Eksperimentaalfüüsika konspekt

04.03.2011

Koostanud: Tõnu Laas

1 Arvutustehnika rakendamine mõõtmistel	3
1.1. Analoog-digitaalmuundurid. Digitaal-analoogmuundurid	3
1.2. Koodid	4
1.3. Diskreetimine	6
1 4. Interpoleerimine	9
1.5. Andurid	9
1.5.1. Temperatuuriandurid	9
1.5.2. Tensosensorid. Rõhuandurid	12
2. Tiheda plasma fookuse seade	14
2.1. Plasma-fookus seadme ehitus ja tööpõhimõte	14
2.2. Plasma-fookus seadme töökarakteristikud	15
2.3. Plasma-fookus seadme rakendusi	16
3. Optilised riistad. Mikroskoobid	19
3.1. Lääts, mikroskoop, kiirte käik neis ja suurendus	19
3.2. Kujutise deformatsioon optilistes süsteemides, mikroskoobi resolutsiooni piirid	20
4. Spektroskoopia	22
4.1. Spektroskoopia füüsikalised alused	22
4.1.1. Aatomite spektrid	22
4.1.2. Molekulide spektrid	23
4.2. Molekulide spektroskoopia. IR-spektroskoopia	24
4.3. Ultraviolettspektroskoopia	26
5. Elektronmikroskoopia	26
5.1. Skaneeriv elektronmikroskoop (SEM)	26
5.2. Transmissioonelektronmikroskoop (TEM)	28
6. Elektron-paramagneetiline resonants ja tuuma-magnetresonants	29
6.1. Elektron-paramagneetilise resonantsi füüsikaline taust	29
6.2. Elektronparamagneetiline resonants (EPR)	31
6.3. Tuuma-magnetresonants (TMR)	32
7. Laserid. Nende rakendamine uuringutel	34
7.1. Interferents. Michelsoni interferomeeter	34
7.2. Laserid, nende tööpõhimõte	34
7.3. Interferomeetria kasutamine mõõtmistes	34
7.4. Laser-Doppler anemomeetria	34
8. Muud teemad	34
8.1. Fotoelektronkordisti	34
8.2. Elektronkordisti	35
8.3. Kiirguse registreerimise vahendid	36
8.3.1. Stsintilaatorid	36
8.3.2. Geiger-Mülleri loendur	37
8.3.3. Ionisatsioonikamber	37

8.4. CCD- ja CMOS-kaamerad	
8.5. Mass-spektromeetria	

1 Arvutustehnika rakendamine mõõtmistel

1.1. Analoog-digitaalmuundurid. Digitaal-analoogmuundurid

Selleks, et ümbritsevast keskkonnast saadud signaali arvuti abil töödelda, arvutis säilitada või muundada, tuleb ta esmalt viia kujule, mis sobib arvutile töötlemiseks. Samuti ka vastupidisel juhul – kui soovime arvuti abil mingeid protsesse juhtida või edastada migit signaali (näiteks heli), peame arvutisignaali teisandama vastavalt soovitule teistsugusele kujule.

Muundureid, mis teisandavad füüsikalisele infole vastava elektrilise signaali (analoogsignaali) arvutile mõistatavaks digitaalsignaaliks (nö nullide ja ühtede reaks), nim *analoog-digitaalmuunduriteks (ADM)*. Arvuti digitaalsignaali elektriliseks analoogsignaali teisendavad seadmed on *digitaal-analoogmuundurid (DAM)*. Signaali töötlemise etapid arvutile mõistetavalt kujule on toodud joonisel 1.1. Diskreetimisel võetakse elektrilise signaali väärtused valitud ajahetkedel - perioodi T järel. Digitaalsignaal ei saa omada kõikvõimalikke suvalisi väärtusi, vaid fikseeritud väärtusi. Seetõttu ümmardatakse elektrilise signaali väärtus võimaliku väärtuseni, millele vastab nullide ja ühtede jada.



Joonis 1.1. Signaali muundamise protsess füüsikalisest signaalist digitaalsignaaliks.

Joonisel 1.2 on toodud signaali töötlemise etapid arvutist numbrilistest koodidest elektriliseks analoogsignaaliks. Kuivõrd digitaalsignaal annab väärtused vaid perioodi T järel, mitte igal suvalisel ajahetkel, tuleb lõpliku signaali kujundamisel elektrilisele signaalile ka vaheväärtused ette anda. Sellega tegeleb signaali 'kujundaja', tavaliselt lastakse elektriline signaal läbi erinevatest filtritest, mis siluvad ka 'nurgad' maha.



Joonis 1.2. Signaali teisendamine numbrilisest koodist analoogsignaalini.

1.2. Koodid

Nagu teada, on arvutustehnika jaoks vajalik signaali teisendamine kahendkoodiks – teatavaks nullide ja ühtede jadaks. Füüsikalise signaali töötlemise mõttes võib rääkida kahest koodide süsteemist:

- unipolaarkoodid, signaali (pinge) märk on kogu aeg ühesugune;

- bipolaarkoodid, signaali märk on muutuv (positiivne ja negatiivne).

Kümnendarvu teisendamine kahendarvuks.

Tavalise ehk kümnendarvu saab teisendada kahendarvuks vastavalt järgmistele näidetele:

Näide 1.1. Esitame arvu 13 kahe astmete summana:

 $13 = 8 + 4 + 1 = 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0.$

Kahendarvuks on on antud esituse 2 astmete kordajad, st 1101. Antud esituses on see kahendarv nö nelja-järguline või neljabitiline – koosneb neljast numbrist. Tavaliselt on arvu bittide arv ette antud.

Kui bittide arv on näiteks 10, siis saab selliselt esitada maksimaalselt arvu $2^{10}-1 = 1023$.

Näide 1.2. Esitame arvu 156 10-bitilise kahendarvuna.

 $156 = 1 \cdot 128 + 0 \cdot 64 + 0 \cdot 32 + 1 \cdot 16 + 1 \cdot 8 + 1 \cdot 4 + 0 \cdot 2 + 0 \cdot 1 =$

 $= 0 \cdot 2^9 + 0 \cdot 2^8 + 1 \cdot 2^7 + 0 \cdot 2^6 + 0 \cdot 2^5 + 1 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 0 \cdot 2^0.$

Seega, kahendarvuna on 156 = 0010011100.

ADM töö kirjeldamisel tuleb koode vaadata teisiti – kahendarvu vaadatakse kui mingi täisarvu murdosasid. (Näiteks mõõdetava suuruse täisdiapasooni murdosasid). Sel juhul on kahendarvu suurim järk 2^{-1} (1/2), vähim järk 2^{-n} (1/2ⁿ), kus *n* on teisendusaste. Näiteks 4-bitise ADM korral

$$1011 = 1 \cdot 2^{-1} + 0 \cdot 2^{-2} + 1 \cdot 2^{-3} + 1 \cdot 2^{-4} = \frac{11}{16}$$

8-bitise ADM korral

$$10100001 = 1 \cdot 2^{-1} + 0 \cdot 2^{-2} + 1 \cdot 2^{-3} + 0 \cdot 2^{-4} + 0 \cdot 2^{-5} + 0 \cdot 2^{-6} + 0 \cdot 2^{-7} + 1 \cdot 2^{-8} = \frac{161}{256}$$

Oletame, et mõõdame temperatuuri anduriga, mille mõõtepiirkond on 100°C ning andur teisendab selle pingeks, mille korral maksimaalsele temperatuurile vastab pinge 10 V (0°C-le vastab pinge 0 V). Siis 4-bitilise ADM poolt teisendatud suurus 1011 vastab pinge väärtusele

 $\frac{11}{16} \cdot 10V = \frac{110}{16}V = 6,875V \text{ ning temperatuuri väärtusele } \frac{11}{16} \cdot 100^{\circ}C = 68,75^{\circ}C \text{ . 4-bitise ADM-i}$ abil teisendatav temperatuuri määramatus täpsus oleks siis $\frac{1}{2^{4}} \cdot 100^{\circ}C = \frac{100^{\circ}C}{16} = 6,25^{\circ}C \text{ .}$

Temperatuuri mõõtmisel sama anduri, kuid 8-bitilise ADM-ga, juhul kui saame tulemuseks kahendarvu 10100001, siis vastab see pingele $\frac{161}{256} \cdot 10V = 6,28906V$ ning temperatuurile $\frac{161}{256} \cdot 100^{\circ}C = 62,8906^{\circ}C$. Temperatuuri määramise täpsus oleks

$$\frac{1}{2^4} \cdot 100^\circ C = \frac{100^\circ C}{256} = 0,390625^\circ C \approx 0,39^\circ C .$$

Tavaliselt antakse selliselt ADM muundurist tingitud mõõtmise määramatuseks kahekordne vähim järk. Teisalt, tihti on anduri poolt võimaldatav mõõtemääramatus märksa suurem ADM poolt tingitud veast.

Grey kood

Grey koodi idee on selles, et kui kümnendarv muutub nö ühe ühiku võrra, siis kahendkoodis muutuks vaid ühe biti väärtus. Tabelis 1.1 ton toodud esimeste arvude esitus kahendarvuna ning Grey koodis. (NB! Kahendarv on kümnendarvuna otseselt seotud nagu näidetes 1.1 ning 1.2, kuid kahendkood on kümnendarvu või ka mingi muu info teataval viisil järjestatud 1 ja 0 rida, koode on erinevaid).

Kümnendarv	Kahendarv	Grey kood
0	0000	0000
1	0001	0001
2	0010	0011
3	0011	0010
4	0100	0110
5	0101	0111

Tabel 1.1. Mõningate kümnendarvude esitus kahendarvuna ning Grey koodis

6	0110	0101
7	0111	0100
8	1000	1100
9	1001	1101
10	1010	1111
11	1011	1110
12	1100	1010
13	1101	1011
14	1110	1001
15	1111	1000

Grey koodi kasutatakse näiteks nurkade või nihke mõõtmisel, kui kahe kõrvutiasetseva nurga (või nihke väärtuse) puhul võib muutuda vaid üks biti väärtus. (Ka üleminekul 15->0 muutub vaid üks biti väärtus).

Bipolaarkoodid

Bipolaarkoodide korral peab üks järk olema nö märgijärk – tähistama kas "+" või "-". Ka antud juhul on erinevaid koodi liike – lisakood, pöördkood, otsekood, segakood. Tabelis 1.2 on toodud erinevate koodide võrdlus neljabitilise esituse korral.

Tabel 1.2. Erinevate bipolaarkoodide võrdlus.	Mõlema koodi puhul näitab esimene bitt märki -
0 on ,,+" ning 1 on ,,-,,.	

Arv	Murd	Lisakood	Otsekood
+7	+7/8	0111	0111
+6	+6/8	0110	0110
+5	+5/8	0101	0101
+4	+4/8	0100	0100
+3	+3/8	0011	0011
+2	+2/8	0010	0010
+1	+1/8	0001	0001
0	+0	0000	0000
0	-0	(0000)	1000
-1	-1/8	1111	1001
-2	-2/8	1110	1010
-3	-3/8	1101	1011
-4	-4/8	1100	1100
-5	-5/8	1011	1101
-6	-6/8	1010	1110
-7	-7/8	1001	1111
-8	-8/8	(1000)	

Enamuses arvutites kasutatakse lisakoodi, mille korral esimene järk on märgijärk, positiivsete arvude korral hakkab loendamine 0000-st, negatiivsete arvude korral 1000-st arvu suurenemise suunas. Otsekoodi puhul erinevad positiivsed ning negatiivsed arvud vaid esimese järgu võrra.

1.3. Diskreetimine

Anduri või muunduri sisendis on analoogsignaal ajas pidev funktsioon (u(t)), st ta on määratud iga ajahetke jaoks. Kuivõrd arvuti ei suuda salvestada ning töödelda lõpmata suurt hulka

andmeid, siis enne arvutisse jõudmist tuleb signaal teisendada arvulisele kujule (või koodiks). Arvuti piiratud mälumahu ning töökiiruse lõplikkuse tõttu pole võimalik anda arvuliselt signaali väärtust igal ajahetkel, vaid tuleb piirduda signaali väärtustega mingite kindlate ajavahemike järel (väljavõtted). Saadud signaali nimetatakse diskreeditud signaaliks. Diskreetimise sagedus määrab ära analoogsignaali esituse täpsuse diskreetse ajalise funktsiuoonina.

Järgnevas käsitleme diskreetimist matemaatilisest seisukohast. Joonisel 1.3a on toodud algse signaali x(t) kuju. Diskreetiv signaal p(t) antakse (joonisel on toodud 1.3b-l) perioodiga T – ühesuguse amplituudiga impulsid sagedusega f = 1/T. Diskreeditud signaal on $x_p(t)$ (joonis 1.3c) – kahe signaali korrutis. Seega, diskreetimise korral korrutatakse antud analoogsignaal x(t) signaaliga p(t), mis kujutab endast järjestikust ühesuguste signaalide jada. Kokkuvõttes saadud signaal $x_p(t)$ on impulsside jada, mille väärtused on määratud funktsiooniga x(t). Signaali $x_p(t)$ nimetatakse ka moduleeritud signaaliks.



Joonis 1.3. Diskreeditud (ehk moduleeritud) signaali tekitamine.

Vastavalt matemaatilisele teoreemile on kindlatel tingimustel ajas pidev funktsioon võimalik täielikult esitada (taastada) tema hetkväärtuste abil, mis on võetud võrdsete ajavahemike järel. Selleks peame pisut käsitlema moduleeriva signaali x(t) ning moduleeritud signaali $x_p(t)$ Fourier' teisendusi.

Meeldetuletus: Fourier' read ja Fourier' teisendused.

Olgu meil fikseeritud pikkusega lõigus $t \in [a,b]$ antud funktsioon x(t), siis saab selle funktsiooni esitada perioodiliste funktsioonide summana:

$$x(t) = \sum_{f=-\infty}^{\infty} (x_1(f)\cos(ft) + x_2(f)\sin(ft)),$$

kus $x_1(f)$ ja $x_2(f)$ on avaldatavad x(t) kaudu. Antud esitust nimetatakse Fourier' reaks – funktsiooni esitamine perioodiliste funktsioonide summana. Sarnaselt antud reaga saab teha nn Fourier' teisenduse – funktsioon x(t) teisendatakse funktsiooniks x(f), mis annab algse funktsiooni esituse sageduse funktsioonina, ehk – näitab milliste sagedustega perioodilistest funktsioonidest see koosneb.

Tuues analoogia heliga – inimene registreerib helisid kuni 20000 Hz. Suvalise helilõigu saab anda üksikute helide kombinatsiooniga, kusjuures maksimaalne sagedus oleks 20000 Hz (kõrgemaid pole tänu inimese kõrva omadustele vaja kasutada). Diskreetimise sagedus peab olema maksimaalsest vähemalt 2 korda kõrgem.



Joonis 1.4. Signaali moduleerimine, signaalide esitus sagedusspektris. a) Moduleeriva signaali x(t)Fourier' teisendus x(f), st esitamine sageduste kaudu, f_M on maksimaalne sagedus, mida teisendusel on kasutatud; b) diskreetiv signaal sagedusega $f_p = 1/T$, esituses on ka sagedused; c) moduleeritud kordsed signaali $x_p(t)$ Fourier teisendus (esitus sageduste kaudu); d) juhtum, mil diskreetimise sagedus on liiga väike erinevate impulsside sagedusspektrid kattuvad, tekivad moonutused.

Sagedusfiltrid peavad kindlustama taasesituse täpsuse, st peavad maha lõikama liiga suured sagedused. Selleks peab $f_s > 2 f_M$. Seega, selleks, et salvestatud signaal oleks taasesitamisel täpne, peavad olema täidetud järgmised tingimused:

1) signaal peab hõlmama lõpliku sagedusvahemiku;

2) diskreetimissagedus peab olema vähemalt 2 korda suurem.

Üldjuhul pole neid tingimusi praktikas kerge täita. Anduritest tulev signaal on reaalselt lõpmatus sagedusvahemikus, kuid diskreetimissageduse suurendamist piisavad arvuti kiirus, andmevahetuskiirus ja arvuti mälumaht. Seega, täpne reaalsete andmete töötlemine on võimatu, kuid viga võib erinevate meetoditega vähendada.

Juhul, kui diskreetimissagedus ei ületa kahekordset moduleeriva signaali x(t) maksimaalset sagedust $2f_M$, siis hakkavad spektrid kattuma (joonis 1.4d). Näiteks juhul, kui meil on vaadeldav tegelik signaal $x(t) = \cos 2\pi f_o t$, siis spektrite kattumise korral algse signaali f_o asemel esitatakse signaal f_s - f_o . (Efekt on sarnane sellele, kui filmides hakkavad vankrirattad näivalt tagurpidi pöörlema või seisavad paigal).

1.4. Interpoleerimine

Joonisel 1.5 on näha, kuidas digitaalsignaalist kujundatakse analoogsignaal. Arvutites kasutatakse järgmisi võimalusi:

- Null-järku (ehk ühepunktiline) interpolatsioonimeetod. Suuruse x väärtused võetakse kõik ühesuguste ajavahemike järel (joonis 1.5a). Interpoleerimisel võivad tekkida suured vead – erinevate valitud ajavahemike korral võime saada oluliselt erinevad interpoleerimise tulemused.

- Lineaarne ehk kahepunktiline interpolatsioon (joonis 1.5b). Diskreetsed väärtused ühendatakse sirgjoonega, täpsus suurem kui eelmisel juhul.

- Interpoleerimine madalsagedusliku filtri abil. Ühepunktilise interpolatsiooni abil saadud signaal lastakse läbi madalsagedusliku filtri. Suured hüpped, mis tekivad ühepunktilise interpolatsiooni korral, silutakse filtriga sujuvamaks signaaliks.



Joonis 1.5. Diskreetse signaali kujundamine analoogisgnaaliks interpoleermise abil. a) ühepunktiline interpolatsioon; b) kahepunktiline interpolatsioon; 3) signaali silumine filtri abil.

1.5. Andurid

Arvutite abil teostatava andmehõive jaoks mõeldud andurid teisendavad füüsikalise signaali elektriliseks. Põhiline idee – kasutatakse mingit füüsikalist nähtust, mille korral füüsikalise suuruse kasvule vastab pinge proportsionaalne muutus (kasv või kahanemine). St, pinge Usõltub füüsikalisest suurusest x lineaarselt: U = kx + b, kus k ja b on konstandid, mis võivad olla nii positiivsed kui ka negatiivsed. Enamasti ei kehti see proportsionaalsuse tingimus kogu võimaliku füüsikalise suuruse vahemiku jaoks, siis kasutatakse vaid mõõtepiirkonda, mille korral proportsionaalsuse tingimus kehtib.

1.5.1. Temperatuuriandurid

Temperatuuriandurid võib liigitada järgmiselt: 1) pooljuhtide pn-siirdel põhinevad termomeetrid; 2) termopaarid; 3) resistiivsed temperatuuriandurid (põhinevad efektil, et temperatuuri tõustes elektrijuhi takistus suureneb) – termistorid ehk termotakistid;

4) ultraheli termomeeter – mõõdetav temperatuuride vahemik 2000-3000°C, viga 30°C.

5) Johnsoni müratermomeeter – 400-1770 K, viga 20K, kasutatakse näiteks tuumareaktorites;
6) tuuma kvadrpolresonantsil põhinev termomeeter: 90-400K, viga 1 mK, kasutatakse ka etalontermomeetrina;

7) induktsioontermomeeter: 25-300°C, viga 3°C.

Lähemalt käsitleme neist kolme esimese tööpõhimõtet.

pn-siirdel põhinevad termomeetrid (pn-termomeetrid).

Pn-termomeetrites kasutatakse pn-siirde omaduste sõltuvust temperatuurist. Andurite väljundsignaal sõltub temperatuurist lineaarselt, kuid töötab (nagu kõik andurid) vaid piiratud temperatuurivahemiku korral. Näiteks ränidioodi pinge sõltuvus temperatuurist kirjeldab valem

$$U = \frac{E_s}{e} - \frac{4.6kT}{e} (\ln M - \ln I),$$

kus *e* on elektroni laeng, E_g on keelutsooni laius T=0K korral, k – Boltzmanni konstant, M – mingi temperatuurist sõltumatu konstant, I – vool läbi dioodi.



Joonis 1.6. Räni pn-siirdel põhinevate dioodide tüüpilised pinge sõltuvused temperatuurist.

Joonisel 1.6 on toodud tüüpilised pinge-temperatuuri sõltuvused ränidioodide korral. Tavaline töövahemik on 40-400K. Sel juhul on pinge sõltuvus temperatuurist lineaarne (suure täpsusega lineaarne), temperatuuri edasisel kasvul või kahanemisel ei pruugi see enam nii olla. Kuivõrd pinge on peale temperatuuri ka voolutugevuse funktsioon, siis temperatuuri täpseks määramiseks on vajalik väga stabiilne vooluallikas. Dioodid on oma tööpiirkonnas termistoridest ja termopaaridest suurema täpsusega, kuid neid ei või kasutada tugevates magnetväljades. Täpsus: $\pm 1^{\circ}$ C; GaAs-dioodil on mõõtemääramatus $\pm 0,002$ K töövahemikus 14-300K.

Termopaarid.

Termopaar on seade, mis koosneb kahest eri metallist või metallide sulamist valmistatud juhist, kusjuures üks ühenduskoht peab olema nö keevitus (kaks metalli kokku keevitatud), nim. vahel ka külmjooteks. Termopaari töö põhimõtteskeem on toodud joonisel 1.7a. Kui kaks ühenduskohta on asetatud erineva temperatuuriga keskkondadesse, tekitatakse genereeritakse ahelas vool. Elektromotoorjõud sõltub temperatuuride vahest. Mingis fikseeritud piirkonnas võib seda sõltuvust lugeda ligikaudu lineaarseks – see ongi antud termopaari tööpiirkonnaks.



Joonisel 1.7b on toodud erinevatele termopaaridele iseloomulikud elektromotoorjõutemperatuuri sõltuvused.

Joonis 1.7. a) Termopaari ehitus. b) mõningate termopaaride genereeritud elektromotoorjõu sõltuvused temperatuurist: 1- kromell-konstantaan; 2 – raud-konstantaan; 3 – kromell-alumell; 4 – plaatina – plaatina+10% roodiumit.

Termopaarides kasutatavad metallisulamid on näiteks:

- kromell 8-10% Cr, enamus Ni, lisanditena Co, Fe jm;
- alumell enamus Ni, 1,8-2,5% Al, 1,8-2,2% Mn, 0,85-2,0% Si;
- konstantaan 39-41% Ni, 1-2% Mn, 0,5% Fe, 0,1% Cr, ülejäänud on Cu.

Kromell-alumell termopaari emj. sõltuvus temperatuurist on peaaegu lineaarne kuni temperatuurini 1000°C. Üldjuhul võib temperatuuri ja elektromotoorjõu sõltuvust kirjeldada järgmiselt:

$$T = A_0 + A_1 X + A_2 X^2 + \dots + A_n X^n,$$

kus A_i on konstandid, T – temperatuur, X – termopaari väljundpinge. Suurema täpsuse jaoks peaks kasutama elektromotoorjõu järgi temperatuuri arvutamiseks igale termopaarile vastavat tabelit. Kuivõrd väljundpinge on väike, siis on on antud mõõtmismeetod erinevate ebatäpsuste ning mürade suhtes tundlik, lisaks sellele on tänu külmjootele termopaaril oma reageerimisaeg (umbes 3 ms).

Termistorid.

Termistoridel e termotakistitel põhinevates andurites kasutatakse asjaolu, et üldjuhul sõltub juhi takistus temperatuurist järgmiselt:

$$R_{T} = R_{0}(1 + \alpha_{1}T + \alpha_{2}T^{2} + ... + \alpha_{n}T^{n}),$$

kus R_0 on takistus 0°C korral, α_i on konstandid ning *n* sõltub täpsusest, mida vajatakse. Kui temperatuuride vahemik on suhteliselt väike: 0-100°C, siis piisab lineaarsest lähendusest, st vaid esimesest kahest liikmest. Paljudel juhtudel kasutatakse plaatina ja roodiumit, eriti madalatel temperatuuridel, sest nende temperatuuritundlikkus on väga suur. Joonisel 1.8 on toodud tüüpilised takistuse-temperatuuri sõltuvused.

Termistorides kasutatakse ka mitmeid sulameid, -sulfiide, seleniide, ning ka pooljuhte. Viimaseid iseloomustab negatiivne α_1 , st temperatuuri tõusul takistus väheneb.



Joonis 1.7. Mõningate metallide takistuse sõltuvus temperatuurist.

1.5.2. Tensosensorid. Rõhuandurid

Kõige lihtsamad nihkeandurid on *potentsiomeetrilised* andurid, mis tuginevad pingejaotusele potentsiomeetri kontakti nihkumisel.

Resistiivsed tensoandurid

Resistiivsed tensoandurid e tensotakistid on mõõteseadeldised, mis muudavad oma takistust kontrollitaval objektil tekitatud deformatsiooni tõttu. Need võib jagada kahte klassi:

- metall- ja pooljuhtandurid;

- elastsed takistid.

Metall- ja pooljuhtandurid on vajalikud väikeste deformatsioonide mõõtmisel ning juhul, kui deformeerimiseks on vaja üsna suurt jõudu, deformatsiooni suurus $x < 20 \ \mu$ m. Neid andureid kasutatakse jõu, rõhu, kiirenduse mõõtmisel. Elastseid andureid kasutatakse ka suurte nihete mõõtmisel, mille korral deformatsioon võib ulatuda kuni 50%-ni keha algsest pikkusest. Selliseid andureid kasutatakse staatiliste ja dünaamiliste mõõtmiste tegemisel, eriti näiteks meditsiinis.

Tööpõhimõte.

Juhi takistus on $R = \frac{\rho l}{S}$, kus ρ on juhi eritakistus, l – juhi pikkus, S – ristlõikepindala.

Deformatsioonil muutub juhi pikkus ning ristlõige. Tänu deformatsioonile muutub ka keha struktuur, mis viib eritakistuse muutumiseni. Kokkuvõttes keha takistuse suhteline muutus:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(1+2\sigma)\Delta l}{l} + \frac{\Delta \rho}{\rho}, \text{ kus}$$

$$\sigma = -\frac{\Delta d}{d} : \frac{\Delta l}{l} \text{ on Poissoni koefitsent. } d \text{ on juhi diameeter. } \frac{\Delta d}{d} \text{ on juhi diameetris suhteline}$$
muutus ning $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ on juhi eritakistuse suhteline muutus.

Juhul, kui deformatsioon mõjub otseselt andurile, domineerivad piesoelektrilised efektid. Üldjuhul on pooljuhtandurite takistuse sõltuvus deformatsioonist 50-70 korda suurem kui metallidel, samas on pooljuhtidel negatiivne temperatuurist sõltuvuse koefitsent.

Piesoelektrilised andurid.

Piesoelektrilisi andureid on kahte tüüpi:

- aktiivsed – deformatsiooni muutumine tekitab voolu; pideva deformatsiooni korral voolu ei tekitata;

- passiivsed – deformeeriv jõud muudab materjali elektrilisi omadusi.



Joonis 1.8. Piesoelektriliste andurite rakendamise erinevad võimalused. a) rakendatav jõud ja voolu suund on omavahel risti; b) rakendatav jõud ja voolu suund on samasihilised.

Piesoelektrikutes tekib deformatsioonil laengute ümberjaotumine. On võimalikud 3 erinevat tüüpi andurid:

- deformeeriv jõud on risti genereeritud voolu (või teisel juhul – välise vooluallika poolt genereeritud voolu) suunaga (joonis 1.8a);

- deformeeriv jõud on samasihiline voolu suunaga (joonis 1.8b);

- deformeeriv jõud tekitab mehaanilise nihke - erinevatele piesoelektriku osadele mõjub erinev jõud.

Nimetatud tensoandurid, mis tuginevad mehaanilise pinge muutumisele ja mõõtmisele, võimaldavad mõõta nii jõudu, rõhku kui ka kiirendust, samuti nihkeid.

2. Tiheda plasma fookuse seade

2.1. Plasma-fookus seadme ehitus ja tööpõhimõte

Plasma – positiivselt laetud ioonide ja elektronide segu. Ideaalse plasma korral oleksid kõik algul neutraalsed gaasi aatomid ioniseeritud, kuid tegelikult on plasma korral suurem osa aatomeid ioniseeritud. Täpsema plasma käsitluse leiab plasmafüüsika loengukursusest ning plasmafüüsikat käsitlevatest raamatutest-õpikutest. Selleks, et gaas ioniseerida, peab see olema küllalt kõrgel temperatuuril. Ioniseerimiseks on üks võimalus gaasi kuumutamine kuini gaasi kineetiline energia on nii kõrge, et osakeste põrgetel lüüakse aatomitest välja elektrone – gaas ioniseeritakse. Gaasi saab ioniseerida ka kõrge elektrivälja tugevuse abil. Nii ioniseeritakse gaas näiteks välgukanalis, milles temperatuur ulatub kuni 30000°C.

Kuivõrd plasma on väga kõrge temperatuuriga ning elektriliselt laetud osakeste kogum, siis pole seda võimalik hoida tahkete seintega anumate vahel ilma et see hetkeliselt olemast lakkaks. Plasma (ajutiseks) vangistamiseks on kaks meetodit – plasma inertsiaalvangistus – plasma surutakse kokku valguse rõhu abil või muu aine väga kiirel kokkupressimisel; ning plasma magnetvangistus – magnetvälja abil. Tegelikult on olemas ka kolmas meetod – gravitatsiooniline vangistus – selliselt hoitakse plasmat tähtedes. Üldiselt – mida kõrgem on plasma temperatuur, seda raskem on seda 'vangistada', magnetvangistuse korral – magnetvälja tugevus peab olema väga suur, samas, tänu sellele, et plasma on elektriliselt laetud ning kiiresti liikuvate osakeste segu, tekib plasmas veel oma magnetväli. Ühise magnetvälja konfiguratsioon ei pruugi olla väga püsiv ning pikaajaliselt on kõrgetemperatuurse plasma vangistus väga keeruline.

Energiad, millega iseloomustatakse plasma osakesi.

Plasma osakeste energiat antakse väga sageli eV-des (elektronvoltides). 1 eV on energia, mille saab osake laenguga $1,6\cdot10^{-19}$ C läbides potentsiaalide vahe 1 V. 1 eV = $1,6\cdot10^{-19}$ J. Öeldes, et aine energia on 1 eV, siis tähendab see, et tema temperatuur on 11700 K.

Plasma-fookus-seadme ehitus

Plasma-fookus seadme (PF-seade) ehitusskeem on toodud joonisel 2.1.



Joonis 2.1. a) Plasma-fookus-seadme ehitusskeem; b) plasma-kambris olevad elektroodid – keskel on anood, seda ümbritsevad vardakujulised katoodid.

PF-seadme kondensaatorid laetakse kõrge pingeni U (kuni 60 kV), lüliti sulgemisel tekib hõreda gaasi keskkonnas olevate elektroodide vahel läbilöök. Läbilöök tekib tavaliselt mööda isolaatori pinda, harvem ka selle pinna lähedal olevas gaasis. Plasmat hakkab läbima vool, mille ümber tekib magnetväli magnetilise induktsiooniga \vec{B} . Tänu Lorentzi jõule $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{B}$, mis mõjub laetud osakestele, hakatakse ioone ning elektrone (kuigi nende laengud on erinevad, liiguvad nad ka vastupidistes suundades, tänu sellele on mõjuv jõud mõlemale samasuunaline) isolaatorist kaugemale lükkama, elektroodide otse poole. Teataval hetkel on plasmakihid (joonisel 2.1. a – kihid erinevatel ajahetkedel on vastavalt 1,2 ja 3) lükatud anoodi ette kokku nn pinchiks – tihedaks plasmasambaks.

Plasmakihis olevate ioonide-elektronide energia on umbes 0,1-1 keV. Kui plasmakihid on jõudnud pintšini, surutakse tänu magnetväljale osa plasmast väga tihedalt kokku tõstes selle temperatuuri oluliselt kõrgemaks – osakeste energiat on suurusjärgus 100 keV. Mõned nanosekundid pärast pinchi pääsevad kergemad ning kiiremad elektronid sellest mikrovangistusest välja ning nende kiir on suunatud anoodile. Umbes 10 ns hiljem pääsevad sellest välja ka ioonid, mis suunatakse anoodist eemale – elektronidele vastassuunas. Joonisel 2.2 on toodud skeem aeglasema plasma ning kiirete ioonide leviku kirjeldamiseks.



Joonis 2.2. Plasma levimine pintšist. Algselt tekib aeglasema plasma lööklaine (shock-wave), mõnisada nanosekundit hiljem hakkavad pintšist levima kiired ioonid, mis levivad kitsa kiirtekimbuna. Jõudes lööklaine frondini, hajub kiirete ioonide kimp laiemaks.

2.2. Plasma-fookus seadme töökarakteristikud

PF-seadme koguenergia üheks 'lasuks' on enam-vähem võrdne kondensaatorite patarei

koguenergiaga. Kui kondensaatorite mahtuvus on *C* ning pinge *U*, siis $W = \frac{CU^2}{2}$.

Joonistel 2.2 on toodud PF-seadmes tekkinud voolutugevuse graafikud. Voolutugevuse I järsk langus joonisel 2.2. b on tingitud plasma takistuse hüppelisest kasvust pinchi ajal. Hüppe suurus iseloomustab ka kiiretele ioonidele antavat koguenergiat. Kuivõrd voolutugevuse muutus ei pruugi olla suur, siis kasutatakse uuringuteks ka dI/dt – kui voolutugevuses I on ka väikene hüpe olemas, siis dI/dt-s on hüpe märksa suurem Joonisel 2.3. on toodud dI/dt graafikud.



Joonis 2.2. Voolutugevuse I sõltuvus ajast t. a) Pinchi ei ole, katse on läbi viidud lämmastikuga; b) voolutugevuse muutumine pinchi olemasolu korral, katse on läbi viidud argooniga.



Joonis 2.3. dI/dt sõltuvus ajast. a) ilma pinchita; b) pinchiga.

2.3. Plasma-fookus seadme rakendusi

PF-seade puhul pakuvad huvi plasma käitumise uurimine, selle teke, plasma takistuse tõusu uurimine jne, st seadme talitus ning plasma käitumine selles. Teisalt kasutatakse PF-seadet ka teistel uurimiseesmärkidel. Näiteks – PF-seade röntgenkiirguse ning kiirete neutronite allikana. Juhul, kui töögaasiks on deuteerium, tekivad seadmes 2,45 MeV-sed neutronid, seda sõltumata kondensaatorite hulgast ja koguenergiast. Seega saab seadmeid kasutada näiteks neutron-spektroskoopias või nagu röntgenaparaadi analoogina, rakendades läbivate kiirtena neutroneid.

Teine rakendusvaldkond – materjaliuuringud. PF-seade on nö odav seade, mis võimaldab tekitada osakesi energiaga kuni 100 keV (ja tegelikult ka prootonid ning neutronid energiatega suurusjärgus 2,45 MeV). PF-seade võimaldab nende ioonidega mõjutada materjale erinevate ajavahemike τ jooksul – 10 ns – kuni mikrosekundid. Teisalt on pinnale langev energiavoog q väga suur ning nn kahjustustegur – $q\tau^{1/2}$ võib olla väga suur.

Materjaliuuringute valdkonnas saab PF-seadet rakendada kahel erineval režiimil – pinchiga ning ilma. Kui pinchi ei ole, siis tekitatakse vaid nö aeglaste, 0,1-1keV-lise energiaga plasmalaine, mis mõjutab selle ette pandud materjali. Pinchi korral tuleb arvestada, et pinchist lähtuv kiirete ioonide (energiaga 100 keV) suundub kitsas nurgas ning see hakkab levima umbes 10 ns hiljem kui algne aeglase plasma pilv. Joonisel 2.4 on toodud skaneeriva elektronmikroskoobiga tehtud pildid ränikristallist ning ränist, mida on kiiritatud deuteeriumiplasmaga seadmel PF-seadmega PF-12. Joonisel 2.5 on toodud pildid rauasulami pinnastruktuurist. Roostevaba terast on kiiritatud deuteeriumiplasmas, seda on tabanud vähemalt 2 kiirete ioonide kimpu. Võib märgata nii lõhkenud mulle kui ka veel lõhkemata mulle, mis on sulami pinna all. Ka antud juhul on metallipind täielikult sulanud, tahkestumisel on tekkinud lõhkenud mullide piirkond, samuti on tekkinud praod tänu kiirele jahtumisele.



с

d

Joonis 2.4. a) c) kiirete ioonidega kiiritatud räni. On näha, et räni on sulanud ning siis uuesti jahtumisel on moodustunud kitsamad kimbud.

b) d) kiiritamata (või aeglase plasmaga – see vajab täiendatavat uurimist) kiiritatud räni.





Joonis 2.5. Roostevaba terase pind plasmaga a) töötlemata ning b) töödeldud juhul.







e

Joonis 2.5. Roostevaba teras c) plasmaga töötlemata pind; d) e) deuteeriumplasmaga töödeldud pind.

3. Optilised riistad. Mikroskoobid

Siinkohal antakse lühiülevaade tavalistest optilistest seadmetest – eelkõige mikroskoobi tööpõhimõttest ning vaadeldavate objektide suurusest.

3.1. Lääts, mikroskoop, kiirte käik neis ja suurendus

Kõige lihtsam optiline süsteem on lääts+ silm. Läätses toimub suurendus vastavalt skeemile joonisel 3.1.



Joonis 3.1. F – läätse fookus, e – ese, k – kujutis, S – silm, h – eseme kõrgus, H – kujutise kõrgus, N – silma ja kujutise vaheline kaugus ehk parima nägemise kaugus, d_0 – eseme ja läätse vaheline kaugus, θ - eseme nurksuurus, θ ' – kujutise nurksuurus.

Läätse nurksuurendus on $M = \frac{\theta'}{\theta} \approx \frac{\tan \theta'}{\tan \theta}$. $\tan \theta = \frac{h}{N}$, kus N on parima nägemise kaugus (20-

25 cm). $\tan \theta' = \frac{h}{d_0}$. Ideaalsel juhul asetseb ese peaaegu läätse fookuses (siis tundub ese asetsevat lõpmatuses ning silm on võimalikult vähem pinges), st $d_0 \approx f$. Seega saame luubi nurksuurenduse jaoks seose

$$M = \frac{h}{f} \frac{N}{h} = \frac{N}{f}.$$
(3.1)

Joonisel 3.2 on toodud kiirte käik mikroskoobis.



Joonis 3.2. ob – objektiiv, ok – okulaar, S – silm, h_0 – eseme kõrgus, h_i – objektiivi poolt tekitatud kujutise kõrgus, d_0 – eseme kaugus objektiivist, d_i – kujutise kaugus objektiivist, f_{ob} – objektiivi fookuskaugus, f_{ok} – okulaari fookuskaugus, l – objektiivi ja okulaari vaheline kaugus. Okulaari poolt tekitatud lõplik kujutis, mida näeb inimese silm ei pruugi tekkida teisel pool objektiivi, vaid võib olla tekitatud ka nende vahele – inimese silmast parima nägemise kaugusele.

Mikroskoobi suurendus tuleb kahe läätse – objektiivi ning okulaari suurendustest: $M = M_{ak}M_{ab}$.

Okulaari suurendus on analoogiline luubi suurendusega – kui silm on lõdvestunud, siis $M_{ok} = \frac{N}{f_{ok}}$, kus f_{ok} on okulaari fookuskaugus. Objektiivi suurendus $M_{ok} = \frac{h_i}{f_{ok}} - \frac{d_i}{f_{ok}} \approx \frac{l - f_{ok}}{f_{ok}}$

$$M_{ob} = \frac{h_i}{h_0} = \frac{d_i}{d_o} \approx \frac{l - f_{ok}}{d_0}$$

kus l – okulaari ja objektiivi vaheline kaugus, h_0 – eseme kõrgus, h_i objektiivi poolt tekitatud kujutise kõrgus, d_0 – eseme ja objektiivi vaheline kaugus, d_i – objektiivi poolt tekitatud kujutise ning objektiivi vaheline kaugus. Siin arvestasime, objektiivi poolt tekitatud kujutis peab tekkima peaaegu okulaari fookusesse. Kui okulaari fookuskaugus on väike võrreldes läätsede vahelise kaugusega, siis $l - f_{ok} \approx l$. Teisalt, suurema suurenduse saamiseks peab ese asuma objektiivi fookusele võimalikult lähedal, st $d_0 \approx f_{ob}$. Seega saame mikroskoobi suurenduseks

$$M = \frac{N \cdot l}{f_{ok} \cdot f_{ob}}.$$
(3.2)

3.2. Kujutise deformatsioon optilistes süsteemides, mikroskoobi resolutsiooni piirid

Eelpool tehtud tuletuskäik kehtib juhul, kui tegemist on ideaalsete õhkeste läätsedega. Arvestasime ka, et $\tan \theta \approx \theta$. Tänu läätse lõplikule paksusele on optilistes süsteemides järgmised kujutise deformatsioonid:

- läätse aberratsioon – erinevatest läätse osadest tulnud kiired koonduvad peateljel erinevates punktides (nn sfääriline aberratsioon);

- kooma – punkt kujutatakse mitte punktiks, vaid ringiks, keraks või ellipsiks; fokaaltasand on kõver, mitte tasane jms,

- kromaatiline aberratsioon – eri värvi kiired murduvad läätses erinevalt, tänu sellele koonduvad erinevates punktides – seda aitavad korvata lisaläätsed – lisaks kumeratele läätsedele kasutatakse ka nõgusaid või poolnõgusaid läätsesid.

Läätse resolutsiooni piirid.

Läätse resolutsioon on võime eristada kahte lähedalasuvat punkti. Läätse resolutsioonile panevad põhimõttelised piirid kaks asja – aberratsioon – punkt kujutatakse ringiks ning kahe lähedalasuva punkti kujutised (ringid) hakkavad kattuma; teine – difraktsioon, msi on tingitud valguse lainelistest omadustest. Läätse servad toimivad ringi (või piluna), millelt valguslained difrageeruvad.

Difraktsiooni korral pilult laiusega D on pilu keskel valguse intensiivsuse maksimum, esimene miinimum on määratud seosega $\theta \approx \sin \theta = \frac{\lambda}{D}$, kus λ on valguse lainepikkus (vt joonis 3.3a). Juhul, kui tegemist on difraktsiooniga ringikujuliselt avalt (nagu ka läätse servadest), siis on tsentraalse laigu poolnurklaius (vt joonis 3.3b) $\theta = \frac{1,22\lambda}{D}$. Esimese miinimumi asukoht annab

ette ka läätse nurkresolutsiooni. Et mikroskoobis on ese fookuse lähedal, siis $\theta \approx \tan \theta = \frac{s}{f}$, st

 $s = f \cdot \theta$. Seega, $s = \frac{1,22\lambda f}{D}$, kus *D* on objektiivi läätse diameeter. Läätse resolutsioon on $s = \frac{1,22\lambda}{2\sin\alpha} = \frac{0,61\lambda}{\sin\alpha}$. Üldisemal juhul, kui ese paikneb mingis valgust murdvas keskkonnas, siis $s = \frac{0,61\lambda}{n\sin\alpha} = \frac{0,61\lambda}{NA},$ (3.3)

kus *n* on keskkonna murdumisnäitaja. Suurust $NA = n \sin \alpha$ nimetatakse läätse apertuurarvuks. Võttes $\lambda \approx 600nm$, $\sin \alpha \approx 1$ ning n=1,5, saame läätse lahutusvõimeks 0,2 µm.

4. Spektroskoopia

4.1. Spektroskoopia füüsikalised alused

4.1.1. Aatomite spektrid

Kõige lihtsam aatom on nn vcesinikusarnane aatom, mille tuuma ümber tiirleb vaid üks elektron (täpsemalt – tuuma ümbritsevas elektronkihis on vaid üks elektron). Elektroni potentsiaalne energia tuuma poolt tekitatud elektriväljas on

$$U = -\frac{Ze^2}{r}k, \qquad (4.1)$$

kus $e=1,6\cdot10^{-19}$ C on elektroni laeng, r – elektroni kaugus tuuma tsentrist, $k=\frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}$ on

konstant. Schrödingeri võrrandi lahendamisel ilmneb, et elektron saab aatomis olla vaid olekutes, millel on fikseeritud energiatasemed. Vesinikusarnase aatomi puhul

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar n^2},$$
(4.2)

kus m_e on elektroni mass. Aatom kiirgab või neelab footoni vaid üleminekul ühelt energiatasemelt teisele. Nagu kvantmehaanikast teada, iseloomustab elektrone aatomis peale peakvantarvu n, mis määrab ära energiataseme (ja energiaväärtuse) ka impulssmoment

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)} , \qquad (4.3)$$

kus l=0,1,...,n-1; l on nn orbitaalkvantarv. Impulsimomendi projektsioon etteantud suunal on $M = \hbar m$, (4.4)

kus m=-l,...,0,...,l; *m* on magnetkvantarv. Elektroni spinnkvantarv võib omandada kaht väärtust $s = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$.

Elektron võib läbida vaid selliseid siirdeid, mille korral $\Delta l = \pm 1$ (see on tingitud footoni spinnist *s*=1). Seega, kui näiteks vesiniku aatomis on elektron madalaimal energiatasemel, st *n*=1, siis *l*=0, siis üleminekud kõrgematele energiatasemetele võivad toimuda näiteks orbitaalidele *n*=2, *l*=1 või *n*=2, *l* = -1; *n*=3, *l*=1, või *l*=-1 jne. Analoogiliselt ka elektroni siiretel madalamatele orbitaalkvantarv *l* muutuma ühe võrra.





Joonis 4.1. Elektroni lubatud siirded kõrgematele energiatasemetele vesinikuaatomis. Madalamatele tasemetele toimuvad siirded on samad, nooltega vastassuunas.

Joonis 4.2. Mõned elektroni lubatud siiretest naatriumi aatomis.

Lihtsuse poolest järgmine on leelismetallide aatomi ehitus – neil on viimasel elektronkihil 1 elektron. Erinevalt vesinikust on leelismetallide puhul samade peakvantarvude, kuid erinevate lväärtusega tasemetel elektronidel erinev energia. Põhjus on selles, et välise elektronkihi jaoks on tuum ja tuuma laeng varjestatud sisemiste elektronkihtide elektronide poolt – varjestamisel mängib rolli nii elektronide arv kui ka nende orbiitide konfiguratsioon. Üldiselt – mida suurem on elemendi järjenumber, seda keerulisem on arvutada üleminekute spektreid. Joonisel 4.2 on toodud lubatud üleminekud naatriumi aatomi väliskihi elektronil. Nagu näha, ei ole elektronid sama peakvantarvuga n, kuid erineva orbitaalkvantarvuga kihis enam sama energiaga. Tegelikult on kõik spektrijooned kahekordsed – tänu elektroni spinni kahele võimalikule väärtusele.

Üldiselt tulenevad optilised spektrid väliskihtide elektronide üleminekutest. Kui aga põrgetele või muul moel aatomi poolt omandatud energia on nii suur, et ergastada sisekihi elektron, siis elektroni tagasilangemisel sellele kihile eraldub kvant, mille energia on UV- või röntgenkiirguse skaalas.

Röntgenkiirgust on 2 liiki – pidurdus- ehk pärsskiirgus, ja karakteristlik röntgenkiirgus. Pidurduskiirgus tekib elektroni pidurdumisel aatomit ümbritsevas elektronpilves ning on pideva spektriga. Elektronide või röntgenkiirguse kvantidega aatomite 'pommitamisel' võivad need ergastada aatomi sisemisi (K, L, M,..) elektronkihte. Nii tekivad nn. K_{α}, K_{β}, K_{γ}, L_{α}, L_{β}, jne karakteristliku röntgenkiirguse spektrijooned. K-seeria tekib järgmiselt: K-tasemelt välja löödud elektroni asemele langeb L, M, N-kihist elektron. Selle asemele langeb vastavalt kõrgemast elektronkihist elektron. Analoogiliselt tekivad ka teised seeriad. Kehtib Moseley seadus röntgenkiirguse ringsageduse arvutamiseks:

$$\sqrt{\omega} = C(Z - \sigma), \qquad (4.5)$$

kus Z – elemendi järjenumber, σ on konstant, mis on sama kõigi sama seeria joonte jaoks, $\sigma=1$ K-seeria jaoks, $\sigma=7,5$ L-seeria jaoks jne. C on sama kõigi elementide α -, β - γ -joonte jaoks.

4.1.2. Molekulide spektrid

Molekule hoiavad koos ühised väliskihtide elektronid. Seetõttu on karakteristlik röntgenikiirgus sama nii aatomite jaoks kui ka ühendites esinevate raskete aatomite jaoks.

Molekulide ühise väliskihi elektronidel on oma potentsiaalne energia. On võimalik ergastada elektrone ning sellega saadakse kiirgumis-neeldumisspektrid. Kui erinevalt aatomitest on molekulidel võimalik veel võnkuda – aatomid võnguvad üksteise suhtes. Kvantmehaanikast on teada, et kvantmehaanilisel ostsillaatoril on võimalikud energiaväärtused $E = \left(v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$, kus v on täisarv. E võimalikud väärtused sõltuvad potentsiaalaugu kujust, kuid antud juhul on oluline, et ka võnkeenergia saab muutuda vaid portsjonite kaupa. Peale võnkumise on molekulil olemas ka pöörlemisenergia. Pöörlemisenergia: $E_r = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{M^2}{2I}$, kus I on süsteemi inertsmoment masskeset läbiva telje suhtes ning M – süsteemi impulssmoment. Kvantmehaanikast:

$$M = \hbar \sqrt{J(J+1)} , \qquad (4.6)$$

kus J on impulssmomendi kvantarv. Seega saame pöörlemisenergia jaoks avaldise

$$E_r = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}.$$
 (4.7)

St, ka pöörlemisenergia saab muutuda vaid diskreetselt. Üldiselt $\Delta E_r < \Delta E_v < \Delta E_l$, kus ΔE_v on võnkumisenergia ning ΔE_l elektroni üleminekute energia. Tänu sellele on molekulidel joonte asemel ribad – nn ribaspektrid (vt joonis 4.3).



Solar absorption spectrum (Fraunhofer lines)

Joonis 4.3. Näha on erinevate aatomite spektrid. Ülalt esimene on vesiniku aatomi kiirgumisspekter, alt teine on molekulaarse vesiniku kiirgusmisspekter. Nagu näha, on spektri suurema lainepikkusega osas (punane) ribade arv märgatavalt suurem võrreldes atomaarse vesinikuga. Alt esimesel on toodud neeldusmisjooned Päikese atmosfääris. (http://quantummechanics.ucsd.edu/ph130a/130_notes/node51.html)

4.2. Molekulide spektroskoopia. IR-spektroskoopia

Molekulide spektroskoopia on põhiliselt neeldusmisspektroskoopia – toimub laias spektriosas kiiratud kiirguse neeldumine molekulaarses keskkonnas, peamiselt võnke- ehk vibratsioonienergiate järgi. Eristatakse kaht spektroskoppiat – IR-spektroskoopia (infra-red -

infrapuna) kiirguse lainepikkustel 2500-25000 nm, ning NIR-spektroskoopia (near infra-red – lähi-infrapuna) lainepikkustel 1000-2500 nm.

Molekulide erinevate funktsionaalrühmade karakteristlikud sagedused on toodud näiteks veebilehtedel:

http://infrared.als.lbl.gov/IRBands.html

http://webbook.nist.gov

Kuivõrd molekulide spektrid on neeldumisspektrid, siis on siin olulised 2 küsimust – millist kiirgusallikat kasutada, ning kuidas kiirgust detekteerida.

Sobivad kiirgusallikad – kuumad kehad, kuid tänu soojuskiirguse spektrile on infrapunakiirguse intensiivsus madal. Kasutatakse näiteks $ZrO_2-Y_2O_3-ThO_2$ segust varrast 1900[°] juures, varrast kuumutatakse elektrivoolu abil. kasutatakse ka ränikarbiidist varrast 1200-1400°C juures, nikroomtraati jm.

Detektrorite probleem – tänu kiirguse väikesele lainepikkusele ei saa kasutada elektronkordisteid, detektoritel peab olema kõrge tundlikkus suures lainepikkuste vahemikus ning väike reaktsiooniaeg. Detektorid jagatakse järgmiselt:

- termilised;
- piesoelektrilised seade paikneb kahe kondensaatroikihi vahel, temperatuuri tõttu hakkab andma elektriimpulsse;
- fotojuhtivusel tuginevad detektorid;
- (pneumaatlised) fotoakustilised detektorid.

Fotojuhtivusel tuginevad detektorid – kasutatakse pliisulfiidi, elavhõbe-kaadmium-telluriidi – pooljuht mittejuhtival alusel. Pooljuhi elektrijuhtivus sõltub pealelangeva kiirguse energiast.

Tänapäeval kasutatakse spektromeetrias Fourier teisendustel põhinevat nn FT IR – spektromeetriat. Michelsoni interferomeetri abil registreeritakse kiirguse võngete profiil ajas e nn time-domain spekter (vt joonis 4.4a). Fourier teisendus annab sellele vastava sageduste spektri. St – kui erineva sagedusega lained langevad detektorile, siis saadud signaali ajalise jaotuse järgi seatakse sellele vastavusse sagedused, millest koosnes pealelangev laine. Saadakse nn frequency domain spekter (vt joonis 4.4b).



Joonis 4.4. a) Detektori nihke (vertikaalteljel) muutumine aja (horisontaaltelg) jooksul; b) nihkele vastav Fourier teisendus – energia sõltuvus lainearvust.

FT IR spektroskoopia nõuab väga kiireid detektoreid ning väga kiireid arvuteid.

4.3. Ultraviolettspektroskoopia

5. Elektronmikroskoopia

5.1. Skaneeriv elektronmikroskoop (SEM)

Tavaliste, optiliste, mikroskoopide lahutusvõime piir on umbes valguse lainepikkusega samas suurusjärgus ehk umbes 300 nm (200 nm). Nagu kvantfüüsikast teada, on ka osakestel lainelised omadused, st ka elektronidel on nn de Broglie lainepikkus. Osakese impulss ja lainepikkus on omavahel seotud:

$$p = mv = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda},$$
(5.1)

kus arvestasime, et osakese impulss on seotud energiaga järgmiselt: $p = \frac{E}{c}$. Seega saame osakese de Broglie lainepikkuse jaoks avaldise

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$
(5.2)

Leiame elektronmikroskoobi lahutusvõime analoogiliselt optilise mikroskoobiga. Eeldame, et elektrone kiirendatakse elektriväljas potentsiaalide vahes *U*, siis saavad nad energia

$$E = eU = \frac{mv^2}{2}. \text{ Seega } v = \sqrt{\frac{2Ue}{m}} \text{ ning lainepikkus}$$
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2Uem}}.$$
(5.3)

Võttes kiirendavaks pingeks näiteks E=30000 V, leiame, et elektroni de Broglie lainepikkus on $\lambda = 7 \cdot 10^{-12} m$. Kasutame nüüd seost (3.3). Kui optilise mikroskoobi korral oli apertuurarv $NA = n \sin \alpha \approx 1$, siis elektronmikroskoobi korral on NA=0,02. Seega saame lahutusvõimeks $d \approx 2 \cdot 10^{-10} m = 0,2nm$, mis on 10000 korda parem kui optilisel mikroskoobil. Kiirendava pinge suurendamisega on võimalik suurendada ka elektronmikroskoobi lahutusvõimet.

SEM-i põhimõtteskeemi on toodud joonisel 5.1. Filamente kasutatakse elektronide allikana, mida kiirendatakse kuni 50000 kV-ses (isegi kuni 100000 kV-ses) elektriväljas. Kiirendatud elektronidekimp fokuseeritakse poolide abil, st magnetväljas, väiksesse punkti diameetriga umbes 0,4-10 nm. Skaneerimispoolide abil suunatakse elektronide kimpu rida-realt kuni uuritav piirkond on 'läbi käidud', samaaegselt muutub ka detektori skaneerimissamm.

Objektini jõudnud elektronid hajuvad korduvalt aatomite elektrokihtidelt ning pidurduvad uuritava näidise nn vastastikmõju piirkonnas, mis on 100-5000nm paks. Interaktsioonikihi paksus sõltub elektronide energiast ning näidise aatominumbrist ja materjali tihedusest. Vastastikmõju tõttu peegelduvad materjalist kõrge energiaga elektronid (peegeldunud e hajunud elektronid – energia samas suurusjärgus primaarsete elektronide energiaga), välja

lüüakse ka madala energiaga sekundaarelektrone (enegria alla 50 eV). Lisaks tekib elektronide pidurdumisel aatomites röntgenkiirgus, aatomite madalamate tasemete elektronide ergastamisel ka karakteristilik röntgenkiirgus.



Joonis 5.1. Skaneeriva elektronmikroskoobi põhimõtteskeem.

Peegeldunud elektronide hulk sõltub materjalist – mida suurem on materjali aatommass, seda rohkem elektrone tagasi peegeldatakse. Seetõttu kasutatakse peegeldunud elektronide režiimi näidise koostise kindlakstegemisel ning keemiliste elementide jaotuse hindamiseks uuritaval pinnal.

Sekundaarsed elektronid tekivad näidise mõnenanomeetri paksusest pinnakihist. Sekundaarsete elektronide abil uuritakse näidise pinna topoloogiat. Neid kiirendatakse 400V-ses pinges ning suunatakse siis detektorisse. Sekundaarelektronid tekitavad detektori stsintillatsioonmaterjalis valgussähvatuse, mida võimendatakse fotokordistis . Saadud vooluimpulsid võimendatakse ning moduleeritakse pildi heleduseks – nii saadakse pilt monitori ekraanile.



Joonis 5.2. Pildid terasesulamist SEM-ga a) sekundaarsete elektronide režiimil saadud pilt; b)

peegeldunud elektronide režiimil saadud pilt – tumedad laigud näitavad suurema aatommassiga elementide asukohta.

Sageli kasutatakse elektronmikroskoopide juures ka röntgenkiirguse detektorit – tänu tekinnud karakteristlikule röntgenkiirgusele võimaldab see täpselt määrata uuritava näidise keemilist koostist.

Elektronmikroskoobi abil on sobiv uurida elektrit juhtivaid materjale – juhte ja ka pooljuhte, kuid mittejuhtivate materjalide jaoks tuleb nende pinda eelnevalt töödelda – katta pind õhukese juhi, näiteks kulla, kihiga. Joonisel 5.2 on toodud elektronmikroskoobi abil saadud pildid.

5.2. Transmissioonelektronmikroskoop (TEM)

Läbivalgustava ehk transmissioon-elektromikroskoopi (TEM) abil uuritakse õhukeste objektide (paksus kuni 50 nm) struktuuri, elemetseid ja struktuurseid koostisi, füüsikalisi omadusi. TEMis antakse näidist läbivatele elektronidele energia kiirendades neid pinges 100 kV-300 kV. Võimsate TEM-de abil on võimalik elektronidele anda isegi kuni 3 MeV-ne energia.



Joonis 5.3. TEM-i põhimõtteline skeem, elektronide kiire tee TEM-s.

TEM-s kasutatakse kujutise saamisel kahte režiimi. Enamlevinud on nö amplituudrežiim, milles kasutatakse otse levinud ning elastselt hajunud elektrone. Pilt saadakse difrageerumata elektronide abil (joonis 5.4a) – mida heledam on pildi osa, seda väiksem on sellele osale vastava objekti optiline tihedus, sest enamus elektrone on lennanud otse, ilma hajumata. Tumedamas osas saadakse kujutis juba rohkem elastselt hajunud elektronide tõttu. TEM-i kasutatakse väga palju bioloogias ja meditsiinis rakkude uuringutel.

Teine võimalus kujutise saamiseks on elektronide difraktsiooni tõttu. Tänu elektroni lainelistele omadustele difrageeruvad need objekti aatomitelt ja kristallvõrelt. Saadakse nn Fraunhoferi difraktsiooni kujundid, mis Fourier' pöördteisenduse abil annavad objekti esialgse kujutise. Pilt elektronide difraktsiooni kohta kristallis on toodud joonisel 5.4b.

Peale ülalnimetatud võimaluste on TEM korral sarnaselt SEM-ga võimalik kasutada objekti koostise määramiseks röntgenkiirgust. Nimelt, ka antud juhul ergastavad elektronid madalamate elektronkihtide elektone aatomis ning tekitatakse karakteristilik röntgenkiirgus, mida on võimalik registreerida TEM-i paigutatud lisadetektori abil.



Joonis 5.4. a) TEM pilt amplituudrežiimis NiFe kihilt, kõrval on toodud ringiga näidatud tsoonile vastav elektronide difratsiooni pilt, mis võimaldaba analüüsida kristalli struktuuri, http://www.ifw-dresden.de/institutes/ikm/organisation/dep-31/methods/conventional-transmission-electron-microscopy-ctem; b) Elektronide difraktsioon austeniitterasel, saadud TEM-l (Vikipedia).

6. Elektron-paramagneetiline resonants ja tuumamagnetresonants

6.1. Elektron-paramagneetilise resonantsi füüsikaline taust

Elektron-paramagneetiline resonants (EPR) ehk elektron-spinnresonants (spektroskoopia) on teatav meetod keemiliste elementide kindlakstegemiseks. Analüüsida saab elemente ja aineid, milles on üks või rohkem paaritut (paariliseta) elektroni. St, on võimalik uurida orgaanilisi ja mitteorgaanilisi aineid, milles on metalliline ioon. EPR põhimõtteidee on sarnane tuumamagnetresonantsi (TMR) ideega.

Füüsikaline taust on pärit kvantmehaanikast. 1913.a. avastati nn Starki efekt – kui kiirgav gaas panna elektrivälja, siis toimub spektrijoonte lõhenemine. Iga n-s taseme spektrijoon lõheneb n-1 alamspektrijooneks. See toimub tänu orbitaalkvantarvule l – tänu välisele elektriväljale toimub gaasi aatomite ümberorienteerumine välises elektriväljas ning üleminekud erinevate l tasemete korral annavad pisut erineva energiaga kvante.

1896.a. avastas P. Zeeman naatriumi spektris, et kui kiirgusallikas paiknes välises staatilises magnetväljas, siis jagunesid kiirgusspektri osad mitmeks. Elektromagnetismist on teada, et osakesel magnetmomendiga $\vec{\mu}$ on välises magnetväljas energia $U = -\vec{\mu}\vec{B}$. Elektroni

magnetmoment on $\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e c}\vec{L}$, kus \vec{L} on (aatomi ümber orbiidil liikuva) elektroni impulssmoment. Võib kirjutada

$$U = -\vec{\mu}\vec{B} = -\mu B\cos\alpha = -B\mu_H, \qquad (6.1)$$

kus μ_H on elektroni impulssmomendi projektsioon magnetvälja suunale. Kuivõrd elektroni impulssmomendi võimalikud väärtused on $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ (vt. (4.3)). Järelikult on elektroni orbitaalmagnetmomendi absoluutväärtused diskreetsed ning võivad omandada väärtusi

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} .$$
(6.2)

Magnetmomendi projektsioon etteantud suunale:

$$\mu_{H} = -\frac{e}{2m_{e}c}M_{H} = -\frac{e}{2m_{e}c}m\hbar = -\mu_{B}m, \qquad (6.3)$$

kus m on magnetkvantarv. Seega on tänu välisele magnetväljale elektroni poolt omandatud energia

$$\Delta E = -\mu_B Bm. \tag{6.4}$$

Energiatase E_{nl} lõhustub 2l+1 üksteisest võrdsel kaugusel olevaks energiatasemeks. Antud süsteemides on võimalikud vaid üleminekud, mille puhul magnetkvantarv m muutub ühe võrra või jääb samaks: $\Delta m = 0,\pm 1$. Joonisel 6.1. on kujutatud lubatud üleminekud kahel erineval juhul.



Joonis 6.1. Spektrijoone ringsagedusega ω_0 jagunemine kolmeks. a) Üleminekud orbitaalilt l=1 orbitaalile l=0. b) Üleminekud orbitaalilt l=2 orbitaalile l=1.

Joonisel 6.1 toodud üleminekutel kiiratakse kvandid energiatega $\Delta E = \hbar \omega_0$, $\Delta E = \hbar (\omega_0 + \Delta \omega_0)$ ja $\Delta E = \hbar (\omega_0 - \Delta \omega_0)$. Ülaltoodud nähtust, mil iga spektrijoon jaguneb välises magnetväljas kolmeks, nimetatakse lihtsaks Zeemani efektiks.

On ka nn keeruline Zeemani efekt. Keerulise Zeemani efekti korral tekib iga väiksema spektrijoone asemele kolm. Lisanduvad jooned sagedusega $\Delta \omega = \Delta \omega_0 \frac{r}{q}$, kus r ja q on väikesed täisarvud. See on tingitud asjaolust, et tänu spinnile on koguimpulssmoment suurem või väiksem. Aatomi koguimpulssmoment on

$$J = L + S, L + S - 1, ..., ||L - S||,$$

kus *S* võib omandada kõiki väärtusi 0 kuni N* ½, kus *N* on elektronide arv aatomis. Kui elektrone on paarisarv, siis võib *S* omandada vaid täisarvulisi väärtusi. Kui *N* on paaritu arv, siis võib *S* omandada kõiki poolarvulisi väärtusi vahemikus 0 kuni N* ½. Magnetväljas pretsesseerib aatomi resultantimpulssvektor väärtustega $M_j = \hbar \sqrt{J(J+1)}$ ümber välja suuna, kusjuures projektsioon sel suunal on $M_{JH} = \hbar m_J$ ning m_J võib omandada väärtusi $m_J = -J, -J+1, ..., J-1, J$.

Ajas keskmistatud magnetmoment on võrdne $\overline{\mu}_J = \mu_B g \sqrt{J(J+1)}$, kus

 $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$ on Lande tegur. Kui S=0, siis J=L ning g=1; kui L=0, siis J=S ja g=2. Tegelikult on g tänu relativistlikele efektidele kahest pisut erinev ning g=2,0023.

6.2. Elektronparamagneetiline resonants (EPR)

EPR meetodi idee tugineb spektrijoonte peenstruktuuri mõõtmisele. Elektroni üleminekutel on elektronide energia muutunud tänu välisele magnetväljale

$$\Delta E = hf = g\mu_B B_0 \tag{6.5}$$

võrra, kus magnetiline induktsioon B_0 on 0,3-0,35 T. Kasutatakse mikrolainekiirguse piirkonnas 9-10GHz.

EPR spektri saamiseks kaks võimalikku viisi. Välise magnetvälja tugevus on fikseeritud ning ergastava elektromagnetlaine sagedust muudetakse. Kui välise välja sagedus langeb kokku resonantsagedusega $\Delta \omega$, siis neelab aine energiat. Teisel, enamkasutatavamal juhul on fikseeritud lainesagedus ning muudetakse magnetilist induktsiooni. Kui magnetiline induktsioon vastab ergastamisenergiale (6.5), siis toimub elektromagnetkiirguse neeldumine. Sageli kasutatakse nii neeldusmissignaali intensiivsuse sõltuvust magnetilisest induktsioonist kui ka intensiivsuse tuletise sõltuvust. Vastavad graafikud on toodud joonisel 6.2.



Joonis 6.2. Signaali intensiivsuse ning selle tuletise sõltuvus magnetilisest induktsioonist. 1Gs = 0,001T. (Wikipedia). Ülemine joon vastab neeldunud signaali intensiivsusele, alumine joon neeldunud signaali tuletisele.

Kui uuritakse aineid EPR abil ning aine koostist, siis elektromagnetlaine neeldumisel mängivad osa kõik paardumata elektronidega aatomid ehk *paramagneetilised tsentrid*. Nimelt – mida suurem on neeldunud signaali intensiivsus, seda rohkem on uuritavas aines paramagneetilisi tsentreid (ja seda paremini juhib elektrivoolu). EPR-i kasutatakse pooljuhtide uuringutel. Pooljuhtidel on juhtivuse suurendamiseks lisatud lisandeid. Need lisandid on paramagneetilised tsentrid. Samuti täidavad paramagneetiliste tsentrite rolli tihti nn vakantsid (augud kristallvõres).



Joonis 6.3. EPR uuringud erinevate p- ja n-juhtivusega räni näidiste korral. Vertikaalteljel on neeldunud signaali tuletise intensiivsus, horisontaalteljel magnetvälja tugevus. Neeldumisspektri hüpe 3350 Oe juures vastab vesiniku aatomitele H¹.

6.3. Tuuma-magnetresonants (TMR)

TMR-i idee on mõneti sarnane EPR-i ideega. Antud juhul kasutatakse asjaolu, et ka tuumal on magnetmoment (EPR-i korral kasutati asjaolu, et aatomil on magnetmoment tänu aatomit ümbritsevale elektronpilvele). Aatomituuma magnetmoment

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{P} = \gamma \sqrt{I(I+1)}\hbar, \qquad (6.6)$$

kus, \vec{P} on nurgamoment ehk tuuma impulssmoment. Magnetkvantarv *m* määrab ära konkreetse tuuma oleku. Tuuma impulssmoment projektsioon välise välja suunale saab omada väärtusi

$$P_z = m\hbar . (6.7)$$

m=-*I*,-*I*+1,...,0,...,*I*-1,*I*. Seega võib *m* omada 2I+1 väärtust.

Tuuma maksimaalne impulssmoment on määratud spinnkvantarvuga *I*. Spinnkvantarvu väärtus tuleneb nii prootonite kui ka neutronite spinnide summast. Spinnkvantarvu määramiseks võib tuua välja järgmise reegli:

a) kui nii aatominumber A kui ka massiarv Z on paarisarvulised, siis tuuma spinnkvantarv I = 0. (Näiteks ${}^{16}_{8}O, {}^{12}_{6}O, \text{jne}$).

b) Massiarv on paarituarvuline, siis spinnkvantarv omab poolarvulisi väärtusi: I=1/2, 3/2, 5/2.... TMR-i jaoks on olulised tuumad, mille korral spinnkvantarv on $\frac{1}{2}$. (Näiteks ${}_{1}^{1}H$, ${}_{6}^{13}C$ jne).

c) Aatomnumber on paarituarvuline, kuid massiarv on paarisarvuline. Siis on tuuma spinnkvant täisarvuliste nullist erinevate väärtustega. I=1,2,3,... (Näiteks ${}_{1}^{2}H$, ${}_{3}^{6}O$, ${}_{7}^{14}O$, jne).

Võrdetegur γ ehk tuuma güromagneetiline suhe näitab kui tugevate magneetiliste omadustega tuum on.

Analoogiliselt EPR-ga, muutuvad välise magnetvälja rakendamisel erineva spinniga tasemed energeetiliselt erinevaks, erinevus on

$$\Delta E = \hbar \gamma B_0 \tag{6.6}$$

Tuum võib minna üle olekust m=-1/2 olekusse m=1/2 kiirates või neelates kvandi. Kuivõrd m ei ole null, siis tuuma impulssmomendi projektsioon ei ole null ning impulssmomendi vektor pretsesseerib ümber välise magnetvälja vektori. Kui kvant kiiratakse võ neelatakse, siis selle sagedus on

$$f = \gamma B_0, \tag{6.7}$$

pretsesseerimise ringsagedus $\omega = 2\pi f$.

Üks võimalusi spektromeetrias aine kindlaks tegemiseks on neeldumis-kiirgumisspektri kindlakstegemine nagu EPR korral. Ka siin on kaks võimalust – välise fikseeritud magnetilise induktsiooni korral mõjutatakse ainet elektromagnetkiirgusega ning leitakse neeldumisspekter. Joonisel 6.4 on toodud resonantssagedused erinevatel tuumadel fikseeritud magnetilise induktsiooni (B=1T (?)) korral.



Joonis 6.4. Tuumade resonantssagedused fikseeritud välise magnetvälja korral.

Teine võimalus on fikseeritud sageduse korral muuta magnetvälja tugevust, sel juhul saadakse analoogiline sõltuvus joonisel 6.3 tooduga. Selline metoodika on aeganõudev, enamasti kasutatakse seda ¹H jaoks.

Tänapäeval enamlevinud ja huvipakkuvam võimalus NMR signaali saamine tuumade relaktsioonist tingitud ajalisest spektrist. Reaktsiooniaeg tingib spektrijoonte lainenemise – see näitab, kui tugevalt on antud aatom (näiteks vesiniku aatom) seotud uuritava molekuliga; spektrijoone laiuse ja suhtelise nihke põhjal võib teha kindlaks, millise molekuliga on tegemist. Spektrijoonte nihe on tingitud asjaolust, et molekulis varjestavad tuuma peale aatomi enda

elektronide ka molekuli ühised elektronid. Erinevate molekulide nihe on teada ning uuritava segu koostise saab selle järgi kindlaks määrata. Spektrijoonte lainemiseks hoitakse proovi püsimagnetväljas magnetilise induktsiooniga B=2,4-21,2 T. Proovi kiiritatakse lühiajaliselt monokromaatse kiirgusega. Pärast kiirguse lõppemist lähevad tuumad algolekusse kiirates footoni. Registreeriva kiirguse mõõtepea on fikseeritud ühele või mitmele kindlale sagedusele. Saadakse signaali ajaline kahanemine (relaktsioon) – sumbuvussignaal. Saadud signaalile tehakse kiire Fourier teisendus (FFT) ning selle järgi saab kindlaks teha, millise sagedusega ning kui suure intensiivsusega osadest see signaal koosneb.

TMR-i on sobiv rakendada gaasidele ning vedelikele. Tahkete ainete korral on spektrijoonte laienemise põhjuseks tuumade omavahelised vastasikmõjud ning kiiritamisest tingitud laienemist on keerulisem hinnata.

7. Laserid. Nende rakendamine uuringutel

7.1. Interferents. Michelsoni interferomeeter

Interferents.

7.2. Laserid, nende tööpõhimõte

jk

7.3. Interferomeetria kasutamine mõõtmistes

jl

7.4. Laser-Doppler anemomeetria

8. Muud teemad

8.1. Fotoelektronkordisti

Mitmetes seadmetes rakendatakse foto- ehk fotoelektronkordistit signaali registreerimiseks või võimendamiseks. Seda kasutatakse näiteks elektromikroskoopides, spektromeetrites, EPR-i korral, neutronite detektorites jm.

Fotoelektronkordisti töö tuginev kahel efektil: fotoefektil ehk fotoelektrilisel efektil, ja sekundaaremissiooni efektil. Fotoefekt – elektronide välja löömine metalli (või muu aine) pinnalt pinnale langeva valguse tõttu. Välja löödud elektronide arv on võrdeline valguse intensiivusega (valguskvantide arvuga), elektronide energia on võrdeline valguskvantide energiaga.

Sekundaaremissiooni efekt (avastajad Austin ja Stark 1902.a) – elektronide voog, mis langeb metalli pinnale, lööb sellelt välja rohkem elektrone kui pinnale langes. Fotokordisti põhimõtteskeem on toodud joonisel 8.1. Footon lööb fotokatoodilt välja elektroni. Dünoodidel on positiivne pinge, kusjuures igal järgneval dünoodil on eelmisest kõrgem pinge võrreldes

katoodiga (dünoodide vaheline pinge on 100-300V). Dünood emiteerib madalama energiaga elektrone võrreldes pealelangevate elektronide energiaga. Emiteeritud elektrone kiirendatakse ning need löövad järgmiselt dünoodilt elektrone välja. Kokkuvõttes tekitatakse terav vooluimpulss. Kogupinge katoodi ja anoodi vahel on 800-2500V. Fotovool on võrdeline fotokatoodile pealelangevate footonite arvuga. Seetõttu on võimalik registreerida ka langeva valguse intensiivsust.



Joonis 8.1. Fotokordisti põhimõtteskeem.

Fotokatoodi materjal sõltub pealelangevate footonite energiast, ka katoodi ees oleva akna matejaliga saab piirata registreeritavate footonite lainepikkust. Võimalikud materjalid – Cs, KCsSb, RbCsSb jne.

8.2. Elektronkordisti

Elektronkordisti tööpõhimõte on sarnane fotoelektronkordisti tööpõhimõttele, kuid algsele elektroodile langeb mitte footon, vaid laetud osake, seetõttu on seda võimalik kasutada ka ioonide registreerimiseks.

Kasutatakse kahte tüüpi elektronkordisteid: 1) diskreetse pingejaotusega – pinge on jagatud takistite abil analoogiliselt fotoelektronkordistiga, dünoodide vahel on fikseeritud pinge; 2) pideva pingejaotusega. Joonisel 8.2 on toodud lehter-tüüpi elektronkordisti, mis on pideva pingejaotusega. Lehtri ülaosa on katood, alumine osa on anood. Lehtri pind on kaetud pooljuhiga, tänu millele muutub pinge selle pinnal ühtlaselt. Lehtri kasutamine võimaldab suurendada registreeritavate osakeste arvu.



Joonis 8.2. Lehter-tüüpi elektronkordisti. Lehtri pind on kaetud pooljuhiga ning pinge lehtri pinnal muutub ühtlaselt.

Elektronkordisteid kasutatakse näiteks elektronmikroskoopides. Üks maailma suuremaid fotoja elektronkordistite tootjaid on Hamamatsu. Selle kodulehelt (<u>http://www.hamamatsu.com</u>) võib leida ülevaateid erinevat tüüpi kordistitest.

8.3. Kiirguse registreerimise vahendid

8.3.1. Stsintilaatorid

Stsintillaator on materjal, mis emiteerib footoni(d), kui seda ioniseeriva kiirgusega kiiritada. Tavaliselt on emiteeritud valgus nähtava valguse või UV-kiirguse piirkonnas. Emiteeritud kiirguse tekkeks on mitu erinevat võimalust. 1) Kiirgus tekitatakse umbes 10⁻⁸s pärast ergastamist – fluorestsentsi nähtus. 2) Kui elektronid aatomites lähevad metastabiilsesse olekusse (tänu keelureeglitele), siis tekib fosforestsents ning kiirgus tekitatakse märgatavalt hiljem võrreldes fluorestsentsiga.

Stsintillaatorite puhul on olulised parameetrid efektiivsus, lineaarsus ja lühike nn poolestusaeg (aeg, mille jooksul on pooled ergastatud elektronid ära kiiranud), sest pärast ergastamist on nn 'pimeaeg' – ajavahemik, mil uut ergastamist ei saa tekkida.

Stsintillaatorites kasutatakse erinevaid materjale, sõltuvana uuritavatest kiirgustest. Näiteks BaF_2 – kahekomponentne – kiire ja aeglase komponendiga; Na(Tl), ZnS(Ag) jne, orgaanilised plastikmaterjalid jne. Parimatel stsintillaatoritel on signaalide ajaline lahutusvõime alla 1 ns ning väga madal müratase. Stsintillaator põhimõtteskeem on toodud joonisel 8.3.



Joonis 8.3. Läbi akna satuvad stsintillaatorisse ioniseerivad osakesed, mis ergastavad aatomeid. Aatomitest emiteeritakse footoneid, mis fotokatoodilt löövad välja elektrone.

Stsintilaatoreid kasutatakse enamasti koos fotokordistitega, mis võimaldab registreerida ka nõrku signaale. Joonisel 8.4 on toodud neutronite detektoriga mõõdetud signaal PF-12-lt. Esimene tipp vastab X-kiirgusele, teine neutronitele. Arvestades, et röntgenkiirgus levib valguse kiirusega, võimaldab antud meetod määrata neutronite energiat, mis on antud juhul 2,45 MeV.



Joonis 8.4. Vertikaalteljel on stsintillaatori abil registreeritud kiirgusimpulsi inteniivsus. Tipp 2,1 mikrosekundil peal vastab röntgenkiirgusele, 2,4 mikrosekundi juures registreeritud neutronitele.

8.3.2. Geiger-Mülleri loendur

Geiger-Mülleri loenduri põhimõtteskeem on toodud joonisel 8.5. Kambrisse sattuv suure energiaga ioniseeriv osake lööb aatomitest välja elektrone neid sel moel ioniseerides. Elektronid hakkavad liikuma anoodi ning ioonid katoodi suunas teel ioniseerides uusi aatomeid. Sel moel tekitatakse elektronide ja ioonide laviin ning registreeritakse vooluimpulss. Tavaliselt on töökambris neoon või või mingi muu atomaarne gaas või nende segu. Kambri seinad on katoodiks, katoodi ja anoodi vaheline pinge on 900-1200V. Sõltuvalt pingest on impulsside lugemissagedus suurem või väiksem. Üldjuhul on GM-loendurite reaktsiooniaeg väiksem kui stsintillaatoritel, pimeaeg pärast vooluimpulssi in umbes 0,2ms. GM-loendurite abil saab registreerida erinevat ioniseerivat kiirgust – gammakiirgust, alfa- ja beeta-kiirgust.



Joonis 8.5. Geiger-Mülleri loenduri tööpõhimõte.

8.3.3. Ionisatsioonikamber

Ionisatsioonikamber võib töötada kahel erineval viisil: a) pidevas režiimis – joonisel 8.6 toodud skeemil on lüliti ülemises asendis – vool läbib ampermeetri. Selliselt näidatakse hetkelist doosi. Tekitatud voolu tugevus on võrdeline ionisatsiooniga. b) kondensaator on algselt laetud. Kui kambris olevat gaasi hakatakse ioniseerima, tekib vooluimpulss ning kondensaatori pinge väheneb. Pinge muut on võrdeline ioniseeriva kiirguse intensiivsusega. Selliselt registreeritakse kogudoos mingi pikema ajavahemiku vältel.



Joonis 8.6. Ionisatsioonikambri põhimõtteskeem

Ionisatsioonikambri täienduse korral on pinge 250-750 V ning algsed ioonid ja elektronid ioniseerivad teisi aatomeid tekitades selliselt laetud osakeste kaskaadid. Tekkiv pingeimpulss on võrdeline ionisatsiooni määraga.

8.4. CCD- ja CMOS-kaamerad

8.5. Mass-spektromeetria