

DC SQUID

Zvonko Jagličić
FNT VTOZD Fizika

4. november 1991

Povzetek

SQUID je akronim za "Superconducting QUantum Interference Device". To je zaključena superprevodna zanka, z enim (rf SQUID) ali dvema (dc SQUID) šibkima spojema. Temelji na kvantizaciji magnetnega pretoka skozi zaključeno superprevodno zanko in tuneliranjem Cooperjevih parov skozi tanko plast izolatorja med dvema superprevodnikoma (šibek-Josephsonov spoj).

Poleg karakteristike dc SQUIDA in običajne postavitve merskega sistema z dc SQUIDom, je opisana tudi poenostavljena izvedba prilagojena biomagnetnim meritvam.

Kazalo

1. Uvod	2
2. Josephsonovo tuneliranje	3
2.1 $i-v$ karakteristika šibkega spoja	4
3. Lastnosti dveh vzporedno vezanih šibkih spojev	6
4. Občutljivost in uporaba dc SQUIDA	9
5. Šum pri meritvah z dc SQUIDom	11
5.1 Zaščita pred zunanjimi motnjami	12
6. Poenostavljen merski sistem z dc SQUIDom za biomagnetna merjenja	14
7. Meritve	15
8. Zaključek	16
Priloga:	17
A Uporaba SQUIDA pri merjenju MKG-ja	17

1. Uvod

V uvodu bom opisal glavne značilnosti mikroskopske teorije superprevodnosti, ki so jo razvili Bardeen, Cooper in Schrieffer (BCS teorija) [1].

Superprevodni tok sestavljajo elektronski pari. Elektron se vežeta v par preko interakcije s kristalno mrežo: prvi elektron polarizira kristalno mrežo, drugi elektron čuti to polarizacijo kot privlačno silo [2]. Vezavna energija enega para je reda velikosti 10^{-4} eV.

Elektrona v paru imata nasprotni, po velikosti enaki gibalni količini. V osnovnem stanju je porazdelitev gibalne količine elektronov popolnoma izotropna. Število elektronov, ki potuje v eno smer je enako številu elektronov, ki se gibljejo v nasprotno smer. Tok v superprevodniku ne teče.

V prisotnosti superprevodnega toka pa imajo vsi pari enako gibalno količino \vec{P} . Par tvorita elektrona z gibalnima količinama:

$$\begin{aligned}\vec{p}_1 &= \vec{p}_0 + \frac{\vec{P}}{2}, \\ \vec{p}_2 &= -\vec{p}_0 + \frac{\vec{P}}{2}.\end{aligned}$$

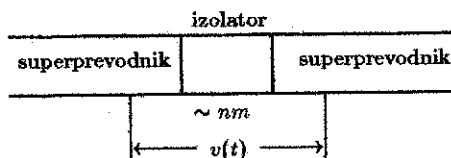
Razdalja med elektronoma v paru je mnogo večja, kot je razdalja med pari. Znotraj enega para je več milijonov težišč drugih parov. Zato elektronski pari niso neodvisni, ampak so prostorsko povezani na zelo zapleten način. Gibanje enega para ne moremo razlikovati od drugega. Zato vse dvoelektronske valovne funkcije pripadajo istemu kvantnemu stanju. Elektronske pare lahko opišemo z eno samo valovno funkcijo [3]:

$$\psi = \sqrt{\rho_s} e^{i\vartheta/\hbar} = \sqrt{\rho_s} e^{i\vartheta}. \quad (1)$$

$\psi\psi^* = \rho_s$ je gostota elektronskih parov, ϑ pa faza valovne funkcije.

2. Josephsonovo tuneliranje

Med dva enaka superprevodnika postavimo tanko plast izolatorja (nekaj nm). Tej tanki izolacijski plasti pravimo *šibki spoj*.



Slika 1. Šibki spoj

Josephson je izračunal, da lahko elektronski pari tunelirajo skozi tanko plast izolatorja, ne da bi se spremenila gibalna količina para. Dobimo superprevodni tok skozi spoj, tudi če ni napetosti na njem (**dc Josephsonov pojav**). Ker sta superprevodnika le šibko sklopljena, je maksimalni tok skozi šibki spoj mnogo manjši od dovoljenega toka v čistem superprevodniku.

Superprevodni tok zaradi tuneliranja parov ima obliko [4]:

$$i_s = i_c \sin \varphi_0 .$$

i_c ¹ je kritični tok parov v šibkem spoju in je odvisen od debeline spoja. Običajna vrednost toka i_c je od 1 do 100 μA . φ_0 pa je sprememba faze valovne funkcije čez šibki spoj.

Ko na šibki spoj priključimo konstantno napetost v_0 , skozi spoj steče nihajoč tok:

$$i_s(t) = i_c \sin(\varphi_0 - \omega t) ,$$

$$\omega = \frac{2e_0}{\hbar} v_0 .$$

Frekvenci ω pravimo Josephsonova frekvenca, pojavu pa **ac Josephsonov pojav**. Zvezo med frekvenco ω in napetostjo v_0 so uporabili tudi za določitev razmerja e_0/\hbar .

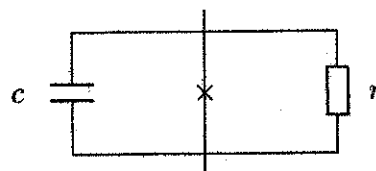
Splošno pa napetost na šibkem spoju in superprevodni tok skozi spoj povezuje sistem enačb:

$$i_s(t) = i_c \sin \varphi(t) , \tag{2}$$

$$\varphi(t) = \varphi(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' . \tag{3}$$

Enačbi (2) in (3) lahko razumemo kot neke vrste Ohmov zakon za šibki spoj.

Šibki spoj lahko torej predstavimo z idealnim spojem za katerega velja $i_s(t) = i_c \sin \varphi(t)$ in z vzporedno vezanim uporom r , skozi katerega teče tok nevezanih elektronov (Ohmski tok).



Slika 2. Ekvivalentni šibki spoj

¹Male črke i, v, r označujejo lastnosti in karakteristike enega šibkega spoja, z velikimi bomo označevali lastnosti dc SQUIDA.

Ne moremo se izogniti tudi določeni kapacitivnosti spoja (nekaj pF), ki jo bomo v naši obravnavi zanemarili. Ta kapacitivnost pa nekoliko pokvari karakteristiko spoja, ki jo bomo izpeljali [5].

2.1 $i - v$ karakteristika šibkega spoja

Šibki spoj priključimo na tokovni izvor. Zanima nas odvisnost napetosti na spoju od toka skozi spoj.

Celoten tok (označimo ga z i_0 in naj bo neodvisen od časa) je sestavljen iz toka parov (superprevodni tok i_s) in toka nevezanih elektronov (i_n)

$$i_0 = i_s(t) + i_n(t) = i_c \sin \varphi(t) + \frac{v(t)}{r}. \quad (4)$$

Če je tok i_0 manjši od kritičnega toka i_c , bo skozi šibki spoj tek le superprevodni tok, napetost $v(t)$ bo enaka 0.

Ko pa je tok i_0 večji od kritičnega toka i_c , se čez šibki spoj pojavi napetost. Izrazimo napetost $v(t)$ najprej iz enačbe 3., potem še iz enačbe 4.:

$$v(t) = -\frac{\hbar}{2e_0} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (5)$$

$$v(t) = r(i_0 - i_c \sin \varphi(t)). \quad (6)$$

Z združitvijo zadnjih dveh enačb dobimo diferencialno enačbo za $\varphi(t)$, ki nam po integriranju da:

$$t = \frac{\hbar}{2e_0 r} \int_{\varphi(0)}^{\varphi(t)} \frac{-d\varphi}{i_0 - i_c \sin \varphi}.$$

Napetost $v(t)$ je periodična funkcija faze $\varphi(t)$ (6.). Ko se faza spremeni za 2π dobimo zopet enako napetost. Torej je napetost $v(t)$ tudi periodična funkcija časa, s periodo T :

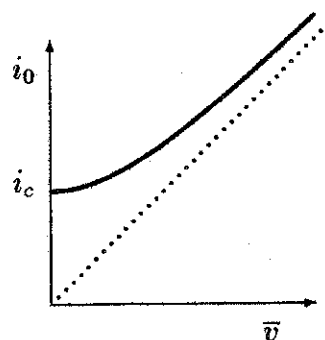
$$T = \frac{\hbar}{2e_0 r} \int_0^{2\pi} \frac{-d\varphi}{i_0 - i_c \sin \varphi}. \quad (7)$$

Povprečna napetost je enaka povprečni vrednosti v eni periodi:

$$\overline{v(t)} = \frac{1}{T} \int_0^T v(t) dt = \frac{1}{T} \frac{\hbar}{2e_0} \int_0^T \frac{-d\varphi}{dt} dt = \frac{1}{T} \frac{\pi \hbar}{e_0} = \frac{1}{T} \phi_0.$$

S ϕ_0 smo označili kvant pretoka, ki znaša $2,07 \cdot 10^{-15}$ Vs. Integral v enačbi 7. je analitično rešljiv, tako da končno dobimo:

$0 \leq i_0 \leq i_c$	$\overline{v(t)} = 0$
$i_0 > i_c$	$\overline{v(t)} = r \sqrt{i_0^2 - i_c^2}$



slika 3. $i - v$ karakteristika šibkega spoja

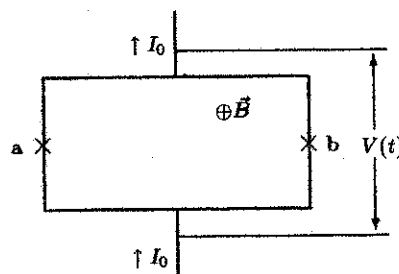
Zaradi že prej omenjene kapacitivnosti spoja (slika 2.) nastanejo histerezne zanke v $i-v$ karakteristiki šibkega spoja. Tok je, pri enaki napetosti, odvisen od tega, ali napetost večamo, ali manjšamo. To pri delovanju SQUIDA ni zaželeno. S poskusi in numeričnimi simulacijami so ugotovili, da se histereznim pojavom izognemo, če je *histerezni parameter*:

$$\beta_c = 2\pi r^2 i_c c / \phi_0 ,$$

manjši ali enak 1. Histerezni parameter najlažje kontroliramo z vzporedno vezenim uporom. Izberemo takšen upor, da zadostimo pogoju $\beta_c \leq 1$.

3. Lastnosti dveh vzporedno vezanih šibkih spojev

Dva vzporedno vezana šibka spoja v superprevodni zanki, priključeni na tokovni izvor, imenujemo dc SQUID. V tem poglavju bomo izračunali, kako je pri konstantnem toku I_0 skozi SQUID, napetost $V(t)$ na dc SQUIDu odvisna od zunanjega magnetnega polja.



slika 4. Dc SQUID

Spremembi faze valovne funkcije, opisane z enačbo 1., na spoju a (φ_a) in spoju b (φ_b) nista neodvisni. Valovna funkcija mora biti enolična, zato je sprememba faze po zaključeni zanki enaka večkratniku 2π :

$$\oint \frac{\vec{p} \cdot d\vec{l}}{\hbar} = 2\pi n. \quad (8)$$

Gibalna količina para elektronov je v magnetnem polju enaka:

$$\vec{p} = m\vec{v} + e\vec{A} = -\frac{m}{\rho_s e_0} \vec{j}_s - 2e_0 \vec{A}.$$

\vec{A} je vektorski potencial: $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$,

ρ_s je gostota elektronskih parov,

$\vec{j}_s = -2e_0 \rho_s \vec{v}$ (upoštevamo, da je naboj nosilcev superprevodnega toka enak $-2e_0$).

Enačba 8. preide v:

$$-\frac{m}{\hbar \rho_s e_0} \oint \vec{j}_s \cdot d\vec{l} - \frac{2e_0}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = 2\pi n.$$

Zaradi enostavnosti vzamemo $n = 0$, pri tem nič ne izgubimo na splošnosti.

Superprevodni tok \vec{j}_s teče le ob tanki površinski plasti superprevodnika. Zato je $\oint \vec{j}_s \cdot d\vec{l} \neq 0$ le, ko integriramo čez šibki spoj. Pri tem dobimo spremembo faze φ_b čez spoj b, oz. spremembo faze φ_a čez spoj a.

Integral $\oint \vec{A} \cdot d\vec{l}$ pa je enak pretoku ϕ skozi zanko.

Razlika sprememb faz čez spoja a in b je torej enaka:

$$\varphi_b - \varphi_a = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}.$$

Izračunajmo še vsoto $\varphi_a + \varphi_b$.

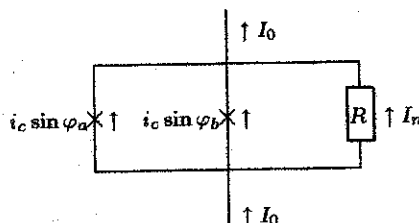
$$\varphi_a(t) = \varphi_a(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt'.$$

$$\varphi_b(t) = \varphi_b(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt'.$$

Označimo $\varphi_a(0) + \varphi_b(0)$ z novo konstanto $\varphi(0)$. Integrala pa sta enaka, ker sta spoja vezana vzporedno in je zato napetost na obeh spojih enaka. Dobimo:

$$\varphi_b + \varphi_a = \varphi(0) - 2\frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' .$$

Vrnimo se k prej opisanemu dc SQUIDu. Napajalni tok I_0 je sestavljen iz superprevodnega toka I_s in Ohmskega toka I_n , ki teče skozi efektivni upor R ($R = r/2$):



$$I_0 = I_s + I_n .$$

slika 5. Tokovi v dc SQUIDu

Superprevodni tok je vsota tokov skozi oba spoja. Pri simetričnih spojih velja, da imata oba spoja enak kritični tok.

$$\begin{aligned} I_s &= i_c \sin \varphi_a + i_c \sin \varphi_b \\ &= 2i_c \sin \left(\frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} \right) \cos \left(\frac{\varphi_a - \varphi_b}{2} \right) \\ &= 2i_c \sin \left\{ \varphi(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' \right\} \cos \pi \frac{\phi}{\phi_0} . \end{aligned}$$

Pretok ϕ skozi SQUID je sestavljen iz zunanega pretoka $\phi_{zun} = B_{\perp} S$ (S je površina zanke) in pretoka ϕ_s zaradi induktivnosti zanke:

$$\begin{aligned} \phi_s &= \frac{L}{2} (i_c \sin \varphi_a - i_c \sin \varphi_b) \\ &= Li_c \sin \left(\frac{\varphi_a - \varphi_b}{2} \right) \cos \left(\frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} \right) \\ &= -Li_c \cos \left\{ \varphi(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' \right\} \sin \pi \frac{\phi}{\phi_0} . \end{aligned}$$

Celotni tok I_0 lahko zdaj izrazimo:

$$I_0 = 2i_c \sin \left\{ \varphi(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' \right\} \cos \left(\pi \frac{\phi_{zun} + \phi_s}{\phi_0} \right) + \frac{V(t)}{R} , \quad (9)$$

$$\phi_s = -Li_c \cos \left\{ \varphi(0) - \frac{2e_0}{\hbar} \int_0^t V(t') dt' \right\} \sin \left(\pi \frac{\phi_{zun} + \phi_s}{\phi_0} \right) . \quad (10)$$

Enačbi 9. in 10. popolnoma določata odvisnost napetosti $V(t)$ na dc SQUIDu od zunanjega magnetnega pretoka ϕ_{zun} .

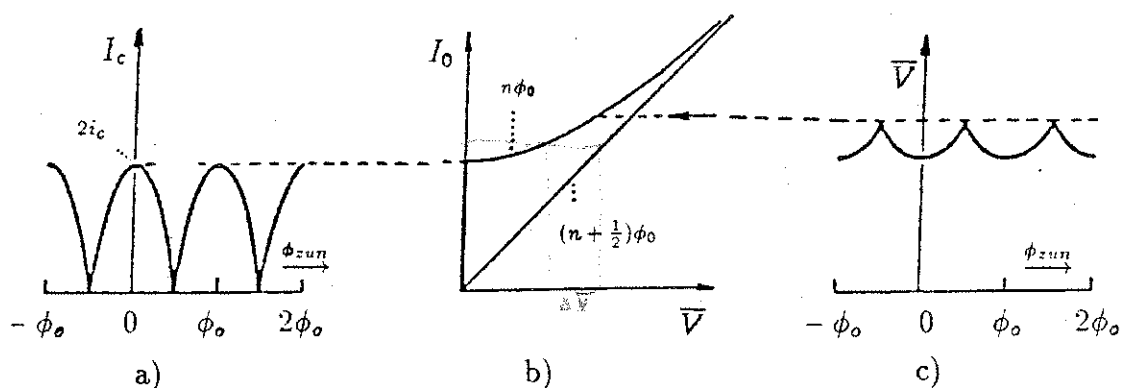
Čeprav običajno ne smemo zanemariti induktivnosti zanke, pogledjmo kaj nam da približek $L = 0$.

Takrat je pretok ϕ_s skozi zanko enak 0. Ostane le poenostavljena enačba 9.:

$$I_0 = 2i_c \cos \pi \frac{\phi_{zun}}{\phi_0} \sin \varphi(t) + \frac{V(t)}{R} . \quad (11)$$

Primerjajmo enačbi 11. in 4. Vidimo, da imata podobno odvisnost med napajalnim tokom I_0 (oz. i_0) in napetostjo $V(t)$ (oz. $v(t)$), le da moramo kritični tok enojnega spoja (i_c) zamenjati s kritičnim tokom dc SQUIDA I_c :

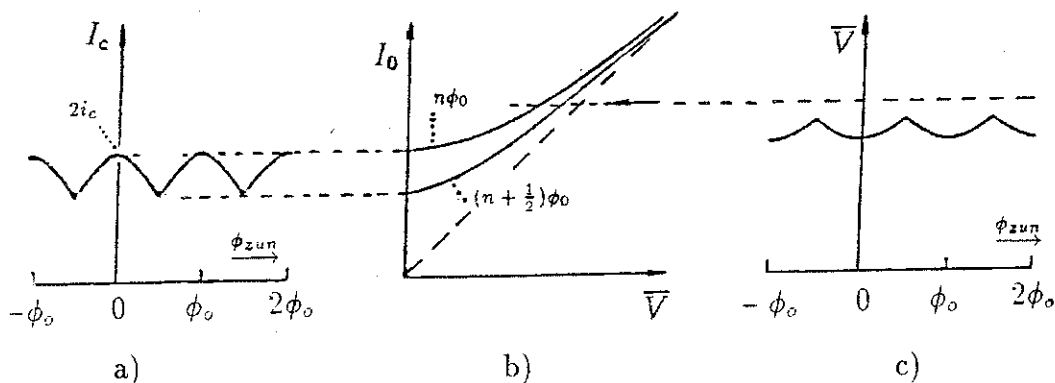
$$I_c = 2i_c \left| \cos \pi \frac{\phi_{zun}}{\phi_0} \right| .$$



Slika 6. a) Odvisnost kritičnega toka od zunanjega magnetnega pretoka ($= B_{\perp} S$), ko sta spoja simetrična in zanemarimo inducirani pretok ϕ_s .
 b) $I_0 - \bar{V}$ karakteristika v dveh skrajnih primerih: $\phi_{zun} = n\phi_0$ in $\phi_{zun} = (n + \frac{1}{2})\phi_0$.
 c) Odvisnost povprečne napetosti od zunanjega pretoka pri konstantnem napajalnem toku I_0 , označenim s puščico.

$I - V$ karakteristika SQUIDA je torej odvisna od zunanjega magnetnega pretoka. Pri izbranem napajalnem toku dobimo periodično odvisnost povprečne napetosti na SQUIDU od zunajega (merjenega) magnetnega polja.

Tudi v primeru, ko induktivnosti obroča ne zanemarimo ($L \neq 0$) dobimo podobne odvisnosti med I_0, \bar{V}, ϕ_{zun} [5]. Enačbi 9. in 10. takrat rešujemo numerično. Na sliki 7. so grafično prikazane rešitve sistema enačb 9. in 10. (za primer $LI_c = \phi_0/2$).



Slika 7. Odvisnosti med I_0, \bar{V}, ϕ_{zun} , podobno, kot na sliki 6.(a,b,c.), le da zdaj upoštevamo inducirani pretok skozi zanko ($\phi_s \neq 0$).

4. Občutljivost in uporaba dc SQUIDA

Občutljivost dc SQUIDA bomo ocenili z uporabo enačbe, ki sicer velja le v približku $L = 0$, vendar nam kljub temu da dobro oceno. V drugem poglavju smo izpeljali zvezo med povprečno napetostjo na Josephsonovem spoju in napajalnim tokom. Podobna zveza velja tudi med napetostjo in tokom na dc SQUIDu, le da ja kritični tok odvisen od magnetnega pretoka skozi SQUID:

$$\bar{V} = R \sqrt{I_0^2 - 2i_c \left| \cos \pi \frac{\phi_{zun}}{\phi_0} \right|^2}$$

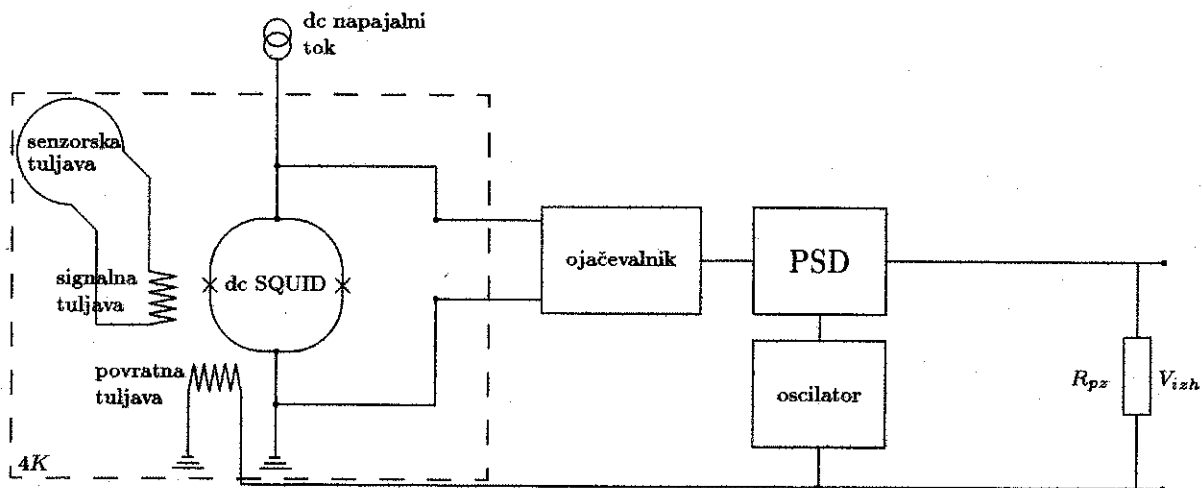
Če vzamemo $I_0 = 2i_c$ dobimo, da je sprememba povprečne napetosti $\Delta \bar{V}$, ko se zunanji pretok spremeni za $\phi_0/2$, enaka $\sqrt{2}Ri_c$, torej je občutljivost:

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial \phi_{zun}} = \frac{2\sqrt{2}Ri_c}{\phi_0} \approx \frac{R}{L} \quad (12)$$

(Zadnji približek velja zaradi običajne vrednosti produkta $Li_c \approx \phi_0$.)

Za običajne vrednosti upora R ($R \sim 1 \Omega$) in kritičnega toka i_c ($i_c \sim 10^{-5} A \Rightarrow L \sim 200 pH$) dobimo občutljivost $\partial \bar{V} / \partial \phi_{zun} = 10 \mu V / \phi_0$.

Dc SQUID uporabljamo kot ničelni detektor vezan v povratni zanki (slika 8.). Običajno ne merimo direktno zunanjega magnetnega pretoka skozi zanko dc SQUIDA, ampak zunanje polje dovedemo preko sistema tuljav (senzorska in signalna tuljava). Signalna tuljava in zanka dc SQUIDA sta induktivno sklopljeni, tako da tok v signalni tuljavi povzroči spremembo magnetnega pretoka skozi zanko dc SQUIDA.



slika 8. Dc SQUID vezan v povratni zanki.

Na povratno tuljavo vežemo dva signala:

- modulacijski signal iz oscilatorja (frekvence ν_0 reda velikosti 100 kHz in amplitude $\sim \phi_0/4$),
- povratni tok iz integratorja.

Sprememba zunanjega pretoka povzroči spremembo amplitude signala frekvence ν_0 na SQUIDu. Ta signal vežemo čez nihajni krog z resonančno frekvenco enako modulacijski frekvenci, na ojačevalnik pri sobni temperaturi. Signal iz ojačevalnika vodimo preko fazno občutljivega detektorja (PSD) na integrator. Izhod integratorja poganja tok skozi povratno tuljavo, ki povzroči takšno magnetno polje, da kompenzira zunanji magnetni pretok skozi SQUID. Napetost V_{izh} na uporu R_{pz} je sorazmerna zunanjemu magnetnemu pretoku skozi SQUID.

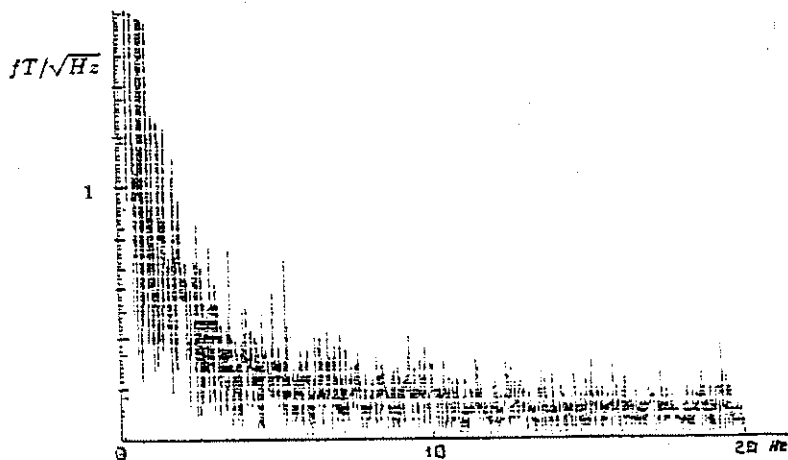
5. Šum pri meritvah z dc SQUIDom

Prevelik šum lahko povzroči, da velika občutljivost merskega sistema z dc SQUIDom ne pride do izraza.

Šum je sestavljen iz dveh prispevkov:

- notranji šum, ki ga prispeva sama elektronika,
- spremembe zunanjega, nemerjenega magnetnega polja.

Z merskim sistemom, pripravljenim tako, kot je opisano v prejšnjem poglavju in narisano na sliki 8., merimo magnetni pretok skozi senzorsko tuljavo. Zato bomo tudi šum, ne glede na izvor, izrazili kot ekvivalentni pretok ϕ_n . Povprečje $\langle \phi_n \rangle = 0$, želimo pa čim večje razmerje $\phi_{zun} / \langle \phi_n^2 \rangle^{1/2}$.



slika 9. Frekvenčni spekter notranjega šuma.

Na sliki 9. je posnet frekvenčni spekter šuma. To je notranji šum, saj prenosnik pretoka in SQUID nista sklopljena, SQUID pa je bil zaščiten s superprevodnim oklopom.

Spektralna gostota šuma S_ϕ je definirana [6]:

$$S_\phi = \frac{d\langle \phi_n^2 \rangle}{d\omega},$$

tako, da je:

$$\langle \phi_n^2 \rangle = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_\phi d\omega.$$

Velikost šuma je torej odvisna od širine frekvenčnega intervala, ki ga omejimo z nizkopasovnim in visokopasovnim filtrom.

Nad mejno frekvenco (v našem primeru ~ 5 Hz) je spektralna gostota šuma približno konstantna (bel šum). Največji izvor belega šuma je Johnsonov šum na uporih R. Spektralna gostota kvadrata napetosti na uporu, ki nastane zaradi termičnega nihanja nosilcev naboja [7], je:

$$S_V = \frac{d\langle V_n^2 \rangle}{d\omega} = \frac{2}{\pi} k_B T R;$$

tako, da dobimo (nazadnje upoštevamo $\beta_c \approx 1$):

$$S_\phi = S_V \left(\frac{\partial \phi}{\partial V} \right)^2 = \left(\frac{2}{\pi} k_B T R \right) \left(\frac{L}{R} \right)^2 \approx k_B T L \sqrt{C}.$$

Pri izdelavi SQUIDA se spleča potruditi, da bo imel čim manjšo kapacitivnost. Induktivnosti ne moremo poljubno manjšati, ker nastanejo težave pri sklopitvi SQUIDA s prenosnikom pretoka.

K belemu šumu prispeva, poleg Johnsovega šuma na upor, tudi šum na ojačevalniku. Računi [8], ki se kar dobro ujemajo z rezultati meritev, dajo za bel šum:

$$\sqrt{\langle \phi_n^2 \rangle} \approx 3 \cdot 10^{-5} \phi_0 \sqrt{\Delta\nu} \text{ Hz}^{-1/2}.$$

Za senzorsko tuljavo s površino 1 cm^2 in $\Delta\nu = 100 \text{ Hz}$ dobimo $\langle B_n^2 \rangle^{1/2} \approx 10 \text{ fT}$.

Pri nizkih frekvencah (do mejne frekvence, velikosti nekaj Hz) prevladuje $1/f$ šum. Velikost tega šuma je obratnosorazmerna z frekvenco. Izvor še ni povsem jasen. Ugotovili so, da je velikost $1/f$ šuma odvisna od tehnologije izdelave SQUIDA in okolja v katerem SQUID potopimo v tekoči helij. Možno je, da $1/f$ šum povzroča ujet magnetni pretok v telesu SQUIDA, ki ostane pri potapljanju SQUIDA v tekoči He.

Mnogo večji je šum zaradi sprememb magnetnega polja, ki jih povzročajo okoliški izvori. Ta polja so običajno večja od merjenih magnetnih polj (pri biomagnetnih meritvah merimo polja, ki jih povzročajo ionski tokovi, npr. v srcu, in znašajo ob površini kože reda velikosti nekaj 10 pT). Spremembe zemeljskega magnetnega polja so pa reda velikosti 100 pT .

Pomemben je tudi frekvenčni spekter motečih polj. Zemeljsko magnetno polje povzroča nizkofrekvenčne motnje. Radijski in TV oddajniki povzročajo motnje višjih frekvenc. Zelo velik je šum frekvence 50 Hz , ki ga povzroča omrežna napetost.

5.1 Zaščita pred zunanjimi motnjami

Videli smo, da teoretični šum znotraj merskega sistema, vsaj pri biomagnetnih meritvah, ne predstavlja omejitve. Potrebna pa je dobra zaščita ali ustrezna postavitve senzorskih tuljav, da zmanjšamo vpliv sprememb motečega zunanjega polja.

Poglejmo si najprej nekoliko boljše in drago zaščito: gradnjo magnetno zaščitene laboratorija.

Magnetno zaščiten laboratorij, torej sobo namenjeno meritvam šibkih magnetnih polj, obdamo z več plastmi materialov, ki močno zmanjšajo zunanje magnetno polje.

Dober prevodnik (Cu, Al) močno absorbira visokofrekvenčne motnje. EM valovanje prodira v prevodnik le do razdalje nekaj vdornih globin. Iz Maxwellovih enačb dobimo, da je vdorna globina λ enaka:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu \mu_0}},$$

kjer je σ prevodnost kovine. Primer: 5 mm debela plast bakra zmanjša gostoto toka EM valovanja, frekvence 1 kHz , za 60% .

Pred nizkofrekvenčnimi motnjami se lahko zaščitimo z uporabo več plasti magnetno mehkega materiala. To so materiali, ki imajo permeabilnost μ tudi večjo od 10^4 , in se po izključitvi zunanjega magnetnega polja vrnejo v prvotno stanje. Ves magnetni pretok, ki bi sicer prodiral skozi sobo, se zbere v stenah, v sobo prodre le malo polja. Kvaliteta

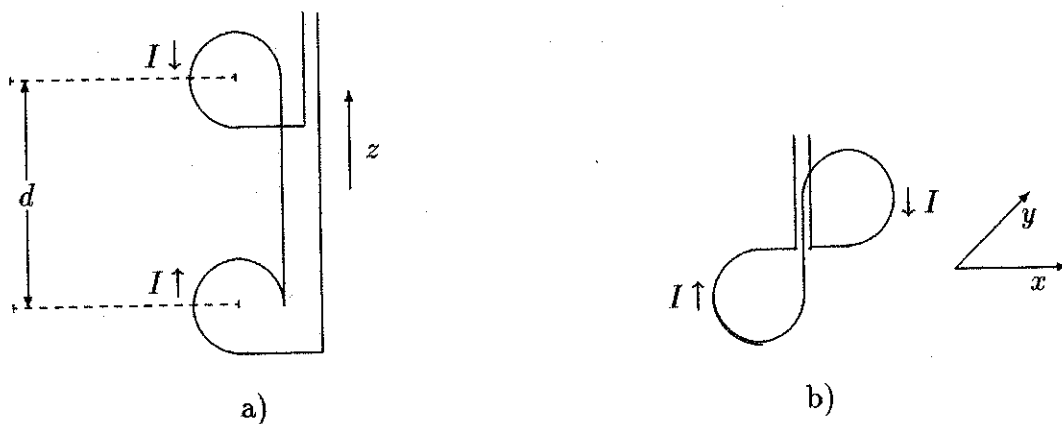
zaščite je zelo odvisna od stikov med stenami in ostalih odprtih. Dobro zaščiteni soba mora biti "hermetično" zaprta z magnetno mehkim materialom.

Uporabimo lahko tudi aktivno zaščito. S pomočjo več magnetometrov, potrebne elektronike in tuljav, ustvarimo magnetno polje, ki kompenzira moteče polje. Pri tem nas močno omejuje hitrost odziva sistema na spremembe zunanega polja. Zato se uporablja le za kompenzacijo nizkofrekvenčnih motenj.

S kombinacijo vseh treh zaščit je možno zmanjšati vpliv nizkofrekvenčnih motenj (pod 1 Hz) za faktor 10^4 , visokofrekvenčnih pa še za večji faktor. Šele v tako zaščiteni sobi so možna biomagnetna merjenja.

Gradnja takega laboratorija je izredno draga. Obstaja mnoga enostavnejši način kompenzacije homogenih magnetnih polj. Namesto ene senzorske tuljave imejmo dve enaki, eno nad drugo, razmaknjeni za bazno razdaljo d . Vežemo ju v nasprotni smeri, tako da se pretoka skozi tuljavi odštejata. Dobili smo gradiometer 1. reda s katerim merimo spremembo komponente magnetnega polja B_z v smeri z (dB_z/dz , slika 10.a). Magnetna polja oddaljenih izvorov so na mestu prve tuljave približno enaka kot pri drugi tuljavi, zato nič ne prispevajo k pretoku. Merimo le polja izvorov, ki so blizu eni tuljavi, in se na razdalji d že močno zmanjšajo.

Pri nekaterih meritvah je bolj ugoden *planarni gradiometer*, s katerim merimo dB_z/dy (slika 10.b). Dobimo ga tako, da navijemo žico okoli dveh tuljav v obliki osmice. Pretoka skozi tuljavi se odštejata.



Slika 10. Gradiometer 1. reda (a), planarni gradiometer (b).

Z uporabo gradiometrov so možna biomagnetna merjenja tudi v nezaščiteni sobi. Občutljivost je nekoliko slabša kot v magnetno zaščitenem laboratoriju, kjer lahko uporabljamo magnetometer (torej eno samo senzorsko tuljavo) namesto gradiometra. Pri meritvah magnetnega polja srca ta razlika še ni pomembna, pri meritvah magnetnega polja možganov pa se v magnetno nezaščitenem laboratoriju že pojavijo težave (magnetna polja so približno 100 krat manjša kot pri srcu).

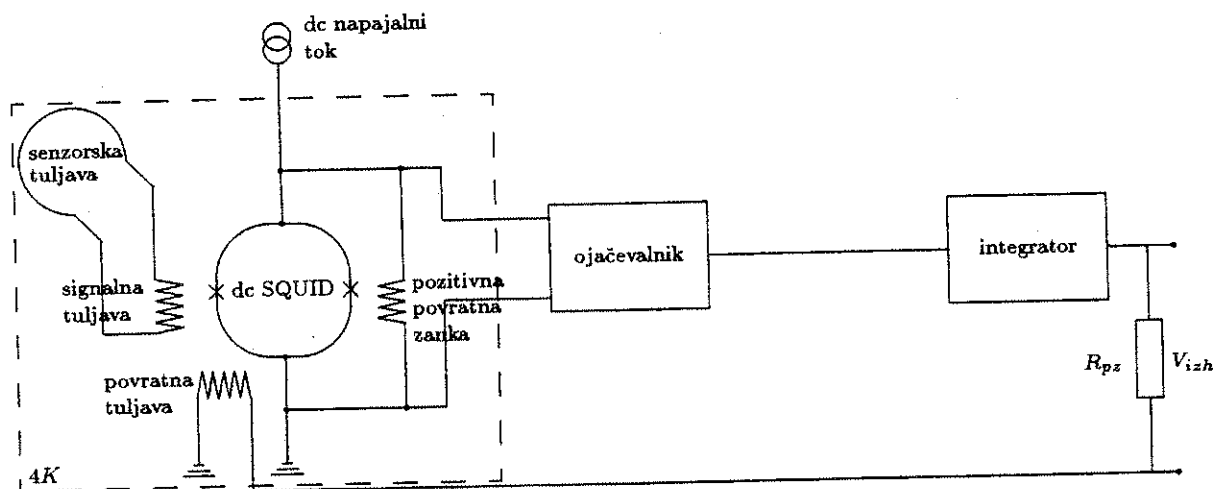
6. Poenostavljen merski sistem z dc SQUIDom za biomagnetna merjenja

Ugotovili smo, da merski sistem opisan na sliki 8. ne povzroča šuma, ki bi nas omejeval pri biomagnetnih merjenjih. Motijo nas predvsem magnetna polja okoliških izvorov.

Zato lahko merski sistem, oz. elektroniko opisano na sliki 8., nekoliko poenostavimo. Tako dosežemo vsaj dva koristna učinka:

1. Zmanjšamo prostor, ki ga zavzema elektronika. To je koristno pri večkanalnih sistemih, kjer z več SQUIDI istočasno merimo magnetno polje v večih točkah.
2. Zmanjšamo ceno celotnega sistema, kar poveča možnost uporabe v klinikah.

Na sliki 11. je narisana poenostavljen merski sistem s katerim lahko še vedno brez težav izvajamo biomagnetna merjenja.

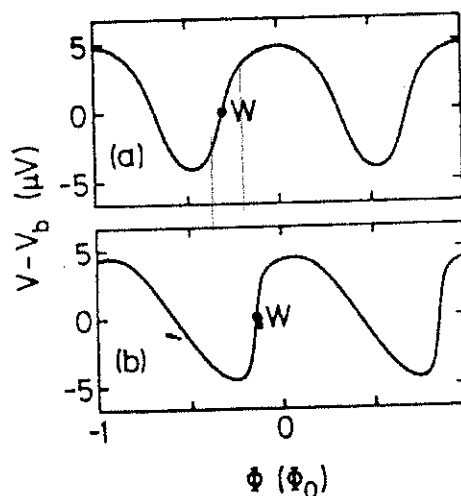


slika 11. Poenostavljen merski sistem z dc SQUIDom za biomagnetna merjenja.

Vidimo, da je SQUID direktno priključen na ojačevalnik. Modulacijskega signala ne uporabljamo več, zato ne rabimo oscilatorja in PSD.

Dodana pa je pozitivna povratna zanka, ki spremeni odvisnost povprečne napetosti na SQUIDu od zunajega pretoka, tako da na pozitivni strmini povečamo naklon (občutljivost), na negativni strani pa zato zmanjšamo naklon (slika 12.). Delovno točko (W) moramo postaviti na pozitivno strmino.

slika 12. Vpliv pozitivne povratne zanke na odvisnost povprečne napetosti na SQUIDu od zunajega magnetnega pretoka. Delovno točko (W) moramo izbrati na pozitivni strmini.



7. Meritve

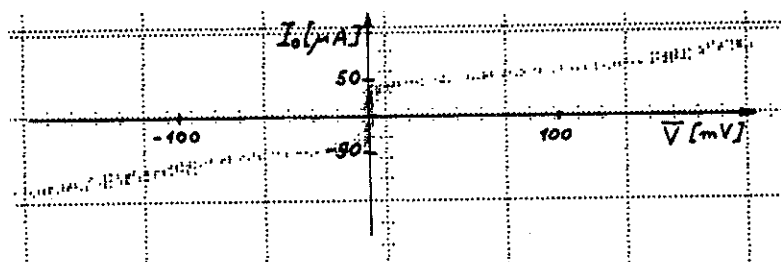
Merski sistem, opisan v prejšnjem poglavju, so razvili na PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) institutu v Berlinu [9], [10].

V Berlinu imajo magnetno zaščiteno sobo, tako da lahko uporabljajo magnetometer. Zato so napravili še dodatno poenostavitev; merijo direktno zunanji pretok skozi SQUID, torej ne uporabljajo prenosnika pretoka (senzorska in signalna tuljava).

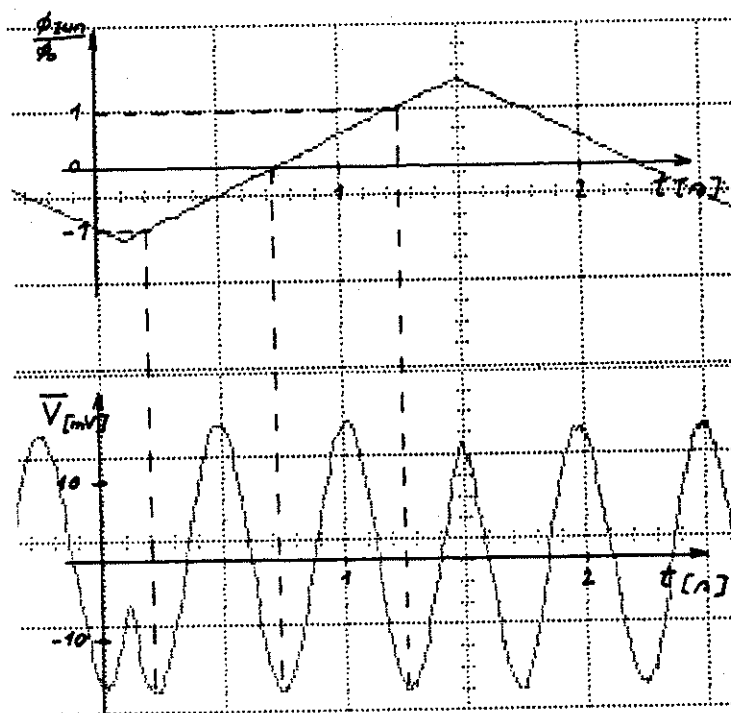
Ostanejo torej le trije elementi (dc SQUID, pozitivna povratna zanka in povratna zanka), ki se nahajajo na ploščici velikosti pribl. 10mm x 10mm.

Tak dc SQUID smo umerili tudi pri nas. Pravih meritev polj biomagnetnih izvorov še nismo opravili, ker nimamo magnetno zaščitene sobe. Zato smo morali SQUID s tuljavicama zaščititi s svinčnim oklopom. "Zunanje" magnetno polje smo SQUIDu dovedli preko povratne tuljave znotraj oklopa.

slika 13. $I_0 - \bar{V}$ karakteristika dc SQUIDA, ko je zunanje magnetno polje enako celemu večkratniku ϕ_0 .



slika 14. Na zgornji sliki je prikazano, kako se spreminja zunanje magnetno polje, na spodnji sliki je odziv SQUIDA na to spremembo.



Iz opravljenih meritev smo dobili kritičen tok dc SQUIDA ($I_c \approx 50 \mu A$) in občutljivost SQUIDA ($\partial \bar{V} / \partial \phi_{zun} \approx 60 \frac{mV}{\phi_0} / 5000 = 12 \mu V / \phi_0$, faktor 5000 je zaradi ojačevalca).

8. Zaključek

Umeritev SQUIDA smo opravili brez posebnih težav, tako da lahko sklepamo, da SQUID in elektronika delujeta dobro.

Naslednja naloga je uporabiti ta SQUID v magnetno nezaščiteni sobi. Verjetno bomo morali izbrati med eno od naslednjih treh (dveh) možnih rešitev:

1. SQUID pustimo zaščiten v svinčnem oklopu, z zunanjim poljem ga povežemo le preko senzorske in signalne tuljave (tako kot je narisano na sliki 10.).
2. Dva dc SQUIDA uporabimo kot dva magnetometra, ki ju postavimo narazen za bazno razdaljo d in vežemo v nasprotnem smislu (dobimo gradiometer 1. reda, slika 9.).

V tem primeru bi rabili še eno elektroniko. Imeli pa bi možnost elektronske kompenzacije (elektronska nastavitev signala na ničlo, ko skozi gradiometer ustvarimo homogeno magnetno polje).

3. Planarni gradiometer, ki bi ga naj napravili v Berlinu, in bi bil že neparjen na samo ploščico.

V nekaterih primerih je taka konfiguracija ugodna. Običajno pa je interpretacija meritev opravljenih s planarnim gradiometrom bolj nepregledna od tiste z gradiometrom 1. reda.

Signali magnetnih izvorov, ki so dovolj blizu gradiometru 1. reda (dovolj blizu pomeni ne več kot za bazno razdaljo stran, ta pa je lahko 5-10cm), so vizuelno še zelo podobni signalom, ki bi jih izmerili z magnetometrom (pri obdelavi meritev seveda moramo upoštevati, da merimo z gradiometrom).

Pri planarnem gradiometru pa merjeni signal več ni niti vizuelno podoben signalu merjenemu z magnetometrom.

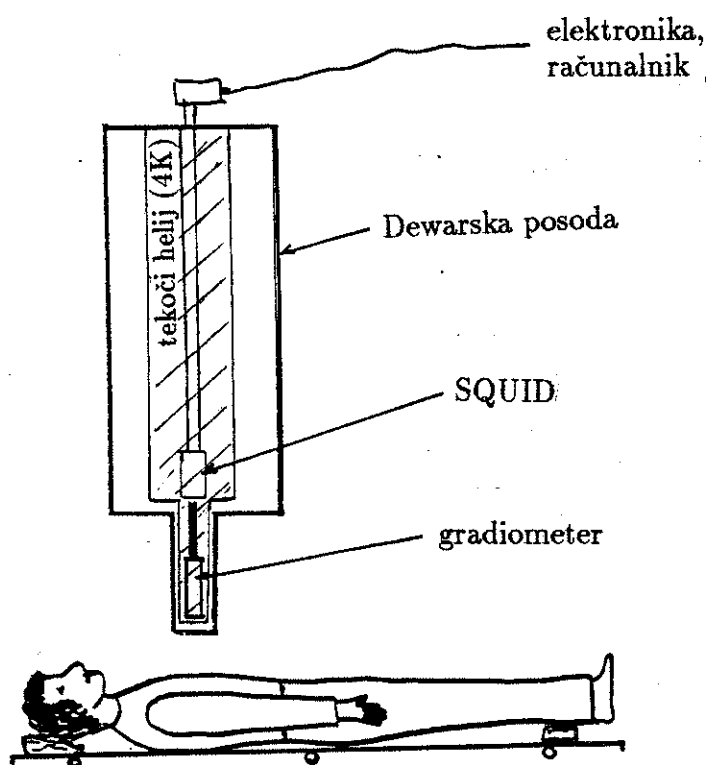
Zato bomo morali, ne glede na možnost meritev z planarnim gradiometrom, uporabiti tudi eno od prvih dveh rešitev.

A Uporaba SQUIDA pri merjenju MKG-ja

Magnetno polje, ki ga povzročajo ionski tokovi v srcu, je ob površini telesa velikosti 10-100 pT. Brez težav jih merimo s SQUIDom in gradiometrom 1. reda tudi v magnetno nezaščitenem laboratoriju. Magnetnemu signalu, ki ga dobimo pri merjenju utripanja srca, pravimo magnetokardiogram (MKG).

Na Golovcu, v Ljubljani, je zgrajen laboratorij za biomagnetna merjenja.[11] To ni magnetno zaščiten laboratorij (soba, kjer opravljamo meritve, je obdana le z nekaj mm debelo plastjo bakra). Zato pri meritvah uporabljamo različne gradiometre.

Golovec je izven središča mesta, zato je tam nekoliko magnetno mirnejše okolje, kot je npr. na fakulteti ali na kliniki.



slika A1. Meritev MKG.

Dewarska posoda, s tekočim helijem ter SQUIDom in gradiometrom, je pritrjena na poseben nosilec. Dewarsko posodo lahko premikamo prečno na telo pacienta, dvigamo in spuščamo (slika A1). Pacient leži na premični postelji, ki jo lahko premikamo vzdolž pacienta. Tako lahko poljubno izberemo točko v kateri bomo pomerili MKG.

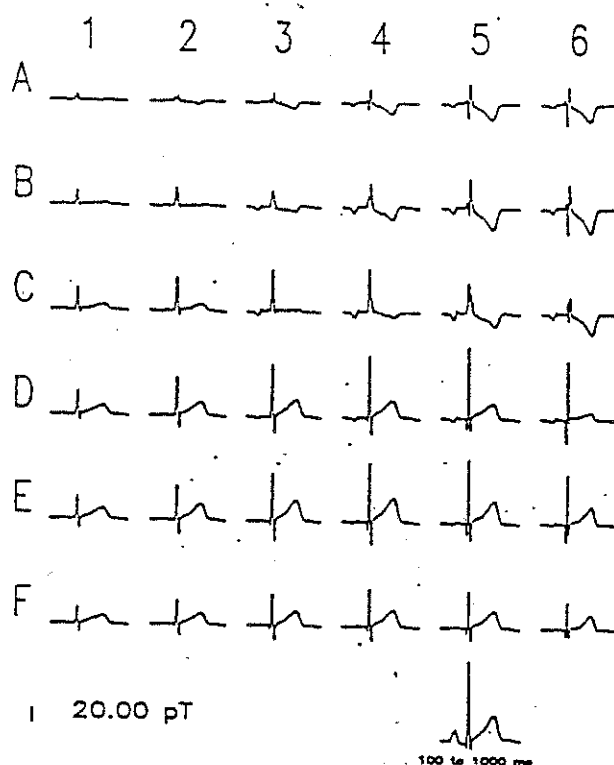
Namen merjenja MKG-ja je, da iz izmerjenega magnetnega polja ugotovimo, kakšni ionski tokovi tečejo v srcu. Ta problem ni enolično rešljiv (iz tokov vemo izračunati magnetno polje, obratno ne gre). Zato ionske tokove aproksimiramo npr. le z ekvivalentnim magnetnim dipolom. Če hočemo podrobnejšo informacijo o tokovih vzamemo še višje člene v multipolnem razvoju.

Vzemimo, da smo zadovoljni z dipolnim členom. Dipol določa 6 parametrov: 3 koordinate in 3 komponente jakosti dipola. Zato moramo poznati magnetno polje v vsaj 6 točkah.

Človeško telo aproksimiramo s polneskončnim prevodnim sredstvom (nad površino telesa je vakuum, pod ravnino, ki sovpada s površino telesa, je neskončno prevodno sredstvo).

Merimo le komponento z magnetnega polja (smer z je pravokotna na površino telesa). Izkaže se, da na ta način še vedno lahko določimo lego ekvivalentnega magnetnega dipola, ter komponenti jakosti p_x in p_y . [12] Komponente p_z ne moremo določiti, kar pa ne predstavlja posebne pomanjkljivosti, saj nas običajno zanima le lega dipola.

MKG pomerimo v 36 točkah, enakomerno porazdeljenih na površini $15 \times 25 \text{ cm}^2$ nad prsnim košem. V vsaki točki pomerimo ~ 40 utripov. Celotno meritev posnamemo na računalnik.



slika A2. MKG v točkah standardne mreže.

Vsak utrip na sliki A2 je povprečje 40 utripov. Referenčna točka, glede na katero povprečujemo, je vrh R vala (slika A3).

Za izračun izopoljskih linij v določenem trenutku, moramo iz vsake točke (utripa) vzeti en podatek (= vrednost magnetnega polja ob času npr. 200 ms po začetku utripa). Tako dobimo 36 točk v prostoru, v katerih poznamo magnetno polje. Z interpolacijo izračunamo magnetno polje še v ostalih točkah, ki jih rabimo za določitev izopoljskih linij.

