm y \cdot A}{h}$$

ordinátával adott mágneses feszültségnél a C pontot a ρ görbe olyan egyenessel való metszéspontjaként kapjuk, amely az F pontot a D ponttal köti össze. A D pont ordinátája H és az $\frac{\overline{EO}}{H_0}$ viszony $\operatorname{tg}\beta$ adott értékével egyenlő.

Tegyük fel a továbbiakban, hogy a 36. ábra szerint a 26. ábra minden abszcisszájának az értékét megszorozzuk a_ρ -val, de az összes ordinátájának értékét változatlanul hagyjuk. Így a $\operatorname{tg}\beta$ helyett az $a_\rho \cdot \operatorname{tg}\beta$ értékét, azaz az \overline{OE} szakasz helyett az $a_\rho \overline{OE}$ hosszúságú szakaszt kapjuk. Ha a ρ görbe összes abszcisszáját is megszorozzuk a_ρ -val, akkor az új, a_ρ -val szorzott abszcisszájú ρ görbe 36. ábrán látható metszéspontjának abszcisszája $a_\rho B_0$. Analógia szerint a 26. ábrabeli B_τ és B_h értékek helyett a 36. ábrában az $a_\rho B_\tau$ és $a_\rho B_h$ értékeket kapjuk, míg a H értékek a 36. ábrában ugyanazok mint a 26. ábrában. Látjuk tehát, hogy a 26. ábra és a 36. ábra eredményei között semmiféle különbség nincs, amennyiben a 36. ábrában adódó $a_\rho B_\tau, a_\rho B_0, a_\rho B_h$ értékeket az adott a_ρ konstanssal osztjuk.

A (76) egyenlet szerint azonban

$$(77) \quad a_\rho B_{0\rho}(H) = B_{0\rho a}(H) + \Delta B_\rho(H)$$

tehát valamely ρ görbe a_ρ -val szorzott $B_{0\rho}(H)$ abszcisszáját a $\rho = \rho_m$ görbe $B_{0\rho a}(H)$ abszcisszájára vezethetjük vissza. Ez tehát azt jelenti, hogy valamely nomografikus feladat elektronikus számítógéppel történő megoldásához tetszés szerinti ρ esetén sem kell mást tennünk, mint az összes előforduló egyenesek abszcisszáit az a_ρ konstanssal megszorozni és a ρ görbét a

$$B_{0\rho a}(H) + \Delta B_\rho(H)$$

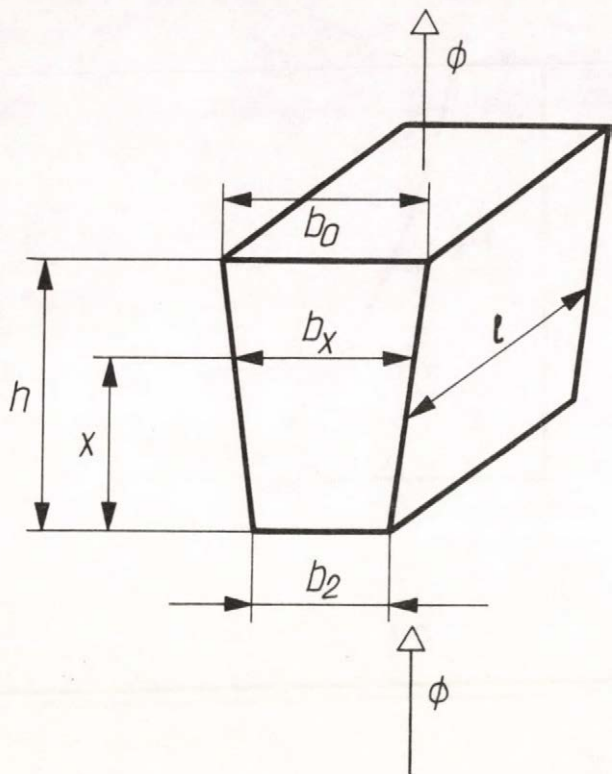
görbével helyettesíteni. Így tehát tetszés szerinti értékek esetén is csak egyetlen görbét, nevezetesen a $\rho = \rho_a$ görbét kell az elektronikus számítógép memóriájában tárolni.

Az eddigiek alapján tehát tetszés szerinti geometriájú erősen telített mágneses kör számítását digitális számítógéppel végezhetjük el. Célszerű adott vasanyagra a nomogramok kezeléséhez szükséges konstansokat külön számítóprogrammal előre meghatározni. Így ugyanazon vasanyag esetén ezt a számítást már nem kell megismételni.

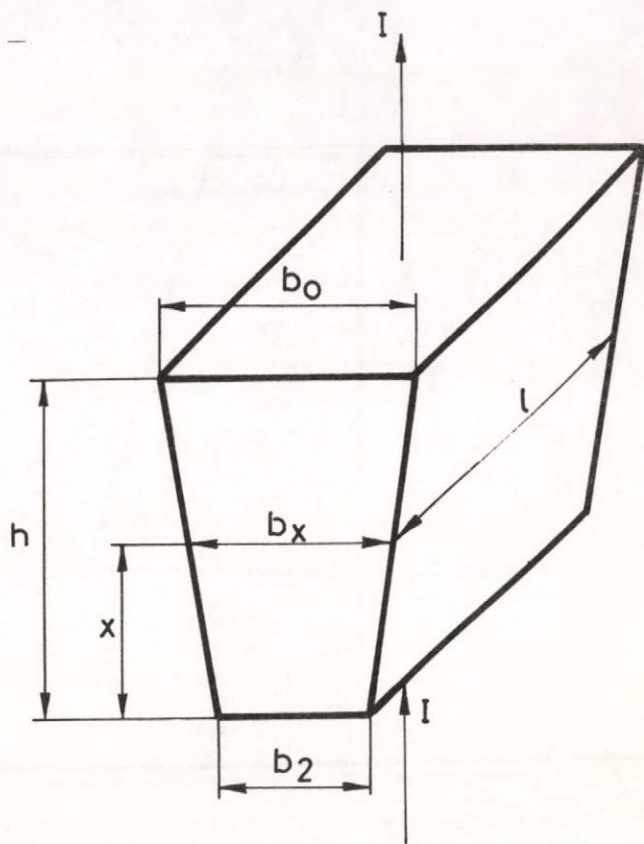
Irodalom

- [1] Dr. Benedikt Ottó: Nagytelítésű bonyolult mágneses körök új számítási módszere.
Akadémiai kiadó, 1958
- [2] Dr. Benedikt Ottó: Nagytelítésű és bonyolult mágneses körök nomografikus számításának
módszere elektronikus számítógépek alkalmazásával
Elektrotechnika 65 1972/12.

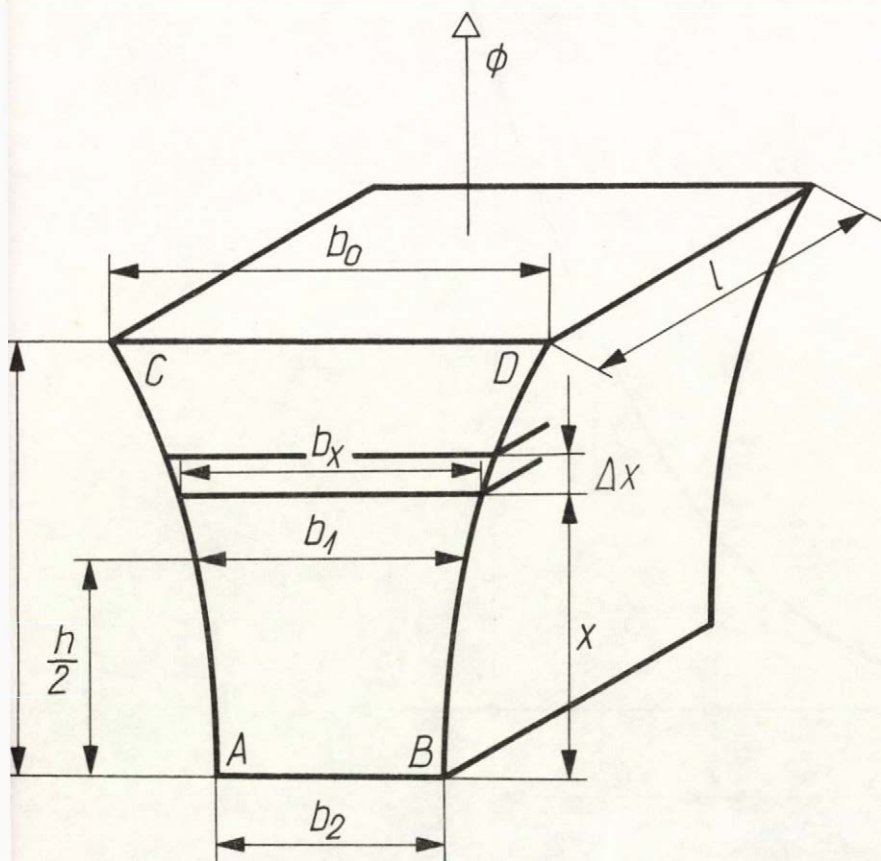
ÁBRÁK



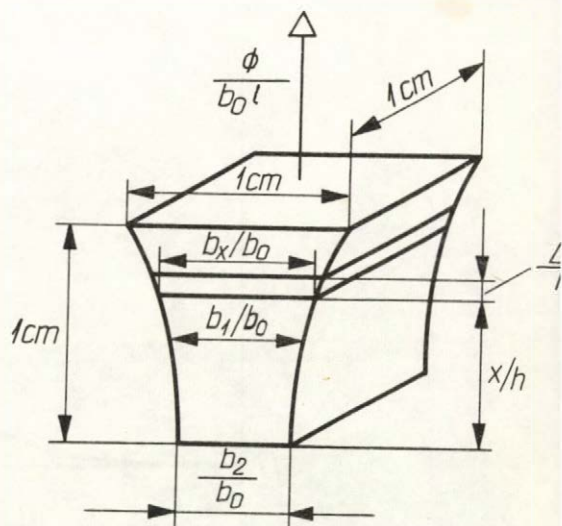
1. ábra



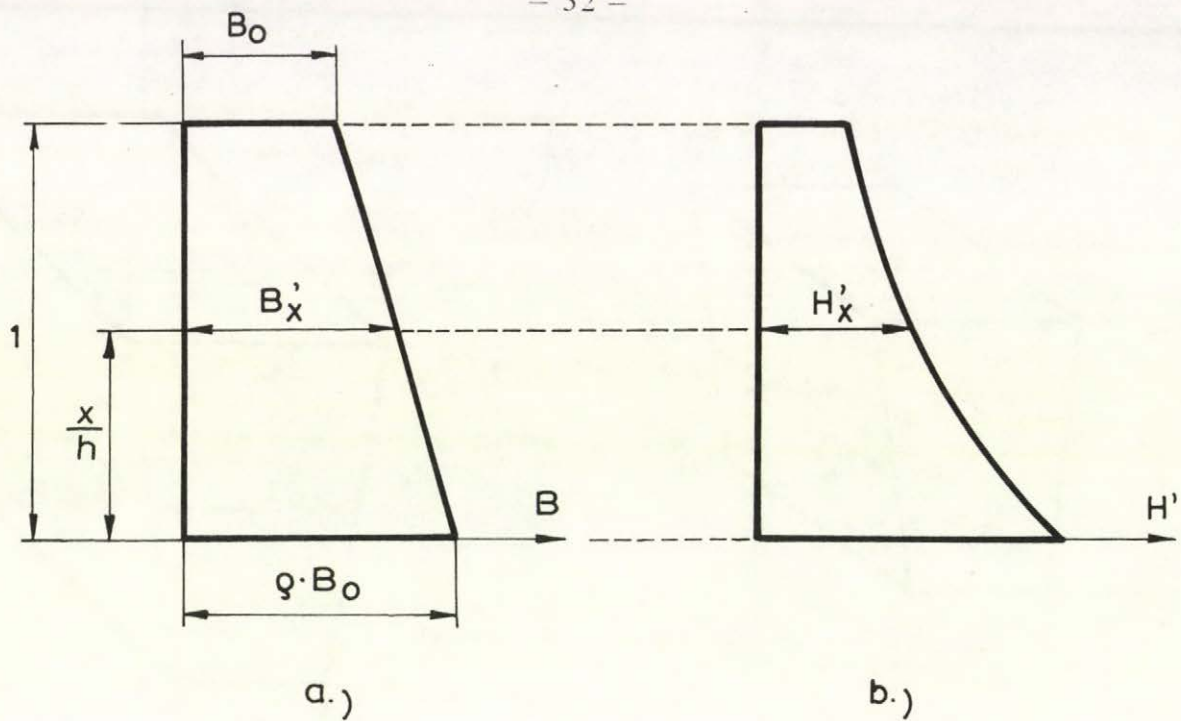
2. ábra.



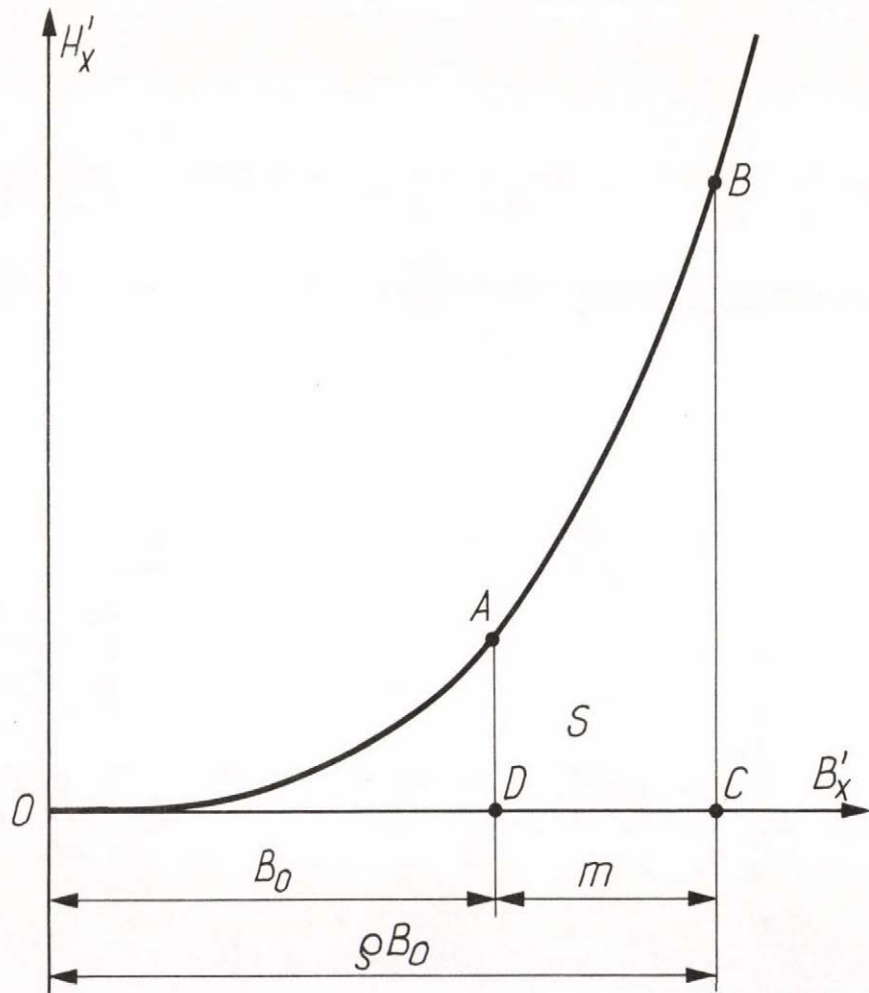
3/a ábra



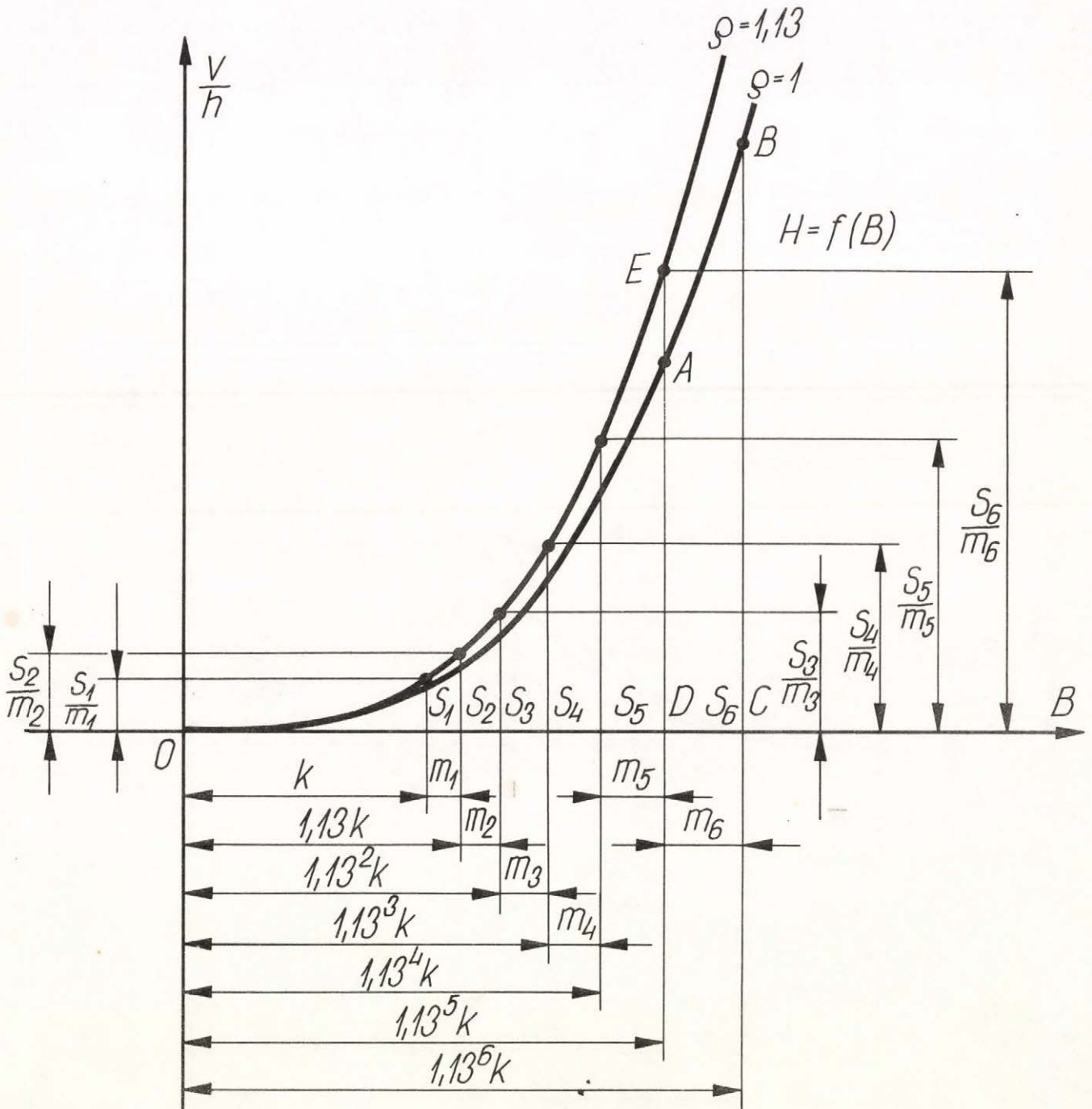
3/b ábra.



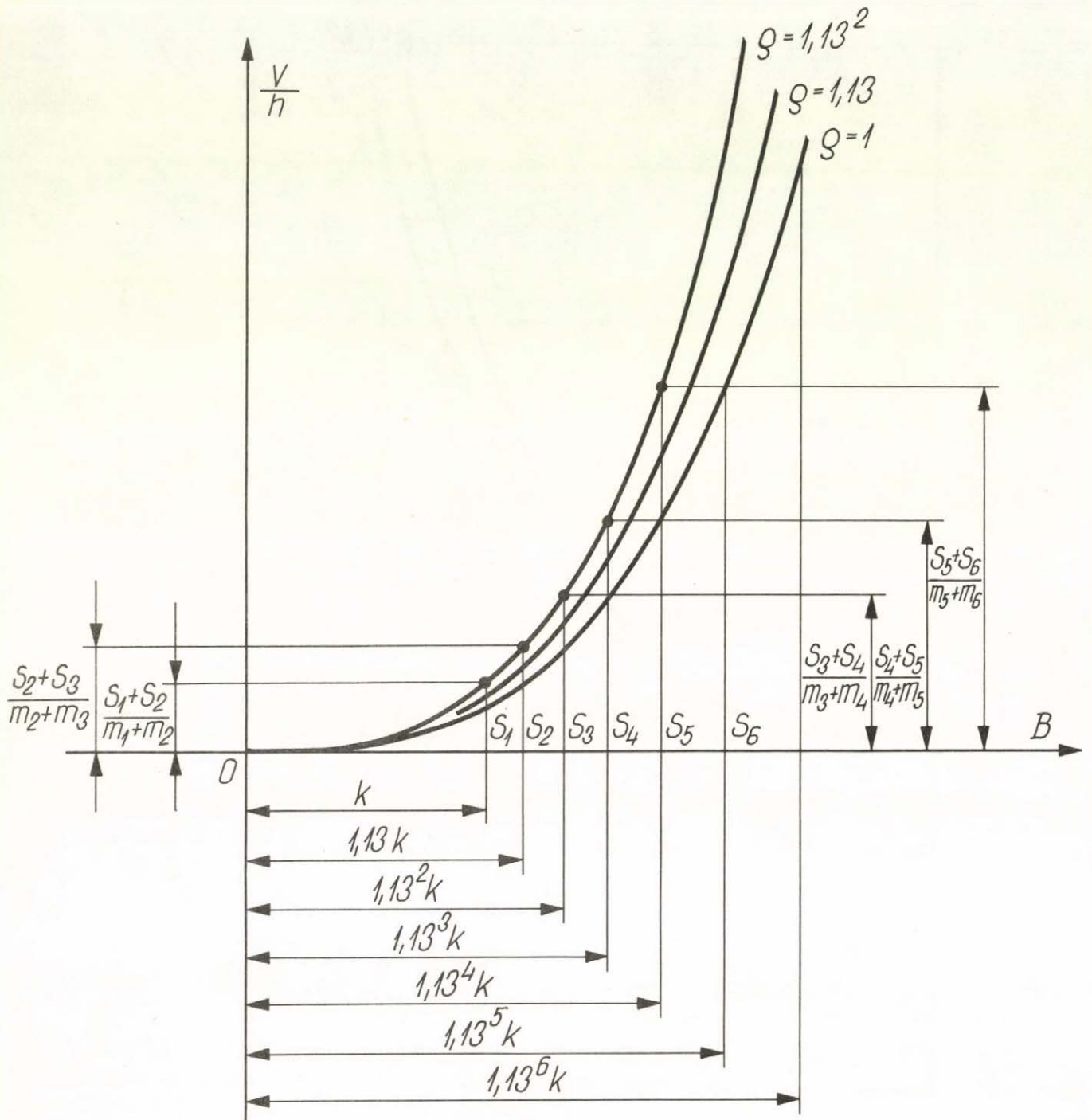
4. ábra.



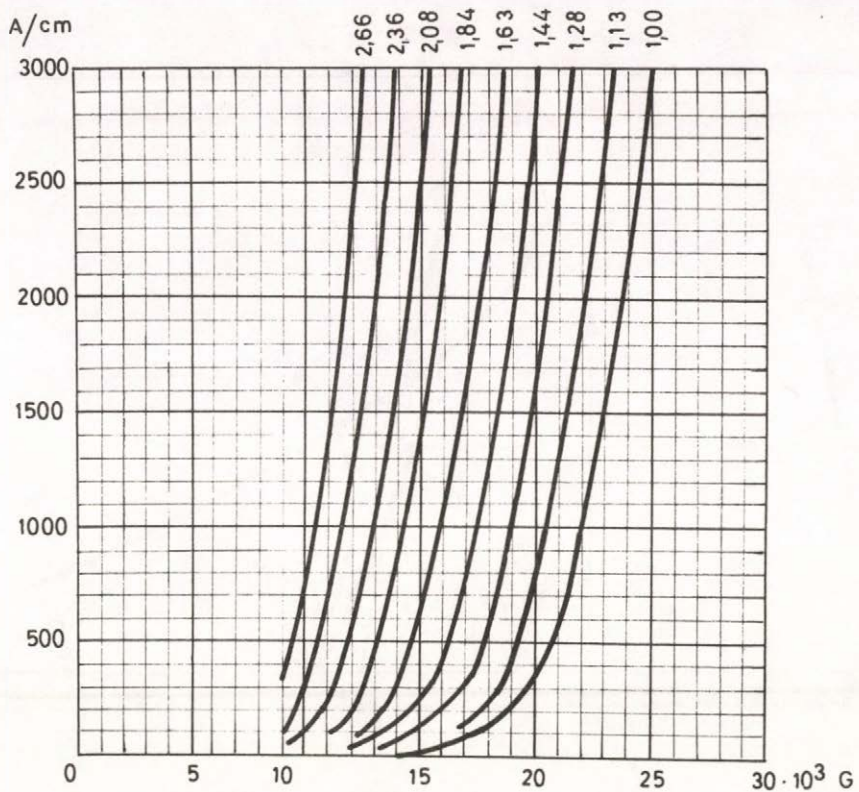
5. ábra.



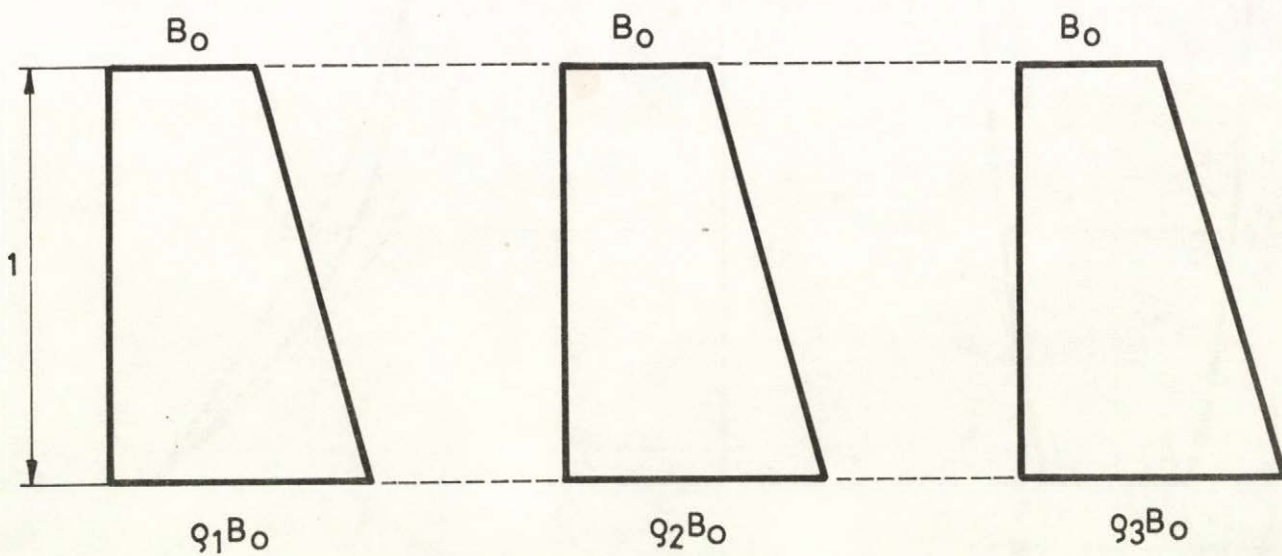
6. ábra



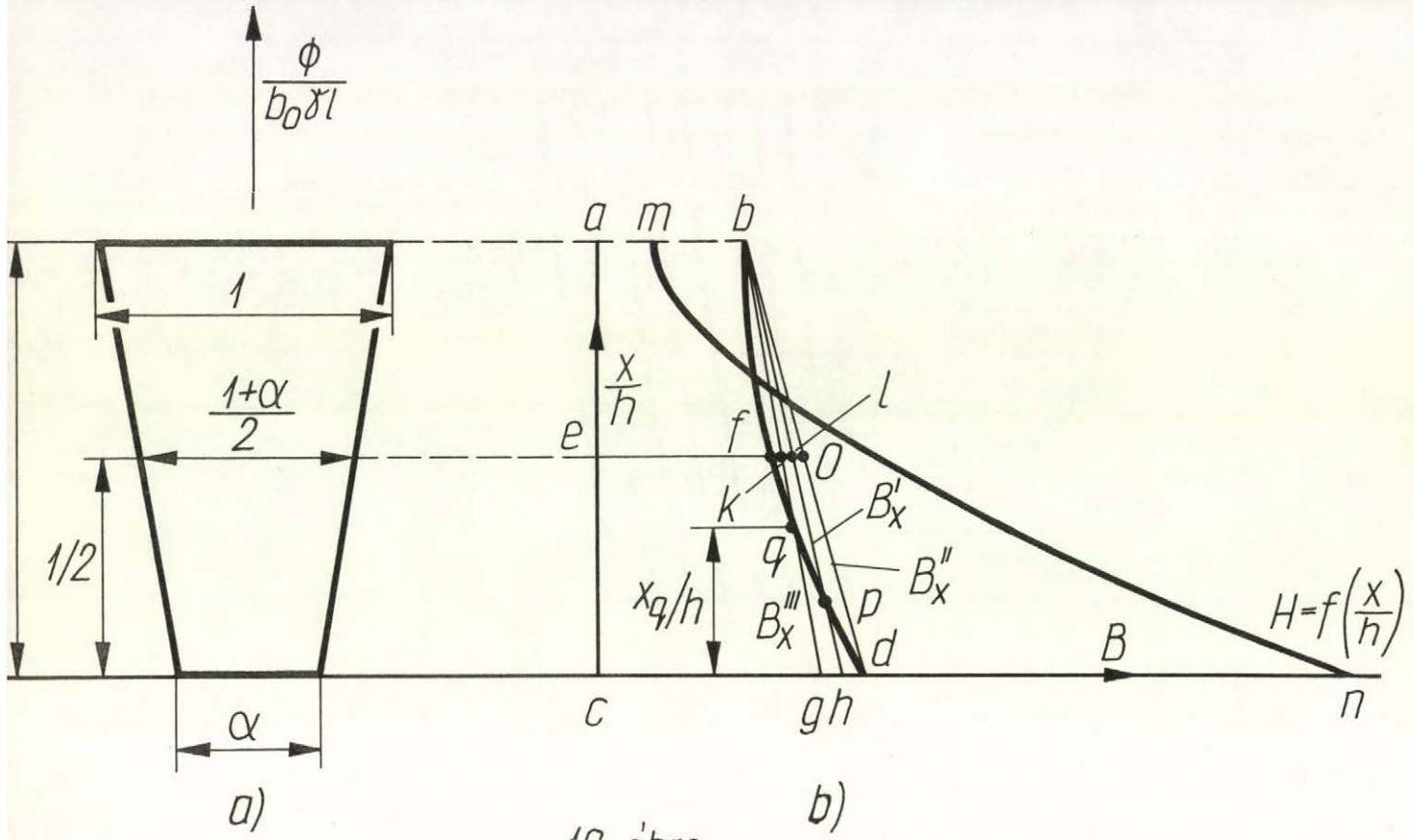
7. abra



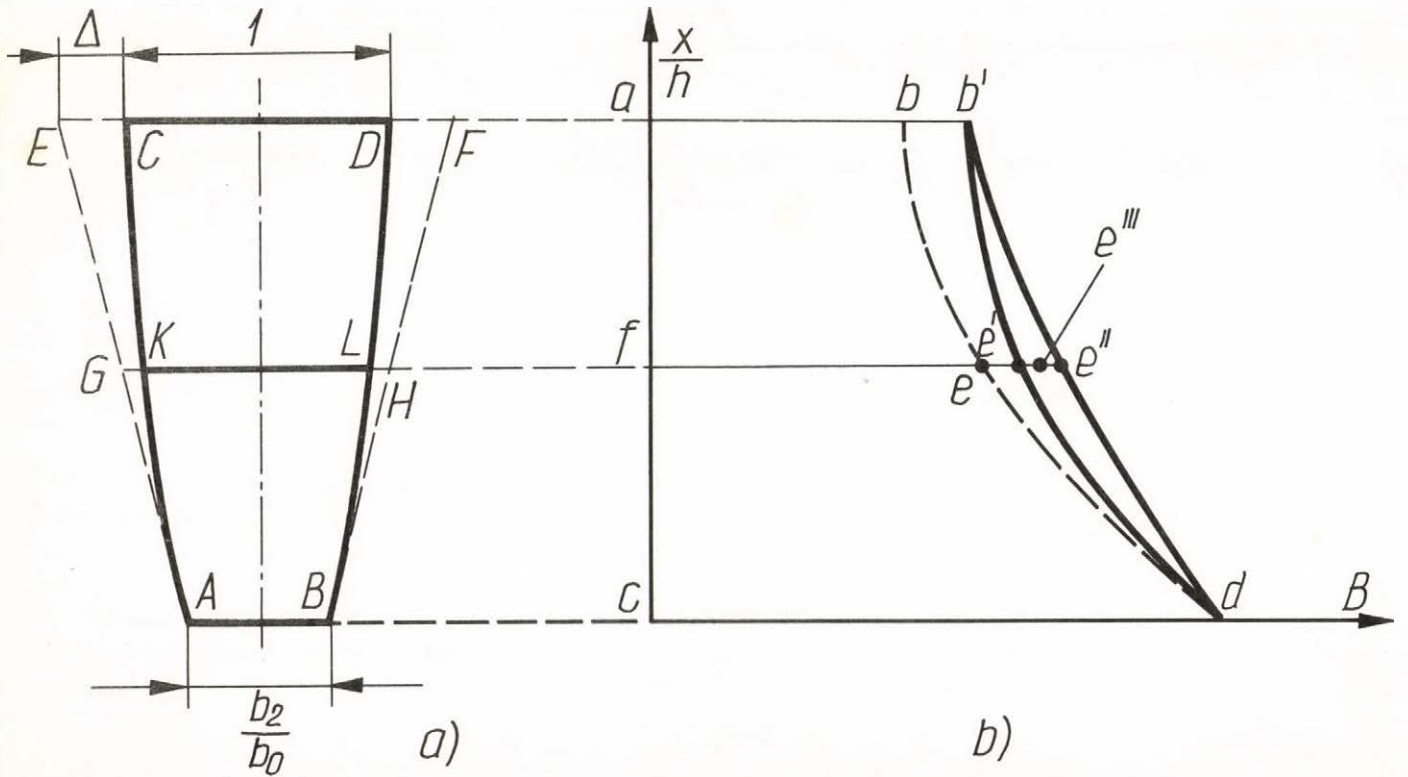
8. ábra.



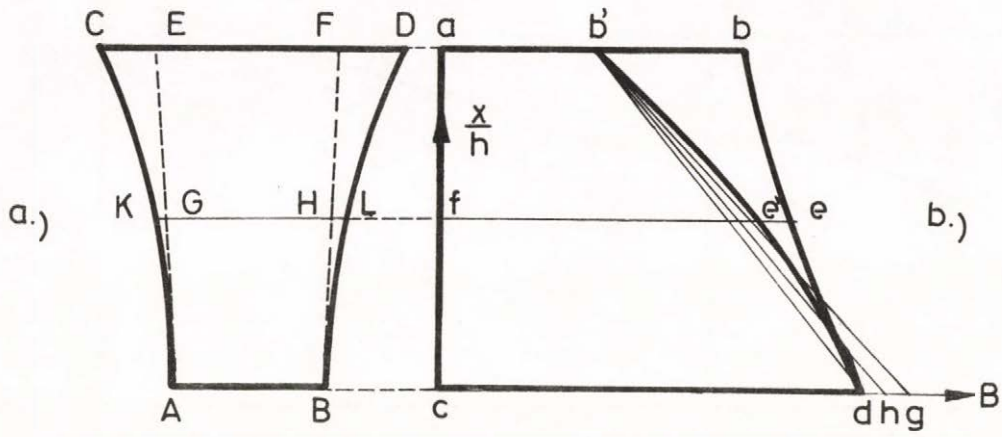
9. ábra.



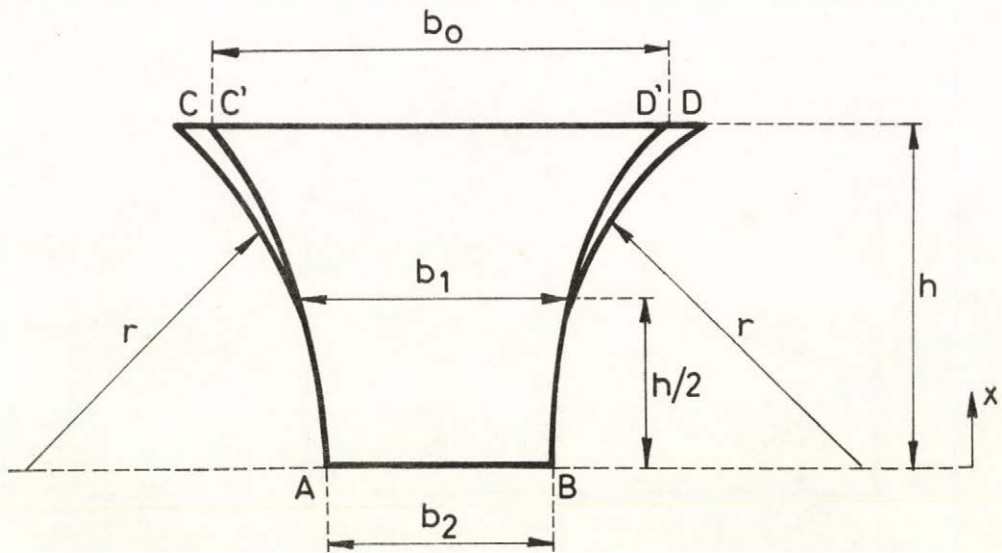
10. abra.



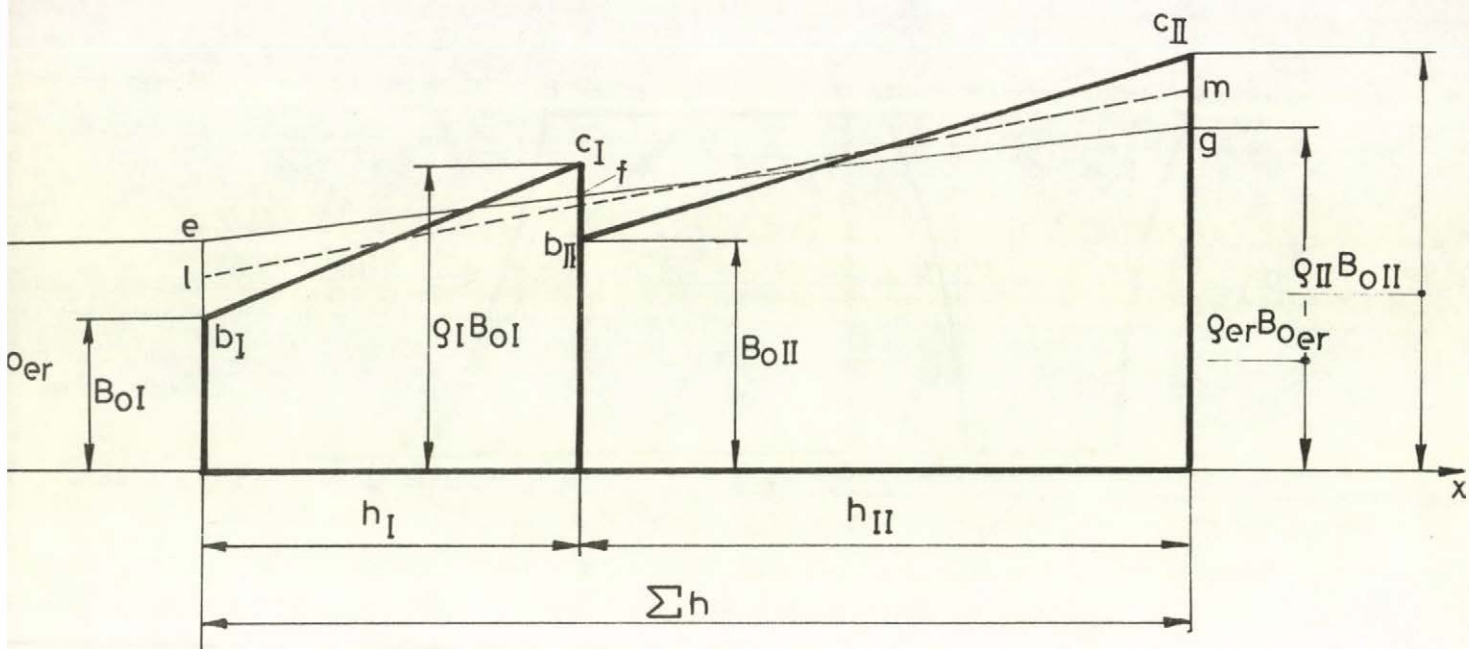
11. abra.



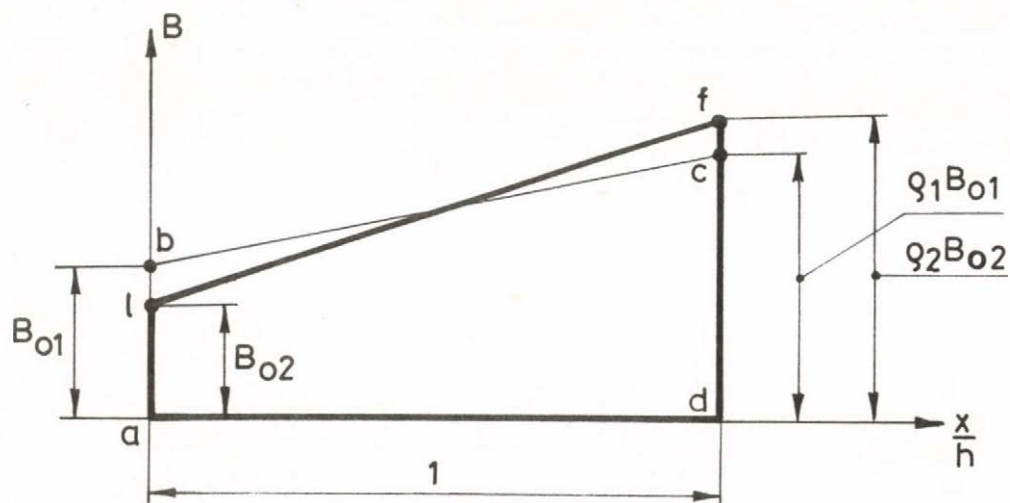
12. ábra.



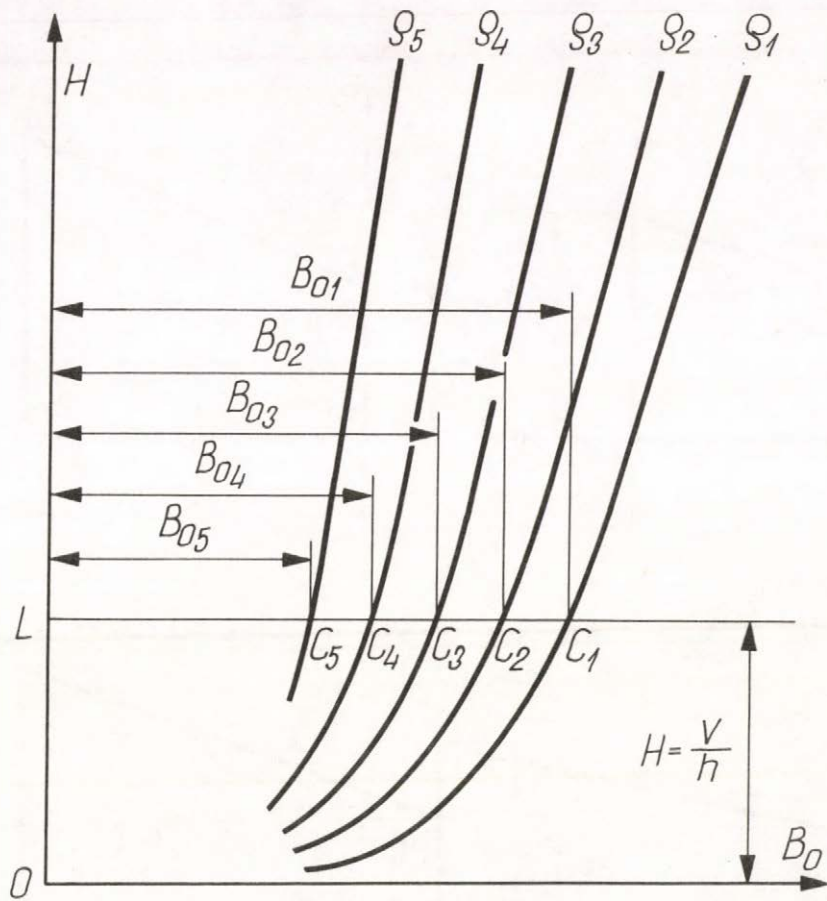
13. ábra.



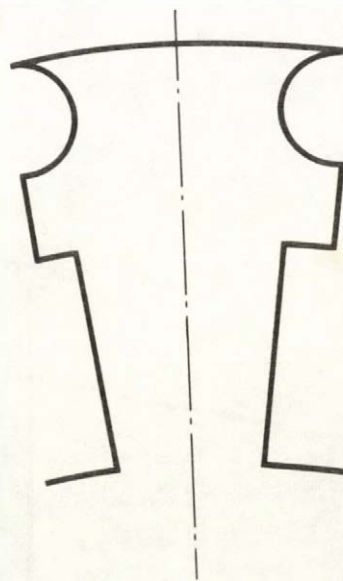
14. ábra.



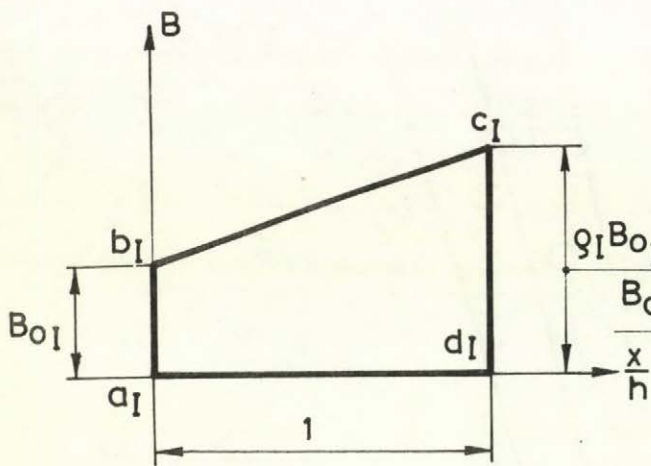
15. ábra.



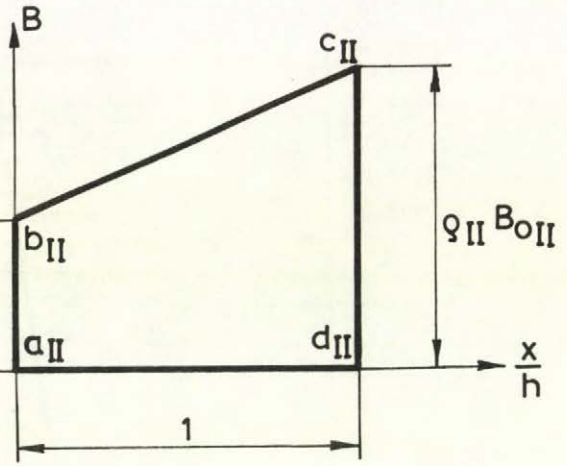
16. ábra



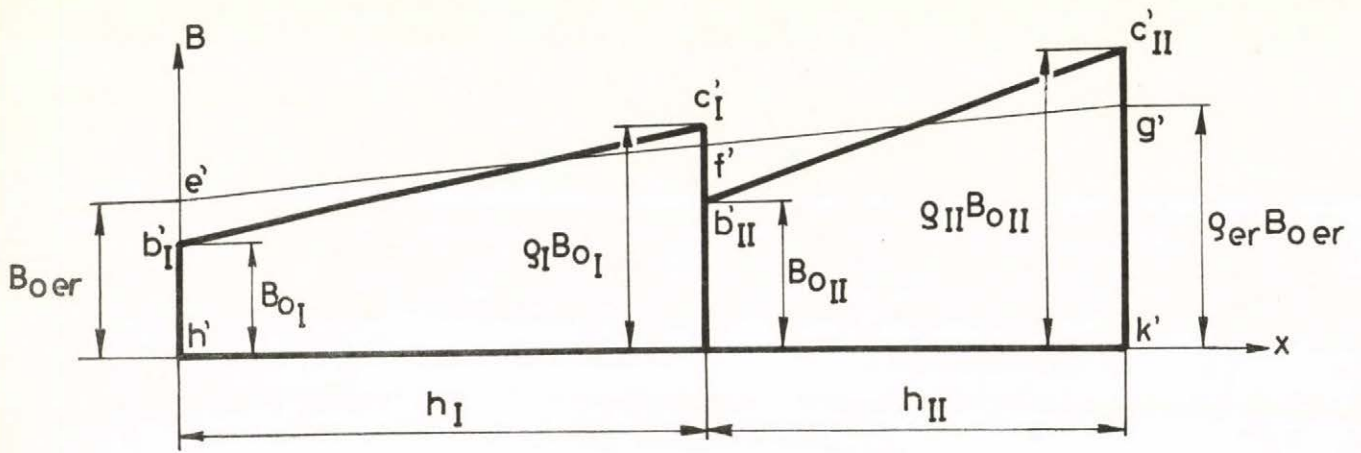
17. ábra



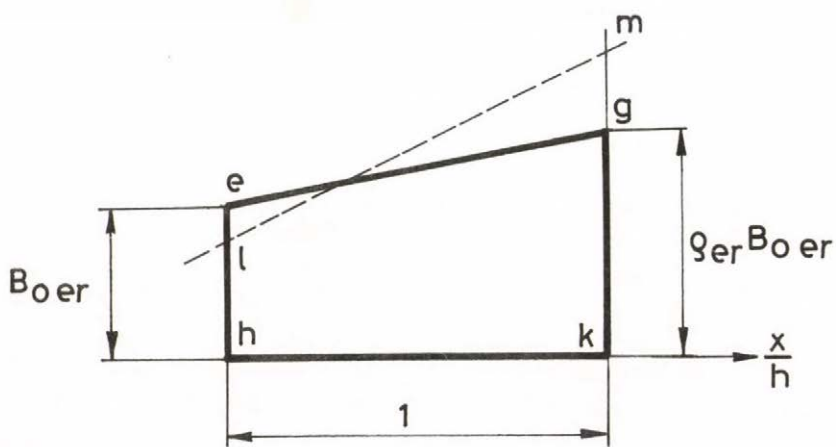
a.)



b.)

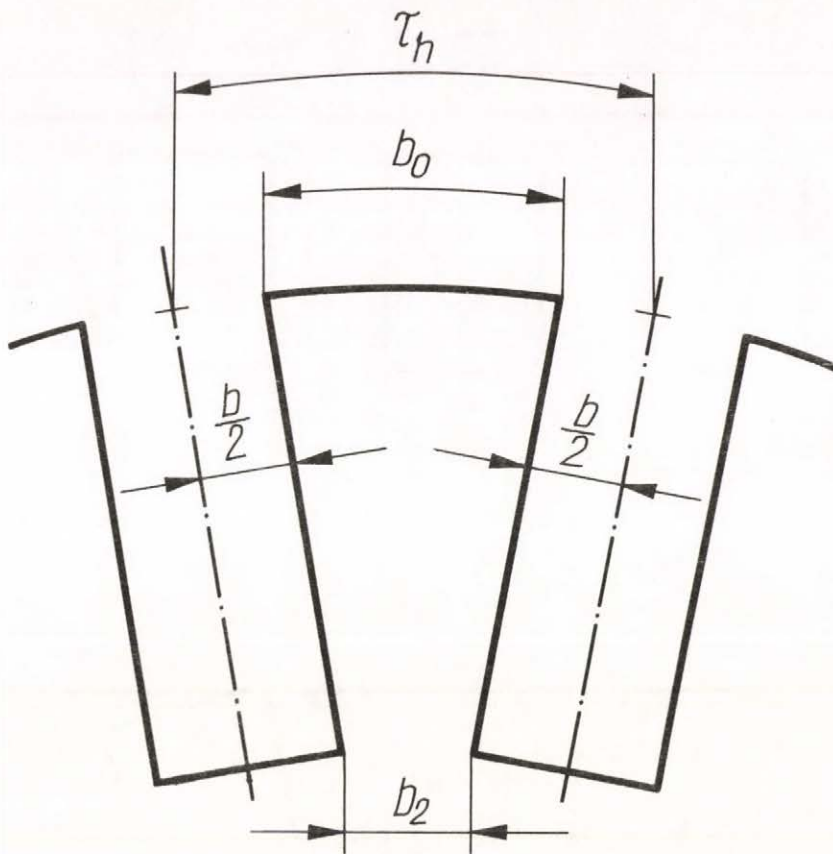


c.)

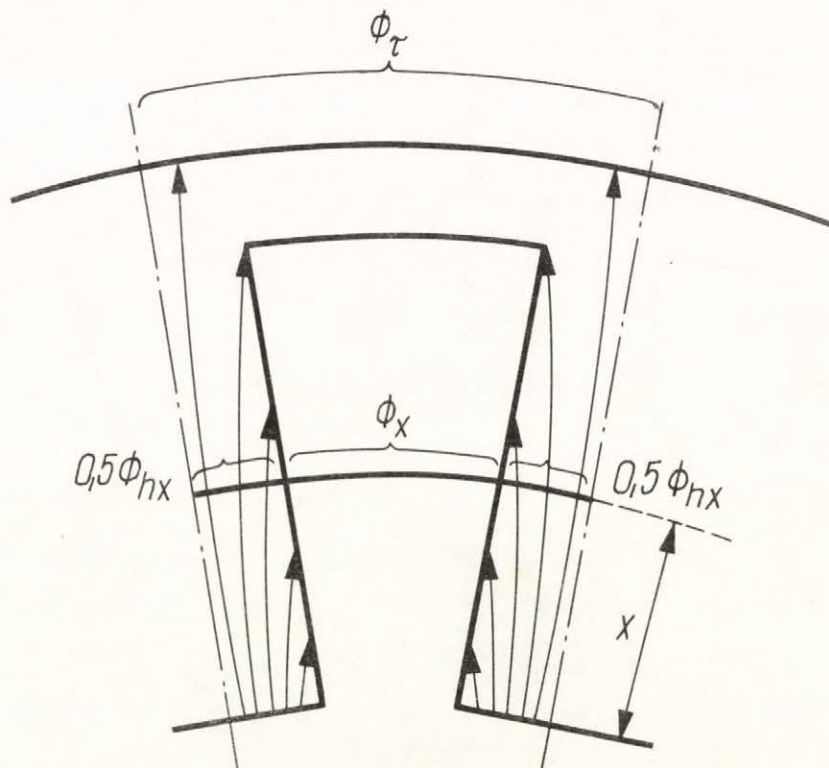


d.)

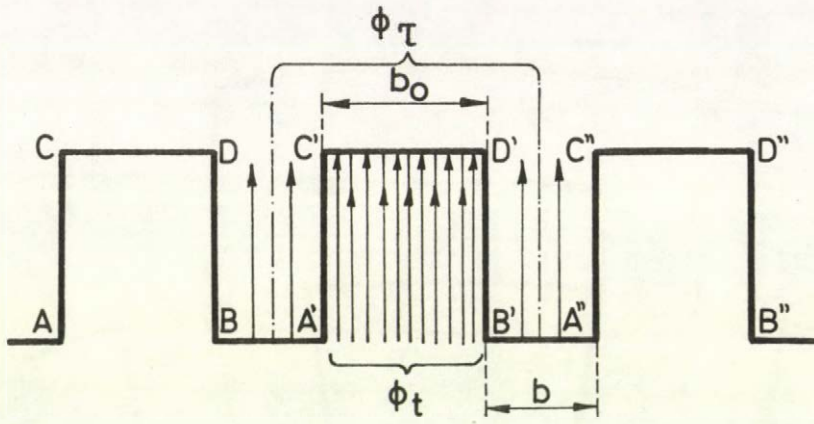
18. ábra.



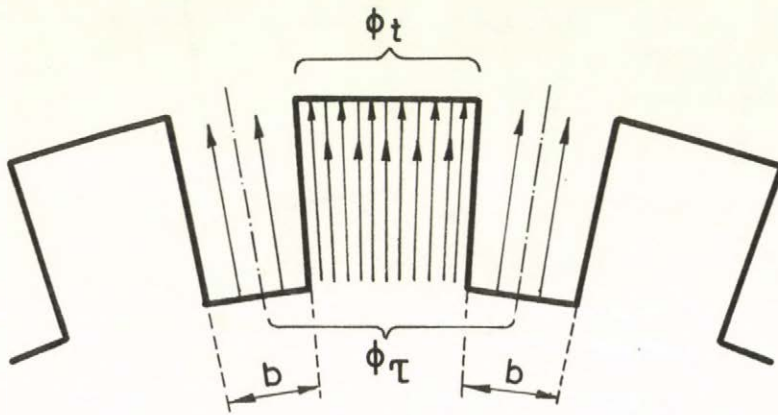
19. ábra



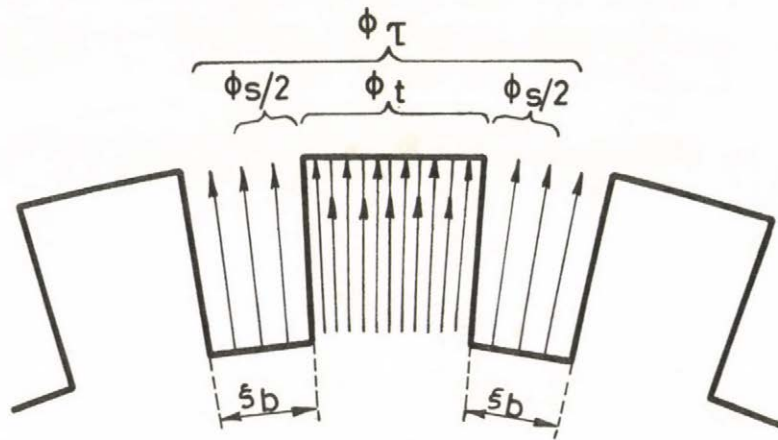
20. ábra



a.)

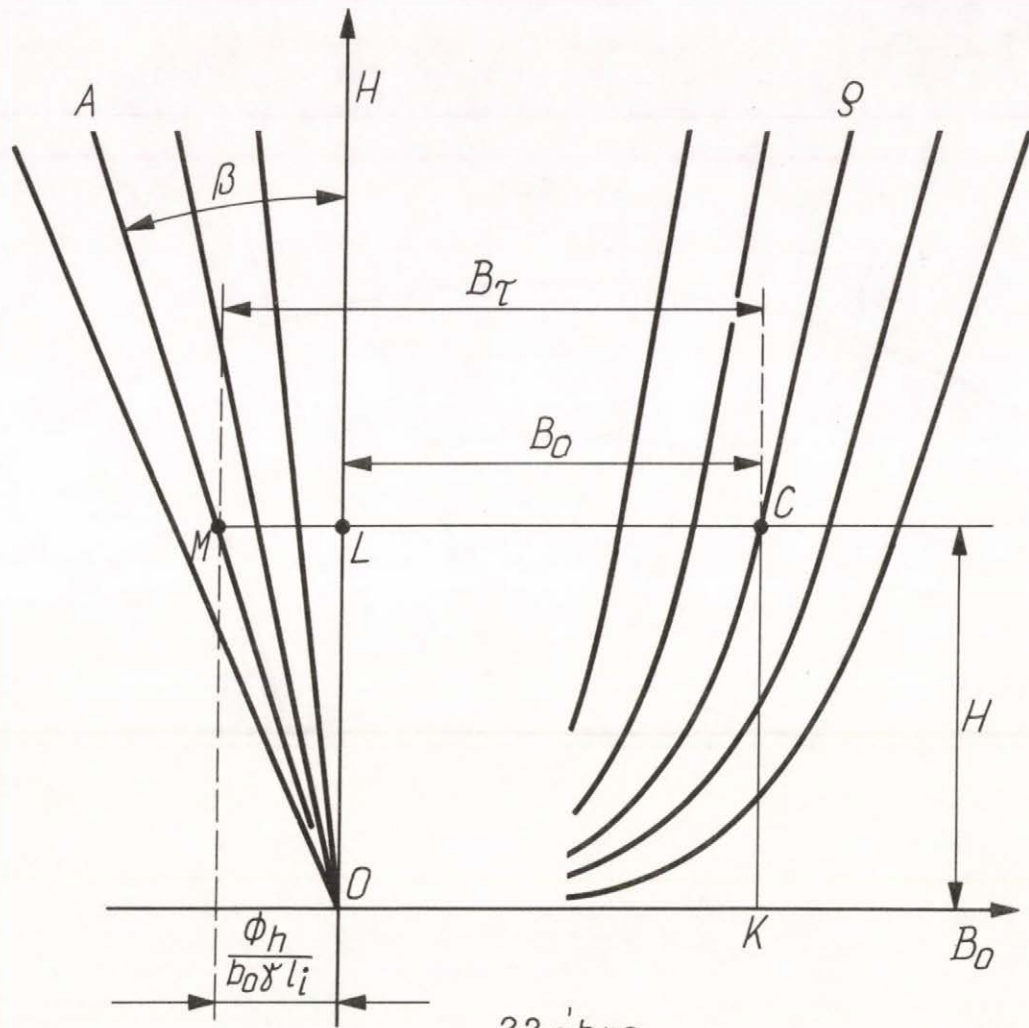


b.)

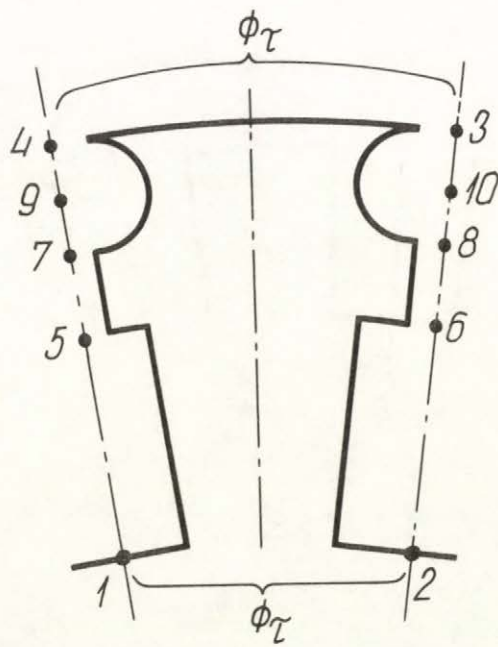


c.)

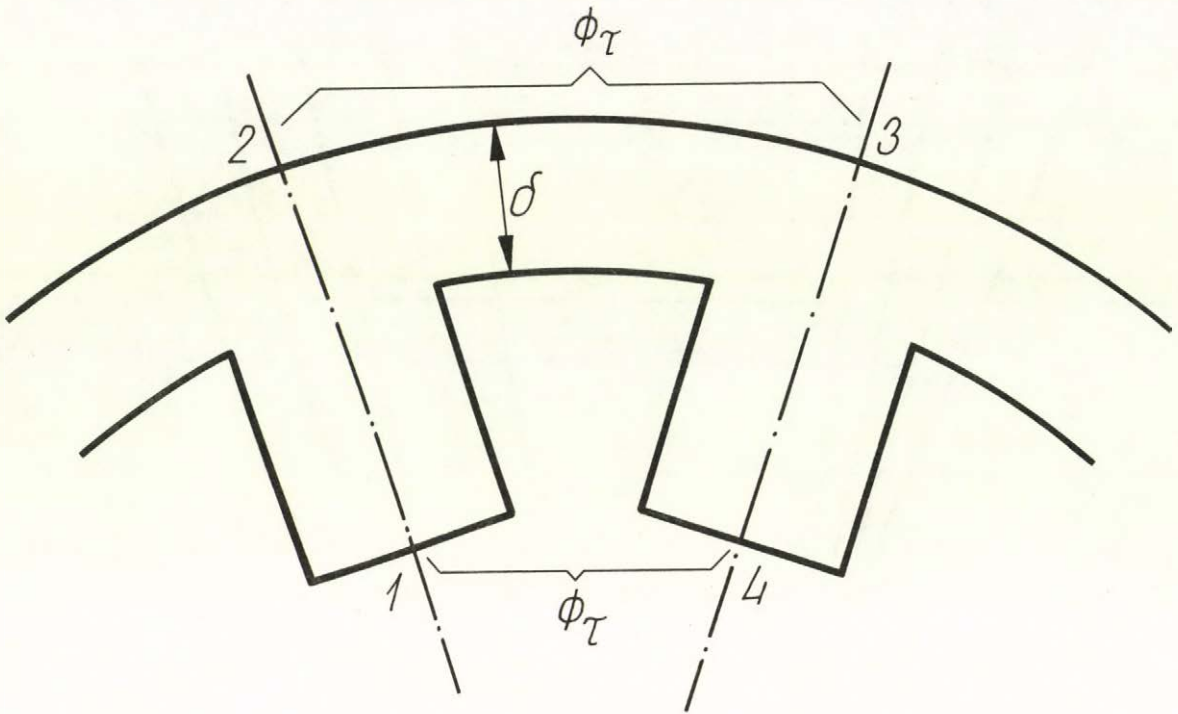
21. ábra.



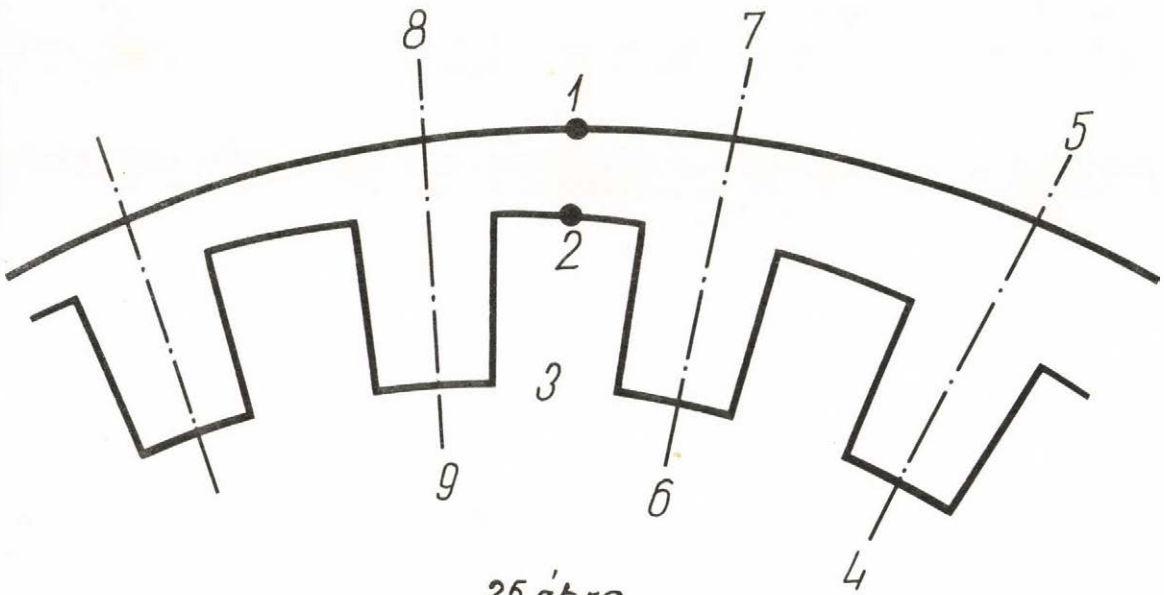
22. ábra



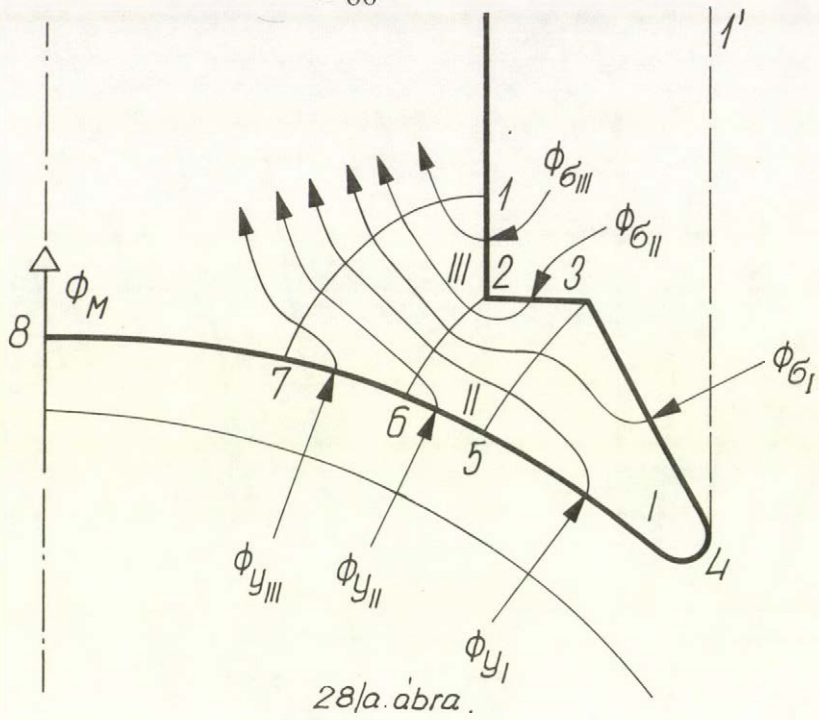
23. ábra



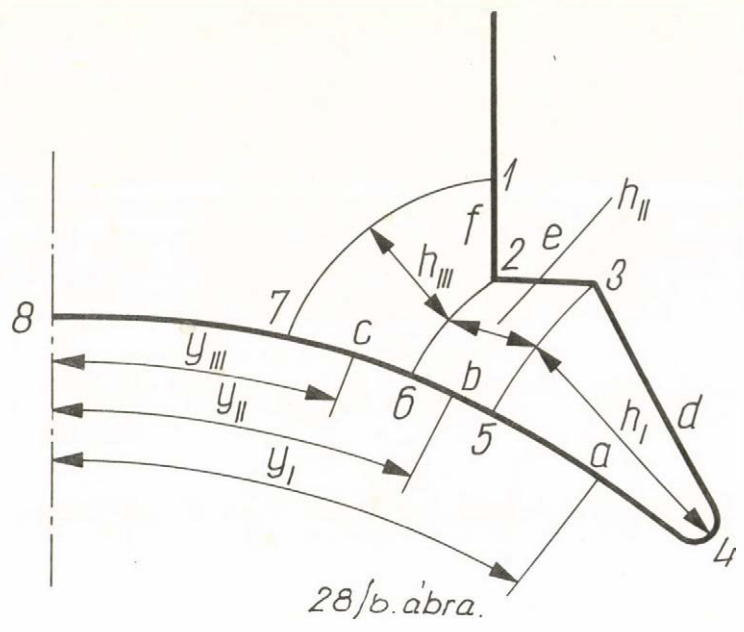
24. ábra



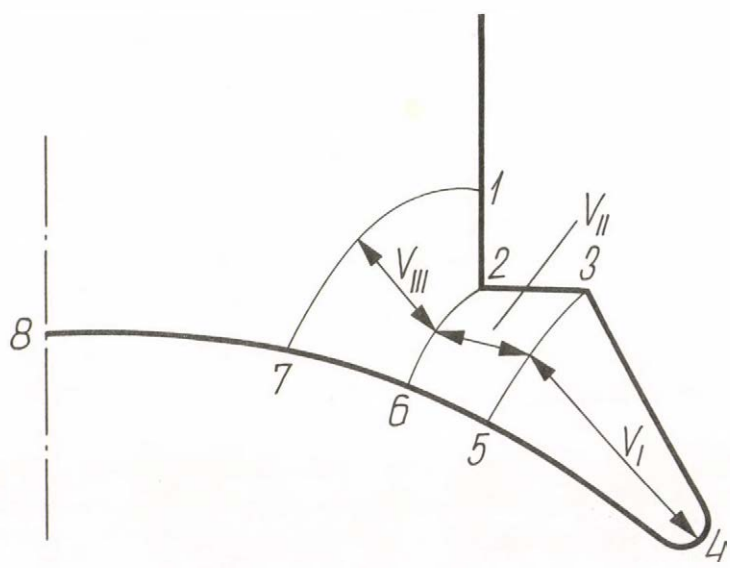
25. ábra



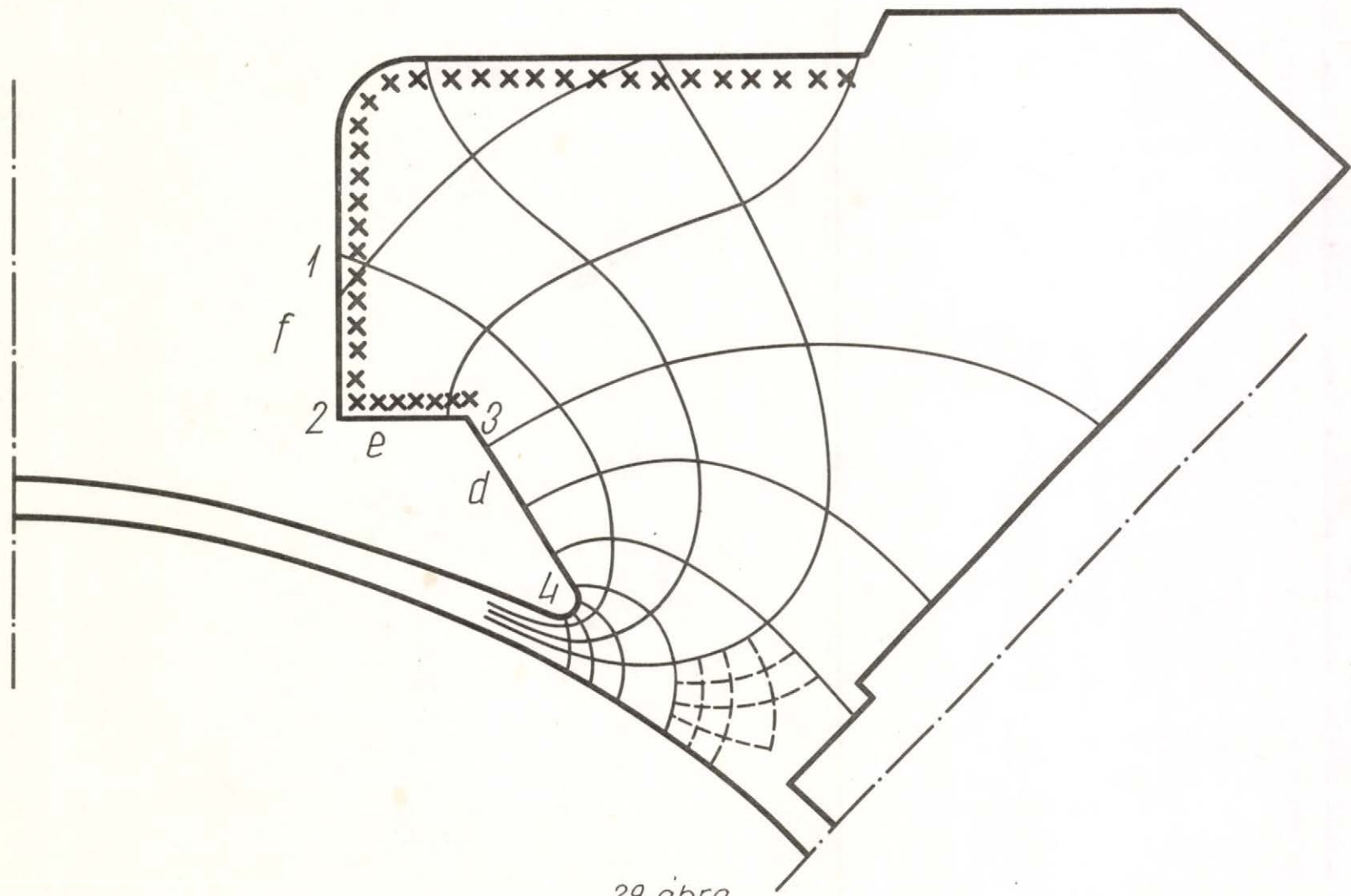
28/a. abra.



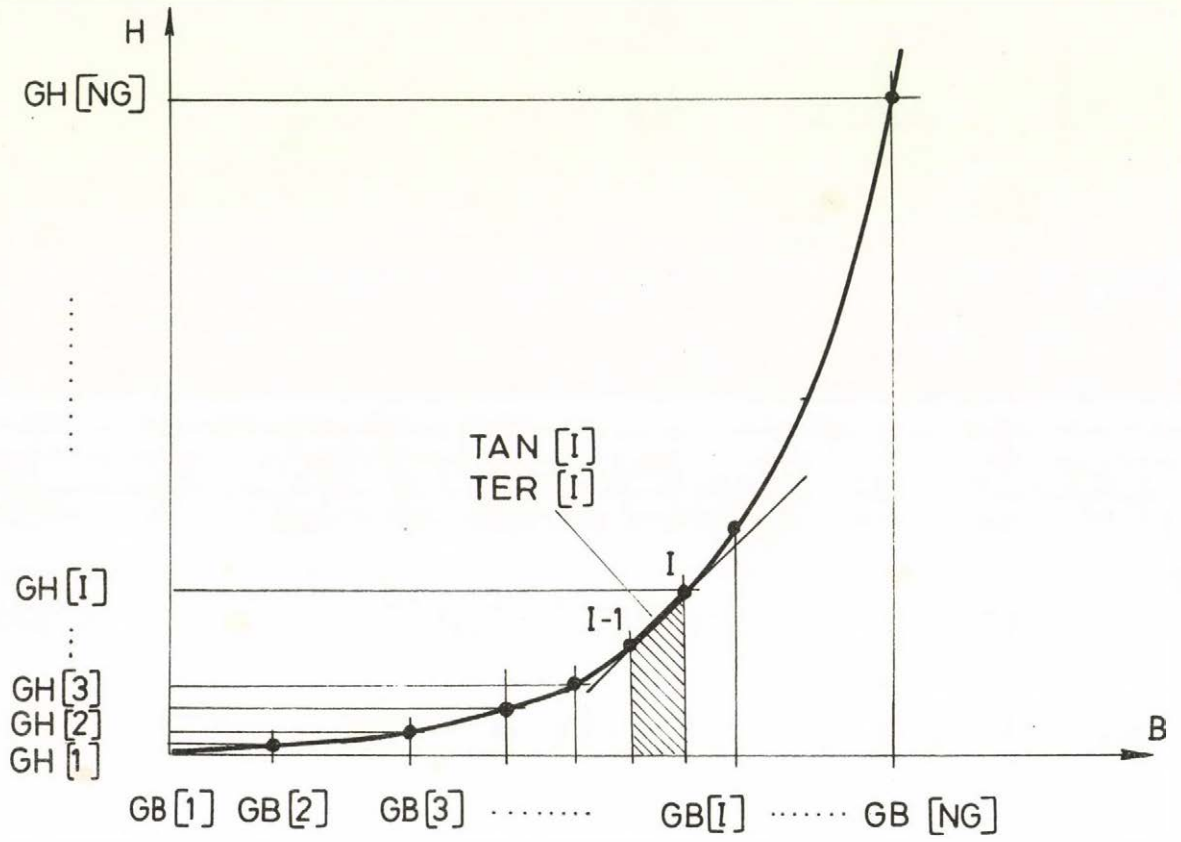
28/b. abra.



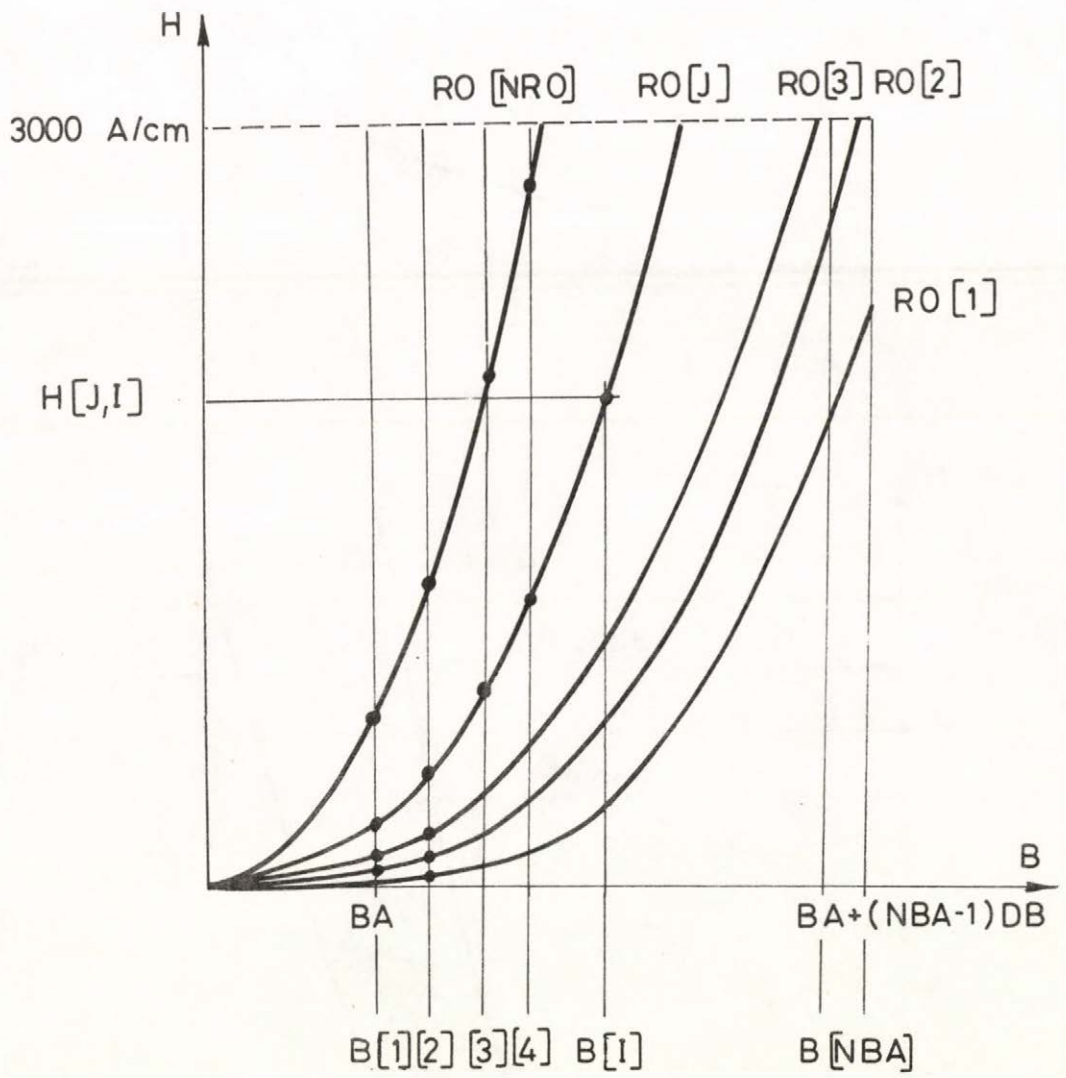
28 c.)



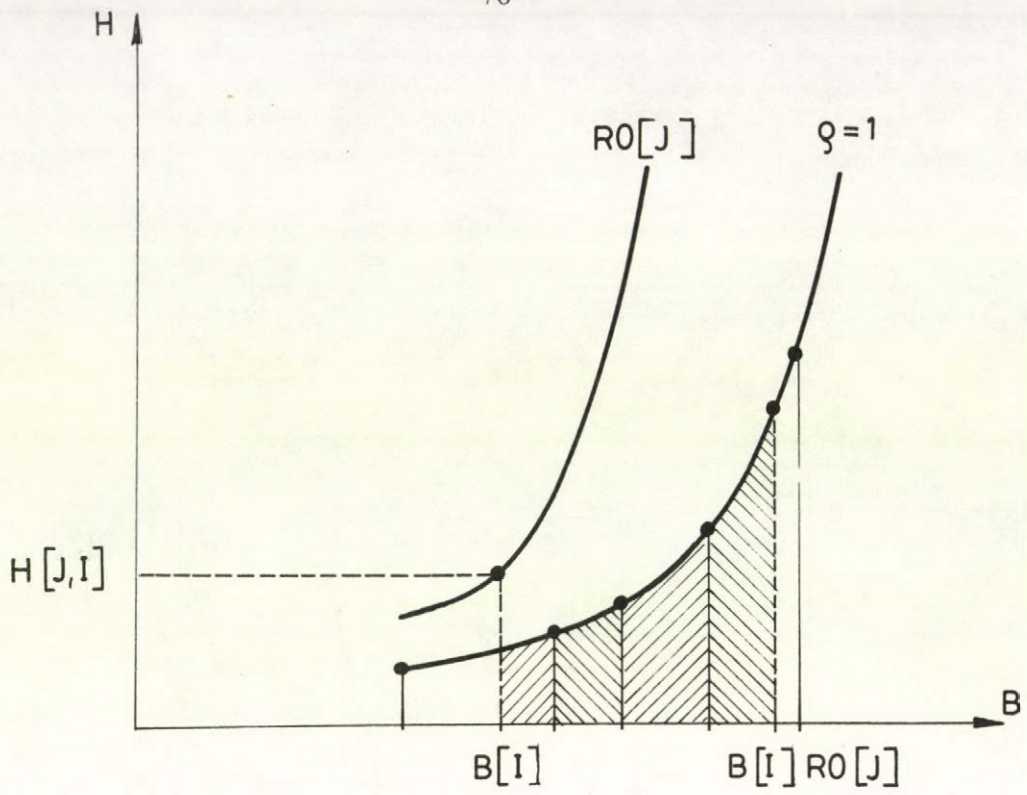
29. ábra.



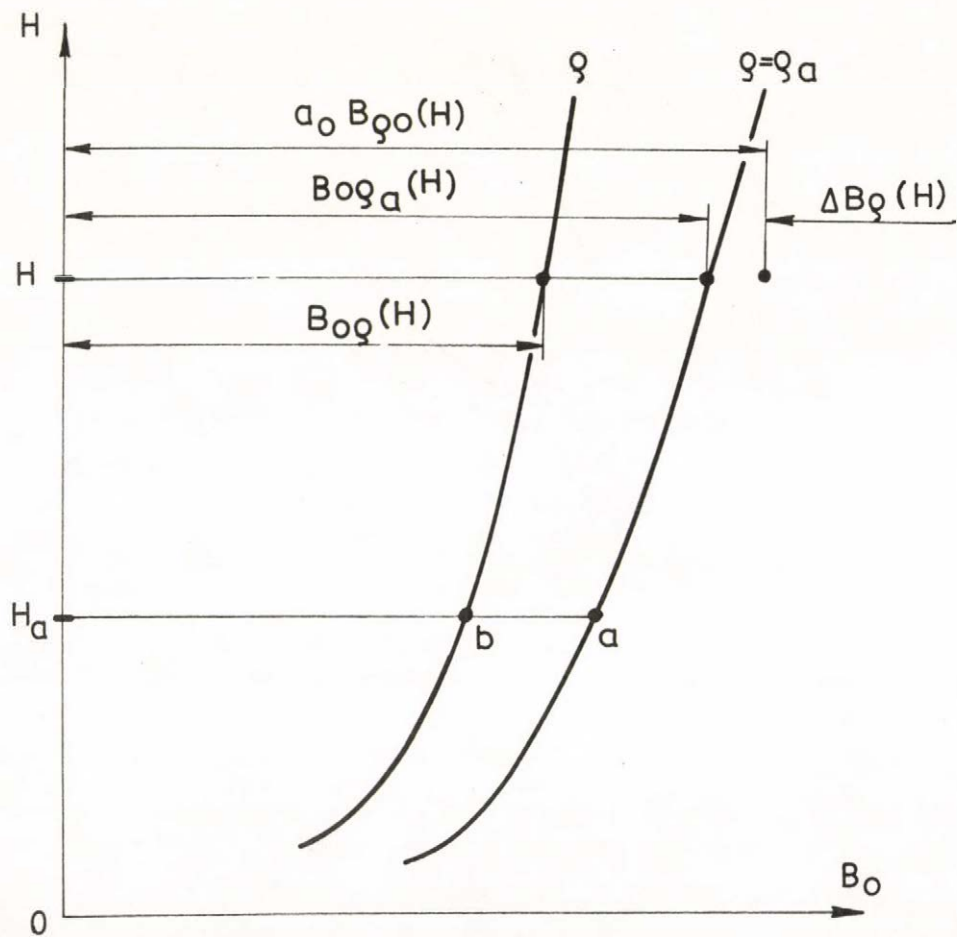
30. ábra.



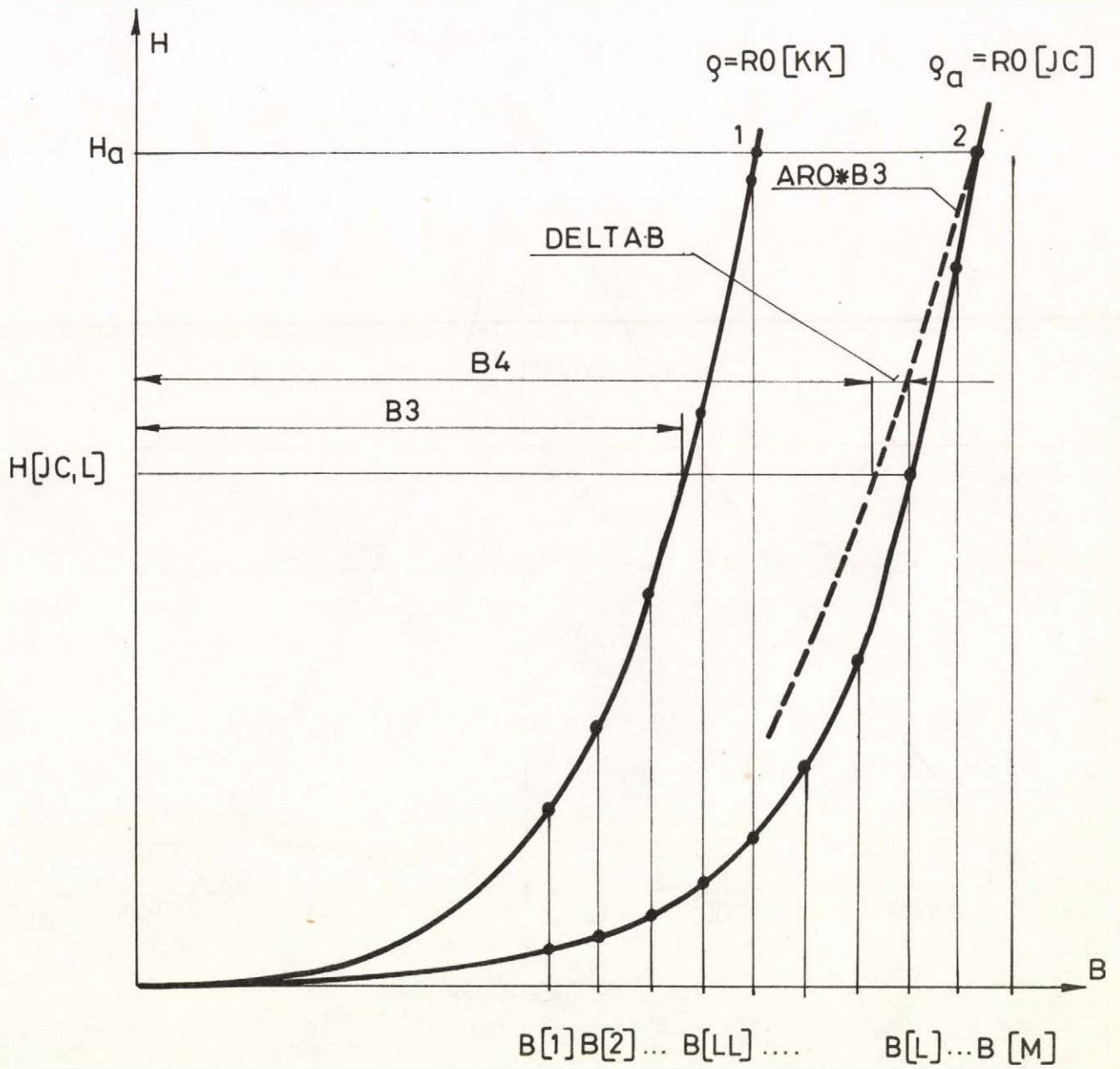
31. ábra.



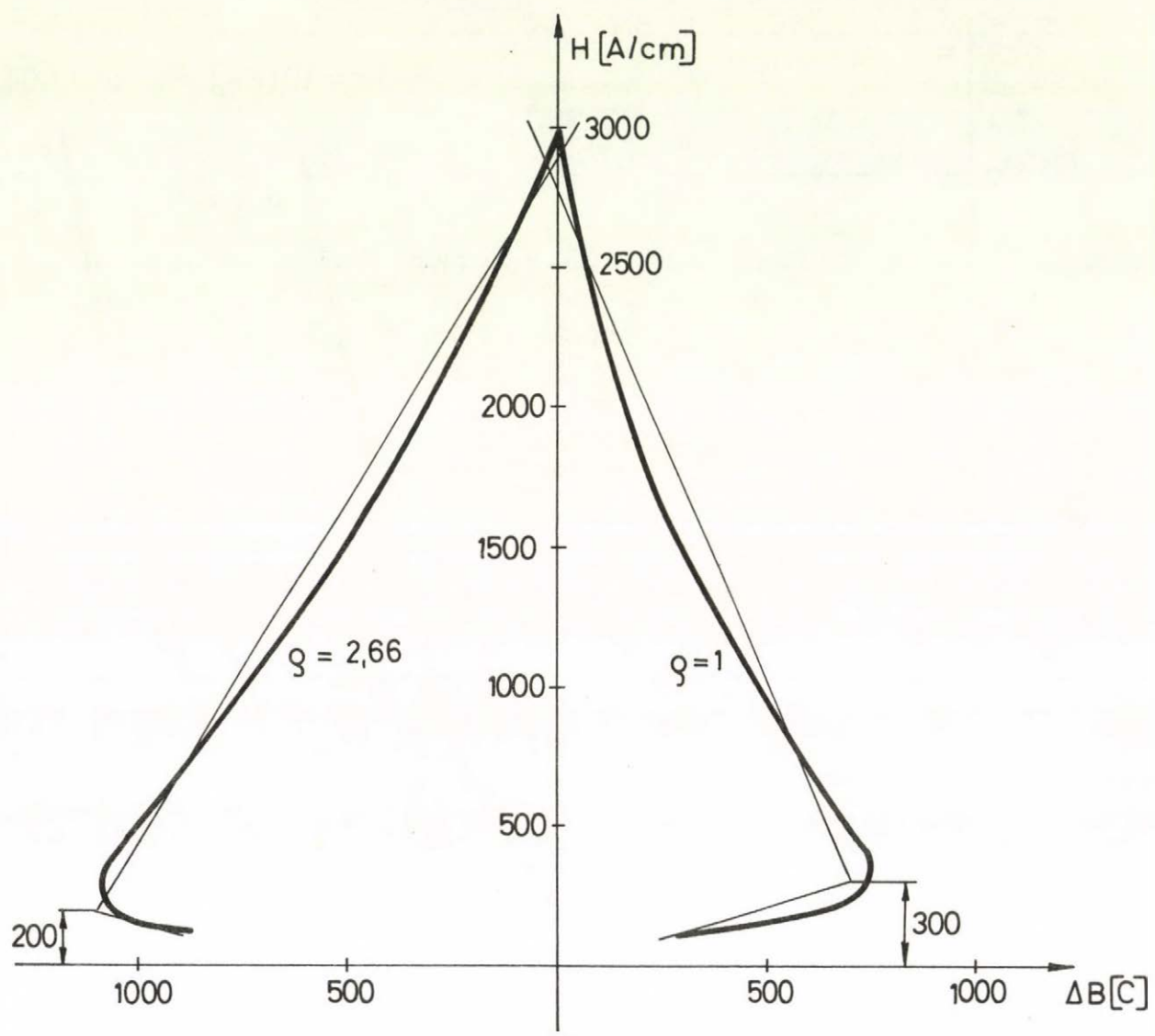
32. ábra.



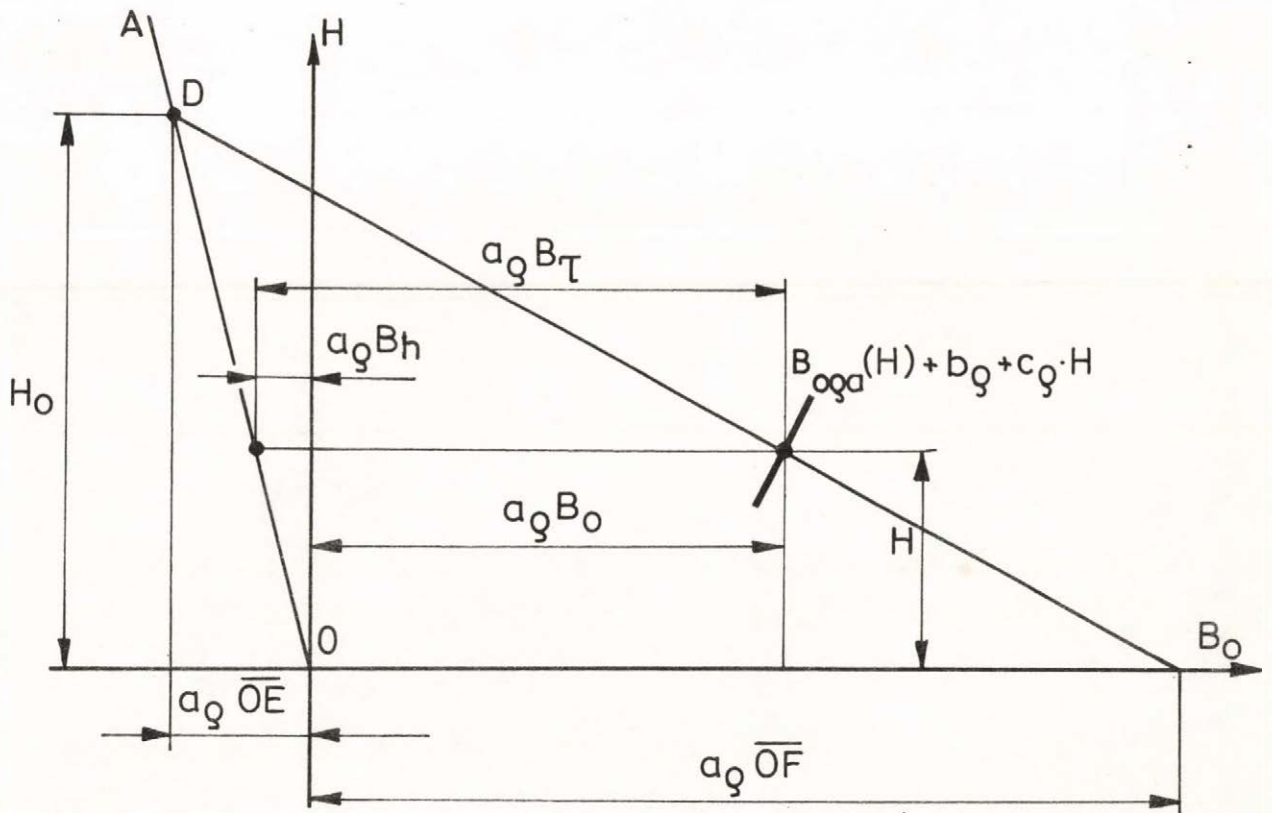
33. ábra.



34. ábra.



35. ábra.



36. ábra.

1. MELLÉKLET


```
LN 0001 C PROGRAM OOSIKE
LN 0002 INTEGER ROA(10)
LN 0003 DIMENSION GH(300),GB(300),HA(10),RO(10),S(400),H(10,400),TER
LN 0004 - (300),TAN(300),K(4),NHATRO(10),PX(200),F(200),X(200),DELTA(200)
LN 0005 DO 303 JUT=1,4
LN 0006 READ(60,1)NG,NRO,NROA,NHA,NBA,BA,DB
LN 0007 1 FORMAT(5I3,2F6.1)
LN 0008 READ(60,2)(GB(I),GH(I), I=2,NG)
LN 0009 2 FORMAT(6(F6.1,F6.2))
LN 0010 READ(60,3)(RO(I), I=1,NRO)
LN 0011 3 FORMAT(20F4.3)
LN 0012 READ(60,4)(ROA(I), I=1,NROA)
LN 0013 4 FORMAT(40I2)
LN 0014 READ(60,111)(HA(I),I=1,NHA)
LN 0015 111 FORMAT(15F6.1)
LN 0016 WRITE(61,5)
LN 0017 5 FORMAT(1H1,5X,14HEMENO ADATOK)
LN 0018 WRITE(61,6)
LN 0019 6 FORMAT(//4X,2HNG,3X,3HNRO,3X,4HNROA,2X,3HNHA,3X,3HNBA,7X,2HBA,8X,
LN 0020 -2HDB)
LN 0021 WRITE(61,7) NG,NRO,NROA,NHA,NBA,BA,DB
LN 0022 7 FORMAT(5(3X,I3),2(2X,F8.1))
LN 0023 K(1)=NG
LN 0024 K(2)=NRO
LN 0025 K(3)=NROA
LN 0026 K(4)=NHA
LN 0027 MAX=K(1)
LN 0028 DO 8 I=2,4
LN 0029 IF(MAX-K(I))9,8,8
LN 0030 9 MAX=K(I)
LN 0031 8 CONTINUE
LN 0032 WRITE(61,10)
LN 0033 10 FORMAT(7BX,1HI,3X,5HGP(I),10X,5HGH(I),6X,5HRO(I),4X,6HROA(I),6X,5H
LN 0034 -HA(I)/)
LN 0035 DO 11 I=1,MAX
LN 0036 WRITE(61,12) I
LN 0037 12 FORMAT(5X,I4)
LN 0038 IF(I.GT.NG) GO TO 14
LN 0039 WRITE(61,13) GB(I),GH(I)
LN 0040 13 FORMAT(1H+,14X,F8.1,5X,F9.2)
LN 0041 14 IF(I.GT.NRO) GO TO 16
LN 0042 WRITE(61,15) RO(I)
LN 0043 15 FORMAT(1H+,40X,F6.3)
LN 0044 16 IF(I.GT.NROA) GO TO 18
LN 0045 WRITE(61,17) ROA(I)
LN 0046 17 FORMAT(1H+,51X,I3)
LN 0047 18 IF(I.GT.NHA) GO TO 11
LN 0048 WRITE(61,19) HA(I)
LN 0049 19 FORMAT(1H+,59X,F8.1)
LN 0050 11 CONTINUE
LN 0051 B(1)=BA
LN 0052 DO 20 I=2,NBA
LN 0053 20 B(I)=B(I-1)+DB
LN 0054 GB(1)=B
```

```

LN 0055      GH(I)=0.0
LN 0056      DO 22      I=2,NG
LN 0057      TER(I)=GB(I)-GB(I-1)
LN 0058      TAN(I)=(GH(I)-GH(I-1))/TER(I)
LN 0059      * 22 TER(I)=TER(I)*(GH(I)+GH(I-1))/2.0
LN 0060      WRITE(61,104) (TAN(I),I=2,NG)
LN 0061      104 FORMAT(/10(1X,F11.5))
LN 0062      105 FORMAT(/10(1X,F11.2))
LN 0063      WRITE(61,105) (TER(I) ,I=2,NG)
LN 0064      DO 24 J=1,NRO
LN 0065      IF(RO(J)-1.0) 201,200,201
LN 0066      200 DO 202      I=1,NBA
LN 0067      NHATRO(J)=I
LN 0068      DO 203      IA=2,NG
LN 0069      IF(GB(IA).GE.B(I)) GOTO 204
LN 0070      GOTO 203
LN 0071      204 H(J,I)=GH(IA-1)+(GH(IA)-GH(IA-1))/(GB(IA)-GB(IA-1))*
LN 0072      -1)
LN 0073      GOTO 205
LN 0074      205 CONTINUE
LN 0075      205 IF(H(J,I).GT.3000.0) GO TO 24
LN 0076      202 CONTINUE
LN 0077      GO TO 24
LN 0078      201 DO 23      I=1,NBA
LN 0079      B1=B(I)*RO(J)
LN 0080      KY=0
LN 0081      DO 25      II=2,NG
LN 0082      JJ=II
LN 0083      IF(B1).LE.GB(II).AND.KY.EQ.0) GO TO 70
LN 0084      IF(B1.LE.GB(II)) GO TO 26
LN 0085      GO TO 25
LN 0086      70 KY=II
LN 0087      25 CONTINUE
LN 0088      26 IF(B1)-GB(NG)) 26,26,27
LN 0089      27 TERUE=(B1-B(II))*(GH(NG)+(B(I)+B1)/2.-GB(NG))/1.256)
LN 0090      GO TO 29
LN 0091      28 TERUE=(GB(KY)-B(II))*(GH(KY)-(GB(KY)-B(II))*TAN(KY)/2.0)
LN 0092      IF(JJ=KY)31,31,30
LN 0093      30 KX=KY+1
LN 0094      DO 32      KK=KX,JJ
LN 0095      32 TERUE=TERUE+TER(KK)
LN 0096      31 IF(B1-GB(NG)) 34,34,33
LN 0097      33 SV1=(B1-GB(NG))*(GH(NG)+(B1-GB(NG))/2.512)
LN 0098      GO TO 35
LN 0099      34 SV1=-((B(JJ)-B1)*(GH(JJ)-(GB(JJ)-B1)*TAN(JJ)/2.0)
LN 0100      35 TERUE=TERUE+SV1
LN 0101      29 H(J,I)=TERUE/(B1-B(I))
LN 0102      NHATRO(J)=I
LN 0103      IF(H(J,I).GT.3000.0) GO TO 24
LN 0104      23 CONTINUE
LN 0105      24 CONTINUE
LN 0106      WRITE(61,36)
LN 0107      36 FORMAT(1H1,40X,2#HTEROSSEG ERTEKEK A/CH-BEN/)
LN 0108      WRITE(61,36) (I, I=1,NRO)

```

```
LN 0109      38 FORMAT(19X,10(5X,3HR0(,I2,1H)))
LN 0110      WRITE(61,39) (RO(I),I=1,NRO)
LN 0111      39 FORMAT(19X,10(5X,F6.3))
LN 0112      WRITE(61,40)
LN 0113      40 FORMAT(6X,4HR(G))
LN 0114      DO 50 I=1,NBA
LN 0115      WRITE(61,51) (I,B(I),(H(J,I),J=1,NRO))
LN 0116      51 FORMAT(3X,I4,4X,F8.1,10(1X,F10.4))
LN 0117      50 CONTINUE
LN 0118      WRITE(61,1112) (NHATRO(J),J=1,NRO)
LN 0119      1112 FOPMAT(//10(3X,I4))
LN 0120      DO 53 I=1,NROA
LN 0121      DO 50 J=1,NHA
LN 0122      DO 54 KK=1,NRO
LN 0123      CALL KERES(H,HA(J),KK,L)
LN 0124      JC=ROA(I)
LN 0125      CALL KFRES(H,HA(J),JC,M)
LN 0126      CALL INTP(B,H,KK,L,HA(J),B1)
LN 0127      CALL INTP(B,H,ROA(I),M,HA(J),B2)
LN 0128      ARO=B2/PI
LN 0129      WRITE(61,1111) RO(KK)
LN 0130      1111 FORMAT(1H1,10X,3HR0=,F9.5)
LN 0131      WRITE(61,55) HA(J),RO(JC),ARO
LN 0132      55 FORMAT( 10X,3HHA=,F9.2 /9X,4HROA=,4X,F6.3/9X,4HARO=,4X,F8.5///
LN 0133      -16X,4HROA,11X,4HROA,11X,3HR0,9X,7HARO*BR0,9X,6HDELTAB/)
LN 0134      M=NHATRO(JC)
LN 0135      MM=NHATRO(KK)
LN 0136      DO 57 L=1,M
LN 0137      IF(H(JC,L).GE.H(KK,MM)) GOTO 901
LN 0138      IF(H(JC,L).LE.H(KK,1)) GO TO 56
LN 0139      CALL KERES(H,H(JC,L),KK,LL)
LN 0140      CALL INTP(B,H,KK,LL,H(JC,L),B3)
LN 0141      GO TO 58
LN 0142      56 B3=(B(1)/H(KK,1))*H(JC,L)
LN 0143      58 B4=B3*ARO
LN 0144      DELTAB=B(L)-B4
LN 0145      PX(L)=DELTAB
LN 0146      F(L)=H(JC,L)
LN 0147      JO=L
LN 0148      WRITE(61,59) L,H(JC,L),B(L),B3,B4,DELTAB
LN 0149      59 FORMAT(2X,I3,5(6X,F9.2))
LN 0150      57 CONTINUE
LN 0151      901 IF(RO(KK).EQ.RO(JC)) GOTO 54
LN 0152      DOR=PX(1)
LN 0153      DO 772 KA=2,JO
LN 0154      IF(ABS(DOR)-ABS(PX(KA))) 771,772,772
LN 0155      771 NX=KA
LN 0156      X7=PX(KA)
LN 0157      Y7=F(KA)
LN 0158      DOR=ABS(PX(KA))
LN 0159      772 CONTINUE
LN 0160      PA=0.
LN 0161      PY=HA(J)
LN 0162      MA=NX-1
```

```
LN 0163      X(MA)=3.0
LN 0164      MH=J0-1
LN 0165      DO 804 LI=NX,MH
LN 0166      X(LI)=ABS(((PA-PX(LI))*(-F(LI)))/(PY-F(LI))+PX(LI))
LN 0167      IF(X(LI).LT.X(LI-1)) GO TO 805
LN 0168      GOTO 804
LN 0169      805 DX=PX(LI-1)
LN 0170      DY=F(LI-1)
LN 0171      TAG=(PY-DY)/(-DX)
LN 0172      JM=LI
LN 0173      900 FORMAT(/// 2(3X,F12.4),3X,I6,3(3X,F12.5))
LN 0174      WRITE(61,900)PA,PY,NX,OY,CX,TAG
LN 0175      GOTO 806
LN 0176      804 CONTINUE
LN 0177      806 JJ=JM+1
LN 0178      DO 807 KI=JM,MH
LN 0179      807 DELTAX(KI)=ABS((F(KI)-PY)/TAG)+PA)-ABS(PX(KI))
LN 0180      BETA=DELTAX(JM)
LN 0181      DO 923 KU=JJ,MH
LN 0182      IF(BETA-DELTAX(KU)) 924,923,923
LN 0183      924 BETA=DELTAX(KU)
LN 0184      MF=KU
LN 0185      923 CONTINUE
LN 0186      CH=(F(MF)-PY)/TAG+PA
LN 0187      SX=(CH+PX(MF))/2.0
LN 0188      SY=F(MF)
LN 0189      Y=TAG*(-SX)+SY
LN 0190      XXX=ABS((Y7-Y)/TAG)
LN 0191      UTMAX=ABS(XXX-ABS(X7))
LN 0192      Y=Y/TAG
LN 0193      TAG=1.3/TAG
LN 0194      BETA=BETA/2.0
LN 0195      WRITE(61,810)TAG,Y,SX,SY,BETA,X7,Y7,UTMAX
LN 0196      810 FORMAT(///5X,4HTAN=,F11.4,5X,2HY=,F11.4,3(4X,F11.4),4HMAX=,3(2X,F1
LN 0197      -1.4))
LN 0198      54 CONTINUE
LN 0199      50 CONTINUE
LN 0200      53 CONTINUE
LN 0201      303 CONTINUE
LN 0202      END
```

```
LN 0001      SUBROUTINE KERES(H,S,I,L)
LN 0002      DIMENSION H(19,400)
LN 0003      K=0
LN 0004      1 K=K+1
LN 0005      IF(H(I,K).GE.S) GO TO 2
LN 0006      GO TO 1
LN 0007      2 L=K
LN 0008      RETURN
LN 0009      END
```

USASI FORTRAN DIAGNOSTIC RESULTS FOR KERES

NO ERRORS

USASI FORTRAN(2.1)/MASTER INTEGER WORD SIZE = 1 , * OPTION IS OFF , 0 OPTION IS OFF 06/05/73 PAGE 001

```
LN 0001      SUBROUTINE INTP(B,H,I,L,H1,B1)
LN 0002      DIMENSION B(400),H(10,400)
LN 0003      B1=(H1-H(I,L-1))/(H(I,L)-H(I,L-1))/(B(L)-B(L-1))+B(L-1)
LN 0004      RETURN
LN 0005      END
```

USASI FORTRAN DIAGNOSTIC RESULTS FOR INTP

NO ERRORS

LIA,L6C

2. MELLÉKLET

REVENUE	ADJUST	REVENUE	ADJUST	REVENUE	ADJUST	REVENUE	ADJUST
193	1	1	1	100.0	100.0	100.0	100.0
1	GH(1)	GH(1)	GH(1)	RD(1)	RUA(1)	HA(1)	HA(1)
1	0.0	0.00	1.000	4	3000.0		
2	5000.0	3.00	1.130				
3	6100.0	3.05	1.277				
4	6200.0	3.10	1.443				
5	6300.0	3.15	1.630				
6	6400.0	3.20	1.842				
7	6500.0	3.25	2.082				
8	6600.0	3.30	2.353				
9	6700.0	3.35	2.658				
10	6800.0	3.40					
11	6900.0	3.45					
12	7000.0	3.50					
13	7100.0	3.55					
14	7200.0	3.60					
15	7300.0	3.65					
16	7400.0	3.70					
17	7500.0	3.75					
18	7600.0	3.80					
19	7700.0	3.85					
20	7800.0	3.90					
21	7900.0	3.95					
22	8000.0	4.00					
23	8100.0	4.05					
24	8200.0	4.10					
25	8300.0	4.15					
26	8400.0	4.20					
27	8500.0	4.25					
28	8600.0	4.30					
29	8700.0	4.40					
30	8800.0	4.50					
31	8900.0	4.60					
32	9000.0	4.70					
33	9100.0	4.80					
34	9200.0	4.90					
35	9300.0	5.00					
36	9400.0	5.10					
37	9500.0	5.20					
38	9600.0	5.30					
39	9700.0	5.40					
40	9800.0	5.50					
41	9900.0	5.60					
42	10000.0	5.70					
43	10100.0	5.80					
44	10200.0	5.90					
45	10300.0	6.05					
46	10400.0	6.20					
47	10500.0	6.35					
48	10600.0	6.50					
49	10700.0	6.65					
50	10800.0	6.80					
51	10900.0	6.95					
52	11000.0	7.10					
53	11100.0	7.25					
54	11200.0	7.40					
55	11300.0	7.60					
56	11400.0	7.80					
57	11500.0	8.00					
58	11600.0	8.20					
59	11700.0	8.40					
60	11800.0	8.65					

61	11900.0	8.90
62	12000.0	9.20
63	12100.0	9.50
64	12200.0	9.80
65	12300.0	10.15
66	12400.0	10.50
7	12500.0	10.85
8	12600.0	11.20
9	12700.0	11.55
7	12800.0	11.90
7	12900.0	12.30
7	13000.0	12.80
7	13100.0	13.30
7	13200.0	13.80
7	13300.0	14.40
7	13400.0	15.00
77	13500.0	15.60
8	13600.0	16.20
90	13700.0	16.90
	13800.0	17.50
	13900.0	18.30
21	14000.0	19.00
21	14100.0	20.00
2	14200.0	21.00
2	14300.0	22.00
2	14400.0	23.00
2	14500.0	24.50
2	14600.0	26.00
6	14700.0	28.00
9	14800.0	30.00
9	14900.0	32.00
9	15000.0	34.00
9	15100.0	36.00
9	15200.0	38.00
9	15300.0	40.00
9	15400.0	42.00
9	15500.0	44.00
9	15600.0	45.50
9	15700.0	49.00
100	15800.0	51.50
1	15900.0	54.00
1	16000.0	56.50
1	16100.0	59.00
1	16200.0	63.00
1	16300.0	67.00
1	16400.0	71.00
1	16500.0	75.00
1	16600.0	79.00
1	16700.0	83.00
11	16800.0	87.00
111	16900.0	91.00
112	17000.0	95.00
113	17100.0	99.00
114	17200.0	103.00
115	17300.0	108.00
116	17400.0	113.00
117	17500.0	118.00
118	17600.0	123.00
119	17700.0	128.00
12	17800.0	133.00
121	17900.0	139.00
122	18000.0	145.00
123	18100.0	151.00
124	18200.0	157.00
125	18300.0	163.00
126	18400.0	169.00
127	18500.0	175.00
128	18600.0	182.00

64	6400.0	3.2600	3.4080	3.6432	3.9444	4.3194	4.7525	5.2417	5.7868	6.3988	7.0788
65	6500.0	3.2500	3.4612	3.7001	4.0220	4.4263	4.9125	5.4805	6.1305	6.8635	7.6705
66	6600.0	3.3000	3.5145	3.7570	4.1039	4.5382	5.0585	5.6645	6.3575	7.1385	8.0085
67	6700.0	3.3500	3.5677	3.8140	4.1881	4.6751	5.2425	5.8905	6.6205	7.4335	8.3305
68	6800.0	3.4000	3.6210	3.8718	4.2751	4.8057	5.4025	6.0817	6.8435	7.6885	8.6185
69	6900.0	3.4500	3.6743	3.9337	4.3097	4.8699	5.5025	6.2117	7.0035	7.8365	8.7115
70	7000.0	3.5000	3.7275	3.9990	4.4009	4.9509	5.6325	6.4083	7.2305	8.0935	8.9615
71	7100.0	3.5500	3.7807	4.0694	4.4894	5.0417	5.7425	6.5405	7.4035	8.2535	9.1115
72	7200.0	3.6000	3.8340	4.1429	4.5851	5.1327	5.8425	6.6517	7.5365	8.4135	9.2715
73	7300.0	3.6500	3.8872	4.2200	4.6832	5.2270	5.9475	6.7665	7.6815	8.5835	9.4315
74	7400.0	3.7000	3.9405	4.3005	4.7859	5.3269	6.0575	6.9005	7.8465	8.7835	9.5915
75	7500.0	3.7500	3.9937	4.3844	4.8934	5.4219	6.1525	7.0195	7.9965	8.9635	9.7515
76	7600.0	3.8000	4.0470	4.4714	4.9959	5.5125	6.2525	7.1465	8.1535	9.1035	9.9115
77	7700.0	3.8500	4.1028	4.5614	5.1020	5.6089	6.3475	7.2815	8.3035	9.2535	10.0715
78	7800.0	3.9000	4.1644	4.6544	5.2120	5.7109	6.4475	7.4265	8.4635	9.4135	10.2315
79	7900.0	3.9500	4.2328	4.7501	5.3259	5.8189	6.5925	7.5715	8.6235	9.5835	10.3915
80	8000.0	4.0000	4.3065	4.8486	5.4420	5.9327	6.7425	7.7265	8.7935	9.8635	10.5515
81	8100.0	4.0500	4.3859	4.9509	5.5620	6.0527	6.8975	7.9215	8.9835	10.0335	10.7115
82	8200.0	4.1000	4.4705	5.0614	5.6859	6.1789	7.0625	8.0765	9.1435	10.2035	10.8715
83	8300.0	4.1500	4.5604	5.1767	5.8220	6.3125	7.2075	8.2365	9.3235	10.3835	11.0315
84	8400.0	4.2000	4.6552	5.2975	5.9620	6.4475	7.3525	8.3965	9.4935	10.5735	11.1915
85	8500.0	4.2500	4.7548	5.4238	6.1089	6.5949	7.4975	8.5565	9.6635	10.7735	11.3515
86	8600.0	4.3000	4.8590	5.5553	6.2620	6.7549	7.6425	8.7265	9.8335	10.9835	11.5115
87	8700.0	4.4000	4.9655	5.6908	6.4089	6.9189	7.7875	8.9165	10.1635	11.1935	11.6715
88	8800.0	4.5000	5.0720	5.8294	6.5600	7.0889	7.9325	9.0865	10.3435	11.3735	11.8315
89	8900.0	4.6000	5.1785	5.9731	6.7131	7.2669	8.0725	9.2465	10.5235	11.5535	11.9915
90	9000.0	4.7000	5.2850	6.1228	6.8520	7.4525	8.2175	9.4165	10.7035	11.7335	12.1515
91	9100.0	4.8000	5.3930	6.2781	7.0000	7.6475	8.3725	9.5865	10.8835	11.9135	12.3115
92	9200.0	4.9000	5.5060	6.4391	7.1569	7.8489	8.5325	9.7665	11.0635	12.0935	12.4715
93	9300.0	5.0000	5.6242	6.6061	7.3200	8.0589	8.6875	9.9565	11.2435	12.2735	12.6315
94	9400.0	5.1000	5.7474	6.7862	7.4891	8.2769	8.8425	10.1465	11.4235	12.4535	12.7915
95	9500.0	5.2000	5.8754	6.9705	7.6650	8.5025	9.0075	10.3365	11.6035	12.6335	12.9515
96	9600.0	5.3000	6.0081	7.1575	7.8469	8.6789	9.1725	10.5265	11.7835	12.8135	13.1115
97	9700.0	5.4000	6.1453	7.3487	8.0350	8.8625	9.3475	10.7165	11.9635	12.9935	13.2715
98	9800.0	5.5000	6.2869	7.5449	8.2289	9.0525	9.5225	10.9065	12.1435	13.1735	13.4315
99	9900.0	5.6000	6.4327	7.7466	8.4280	9.2589	9.7075	11.0965	12.3235	13.3535	13.5915
00	10000.0	5.7000	6.5844	7.9538	8.6331	9.4669	9.9025	11.2865	12.5035	13.5335	13.7515
101	10100.0	5.8000	6.7415	8.1669	8.8444	9.6825	10.0975	11.4765	12.6835	13.7135	13.9115
102	10200.0	5.9000	6.9040	8.3854	9.0610	9.9050	10.2925	11.6665	12.8635	13.8935	14.0715
103	10300.0	6.0000	7.0720	8.6094	9.2850	10.1325	10.4875	11.8565	13.0435	14.0735	14.2315
104	10400.0	6.1000	7.2450	8.8389	9.5150	10.3675	10.6825	12.0465	13.2235	14.2535	14.3915
105	10500.0	6.2000	7.4230	9.0739	9.7500	10.6025	10.8775	12.2365	13.4035	14.4335	14.5515
106	10600.0	6.3000	7.6060	9.3144	9.9900	10.8425	11.0725	12.4265	13.5835	14.6135	14.7115
107	10700.0	6.4000	7.7940	9.5604	10.2350	11.0875	11.2675	12.6165	13.7635	14.7935	14.8715
108	10800.0	6.5000	7.9870	9.8129	10.4830	11.2925	11.4625	12.8065	13.9435	14.9735	15.0315
109	10900.0	6.6000	8.1850	10.0714	10.7360	11.5075	11.6575	12.9965	14.1235	15.1535	15.1915
110	11000.0	6.7000	8.3880	10.3359	11.0000	11.7225	11.8525	13.1865	14.3035	15.3335	15.3515
111	11100.0	6.8000	8.5960	10.6054	11.2680	11.9375	12.0475	13.3765	14.4835	15.5135	15.5115
112	11200.0	6.9000	8.8090	10.8809	11.5410	12.1625	12.2425	13.5665	14.6635	15.6935	15.6715
113	11300.0	7.0000	9.0270	11.1614	11.8190	12.3775	12.4375	13.7565	14.8435	15.8735	15.8315
114	11400.0	7.1000	9.2500	11.4479	12.1020	12.5925	12.6325	13.9465	15.0235	16.0535	16.0015
115	11500.0	7.2000	9.4780	11.7404	12.3900	12.8075	12.8275	14.1365	15.2035	16.2335	16.1615
116	11600.0	7.3000	9.7110	12.0389	12.6830	13.0225	13.0225	14.3265	15.3835	16.4135	16.3215
117	11700.0	7.4000	9.9490	12.3424	12.9810	13.2375	13.2175	14.5165	15.5635	16.5935	16.4815
118	11800.0	7.5000	10.1920	12.6509	13.2840	13.4525	13.4125	14.7065	15.7435	16.7735	16.6415
119	11900.0	7.6000	10.4400	12.9644	13.5920	13.6675	13.6075	14.8965	15.9235	16.9535	16.8015
120	12000.0	7.7000	10.6930	13.2829	13.9050	13.8825	13.8025	15.0865	16.1035	17.1335	16.9615
121	12100.0	7.8000	10.9510	13.6064	14.2230	14.1075	14.0075	15.2765	16.2835	17.3135	17.1215
122	12200.0	7.9000	11.2140	13.9349	14.5460	14.3325	14.2125	15.4665	16.4635	17.4935	17.2815
123	12300.0	8.0000	11.4820	14.2684	14.8740	14.5575	14.4175	15.6565	16.6435	17.6735	17.4415
124	12400.0	8.1000	11.7550	14.6069	15.2070	14.7825	14.6125	15.8465	16.8235	17.8535	17.6015
125	12500.0	8.2000	12.0330	14.9504	15.5450	15.0075	14.8075	16.0365	17.0035	18.0335	17.7615
126	12600.0	8.3000	12.3160	15.2989	15.8880	15.2325	15.0025	16.2265	17.1835	18.2135	17.9215
127	12700.0	8.4000	12.6040	15.6574	16.2360	15.4575	15.1975	16.4165	17.3635	18.3935	18.0815
128	12800.0	8.5000	12.8970	16.0209	16.5890	15.6825	15.3925	16.6065	17.5435	18.5735	18.2415
129	12900.0	8.6000	13.1950	16.3894	16.9460	15.9075	15.5875	16.7965	17.7235	18.7535	18.4015
130	13000.0	8.7000	13.4980	16.7629	17.3080	16.1325	15.7825	16.9865	17.9035	18.9335	18.5615
131	13100.0	8.8000	13.8060	17.1414	17.6750	16.3575	15.9775	17.1765	18.0835	19.1135	18.7215

TEREKUSSEG ENTEKER A/CMBEN

	RO(1)	RO(2)	RO(3)	RO(4)	RO(5)	RO(6)	RO(7)	RO(8)	RO(9)	RO(10)
	1.000	1.130	1.277	1.443	1.630	1.842	2.082	2.353	2.658	
1	100.0	0.0500	0.0532	0.0569	0.0611	0.0657	0.0710	0.0770	0.0838	0.0914
2	200.0	0.1000	0.1065	0.1138	0.1221	0.1315	0.1421	0.1541	0.1676	0.1829
3	300.0	0.1500	0.1597	0.1708	0.1832	0.1972	0.2131	0.2311	0.2515	0.2743
4	400.0	0.2000	0.2130	0.2277	0.2443	0.2630	0.2842	0.3082	0.3353	0.3658
5	500.0	0.2500	0.2662	0.2846	0.3059	0.3287	0.3552	0.3852	0.4191	0.4572
6	600.0	0.3000	0.3195	0.3415	0.3669	0.3945	0.4263	0.4623	0.5029	0.5487
7	700.0	0.3500	0.3727	0.3985	0.4275	0.4602	0.4973	0.5393	0.5868	0.6401
8	800.0	0.4000	0.4250	0.4559	0.4938	0.5260	0.5684	0.6164	0.6706	0.7316
9	900.0	0.4500	0.4792	0.5123	0.5497	0.5917	0.6394	0.6934	0.7549	0.8230
10	1000.0	0.5000	0.5375	0.5802	0.6281	0.6815	0.7405	0.7795	0.8382	0.9145
11	1100.0	0.5500	0.5857	0.6262	0.6718	0.7232	0.7815	0.8475	0.9221	1.0059
12	1200.0	0.6000	0.6390	0.6831	0.7329	0.7890	0.8526	0.9246	1.0059	1.0974
13	1300.0	0.6500	0.6922	0.7400	0.7940	0.8547	0.9236	1.0016	1.0897	1.1888
14	1400.0	0.7000	0.7455	0.7969	0.8550	0.9205	0.9947	1.0787	1.1735	1.2803
15	1500.0	0.7500	0.7987	0.8539	0.9161	0.9862	1.0657	1.1557	1.2574	1.3717
16	1600.0	0.8000	0.8520	0.9108	0.9772	1.0520	1.1368	1.2328	1.3412	1.4632
17	1700.0	0.8500	0.9052	0.9677	1.0383	1.1177	1.2078	1.3094	1.4250	1.5566
18	1800.0	0.9000	0.9585	1.0246	1.0993	1.1835	1.2789	1.3869	1.5088	1.6461
19	1900.0	0.9500	1.0117	1.0816	1.1609	1.2492	1.3479	1.4589	1.5827	1.7204
20	2000.0	1.0000	1.0650	1.1385	1.2215	1.3150	1.4210	1.5416	1.6765	1.8290
21	2100.0	1.0500	1.1182	1.1954	1.2826	1.3807	1.4920	1.6180	1.7603	1.9204
22	2200.0	1.1000	1.1715	1.2523	1.3430	1.4465	1.5631	1.6951	1.8441	2.0119
23	2300.0	1.1500	1.2247	1.3093	1.4047	1.5122	1.6341	1.7721	1.9280	2.1033
24	2400.0	1.2000	1.2780	1.3662	1.4658	1.5780	1.7052	1.8492	2.0118	2.1948
25	2500.0	1.2500	1.3312	1.4231	1.5269	1.6437	1.7762	1.9262	2.0956	2.2862
26	2600.0	1.3000	1.3845	1.4800	1.5879	1.7095	1.8473	2.0033	2.1794	2.3777
27	2700.0	1.3500	1.4377	1.5370	1.6490	1.7752	1.9183	2.0803	2.2633	2.4691
28	2800.0	1.4000	1.4910	1.5939	1.7101	1.8410	1.9894	2.1574	2.3471	2.5606
29	2900.0	1.4500	1.5442	1.6508	1.7712	1.9067	2.0604	2.2349	2.4309	2.6520
30	3000.0	1.5000	1.5975	1.7077	1.8322	1.9725	2.1315	2.3115	2.5047	2.7435
31	3100.0	1.5500	1.6507	1.7647	1.8933	2.0382	2.2025	2.3885	2.5866	2.8349
32	3200.0	1.6000	1.7040	1.8216	1.9544	2.1040	2.2736	2.4656	2.6624	2.9264
33	3300.0	1.6500	1.7572	1.8785	2.0155	2.1697	2.3446	2.5426	2.7522	3.0192
34	3400.0	1.7000	1.8105	1.9354	2.0765	2.2355	2.4157	2.6197	2.8300	3.1128
35	3500.0	1.7500	1.8637	1.9924	2.1370	2.3012	2.4867	2.6967	2.9439	3.2060
36	3600.0	1.8000	1.9170	2.0493	2.1987	2.3870	2.5778	2.7738	3.0177	3.3015
37	3700.0	1.8500	1.9702	2.1062	2.2598	2.4827	2.6888	2.8508	3.1021	3.3988
38	3800.0	1.9000	2.0235	2.1631	2.3208	2.5985	2.8099	2.9279	3.1910	3.4964
39	3900.0	1.9500	2.0767	2.2201	2.3819	2.7242	2.9410	3.0049	3.2849	3.5952
40	4000.0	2.0000	2.1300	2.2770	2.4430	2.8300	2.8920	3.0820	3.3835	3.6947
41	4100.0	2.0500	2.1832	2.3339	2.5041	2.9295	2.9130	3.1590	3.4863	3.7955
42	4200.0	2.1000	2.2365	2.3908	2.5651	2.9815	2.9841	3.2372	3.5930	3.8974
43	4300.0	2.1500	2.2897	2.4478	2.6262	2.8272	3.0552	3.3198	3.7035	3.9999
44	4400.0	2.2000	2.3430	2.5047	2.6873	2.8930	3.1262	3.4067	3.8184	4.1031
45	4500.0	2.2500	2.3962	2.5616	2.7484	2.9588	3.1972	3.4976	3.9307	4.2069
46	4600.0	2.3000	2.4495	2.6185	2.8094	3.0245	3.2683	3.5923	4.0402	4.3117
47	4700.0	2.3500	2.5027	2.6755	2.8705	3.0902	3.3396	3.6904	4.1465	4.4174
48	4800.0	2.4000	2.5560	2.7324	2.9310	3.1560	3.4140	3.7919	4.2495	4.5248
49	4900.0	2.4500	2.6092	2.7893	2.9927	3.2217	3.4924	3.8964	4.3519	4.6327
50	5000.0	2.5000	2.6625	2.8462	3.0537	3.2875	3.5746	4.0059	4.4569	4.7415
51	5100.0	2.5500	2.7157	2.9032	3.1148	3.3532	3.6603	4.1202	4.5632	4.8511
52	5200.0	2.6000	2.7690	2.9601	3.1759	3.4190	3.7493	4.2493	4.6722	4.9614
53	5300.0	2.6500	2.8222	3.0170	3.2370	3.4849	3.8414	4.3724	4.7838	5.0724
54	5400.0	2.7000	2.8755	3.0739	3.2980	3.5535	3.9364	4.5002	4.8967	5.1840
55	5500.0	2.7500	2.9287	3.1309	3.3591	3.6259	4.0343	4.6476	5.0105	5.2961
56	5600.0	2.8000	2.9820	3.1878	3.4202	3.7018	4.1355	4.7975	5.1267	5.4088
57	5700.0	2.8500	3.0352	3.2447	3.4813	3.7810	4.2424	4.9555	5.2406	5.5221
58	5800.0	2.9000	3.0885	3.3016	3.5423	3.8634	4.3551	5.1277	5.3591	5.6360
59	5900.0	2.9500	3.1417	3.3585	3.6034	3.9488	4.4732	5.3128	5.4822	5.7504
60	6000.0	3.0000	3.1950	3.4155	3.6645	4.0371	4.5964	5.5138	5.6099	5.8653
61	6100.0	3.0500	3.2482	3.4724	3.7256	4.1281	4.7266	5.7305	5.8144	5.9807
62	6200.0	3.1000	3.3015	3.5293	3.7867	4.2217	4.8657	5.9624	6.0323	6.0966
63	6300.0	3.1500	3.3547	3.5863	3.8478	4.3180	5.0023	6.2148	6.2549	6.2130

132	13200.0	13.8000	20.7194	39.6183	79.3361	184.2201	339.5511	1238.1740	2266.2286	0.0000
133	13300.0	14.4000	21.0243	42.1201	84.0370	199.5668	377.0579	1301.5350	2352.2614	0.0000
134	13400.0	15.0000	21.3292	44.7441	89.0002	210.2510	316.1046	1360.3205	2439.9381	0.0000
135	13500.0	15.6000	21.6340	47.4896	94.2500	224.2429	356.7184	1432.5157	2527.7334	0.0000
136	13600.0	16.2000	21.9388	50.3350	99.8167	233.5138	399.0012	1500.0748	2617.1227	0.0000
137	13700.0	16.8000	22.2436	53.4359	106.7369	247.0846	444.0988	1568.9705	2707.9816	0.0000
138	13800.0	17.4000	22.5484	56.6375	112.0239	256.0271	488.6978	1639.1744	2799.0866	0.0000
139	13900.0	18.0000	22.8532	59.9867	118.6001	271.3147	538.0315	1710.6582	2891.6152	0.0000
140	14000.0	18.6000	23.1580	63.4880	125.7870	283.9184	584.9748	1783.3965	2985.1455	0.0000
141	14100.0	19.2000	23.4628	67.1053	133.4550	299.8280	635.4921	1857.3557	3079.6553	0.0000
142	14200.0	19.8000	23.7676	71.0141	141.7193	317.1255	689.5489	1932.5149	0.0000	0.0000
143	14300.0	20.4000	24.0724	75.0308	150.7197	325.9499	741.1129	2008.8470	0.0000	0.0000
144	14400.0	21.0000	24.3772	79.2120	160.4388	335.4033	791.1528	2086.3276	0.0000	0.0000
145	14500.0	21.6000	24.6820	83.5484	171.0715	345.4983	838.6358	2164.9313	0.0000	0.0000
146	14600.0	22.2000	24.9868	88.0576	182.7433	356.2422	884.6304	2244.6334	0.0000	0.0000
147	14700.0	22.8000	25.2916	92.7743	195.5507	367.6451	929.1857	2325.4100	0.0000	0.0000
148	14800.0	23.4000	25.5964	97.7098	209.5770	379.7072	972.3312	2407.2376	0.0000	0.0000
149	14900.0	24.0000	25.9012	102.8804	224.8737	392.4297	1014.0953	2490.0953	0.0000	0.0000
150	15000.0	24.6000	26.2060	108.2261	241.4757	405.8041	1054.6278	2573.9622	0.0000	0.0000
151	15100.0	25.2000	26.5108	113.7729	259.3993	420.7927	1094.1455	2658.8185	0.0000	0.0000
152	15200.0	25.8000	26.8156	119.5383	278.6538	436.3494	1132.6997	2744.6645	0.0000	0.0000
153	15300.0	26.4000	27.1204	125.5050	299.3189	452.5859	1170.3354	2831.4213	0.0000	0.0000
154	15400.0	26.8000	27.4252	131.6864	321.4371	469.5071	1207.0793	2919.1304	0.0000	0.0000
155	15500.0	27.4000	27.7300	138.0910	344.9970	487.1251	1242.9736	3007.7536	0.0000	0.0000
156	15600.0	28.0000	28.0348	144.7308	369.9900	505.9498	1278.0366	0.0000	0.0000	0.0000
157	15700.0	28.6000	28.3396	151.6144	396.4067	525.9798	1312.2818	0.0000	0.0000	0.0000
158	15800.0	29.2000	28.6444	158.7528	424.2400	547.2347	1345.7200	0.0000	0.0000	0.0000
159	15900.0	29.8000	28.9492	166.1460	453.5000	569.8250	1378.3642	0.0000	0.0000	0.0000
160	16000.0	30.4000	29.2540	173.7950	484.2860	593.7560	1410.2160	0.0000	0.0000	0.0000
161	16100.0	31.0000	29.5588	181.7060	516.6000	618.9270	1441.2780	0.0000	0.0000	0.0000
162	16200.0	31.6000	29.8636	189.8800	550.4400	645.3390	1471.5510	0.0000	0.0000	0.0000
163	16300.0	32.2000	30.1684	198.3160	585.8000	673.0930	1501.0360	0.0000	0.0000	0.0000
164	16400.0	32.8000	30.4732	207.0160	622.7800	702.1890	1530.7340	0.0000	0.0000	0.0000
165	16500.0	33.4000	30.7780	216.0800	662.3900	732.6270	1560.6460	0.0000	0.0000	0.0000
166	16600.0	34.0000	31.0828	225.5000	703.6300	764.5110	1590.7730	0.0000	0.0000	0.0000
167	16700.0	34.6000	31.3876	235.2760	746.5000	797.9410	1621.1160	0.0000	0.0000	0.0000
168	16800.0	35.2000	31.6924	245.4000	791.0000	832.9210	1651.6760	0.0000	0.0000	0.0000
169	16900.0	35.8000	32.0000	255.8800	837.2400	869.4510	1682.4530	0.0000	0.0000	0.0000
170	17000.0	36.4000	32.3076	266.7160	885.2400	907.5310	1713.4460	0.0000	0.0000	0.0000
171	17100.0	37.0000	32.6152	277.9160	934.9900	947.2610	1744.6560	0.0000	0.0000	0.0000
172	17200.0	37.6000	32.9228	289.4800	986.4000	988.6410	1776.0830	0.0000	0.0000	0.0000
173	17300.0	38.2000	33.2304	301.4000	1039.4400	1031.6710	1807.7270	0.0000	0.0000	0.0000
174	17400.0	38.8000	33.5380	313.6800	1094.1200	1076.3510	1839.5880	0.0000	0.0000	0.0000
175	17500.0	39.4000	33.8456	326.3200	1150.4400	1122.6810	1871.6660	0.0000	0.0000	0.0000
176	17600.0	40.0000	34.1532	339.3200	1208.4000	1170.6610	1903.9610	0.0000	0.0000	0.0000
177	17700.0	40.6000	34.4608	352.6800	1267.9200	1220.2910	1936.4730	0.0000	0.0000	0.0000
178	17800.0	41.2000	34.7684	366.4000	1329.0000	1271.5710	1969.2030	0.0000	0.0000	0.0000
179	17900.0	41.8000	35.0760	380.4800	1391.6400	1324.0010	2002.1500	0.0000	0.0000	0.0000
180	18000.0	42.4000	35.3836	394.9200	1455.8400	1377.5810	2035.3130	0.0000	0.0000	0.0000
181	18100.0	43.0000	35.6912	409.7200	1521.6000	1432.3110	2068.6930	0.0000	0.0000	0.0000
182	18200.0	43.6000	36.0000	424.8800	1588.9200	1488.1910	2102.2900	0.0000	0.0000	0.0000
183	18300.0	44.2000	36.3076	440.4000	1657.8000	1545.2210	2136.1030	0.0000	0.0000	0.0000
184	18400.0	44.8000	36.6152	456.2800	1728.2400	1603.4110	2170.1330	0.0000	0.0000	0.0000
185	18500.0	45.4000	36.9228	472.5200	1800.2400	1662.7510	2204.3800	0.0000	0.0000	0.0000
186	18600.0	46.0000	37.2304	489.1200	1873.8000	1723.2410	2238.8430	0.0000	0.0000	0.0000
187	18700.0	46.6000	37.5380	506.0800	1948.9200	1784.8810	2273.5130	0.0000	0.0000	0.0000
188	18800.0	47.2000	37.8456	523.4000	2025.6000	1847.6710	2308.3900	0.0000	0.0000	0.0000
189	18900.0	47.8000	38.1532	541.0800	2103.8400	1911.6110	2343.4730	0.0000	0.0000	0.0000
190	19000.0	48.4000	38.4608	559.1200	2183.6400	1976.7010	2378.7630	0.0000	0.0000	0.0000
191	19100.0	49.0000	38.7684	577.5200	2265.0000	2042.9410	2414.2600	0.0000	0.0000	0.0000
192	19200.0	49.6000	39.0760	596.2800	2347.9200	2110.3310	2450.9630	0.0000	0.0000	0.0000
193	19300.0	50.2000	39.3836	615.4000	2432.4000	2178.8710	2487.8730	0.0000	0.0000	0.0000
194	19400.0	50.8000	39.6912	634.8800	2518.4400	2248.5610	2524.9900	0.0000	0.0000	0.0000
195	19500.0	51.4000	39.9988	654.7200	2606.0400	2319.4010	2562.3130	0.0000	0.0000	0.0000
196	19600.0	52.0000	40.3064	674.9200	2695.2000	2391.3910	2600.8430	0.0000	0.0000	0.0000
197	19700.0	52.6000	40.6140	695.4800	2786.9200	2464.5310	2639.5800	0.0000	0.0000	0.0000
198	19800.0	53.2000	40.9216	716.4000	2880.2400	2538.8210	2678.5230	0.0000	0.0000	0.0000
199	19900.0	53.8000	41.2292	737.6800	2975.1600	2614.2610	2717.6730	0.0000	0.0000	0.0000

A TANULMÁNYOK sorozatban eddig megjelentek:

- 1/1973 Pásztor Katalin: Módszerek Boole-függvények minimális vagy nem redundáns, $\{\wedge, \vee, \neg\}$ vagy $\{\text{NOR}\}$ vagy $\{\text{NAND}\}$ bázisbeli, zárójeles vagy zárójel nélküli formuláinak előállítására
- 2/1973 Вашкеви Иштван: Расчленение многосвязных промышленных процессов с помощью вычислительной машины
- 3/1973 Ádám György: A számítógépipar helyzete 1972 második felében
- 4/1973 Bányász Csilla: Identification in the Presence of Drift
- 5/1973* Gyürki J.–Laufer J.–Girnt M.–Somló J.: Optimalizáló adaptív szerszám-gépirányítási rendszerek
- 6/1973 Szelke Erzsébet–Tóth Károly: Felhasználói Kézikönyv (USER MANUAL) a Folytonos Rendszerek Szimulációjára készült ANDISIM programnyelvhez
- 7/1973 Legendi Tamás: A CHANGE nyelv/multiprocessor
- 8/1973 Klafszy Emil: Geometriai programozás és néhány alkalmazása
- 9/1973 R. Narasimhan: Picture Processing Using Pax
- 10/1973 Dibuz Ágoston–Gáspár János–Várszegi Sándor: MANU–WRAP hátlaphuzalozó, MSI–TESTER integrált áramköröket mérő, TESTOMAT–C logikai hálózatokat vizsgáló berendezések ismertetése
- 11/1973 Matolcsi Tamás: Az optimum–számítás egy új módszeréről
- 12/1973 Makroprocesszorok, programozási nyelvek. Cikkgyűjtemény az NJSzT és SZTAKI közös kiadásában
Szerkesztette: Legendi Tamás
- 13/1973 Jedlovsky Pál: Új módszer bonyolult rektifikáló oszlopok vegyész-mérnöki számítására
- 14/1973 Bakó András: MTA Kutatóintézeteinek bérszámfejtése számítógéppel
- 15/1973 Ádám György: Kelet–nyugati kapcsolatok a számítógépiparban
- 16/1973 Fidrich Ilona–Uzsoky Miklós: LIDI–72 Listakezelő rendszer a Digitális Osztályon, 1972. évi változat
- 17/1974 Gyürki József: Adaptív termelésprogramozó rendszer (APS) termelő műhelyek irányítására
- 18/1974 Pikler Gyula: Mini–számítógépes interaktív alkatrészprogramíró rendszer NC szerszámgépek automatikus programozásához

* -gal jelölt kivételével a sorozat számai megrendelhetők az Intézet Könyvtáránál (Budapest, I., Uri u. 49.)

- 19/1974 Gertler, J.–Sedlak, J.: Software for Process Control
- 20/ 1974 Vámos, T.–Vassy, Z.: Industrial Pattern Recognition Experiment – A Syntax Aided Approach
- 21/1974 KGST 1–15–1 témában folytatott szeminárium előadásai (1973. február)
- 22/1974 Arató M.–Benczúr A.–Krámlí A.–Pergel J.: Statistical problems of the elementary Gaussian processes

Jelen tanulmány a
4.8.1. Mágneses terek nomogra-
fikus és digitális szimulációja
c. intézeti alapkutatási téma
keretében készült.

Beérkezett: 1973. október 3.

