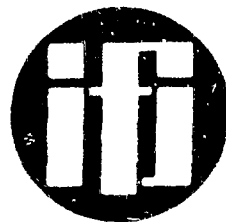


INSTYTUT FIZYKI JADROWEJ
INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ



KRAKÓW

RAPORT No 869/PL

STRUKTURA POLA MAGNETYCZNEGO
CYKLOTRONU U-120
DLA AKCELERACJI CIĘŻKICH JONÓW

J. SCHWABE , J. STARZEWSKI

1 9 7 5

**STRUKTURA POLA MAGNETYCZNEGO CYKLOTRONU U-120
DLA AKCELERACJI CIĘŻKICH JONÓW**

**MAGNETIC FIELD STRUCTURE OF THE U-120 CYCLOTRON
FOR HEAVY IONS ACCELERATION**

**СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЦИКЛОТРОНА У-120
ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Jerzy SCHWARB, Jerzy STARZEWSKI

Instytut Fizyki Jądrowej, 31-342 Kraków, Polska

**K r a k ó w
Kwiecień 1974**

II

Proponowana przestrzenna struktura magnetyczna daje możliwość akceleracji jonów ze stosunkiem $Z/A = 0,665 - 0,1$ w warunkach quasi-izochronicznych na cyklotronie U-120 w Krakowie. Jednocześnie uzyskuje się znaczne polepszenie emittansa akcelerowanej wiązki, zmniejszenie rozrzutu energii do wartości rzędu $\sim 10^{-3}$ oraz powiększenie maksymalnej energii przyspieszanych jonów.

The proposed magnetic structure makes possible the acceleration, in quasi-isochronous conditions, of ions having the ratio $Z/A = 0,665 - 0,1$ on the U-120 cyclotron in Cracow. Simultaneously, significant improvement of the accelerated beam emittance, decrease in energy scattering down to a value of $\sim 10^{-3}$, and an increase in the maximum accelerated beam energy may be obtained.

(author)

С помощью предлагаемой магнитной структуры поля возможно ускорять ионы с соотношением $Z/A = 0,665 - 0,1$ в квази-изохронном режиме ускорения. Одновременно значительно улучшается эмиттанс пучка, а также уменьшается энергетический разброс (до $\sim 10^{-3}$). Магнитная структура разрешает увеличить максимальную энергию ускоряемых ионов.

III

Spis treści

	str.
1. Wstęp	1
2. Wybór struktury pola magnetycznego	2
3. Formowanie średniego pola magnetycznego . .	4
4. Określenie współczynnika magnetyzacji . . .	9
5. Wpływ efektu brzegowego	11
6. Uwagi o programie FERMA	12
7. Wyniki formowania średniego pola magnetycz- nego przy pomocy szynów	13
8. Cewki korekcji pola magnetycznego	14
9. Przestrzenna wariancja pola magnetycznego . .	15
10. Zakończenie	20
11. Spis literatury	22

1. W S T Ź P

Konwencjonalny cyklotron U-120 może być wykorzystany do przyspieszania lekkich cząstek jak: p, d, oraz ciężkich, ze stosunkiem ładunku do masy $f_1 = \frac{Z}{A} = 0,665 - 0,3$ na podstawowej częstotliwości. Przy pracy na harmonicznych można zakres ten znacznie rozszerzyć (do $f_{\min} = 0,14$).

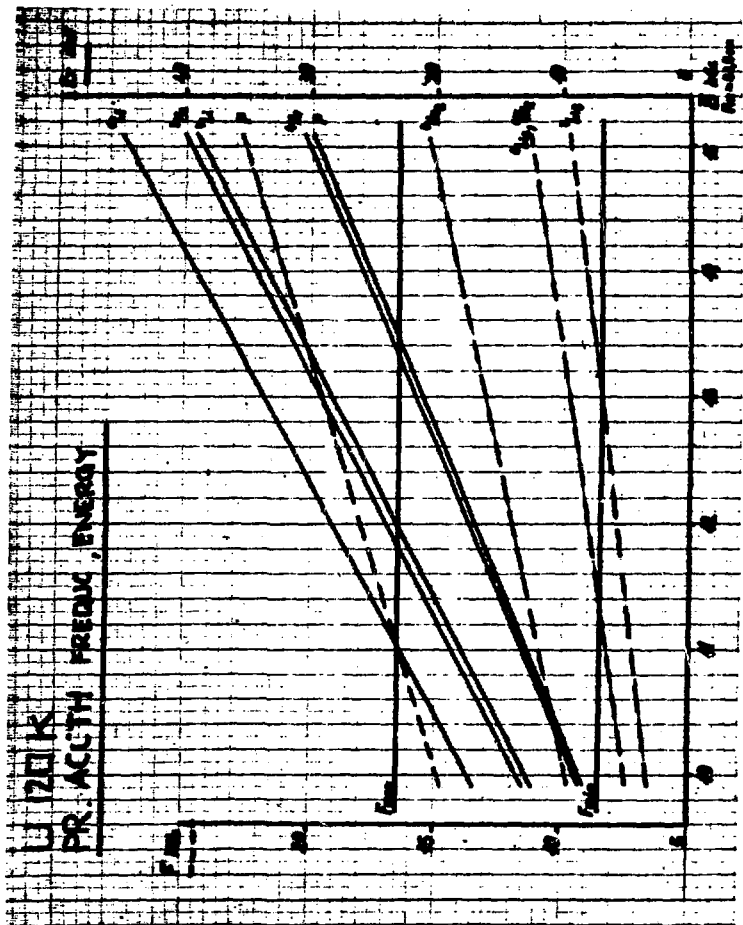
Przy akceleracji lżejszych jonów (np. He_2^3 , Li_3^6 , Li_2^8 , He_2^4) należy odpowiednio uformować pole magnetyczne akceleratora, aby uniknąć dużych strat fazowych i poprawić jakość akcelerowanej wiązki.

Układ wysokiej częstotliwości, linie rezonansowe i fidery zasilające nie wymagają zmian.

Przy analizie budowy pola przyjęto maksymalną szczelinę magnesu $b = 22$ cm, a minimalną $b = 17,0$ cm. Założono maksymalne pole w centrum maszyny $H_0 = 14,4$ kOe. Pole to można uzyskać przy przepływie 450 A w uswojeniu magnesu głównego SP44B. Zależność indukcji pola od promienia uzyskaną eksperymentalnie podano na wykresie 1.

Ze względu na zmianę pola magnetycznego, należy zmienić także warunki iniekcji i ekstrakcji. Jednakże zmiany te nie są duże i sprowadzają się do odpowiedniego ustawienia deflektora i zastosowania właściwego pullera w centrum maszyny.

Warunki energetyczne niektórych jonów, jakie będzie można uzyskać po adaptacji zamieszczono w tabeli 1 i na wykresie 1a. Modernizacja polega zasadniczo na przebudowie pola magnetycznego. Dla akceleracji lżejszych jonów racjonalne jest podwyższenie pola średniego na końcowych promieniach akceleracji. Przewidziana jest również ko-



1a.

U-120K

$H_z^{(max)} = 14520 - 10 \text{ kOe}$

TABLE 1

$F = 8.6 - 16.3 \text{ MHz}$

$^*F = 7.4 - 16.3 \text{ MHz}$

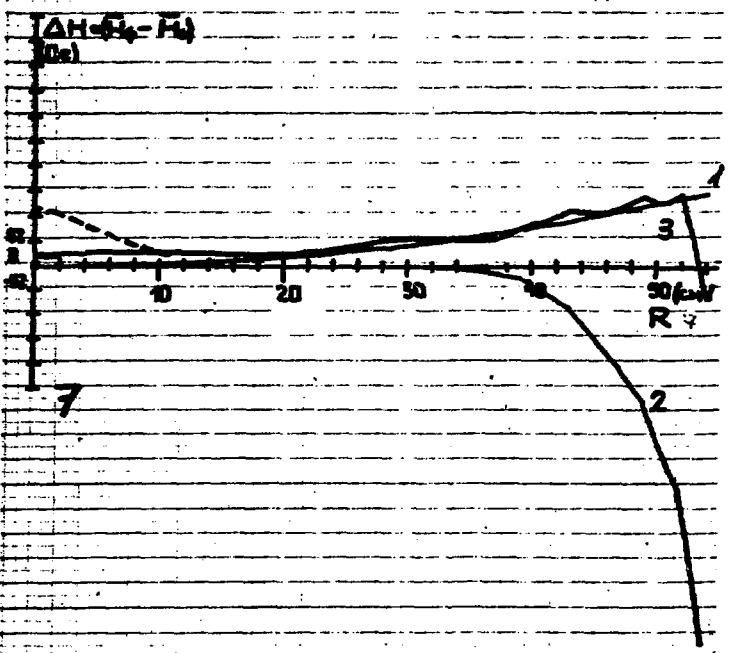
	E/N		E [MeV]		$\frac{\Delta E}{E}$	$J_{\mu A}$	ξ_L
	MAX	MIN	MAX	MIN			
P	13,2	7	13,8	7	$\sim 10^{-3}$	>100	1
d	7,0	2,25	14	4,5	$\sim 10^{-3}$	>100	0,5
H ₂	7,0	2,25	14	13,4	$\sim 10^{-3}$	>100	0,5
He ₂ ³	12,3	4,5	37	13,8			0,665
He ₂ ⁴	7,3	3,45	29	14,8	$\sim 10^{-3}$	>50	0,5
Li ₃ ⁸	7,0	4,0	42	24,0			0,5
Li ₃ ⁷	5,1	4,0	35,5	28,0			0,427
O ₆ ¹⁶	1,8	1,23	28,8	20,0			0,375
N ₅ ¹⁴	1,8	1,2	25,2	16,8			0,357
	*4,2	1,15	59	16			
C ₄ ¹²	1,8	1,1	21,6	13,2			0,333
	*3,1	1,1	37,1	12,2			
O ₅ ¹⁶	1,7	0,9	26,8	14,4			0,312
	*2,8	0,9	45	14,4			
N ₄ ¹⁴	1,7	0,8	23,8	11,2			0,285
C ₃ ¹²	1,7	0,6	20,2	7,2			0,25
O ₄ ¹⁶	1,7	0,6	27	9,6			0,25
N ₃ ¹⁴	1,4	0,5	19,8	7,0			0,214
Ar ₈ ⁴⁰	1,2	0,5	48	20			0,2
Ar ₇ ⁴⁰	0,8	0,5	32	20			0,175

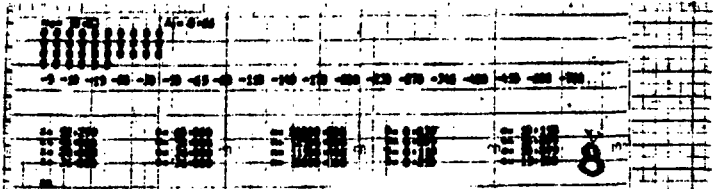
0000000000
 0000000000
 0000000000
 0000000000
 0000000000

5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 65 70 75 80 85 90 95 100

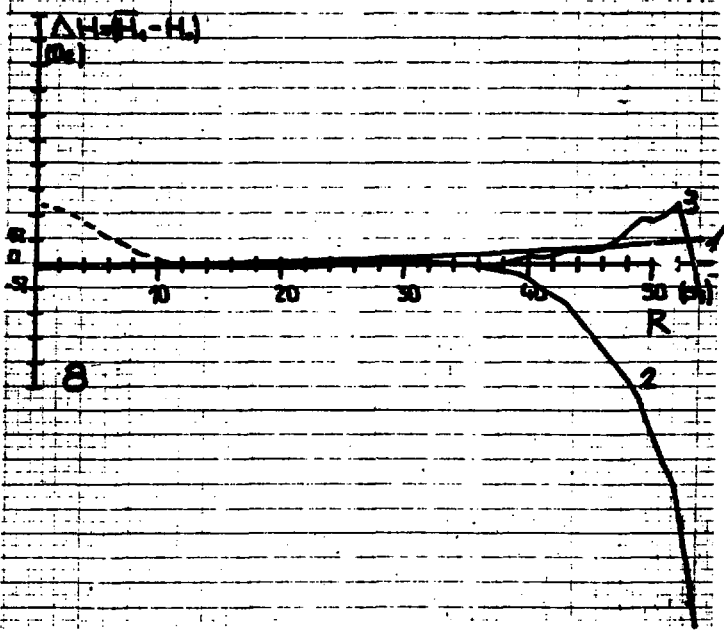
0000 0000 0000 0000 0000 7

PROS. > PERMA < MEAN FZ H₀ = N. 4 RUC

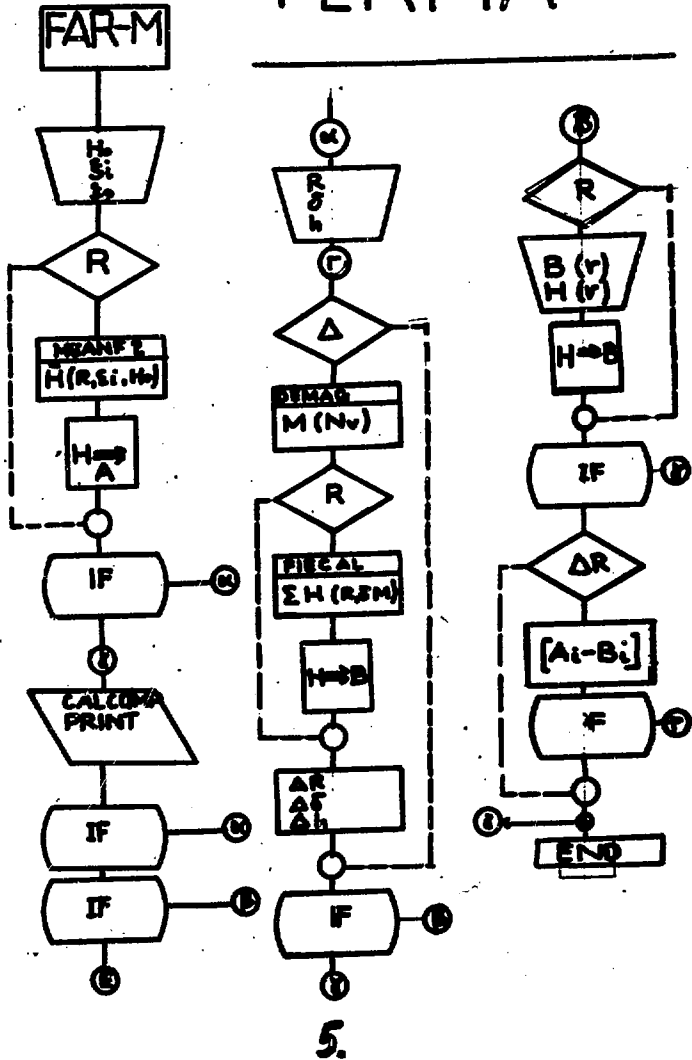




PROG: 5 FERMAC HEANPZ H₀ = 10. K0₀



FERMA



rekoja tego pola oraz zmiany jego gradientu z uwagi na zmienne energie i różnorodność przyspieszanych cząstek.

2. WYBÓR STRUKTURY POLA MAGNETYCZNEGO

Jak wiadomo, można sformować pole magnetyczne, w którym przyspieszanie będzie odbywać się z minimalnymi przesunięciami fazowymi. Budowa takiego pola jest jednak skomplikowana i trudna do realizacji technicznej, uwzględniając zakres pracy akceleratora ze zmienną energią oraz ze względu na fakt istnienia konkretnych układów W.Cz.

W związku z tym wygodniej jest wybrać reżym pracy, dopuszczający przesunięcia fazowe w ściśle kontrolowanych granicach, uwzględniając jednocześnie możliwość zmiany tych granic. Lit. A. Ten typ akceleracji można określić jako quasi - izochroniczny.

W rozwiązaniu tego zagadnienia kierowano się sformowaniem takiej struktury pola, którą można by zmieniać przy minimalnych prądach w cewkach korekcyjnych i która wprowadzałaby przesunięcia fazowe w akcelerowanej wiązce w dopuszczalnych granicach, dla których cząstki osiągałyby deflektor przy istniejących napięciach na duancie.

Przy takich założeniach średnie pole magnetyczne należy formować wg warunku:

$$f_{\min} < f_0 \leq f_{\max}. \quad (1)$$

przy czym wartość f_0 jest związana z warunkiem jednokowej wielkości napięcia akceleracji przy przyspieszeniu jonów $\geq f_{\min}$ i f_{\max} . Pole izochroniczne zes

je zbudowane dla wartości f_0 tj. niejako dla fikcyjnego jonu. Wartość f_0 jest analizowana w Lit. A.

Średnie pole magnetyczne w tym wypadku ma postać:

$$H_z(R, f_i) = H_0 \left[1 + \left(\frac{f_0}{f_i} \right)^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{eHR}{E_{op}} \right)^2 \cdot f_i^2} - 1 \right) \pm h \right] \quad |2|$$

gdzie: H_0 - natężenie pola magnetycznego w centrum akceleratora

$f_0 = \frac{Z}{A} \frac{c}{\lambda_b}$ - dla fikcyjnego jonu $f_{\min} < f_0 < f_{\max}$

$\bar{H}(R)$ - natężenie pola magnetycznego na rozpatrywanym promieniu

E_{op} - energia spoczynkowa protonu

$f_i = \frac{Z}{A} \frac{c}{\lambda_i}$ - dla rozpatrywanego jonu

$h(f_i)$ - współczynnik przestrajanja pola magnetycznego określony w pracy Lit. A.

Współczynnik $h(f, 0_{wej}, 0_{wyj}, V_d)$ ma ważne znaczenie. Przy jego pomocy reguluje się wielkość przesunięć fazowych wiązki.

Wielkość ta podana na wykresie 2 została wyliczona przy pomocy programu HEAVY I, podprogram CORRF (correction of field) (blokowy log. schemat) na komputerze MAIRI II i wykreślona za pomocą plottera. Lit. A.

W zadanych granicach $f_i = 0,3 - 0,665$ wartość tego współczynnika zmienia się od $-6 \cdot 10^{-3}$ do $+10^{-3}$. Jest to równoważne przestrajanju pola H (SR) w zakresie od -116 Oe do $+10$ Oe. Łatwo zauważyć, że nie trudno jest uzyskać taką korekcję za pomocą cewek prądowych.

3. FORMOWANIE ŚREDNIEGO POLA MAGNETYCZNEGO $H_z(SR)$

Zależność średniego pola $H_z(\xi, R)$ dla danego ξ (krzywa 1) pokazana jest na wykresach 3, 4 dla $H_0 = 14,4 \text{ kOe}$ i $H_0 = 10 \text{ kOe}$. Na tych samych wykresach podano również zależność $H(R)$ dla płaskiego pola magnetycznego U-120 przy szczelinie $b = 22 \text{ cm}$ (krzywa 2) pomiarzoną na modelu w ZIBJ Dubna. Trzecia zależność przedstawia wypadkowe pole magnetyczne po szymowaniu (krzywa 3).

Wszystkie te krzywe otrzymano na plotterze komputera MAIRI II przy pomocy ułożonego dla tego celu programu FERMA, którego schemat logiczny podano na wykresie 5. W programie FERMA zastosowano algorytm oparte o teorię równomiernego namagnesowania zaproponowaną przez dr W. Daniłowa 1958 r. Lit. 1. Pole magnetyczne w programie przyjęto jako aksjalnie symetryczne. Równanie (3) przyjęto jako skalarny potencjał pola magnetycznego w rozpracowaniu programu FERMA dla określania zależności pól magnetycznych od pierścieniowych szymów, dysków i cewek prądowych.

$$\begin{aligned}\phi &= M \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{dV'}{r} = M \frac{\partial}{\partial z} \int_V \left[\int_0^\pi e^{-(z-z')\lambda} J_0(b_r \lambda) d\lambda \right] dV' \\ &= \Phi + \phi_m(v, z, \psi) \quad |3|\end{aligned}$$

$$b^2 = z^2 + r^2 - 2zr' \cos(\phi - \psi)$$

gdzie oznaczono: x, y, r, z

- współrzędne punktu odniesienia

x', y', r', z'

- współrzędne punktu elementu rozpatrywanego dV

$J_0(b, \lambda)$ - funkcje Bessela pierwszego rodzaju rzędu 0.

Funkcja

$$\bar{\Phi}(r, z) = M \frac{\partial}{\partial z} \left[\int_{V_1}^{\infty} e^{-(z-z')\lambda} J_0(\lambda r) J_0(\lambda r') d\lambda \right] dV' \quad 141$$

przedstawia skalarny potencjał aksjalno-symetrycznej osi pola, a wyrażenie

$$\Phi_M(r, x, \psi) = 2M \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} \left[\int_{V_1}^{\infty} e^{-(z-z')\lambda} J_m(\lambda r) J_m(\lambda r') \cos(\phi - \psi) dV' \right] \quad 151$$

jest drugą osiową potencjału w postaci sumy harmonicznych pola magnetycznego.

Równanie potencjału (3) przedstawia w zasadzie rozkład w postaci szeregu Fouriera skalarnego potencjału równomiernie namagnesowanego dowolnego ciała.

Dla wygody w układaniu programu posłużono się równaniami (4,5) wyrażonymi przez sferyczne funkcje Legendra drugiego rodzaju z indeksem 1/2. Przejście na funkcję Legendra można dokonać stosując całkowite wyrażenia funkcji Bessela pierwszego rodzaju rzędu ν :

$$\int_0^{\infty} e^{-at} J_\nu(ft) J_\nu(gt) dt = \frac{1}{\pi \sqrt{fg}} \cdot Q_{\nu-1/2} \quad 161$$

$$x = \frac{(a^2 + f^2 + g^2)}{2fg}$$

$$\nu = 0, 1, 2, 3, \dots, i$$

Skalarny potencjał po prostych przekształceniach
przyjme postać:

$$\bar{\Phi} = M \int_V \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\sqrt{rr'}} Q_{\frac{1}{2}}(x) \right] dV' \quad |7|$$

$$\Phi_m = 2M \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} \int_V \left[\frac{1}{\sqrt{rr'}} Q_{m-\frac{1}{2}}(x) \cos m(\phi - \psi) \right] dV' \quad |8|$$

gdzie $Q_{\nu-\frac{1}{2}}(x)$ - oznacza sferyczną funkcję
Legendra II rodzaju z indeksem
1/2,

$x = \frac{(z-z')^2 + r^2 + r'^2}{2rr'}$ - konwencjonalne oznaczenie tabli-
cowe.

Przy określaniu zależności pól magnetycznych od
pierścieni magnetycznych posłużono się metodą "równo-
miernie namagnesowanych cylindrów". W tym celu równa-
nie 8 przekształcono za pomocą całek sferycznych fun-
kcji Legendra II rodzaju indeks 1/2. Po przekształce-
niach i scałkowaniu, wyrażenie na skalarny potencjał
przyjme ostatecznie postać:

$$\bar{\Phi}(r,z) = 2\pi M \left[\sqrt{y^2 + (R+r)^2} E_0(x) - y - \frac{y^2 + r^2 + rR}{\sqrt{y^2 + (R+r)^2}} E_0(x) + \right. \quad |9|$$

$$\left. + \frac{y^2 (\sqrt{y^2 + r^2} + R)}{\pi (\sqrt{y^2 + r^2} - z) \sqrt{y^2 + (R+r)^2}} \Pi(e, \xi) + \frac{y^2 (\sqrt{y^2 + r^2} - R)}{\pi (\sqrt{y^2 + r^2} + z) \sqrt{y^2 + (R+r)^2}} \Pi(\theta, \xi) \right]_{z_0}^{z_1}$$

gdzie: $y_1 = z+h$ $y_2 = z-h$ ($z > h$)
 $y_1 = z-h$ $y_2 = z+h$ ($z < -h$)
 $y_1 = h-z$ $y_2 = z+h$ ($-h < z < h$)

- r, z - współrzędne badanego punktu
 R, h - promień cylindra i połowa jego wysokości
 $F(\alpha, \beta)$ - normowane pełne eliptyczne całki I-rodzaju
 $E(\alpha, \beta)$ - normowane pełne eliptyczne całki II-rodzaju

$$\Pi(\alpha, \beta, \xi) = \int_0^{\xi} \frac{d\beta}{(1-k^2 \sin^2 \beta) \sqrt{1-k'^2 \sin^2 \beta}} \quad - \text{pełne eliptyczne całki III rodzaju}$$

$$\Pi(\beta, \alpha, \xi) = \int_0^{\xi} \frac{d\beta}{(1-k^2 \sin^2 \beta) \sqrt{1-k'^2 \sin^2 \beta}} \quad - \text{pełne eliptyczne całki III rodzaju}$$

$$P_1 = \frac{2r}{\sqrt{y^2 + r^2} - r}$$

$$P_2 = \frac{2r}{\sqrt{y^2 + r^2} + r}$$

$$K = \sqrt{\frac{4Rr}{y^2 + (R+r)^2}}$$

$$a = \arcsin K$$

Zamieniając wyrażenia przy eliptycznych całkach III rodzaju, funkcjami Θ wyrażenie (9) można sprowadzić do prostszej postaci:

$$y \cdot \Theta_1 = y \sqrt{(a-R)(1-\frac{y^2}{R^2})} = \frac{y^2 (\sqrt{r^2 + y^2} + R)}{\sqrt{(R+r)^2 + y^2} (\sqrt{r^2 + y^2} - r)} \quad |10|$$

$$y \cdot \Theta_2 = y \sqrt{(1-B)(1-\frac{y^2}{R^2})} = \frac{y^2}{\sqrt{(R+r)^2 + y^2} (\sqrt{r^2 + y^2} + r)} \quad |11|$$

przyjmując graniczne wartości parametrów P_1, P_2

$$\begin{aligned} (A)_{r \rightarrow 0} &\rightarrow 0 & (P)_{r \rightarrow \infty} &\rightarrow -\infty \\ (B)_{r \rightarrow 0} &\rightarrow 0 & (B)_{r \rightarrow \infty} &\rightarrow 1 \quad \text{Max} \\ Kr &\rightarrow 0 & Kr &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

K_{\max} dla $r = \sqrt{R^2 + y^2}$

i wykorzystując zależności pomiędzy całkami eliptycznymi III rodzaju i funkcjami

$$\Theta(\alpha) \Pi(\alpha, k, E) = \frac{\pi}{2} \left\{ \Lambda(\alpha, \beta) + \frac{K^2}{P} F(\alpha) \right\}$$

$F(\alpha)$ - snormalizowana całka eliptyczna I rodzaju

$$\Lambda(\alpha, \beta, \phi) = \frac{2}{\pi} \Theta(\alpha) \Pi(\alpha, k, \phi) = \int \frac{\phi K^2 \sin \beta \cos \beta \Delta \beta}{K^2 \cos^2 \beta + K^2 \cos^2 \gamma \sqrt{1 - K^2 \sin^2 \phi}} d\phi$$

$$\beta = \arcsin \sqrt{\frac{P - K^2}{(1 - K^2)P}} \quad \alpha = \arcsin K$$

$$K' = \sqrt{1 - K^2}$$

otrzymujemy alogarytm funkcji potencjału skalarnego cylindra:

$$\begin{aligned} \phi = 2\pi M \left\{ \sqrt{y^2 + (R+r)^2} E(\alpha) - \gamma - \frac{y^2 + r^2 + Rr}{\sqrt{y^2 + (R+r)^2}} F(\alpha) + \right. \\ \left. + \frac{\gamma}{2} [\Lambda(\alpha, \beta) + \Lambda(\alpha, \beta) + \frac{K^2}{P} F(\alpha)] \right\} / \frac{1}{2} \end{aligned} \quad \text{Max}$$

$$\text{gdzie: } \alpha = \arcsin \sqrt{\frac{4rR}{(r+R)^2 + y^2}}; \quad \beta_1 = \arcsin \frac{\sqrt{r^2 + x^2} - R}{\sqrt{(r-R)^2 + y^2}}$$

$$\beta = \arcsin \frac{\sqrt{(r+R)^2 + x^2}}{\sqrt{r^2 + y^2} + R}; \quad \frac{K^2}{P} = \frac{2Ry}{\sqrt{(r+R)^2 + y^2} (\sqrt{r^2 + y^2} + R)}$$

Wyrażenie (12) jest słuszne tylko przy spełnieniu poniższych warunków:

$$K^2 \leq P < 1 \quad |13|$$

oraz:

$$Q(P) = \sqrt{(1-P)(1-\frac{K^2}{P})} \quad |13a|$$

Są one spełnione w rozpatrywanym przypadku.

W celu dokładnego wyliczenia zależności pola magnetycznego od żelaznych pierścieni i dysków należy określić współczynnik namagnesowania M , uwzględniając geometryczne rozmiary rozpatrywanych elementów oraz rodzaj żelaza.

4. OKREŚLENIE WSPÓŁCZYNNIKA MAGNETYZACJI M

W programie FERMA, podprogram DEMAG uwzględnia dokładne wyznaczenie współczynnika M dowolnego ciała z uwzględnieniem jego formy oraz rodzaju stopu żelaza. Zastosowano metodę wyliczenia M w oparciu o współczynnik rozmagnesowujący N_v , przy czym obie te wielkości są związane ze sobą zależnością:

$$H_{wev} = H_{zew} - M \cdot N_v \quad |14|$$

gdzie: H_{zew} - pole wewnątrz ciała ferromagnetycznego;
 H_{zew} - pole zewnętrzne; $M \cdot N_v$ - natężenie pola rozmagnezowującego.

W podprogramie DEMAG uwzględnia się tylko magnetometryczny rozmagnezowujący czynnik, chociaż istnieje także możliwość przeliczenia współczynnika balistycznego.

Współczynnik N_v dla cylindrów płaskich (dysków) wyrażone zależnością:

$$N_v = \frac{4\pi}{h} \int_0^{\infty} \{1 - e^{-\mu\lambda}\} \frac{J_1^2(\lambda R)}{\lambda^2} d\lambda \quad |15|$$

gdzie: h - wysokość cylindra
 R - promień cylindra
 J_1 - funkcje Bessela pierwszego rodzaju rzędu 1
dla pierścieniowej konfiguracji współrzędnych rozmagnezowania N_v obliczono z zależności:

$$N_v = \frac{2\pi}{4(R_2^2 - R_1^2)} \int_0^{\infty} [1 - e^{-\mu\lambda}] \frac{R_2^2 J_1^2(\lambda R_2) + R_1^2 J_1^2(\lambda R_1) - 2R_1 R_2 J_0(\lambda R_1) J_0(\lambda R_2)}{\lambda^2} d\lambda \quad |16|$$

Jeżeli znana jest zależność $M = M(H_{zew})$ przy N_v równym zero, to przy pomocy wyrażenia (14) można otrzymać krzywe namagnesowania ciała.

W programie FERMA uwzględniono trzy odbicia układu szymów (ilość odbić jest ograniczona pamięcią komputera). Współczynnik magnetyzacji przy kolejnych odbiciach był wyliczany wg zależności:

$$M_{od}^n = M \left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \right)^n \quad |17|$$

gdzie: n - numer odbicia

μ - magnetyczna przenikalność nabiegumnika.

W ogólnym przypadku ilość odbić, które trzeba uwzględnić dla uzyskania zadanej dokładności zależy od wielkości szczeliny i radialnej rozciągłości rozpatrywanych pierścieni żelaznych.

Jak pokazały przeliczenia dla szczeliny 17 cm i $\Delta R < 10$ cm wkład trzeciego odbicia jest niewielki i wynosi 1 do 1,5% od wartości pola szymów pierścieniowych.

Współczynnik namagnesowania M_{od} wpływa na rozkład pola przy małych wartościach μ tzn. przy pracy szymów w nasyceniu nabiegumników (pola 20 - 21 kOe).

5. WPLYW EFEKTU BRZEGOWEGO

Efekt brzegowy uwzględniony został w programie FERMA dwoma współczynnikami przy obliczaniu magnetyzacji rozpatrywanego ciała (M).

Pierwszy z nich określa stan nierównomiernego namagnesowania polem zewnętrznym, którego rozkład względem promienia przyjęto z danych pomiarowych, wykres 1, przy przyjętych parametrach magnesu głównego. Drugi współczynnik określa rozproszenie pola od rozpatrywanego ciała (szymu pierścieniowego).

W związku z tym efektem, były przeliczone dwa rodzaje końcowego szymu pierścieniowego:

a/ Przyjęto takie rozmiary przekroju szymu, aby współczynnik demagnetyzacji $N_v < 0,5$ tzn., aby wpływ zewnętrznego pola na magnetyzację (M) takiego szymu był minimalny i aby wkład szymu w średnie pole był większy i niezależny od wielkości zadanej zakresu zmian pola zewnętrznego.

b/ S_{sym} , dla którego $N_v > 0,8$, na który oddziaływują efekty Drzegowe.

W pierwszym przypadku na końcowych promieniach akceleracji, uzyskano dwa garby średniego pola magnetycznego, które zwiększały się ze zmniejszaniem zewnętrznego pola H_0 . Garby te o wielkości 50 Oe z uwagi na duży gradient są trudne do kompensacji przy pomocy szymowania prądowego i mogą spowodować nieporządane przesunięcia fazy.

Zjawisko takiego przesunięcia fazy spowoduje rozmycie energetyczne wiązki $\Delta E/E$.

Dlatego w dalszych rozważaniach przyjęto drugi wariant szymu, dla którego $N_v > 0,8$.

6. UWAGI O PROGRAMIE FERMA

Za pomocą opisanego programu można otrzymać wykresy zależności pól magnetycznych od poszczególnych elementów kształtujących pole, względnie można sumować oddzielnie w zadanej kolejności pola i w końcu można wyprowadzić na plotter sumaryczną krzywą, wypadkowego pola (wykres logiczny 5).

Program FERMA został sprawdzony na danych eksperymentalnych otrzymanych z pomiarów na modelach Oddziału Nowych Akceleratorów ZIBJ w Dubnej. Wyniki otrzymane na plotterze różnią się od eksperymentalnych danych pomiarowych o około 1 - 2,5%.

7. WYNIKI FORMOWANIA ŚREDNIEGO POLA MAGNETYCZNEGO H (RS) PRZY POMOCY SZYMÓW

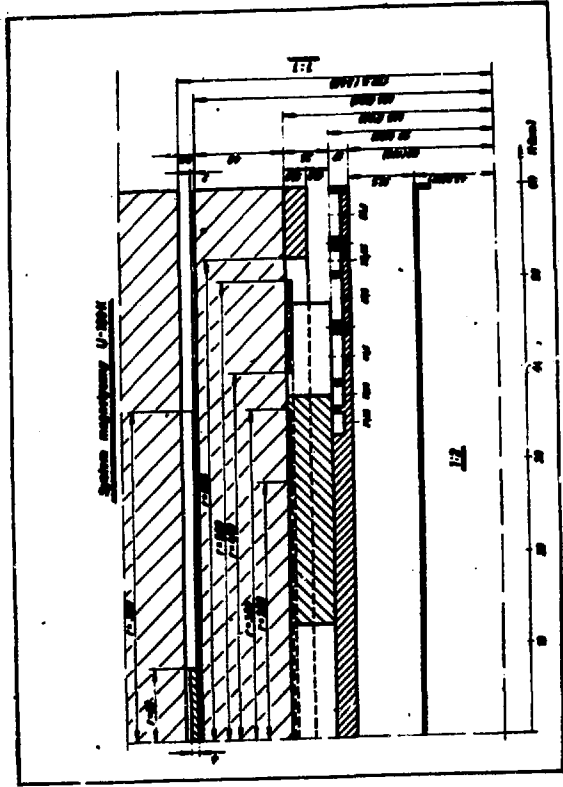
Pole H (RS) określone w oparciu o zależności teoretyczne zostało zbudowane praktycznie drogą superpozycji pól pochodzących od systemu szymów pierścieniowych i dysku.

Przekrój wzdłuż promienia struktury szymów podano na wykresie 6. Składa się ona z trzech koncentrycznych pierścieni i jednego dysku. Pierwszy pierścień służy do wyrównania spadku pola na końcowych promieniach akceleracji. Jego współczynnik demagnetyzacji N_v jest równy około 0,875, w związku z tym przy zmniejszaniu pola magnesu głównego współczynnik M_1 będzie się proporcjonalnie zmniejszał, co w konsekwencji spowoduje zmniejszenie się pola od tego pierścienia. Zmiana ta będzie proporcjonalna do H_0 .

Ma to duże znaczenie przy przestrajananiu energii akceleratora, przy których pierścienie takie mogą dać duże odchylenie od zadanego średniego pola.

Porównując wykres 3, 4 widać, że przy $H_0 = 14,5$ kOe i $H_0 = 10$ kOe w zasadzie uzyskano nie duże odchylenia od średniej teoretycznej wartości. Jak wykazują przesłizzenia pierścienie na końcowych promieniach akceleracji nie mogą mieć $N_v < 0,7$ przy pracy w polach 10 - 15 kOe.

Dwa pozostałe pierścienie Nr 2, 3 (wykres 6) służą do wyrównywania pola w średnim obszarze akceleracji. Ich zadaniem jest kompensować ujemne pole od głównego pierścienia Nr 1 i stworzyć niewielki gradient pola w tym rejonie $\Delta R = 36 - 52,5$ cm. Ich współczynniki demagnetyzacji są duże $N_v = 0,95$ do $0,984$ i zapewniają liniową proporcjonalną zmianę pola w zakresie prze-



6

strajania H_0 .

Przewidziany dysk jest rozmieszczony na promieniach $\Delta R = 0 - 38$ cm i zlokalizowano go na zewnątrz komory. Zadaniem jego jest kompensować pole ujemne od systemu pierścieni oraz stworzyć dodatni gradient pola w obszarze centrum maszyny dla zabezpieczenia przesunięcia fazy we wiązce.

Umieszczenie dysku na zewnątrz komory ma na celu zmniejszenie jego wpływu na pole przestrzennej wariacji, o czym będzie mowa poniżej. Wymagane jest także, aby pole pochodzące od dysku zmieniało się liniowo proporcjonalnie ze zmianami H_0 . Widok z góry dysku ze spiralami podano na wykresie 14.

8. CEWKI KOREKCJI POLA H (RS)

Przewiduje się także zainstalowanie pięciu cewek korekcyjnych rozmieszczonych koncentrycznie na promieniach pokazanych na wykresie 6. Cewki te są jednowarstwowe, trzy i cztery zwojowe. Zrobione są z miedzianej rurki o średnicy wewnętrznej $\phi_w = 3$ mm i zewnętrznej $\phi_z = 5 - 6$ mm i wewnątrz są chłodzone wodą. Maksymalny prąd zasilający cewki jest rzędu 300 A. Pierwsza cewka na $\Delta R = 60 - 55$ cm może być wykonana dwuwarstwowo.

Zadaniem tych cewek jest płynna zmiana gradientu pola magnetycznego oraz korekcja średniego pola $H(RS)$.

Cewka Nr 5 służy ponadto do korekcji przesunięć fazowych (punktu zwrotu fazy). Regulacja wartości h .

Całkowita moc zasilania cewek powinna wynosić około 30 kW. Wymagana stabilizacja prądu nie powinna być gorsza niż 10^{-4} .

9. PRZESTRZENNA WARIACJA POLA MAGNETYCZNEGO $H_z(\mathcal{R})$

W celu uzyskania przestrzennej stabilizacji przyspieszanej wiązki, przewidziane jest wprowadzenie asymetrycznej wariacji pola magnetycznego. Lit. 2.

W ogólnym wypadku pole magnetyczne powinno mieć postać:

$$H_z(r, \phi) = H_z(r, \phi)_0 \{1 + \varepsilon \sin(\alpha(r) - N\phi)\} \quad (18)$$

gdzie: $H_z(r, \phi)_0$ - średnie pole magnetyczne
 $\varepsilon (r^2)$ - współczynnik wariacji pola
 $\alpha(r)$ - faza pola magnetycznego
 r, ϕ - współrzędne w układzie biegunowym
 N - liczba charakteryzująca strukturę pola (okresowość asymetryczna pola)
 λ - parametr określający stałe pozycje fazy natężenia pola $\varepsilon H_z(\mathcal{R})$.

W wypadku przyjęcia struktury podanej zależnością (18) widać, że linia stałej fazy pola magnetycznego ($H_z(\mathcal{R})_0, \varepsilon$) wytycza profil spirali Archimedesesa. Praktycznie pole takie uzyskuje się przez zastosowanie szymów żelaznych, których profil będzie spełniał wspomnianą zależność.

Z uwagi na pracę akceleratora ze zmienną energią, tan. w zakresie zmian pola magnetycznego, należy wybrać taki profil szymów spiralnych, aby wariacja pola nie uległa zmniejszeniu i jednocześnie, aby można uzyskać maksymalną amplitudę wariacji w dowolnym zakresie zmian pola.

W celu uzyskania maksymalnych amplitud wariacji przy średnich polach namagnesowujących $H_z(\mathcal{R})_0$, należy wybrać taki kształt profilu poprzecznego, dla którego

$N_v \leq 0,4$ (dla zakresu pracy $\Delta H_0 = 10 - 14,5$ kOe.

Warunek ten może być spełniony przez spiralę o przekroju prostokątnym np. 2×2 cm. Z uwagi na nie-
możliwość zmniejszenia szczeliny, rozmiar minimalnej
jest dany i równy $2h_1 = 17$ cm. Ze względu na pracę
przy $14,5 - 15$ kOe nie można było zwiększyć wysokości
spirali, co spowodowałoby znaczne zwiększenie szczeli-
ny między nabiegownikami.

Po przeprowadzeniu dokładnej analizy z uwzględnie-
niem warunku na amplitudę wariacji zdecydowano się przy-
jąć przekrój poprzeczny spirali szlenny wzgl. $r\phi$, rys.11.
W takim wariancie maksymalna szczelina będzie wynosiła
 $2h_2 = 22$ cm. Na cewki korekcyjne przewiduje się prze-
strzeń $1,0$ cm.

Analizę przestrzennej stabilizacji wiązki przepro-
wadzono za pomocą ułożonego dla tego celu programu
ACCTH AMPVAR I HEAVY I SIRAL ACCTH na komputerze
NAIRI II.

Program ten pozwala na określenie amplitudy $H_N(R, f)$
wariacji pola od szymów spiralnych dla jonów o różnych
 f_i , częstotliwości betatronowych drgań $Q_{z,r} = f(R, f)$,
dla różnych wartości pola głównego $H_z(R)$ i różnych
systemów spirali (N).

Minimalną wartość współczynnika wariacji $\xi(R, f, N, \lambda)$ Lit. 3 dla stabilnej akceleracji wyrażono zależ-
nością:

$$\xi_{\min} \cong \sqrt{2} \sqrt{1 - \frac{4-n}{N^2}} \frac{eH}{E_{sp}} B \quad |19|$$

$$B = N\lambda f_i$$

gdzie: N - liczba spirali

λ - współczynnik spirali

Współczynnik wariacji $\xi(\xi, R)$ jest związany zależnościami z drganiami betatronowymi:

$$Q_z^2 \approx -n + E_{\xi}^2 \left[\frac{N}{2(N-1-n)} + \frac{R^2}{2(N-1-n)} + \frac{R^2}{2\lambda^2 N^2} \right] \quad 1201$$

$$Q_R^2 = 1 + n + A(\xi) \frac{E_{\xi}^2}{N^2}$$

gdzie: $n = \frac{R}{H_{01}} \cdot \frac{dH}{dr}$ = indeks pola magnetycznego.

Na wykresach 7 - 10 podano wyniki przeliczeń współczynników $\xi(R_N)$ w zależności od parametru spirali λ , przy czym jako parametr stały przyjęto: N - liczbę spirali w magnetycznej strukturze. Na osi rzędnych odłożono amplitudę wariacji $H_N(\xi R_N)$ - są to linie proste otrzymane dla wartości $Q_z = 0,1$ i $0,05$. Dokładne przeliczenia dają warunek na minimalną wartość Q_z zapewniającą stabilną akcelerację przy $Q_z = 0,0567$.

Na tych samych wykresach narysowane są wartości $H_N(\xi R_N)$, które można otrzymać z systemu spiralnych szymów. Przecięcie się tych dwóch zależności w dwóch punktach wyznacza wartość parametru spirali.

Jak widać z wykresów 7 - 10 dla innej wartości

$f_c = 0,655$ (H_2^3) przy przyjętej wysokości szymów spiralnych $h = 2(h_2 - h_1) = 2$ cm i $N = 3$ zakres optymalnych wartości współczynnika wynosi:

$$\lambda = 4,5 - 5,5 \text{ cm}$$

Z uwagi na rozpracowanie konstrukcyjne przyjęto $\lambda = 8$ cm.

W obliczeniu zależności pól od spirali przy pomocy programu HEAVY I SPIRAL uwzględniono spektrum magnetycznego pola powstałe na skutek zastosowania spirali o przekroju prostokątnym:

$$H_z(r, \phi) = H_z(r, \phi_0) \left\{ 1 + \epsilon_N \sin(\alpha_N(r) - N\phi) \right\} + \sum_{m=2}^{\infty} H_z^{mN} \sin[\alpha_{mN}(r) - N_m \phi] \quad (21)$$

gdzie: $H_z(r_0) = \frac{2\mu b N h_1}{\pi R V r \lambda N} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sqrt{\frac{1+\phi'^2}{\phi'^3}} \left[-\frac{d}{dx} Q_{\frac{1}{2}}(x) \right] d\phi'$

$$H_z^{mN}(r) = \sqrt{[H_K^i(r)]^2 + [H_K^s(r)]^2} \quad \alpha_{N,m} = \arctg \frac{H_K^{i,mN}}{H_K^{s,mN}}$$

$$K = m \cdot N \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

$$H_K^i(r) = \frac{4\mu b N h_1}{\pi R V r \lambda N} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sqrt{\frac{1+\phi'^2}{\phi'^3}} \cos k\phi' \left[-\frac{d}{dx} Q_{k-\frac{1}{2}}(x) \right] d\phi'$$

$$H_K^s(r) = \frac{4\mu b N h_1}{\pi R V r \lambda N} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sqrt{\frac{1+\phi'^2}{\phi'^3}} \sin k\phi' \left[-\frac{d}{dx} Q_{k-\frac{1}{2}}(x) \right] d\phi'$$

$$x_1 = (h_1^2 + r^2 + \lambda^2 N^2 \phi'^2) / (2R\lambda N\phi')$$

ϕ_1, ϕ_2 - azymutalny rozmiar spirali

$$2b = h_2 - h_1$$

ϕ' - współrzędna sferyczna punktu.

Zależności te zostały wyprowadzone przy założeniach, że spiralne szyny są w stanie nasycenia magnetycznego względem pola $H_z(R\phi)_0$, oraz dla wartości $h_2 \rightarrow \infty$ (nieskończenie wysokie, wąskie szyny). Pole rozpatruje się w płaszczyźnie symetrii $Z = 0$. Pole od szynów o skończonej wysokości $2b = 2(h_2 - h_1)$ uzyskano przez odjęcie pól pochodzących od dwóch układów spiralnych szynów

określonych wg równania (21).

Jak wynika z wykresów 7 - 10 przy danej geometrii struktury magnetycznej nie jest możliwym praca z 6-cio- ma i 4-rama spiralami (uzyskuje się za małą amplitudę wariacji $H_N(\Phi R)$).

W wypadku zastosowania trzech spirali $N = 3$, istnieje poważne niebezpieczeństwo wzbudzenia rezonan- sowej wiązki w rejonie centrum masyzny gdzie $Q_R = 1$ (rezonans nieliniowy trzeciego rzędu).

Przy pomocy programu HEAVY I PARTS MAGFIC zbada- no przejście przez ten rezonans. Jak się okazało wa- runek przejścia

$$\left[\frac{dH_{N0}}{dr} \right] > \frac{E H_0}{a_0} \left[J_{N+1} \left(\frac{a_0}{\lambda} \right) - J_{N-1} \left(\frac{a_0}{\lambda} \right) \right] \quad |22|$$

gdzie:

a_0 - amplituda radialnych drgań cząstki przy wyjściu ze źródła jonów,

nie może być spełniony przy: $N = 3$, $a_0 = 5$ mm i

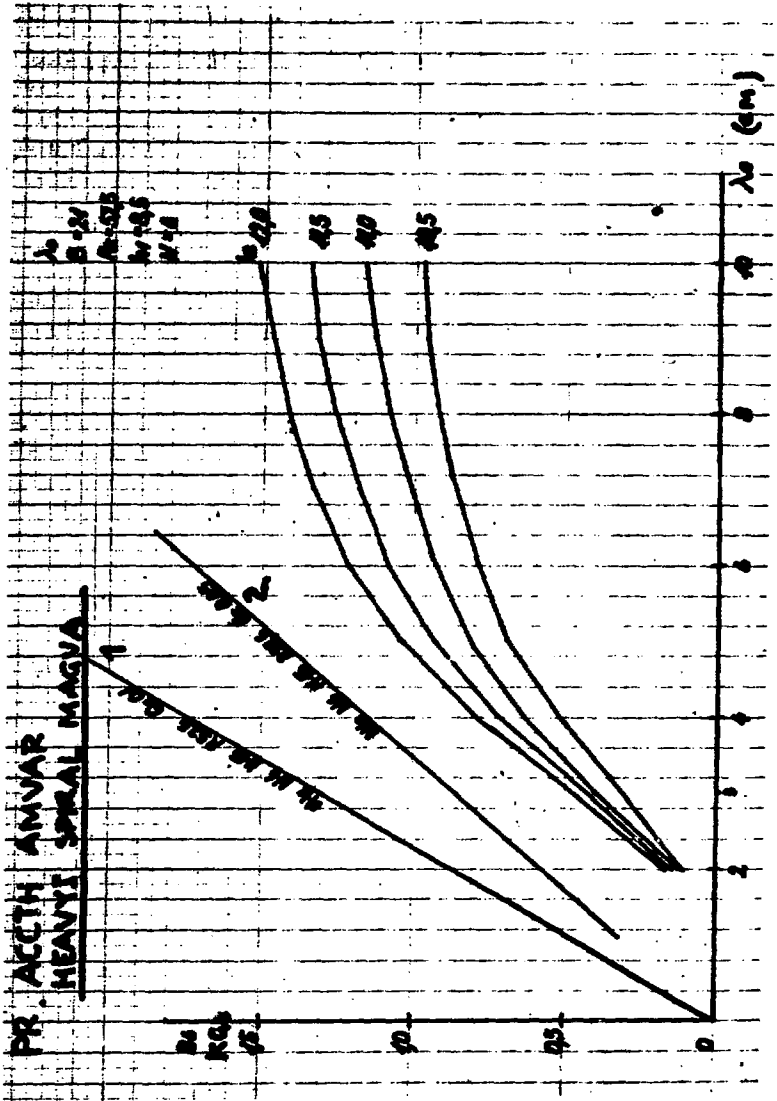
$\lambda = 5$ cm. Najbardziej niebezpieczny jest rejon gdzie:

$$\frac{d}{dr} H_{N0} = 0$$

$$Q_R \cong 1$$

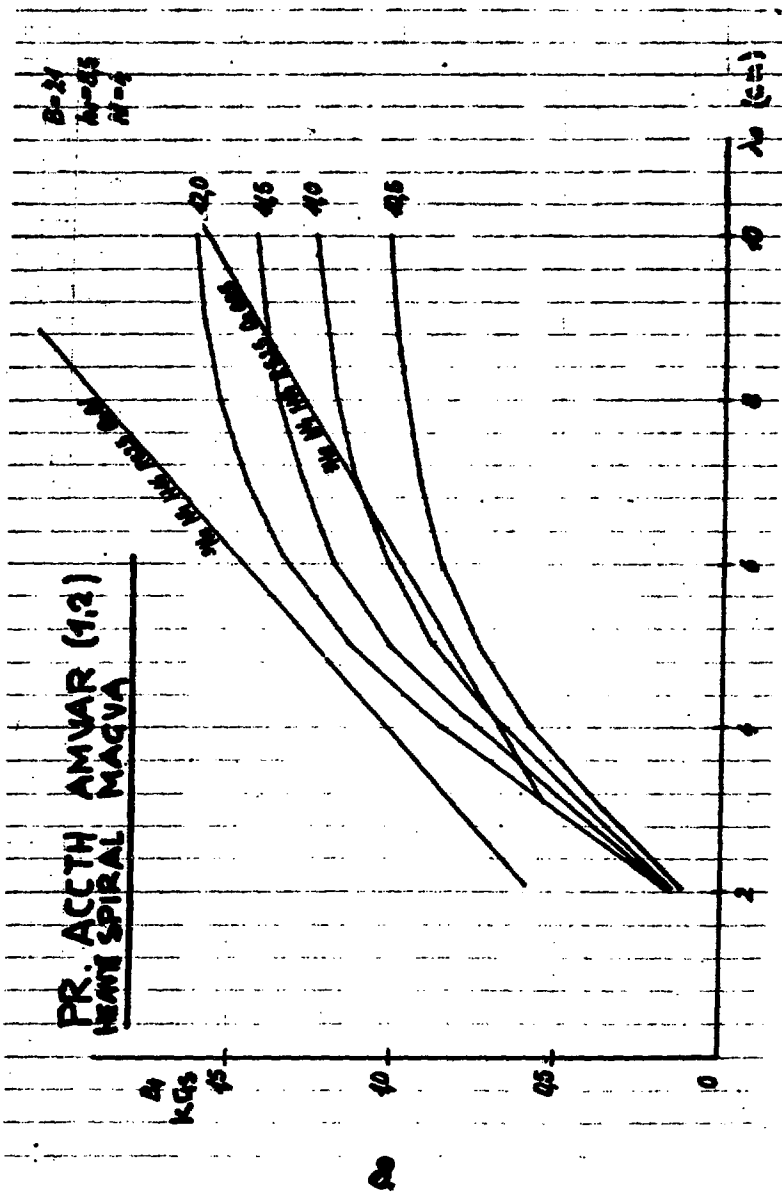
W celu przejścia tego rezonansu proponuje się zmienić w rejonie rezonansu parametr spirali λ . Jak wyka- zały przeliczenia zwiększenie λ do 10 cm w rejonie od 0 - 25 cm pozwala na przejście przez strefę reze- nansu nieliniowego.

Za pomocą specjalnie ułożonego programu SPIRAL,

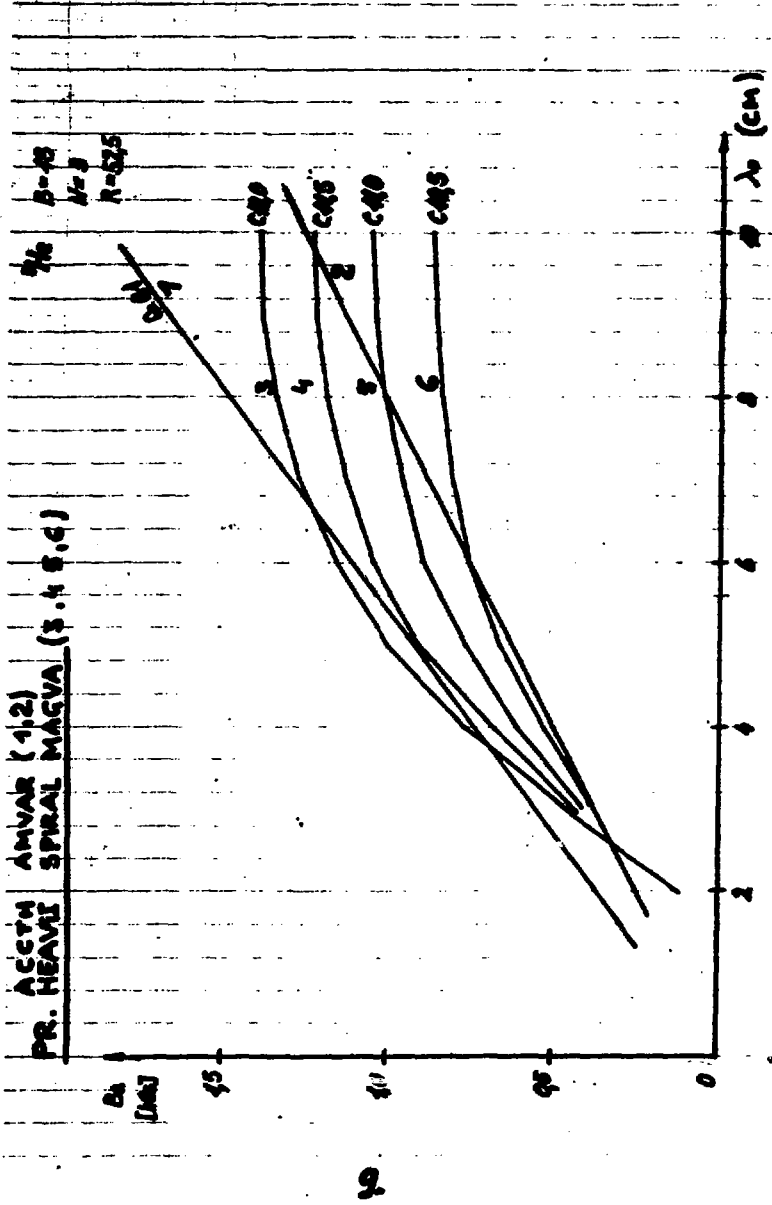


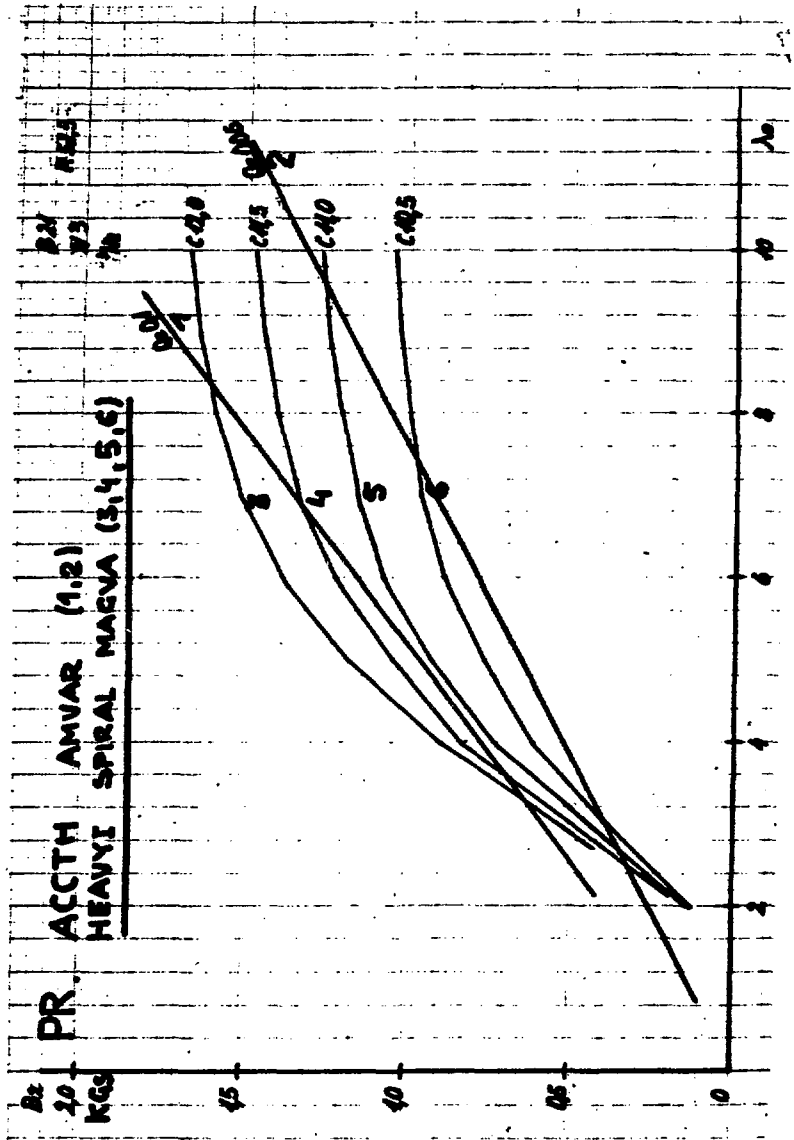
PR. ACETH AMVAR (1.2)
HEMI SPIRAL MAGVA

B=24
 A=0.5
 M=2

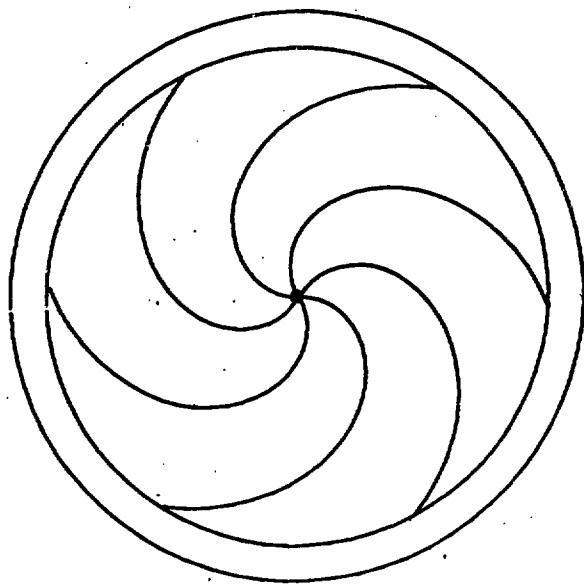


PR. HEAVY ANVAR (1,2)
 SPIRAL MAGVA (3,4,5,6)

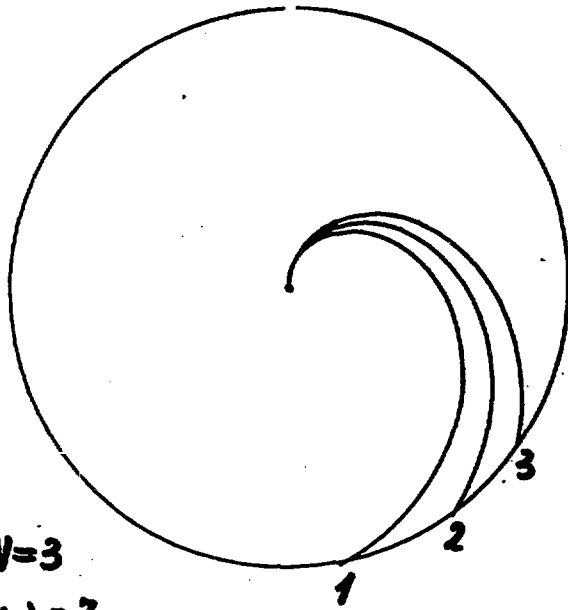




12



M.



$N=3$

1 $\lambda = 7\text{cm}$

2 $\lambda = 8\text{cm}$

3 $\lambda = 9\text{cm}$

12.

który może pracować jako podprogram HEAVY I na plotterze komputera MAIRI II zostały wykreślone projektowane spirale przesunięte względem siebie o kąt $2\pi/N$ (wykres 4f). Przeanalizowano dwie możliwe formy spirali:

- 1/ posiada obie krawędzie wg zależności $r = \lambda \cdot \phi$,
- 2/ druga forma ma według tej zależności rozwiniętą tylko linię symetrii.

Należy zwrócić uwagę, że w pierwszym przypadku będzie wzrastał współczynnik demagnetyzacji N_V , co spowoduje zmniejszenie się amplitudy wariacji, szczególnie na końcowych promieniach.

W drugim wypadku $N_V = \text{CONST}$. Dlatego też te spirale wydają się być bardziej dogodne dla stabilizacji.

Na wykresie 4g podano formy spirali od $\lambda = 6$ do $\lambda = 900$. Spirale o tych parametrach nadają się do konstrukcji pola magnetycznego. Zapewniają stabilizację przestrzenną akcelerowanej wiązki.

10. ZAKOŃCZENIE

Proponowany układ pól magnetycznych, daje możliwość akceleracji jonów w zakresie $\Delta f_i = 0,3 - 0,665$. Zakres ten jednak można łatwo powiększyć przy zwiększeniu pola magnesu głównego do 15 kOe i natężenia prądu w koncentrycznych cewkach korekcyjnych do 350 A.

Struktura magnetyczna daje się korygować stosunkowo prosto. Przy pomocy tej korekcji można płynnie regulować dewiację fazy oraz rozrzut energii.

Akceleracja w quasi-izochronicznym reżymie daje możliwość znacznego polepszenia stosunku $\Delta E/E = 10^{-3}$ we wiązce oraz znacznego zwiększenia intensywności

(małe straty fasowe i lepsze ogniskowanie wiązki, duże rozdzielenie orbit).

Ma to duże znaczenie w przypadku akceleracji jonów He_2^3 względnie Li_3^6 , których wyćajności ze źródła nie są zbyt wielkie.

Strukturę taką proponuje się uzyskać przez zastosowanie oddzielnej, specjalnie wykonanej płyty żelaznej stanowiącej pokrywę komory (wykres 6), na której będzie zamocowany zespół szymów żelaznych i cewek korekcyjnych. Adaptacja polegać będzie tylko na wymianie dwóch takich płyt w komorze. Należy się liczyć z okresem czasu przeznaczonym na pomiar tej struktury w realnym polu cyklotronu oraz na wniesienie drobnej korekcji. Dotyczyć to będzie szczególnie zewnętrznego szymu pierścieniowego, który proponuje się wykonać z blach o grubości 0,4 mm. W ten sposób znacznie można skrócić czas praktycznego szymowania.

Jak pokazano w pracy (Lit. A) średnie pole magnetyczne dla $f_s = 0,54$ (Wykres 3,4), leży blisko pola izochronicznego dla He_2^3 oraz jest trochę większe od pola dla Li_2^6 . Uwzględniając duże napięcia akceleracji rzędu 140 kV duant - duant można będzie przyspieszać te jony bez korekcji pola cewkami prądowymi dopuszczając pewne przesunięcia fazy $\Delta\phi$. Trzeba się tu jednak liczyć z większym wzrostem energetycznym, aniżeli w wypadku, gdy pole jest skorygowane wg podanej zależności.

Dla jonów mających $f_s < 0,4$ trzeba stosować korekcje średniego pola magnetycznego.

Antorsy wyrażają podziękowanie Dyrekcji Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych za umożliwienie pracy na komputerach oraz dziękują: doc.dr W. Daniłowi, doc. dr W. Kolga, dr N. Zapłatinowi, dr A. Kropinowi, dr S. Worótcowi, mgr J. Olenickiemu za konsultacje i konstruktywne uwagi.

SPIS LITERATURY

1. J. Daniłow, H.L. Zapłatin i in., "Formiowanie aksialno symetryczeskich polej z pomoczciu kolecewych szin, Atomizdat 73-89, 1960.
 2. W.W. Kolga, "Primenienie w uskoriteljach periodiceskich magnitnych polej", Wewn. Report LAP ZIBJ, 1956.
 3. W.W. Kolga, "Wlijanie wozmusczeni na ustoiyczivost orbit ciklotrona s periodiceskim magnitnym polem", Wewn. Report LAP ZIBJ, 1958.
- A. J. Schwabe. J. Starszewski, "Warunki quasi-izochronicznej akceleracji jonów na cyklotronie U-120 w Krakowie, Report IPJ No 868/PL, Kraków 1974.



Z dostarczonego manuskryptu druk i oprawę wykonano w Zakładzie
Graficznym Politechniki Krakowskiej w Krakowie. Nakład 40 egz.

Zam. 567/74