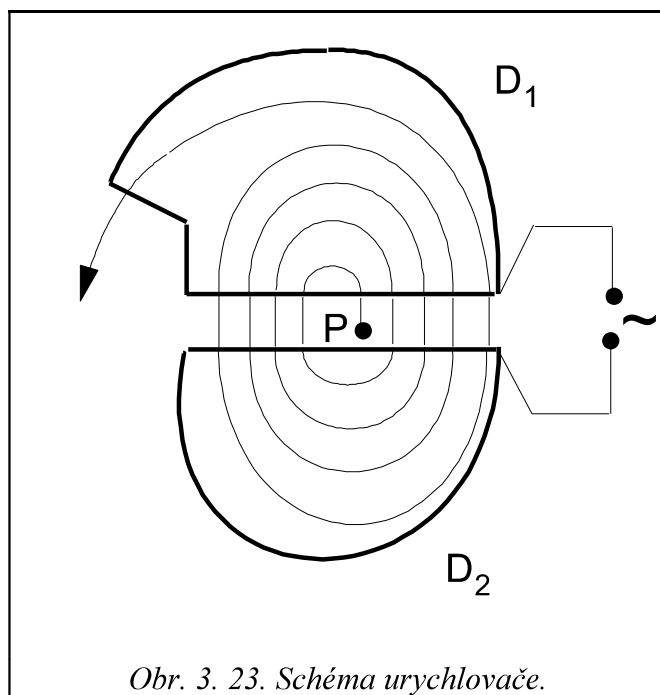




Obr. 3. 23. Schéma urychlovače.

Cyklotron je vhodný pro urychlení nabitých částic velké hmotnosti (protony, deuterony). Nabitá částice se bude postupně urychlovat pouze tehdy, je-li frekvence oběhů částice

$$f = \frac{QB}{2\pi m}$$

stálá. S rostoucí rychlostí však roste hmotnost částice a frekvence oběhů se mění. Pro danou energii je rychlost lehké částice (např. elektronu) větší než rychlost např. protonu a relativistický přírůstek hmotnosti je větší. Ale i v případě těžších částic není energie, kterou lze částici v cyklotronu udělit, příliš velká (řádově desítky MeV). Při vyšších energiích se začne projevovat závislost frekvence kruhového pohybu částice na její rychlosti a synchroni-

zace mezi pohybem částice a změnami urychlujícího elektrického pole se naruší. Dalšího zvýšení energie urychlovaných částic lze dosáhnout těmito způsoby:

a) mění se frekvence urychlujícího napětí při konstantní hodnotě indukce magnetického pole (fázotron)

b) mění se indukce magnetického pole, frekvence urychlujícího napětí se nemění (synchrotron).

c) mění se frekvence urychlujícího napětí i indukce magnetického pole (synchrofázotron).

V následující tabulce jsou uvedeny základní charakteristiky jednotlivých typů urychlovačů

Tabulka 1. Charakteristiky urychlovačů.

Urychlovače	B	f	R	dosažená energie
Cyklotron□	konstantní□	konstantní□	rostoucí□	25 MeV□
Fázotron□	konstantní□	klesající	rostoucí	680 MeV
Synchrotron□	rostoucí□	konstantní□	konstantní□	1000 MeV□
Synchrofázotron□	rostoucí□	klesající□	konstantní□	>100 GeV□

3. 5. Zákon celkového proudu

Magnetické pole, které vzniklo pohybem nabitých částic, je zcela určeno vektorem magnetické indukce B . Kromě tohoto vektoru je pro magnetické pole definován ještě vektor H , který se nazývá intenzita magnetického pole. Ve vakuu má definiční vztah tvar

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_o}. \quad (3.23)$$

Pro intenzitu magnetického pole, buzeného lineárním proudovým elementem tedy platí

$$d\mathbf{H} = \frac{I(d\mathbf{l} \times \mathbf{r}_o)}{4\pi r^2}, \quad dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2}. \quad (3.24)$$

Vektory $\mathbf{B}$ a $\mathbf{H}$ se ve vakuu liší jen konstantním činitelem a proto můžeme pro popis pole použít kterýkoliv z nich.

Ze vztahu (3.24) plyne jednotka intenzity magnetického pole $[H] = Am^{-1}$.

V odstavci 1.5. jsme zavedli napětí mezi dvěma body A, B v elektrostatickém poli jako dráhový integrál intenzity pole

$$U = \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

Podobně se definuje magnetické napětí

$$U_m = \int_A^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}, \quad (3.25)$$

jako dráhový integrál intenzity magnetického pole. Vzhledem k tomu, že elektrostatické pole je konzervativní, platí v něm $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$. Analogický výraz $\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$ definuje tzv. magnetomotorické napětí. Určíme jeho hodnotu v konkrétním případě magnetického pole přímého vodiče. Za uzavřenou čáru volíme kružnici poloměru a se středem ve vodiči. Vzhledem ke vztahům (3.11) a (3.23) je intenzita magnetického pole ve vzdálenosti a od vodiče

$$H = \frac{I}{2\pi a}.$$

Pro magnetomotorické napětí tedy platí:

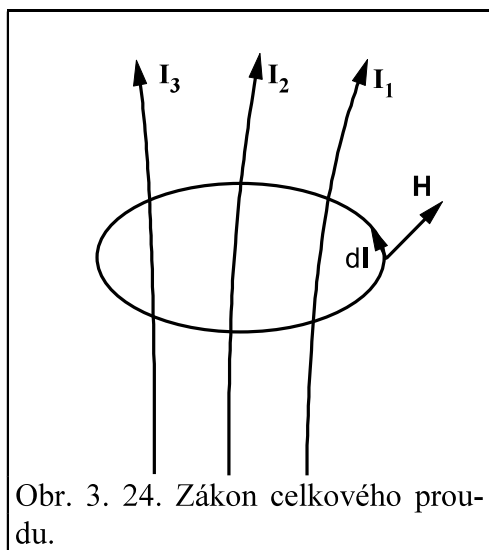
$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \oint H dl = \frac{I}{2\pi a} \oint dl = \frac{I}{2\pi a} \cdot 2\pi a = I.$$

Tedy magnetomotorické napětí podél kružnice, která obepíná přímý vodič, protékany proudem I se rovná tomuto proudu. Lze dokázat, že tento výsledek platí i v obecnějším případě, kdy uzavřená křivka má libovolný tvar a obepíná ne jeden, ale více proudů $I_1, I_2, I_3 \dots$

V tomto případě se magnetomotorické napětí rovná součtu těchto proudů. Máme tedy výsledek

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum I_K, \quad (3.26)$$

který se nazývá zákon celkového proudu: *magnetomotorické napětí podél uzavřené čáry se rovná celkovému proudu, který tato čára obepíná.*



Magnetické pole se tedy podstatně liší od pole elektrostatického. Dráhový integrál intenzity elektrostatického pole po uzavřené dráze je vždy roven nule. To umožňuje zavést v elektrostatickém poli potenciál jako jednoznačnou funkci souřadnic zvoleného bodu.

V magnetickém poli však dráhový integrál intenzity magnetického pole po uzavřené dráze závisí na tom, jestli zvolená křivka obepíná nebo neobepíná elektrický proud. Proto nemůžeme bodům magnetického pole přisoudit jednoznačně hodnotu skalárního potenciálu jako v poli elektrostatickém.

Zákon celkového proudu je v některých případech vhodný k výpočtu intenzity magnetického pole. Použijeme jej na již jednou řešený případ magnetického pole dlouhého přímého vodiče, kterým protéká proud I . Kružnici o poloměru A se

středem ve vodiči zvolíme jako uzavřenou křivku, obepínající proud I . Zákon celkového proudu zní

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I.$$

Intenzita magnetického pole je ve všech bodech uzavřené křivky konstantní, takže

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \oint H dl = H \oint dl = H \cdot 2\pi a.$$

Platí tedy $H \cdot 2\pi a = I$, a tedy

$$H = \frac{I}{2\pi a}. \quad (3.27)$$

Pro velikost vektoru magnetické indukce dostaneme

$$B = \mu_0 H = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}. \quad (3.28)$$

Tento výsledek je shodný se vztahem (3.11), odvozeným pomocí zákona Biotova-Savartova.

3. 6 Magnetické pole v látkovém prostředí

V minulé kapitole jsme vyšetřovali vlastnosti magnetického pole ve vakuu. Magnetické pole, podobně jako pole elektrické, je ovlivněno přítomností látky. Vliv prostředí se projeví tím, že k účinkům makroskopických proudů se připojí elektrodynamické účinky elektronů, obsažených v prostředí. Stejně jako v elektrickém poli je i v magnetickém poli vliv vzduchu zanedbatelný. Látky, jejichž magnetické vlastnosti hodnotíme, se nazývají