

Braggdiffraksjon

Kenneth Ramos Eikrehagen

April 7, 2018

Innhold

1	Introduksjon	4
2	Teori	4
3	Eksperimentelt	7
3.1	Braggdiffraksjon	7
3.2	Elektronendiffraksjon	9
4	Resultater	10
4.1	Braggdiffraksjon	10
4.2	Elektronendiffraksjon	16
5	Diskusjon	19
5.1	Braggdiffraksjon	19
5.2	Elektronendiffraksjon	20
6	Konklusjon	21
	Appendix	22
A	Utstyrsliste	22

Figur liste

1	Skisse av røntgenspektrometer	5
2	Skisse av atom-strukturen i en krystall	5
3	Prinsippet bak Bragg's lov	5
4	Skisse av elektronkanonen	7
5	Bilde av røntgenspektrometeret	8
6	Karakteristiske linjer for kopper	8
7	Karakteristisk røntgenstråling	8
8	Bilde av elektronkanonen	10
9	Skisse av hvordan diameteren ble målt	12
10	Skisse som viser de to spredningsretningene for indre og ytre ring	12
11	Røntgenspektrum	13
12	Zoom av røntgenspektrum	14
13	Topper for K_{α}	15
14	Topper for K_{β}	16

15	Elektronendiffraksjon	20
----	---------------------------------	----

Tabell liste

1	Resultat med LiF-krystallen	11
2	K_α	13
3	K_β	15
4	Relativistisk korreksjonsfaktor $f(U)$	16
5	Diameter ring 1	17
6	Diameter ring 2	17

Sammendrag

Målet med de eksperimentene som ble gjennomført her er om vi kan fremvise braggdiffraksjon og elektronndiffraksjon eksperimentelt. Vi brukte et røntgenspektrometer for å undersøke braggdiffraksjon vi brukte 2 forskjellige krystaller og fant at ved noen gitte vinkler ble strålingen forsterket som betyr at braggs lov gjaldt for begge krys-tallene. Ved elektronndiffraksjon brukte vi en elektronkanon som var bygd inne i en evakuert glassbeholder. Der så vi at elektronene inter-fererte med hverandre som vil si de har bølgeegensaper, med andre ord materie kan også oppføre seg som bølger.

1 Introduksjon

Tidlig 1900 tall var en spennende tid for fysikken og med Max Planck's innføring av virkningskvantum h (også kjent som Planck's konstant). Albert Einstein sin teori om fotoelektrisk effekt, som førte til at vi også kunne tolke elektromagnetiske bølger som partikler, $E = mc^2$. Luis de Broglie sin hypotese om at fast-materie også kan ha bølge egenskaper, $\lambda = \frac{h}{mv}$ som fikk navnet de Broglie bølgelengden. Og William Lawrence Bragg sin oppdagelse av at bølger som ble reflektert fra to parallele gitterplan kan komme ut i samme fase og derfor interferere konstruktivt, som betyr at de forsterker hverandre, $2dsin(\theta) = n\lambda$ som fikk navnet Braggs lov. Dette er noen av de teoriene som skapte en ny gren innen fysikk, kvantefysikk.

Det er de to siste påstandene jeg skal se nærmere på i de eksperi-mentene ([2]) som jeg utførte, de Broglie bølgelengden og Braggslov. Vi brukte et røntgenspektrometer til å gjøre oss bedre kjent med brags lov, og en evakuert glassbeholder for elektronndiffraksjon for å se på de Broglie bølgelengden for elektroner.

2 Teori

Braggs lov:

$$2dsin(\theta) = n\lambda \quad (1)$$

der d er avstanden mellom gitterplanene, θ er vinkelen til den innkom-mende bølgen (strålen) i forhold til gitterplanet, λ er bølgelengden og n er et heltall.

For å undersøke brags lov brukte vi et røntgenspektrometer, se figur 1 på neste side, dette er et apparat som inneholder tre hoveddeler: Et rønt-genrør, en krystall og en detektor for røntgenstråling.

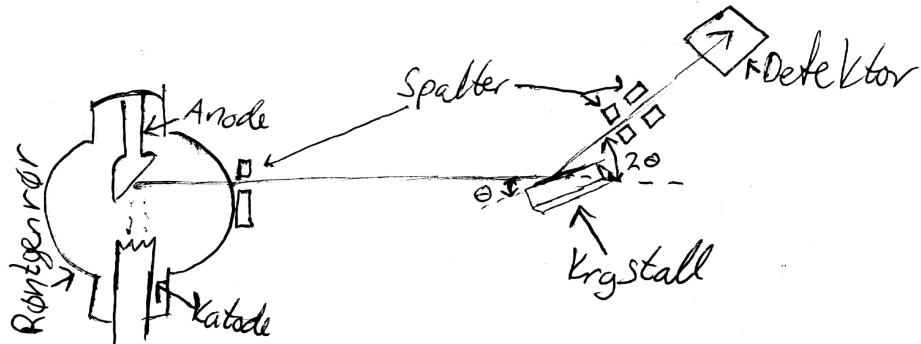


Figure 1: Skisse av prinsippet bak røntgenspektrometeret og hvordan det fungerer. Prikkene mellom katoden og anoden forestiller elektronene som blir akselerert, og den rette streken fra anoden til krystallen og som ender opp i detektoren forestiller røntgenstrålen. Krystallen er vridt en vinkel θ i forhold til den innkommende strålen og den reflekterer den i en vinkel 2θ i forhold til denne strålen.

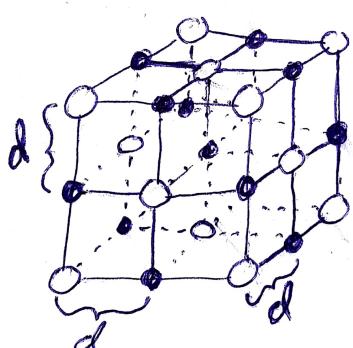


Figure 2: Skisse av atom-strukturen i en krystall hvor lengden mellom den hvite og blå prikkene er d overalt

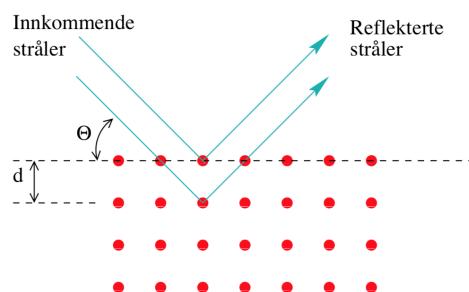


Figure 3: En fremstilling av hva som skjer under braggdiffraksjon. Vi kan tenke oss at de røde prikkene er gitteret i en krystall og den innkommende strålen er røntgenstråler

1. Røntgenrør

Røntgenrøret er et vakumrør med en glødekatode. Elektroner fra katoden akselereres i feltet mellom katoden og anoden, og treffer anoden med en energi eU , der U er spenningen over røret. Når elektronet treffer anoden bremses de ned og produserer røntgenstråler.

2. Krystall

Hvis vi ser på hvordan atomene i en krystall er satt sammen ser vi at de kan betraktes som et gitter med flere parallele plan, se figur 2 på forrige side. Røntgenstrålene blir sendt mot krystallen som er stilt inn i en vinkel θ i forhold til strålen.

3. Detektor

Detektoren teller hvor mange fotoner som kommer gjennom. Den er montert slik at den står i en vinkel 2θ i forhold til den innkommende strålen. Det er to spalter foran denne slik at den skjermes for spredt stråling.

På figur 3 på forrige side ser vi hva som skjer i teorien for braggdiffraksjon.

De Broglie bølgelengde:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \lambda_c \sqrt{\frac{mc^2}{2eU}} f(U) \quad (2)$$

der λ er bølgelengden, h er planck's konstant, p er bevegelsesmengde, $\lambda_c = \frac{h}{mc} = 2.426 pm$, c er lyshastighet, m er masse, og $f(U)$ er relativistisk korreksjonsfaktor.

Vi brukte et apparat for elektronndiffraksjon for å undersøke de Broglie's hypotese (de Broglie bølgelengde). Dette apparatet består av en elektronkanon, karbonfilter og et fokuseringssystem montert inne i en evakuert glassbeholder, se figur 4 på neste side.

Andre formler som ble brukt under eksperimentet.

Energi:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (3)$$

der $hc = 1240 nm$ og λ er bølgelengde.

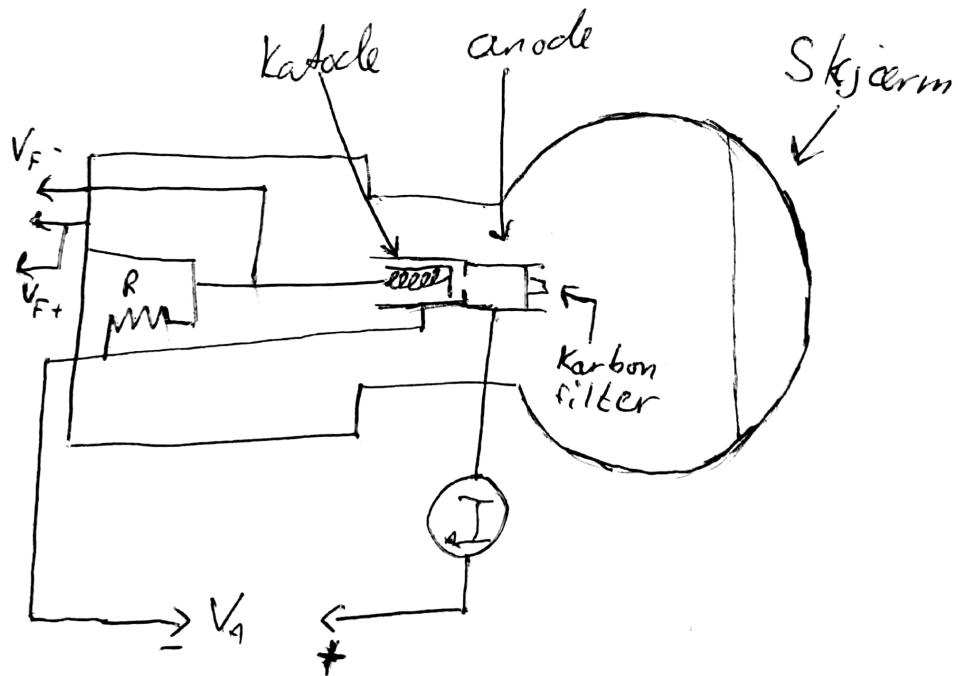


Figure 4: Skisse av hvordan elektronndiffraksjon apparatet er satt opp.

Relativistisk korreksjonsfaktor:

$$f(U) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{eU}{2mc^2}}} \quad (4)$$

der e er et elektronvolt, U er spenningen, m er massen og c er lyshastigheten

3 Eksperimentelt

Under begge eksperimentene var lab-partner min Eirik Olav Haugen.

3.1 Braggdiffraksjon

Før vi begynte med eksperimentet gjorde vi oss kjent med røntgenspektrometeret, se figur 5 på neste side. Det vi kunne endre på var vinkelen

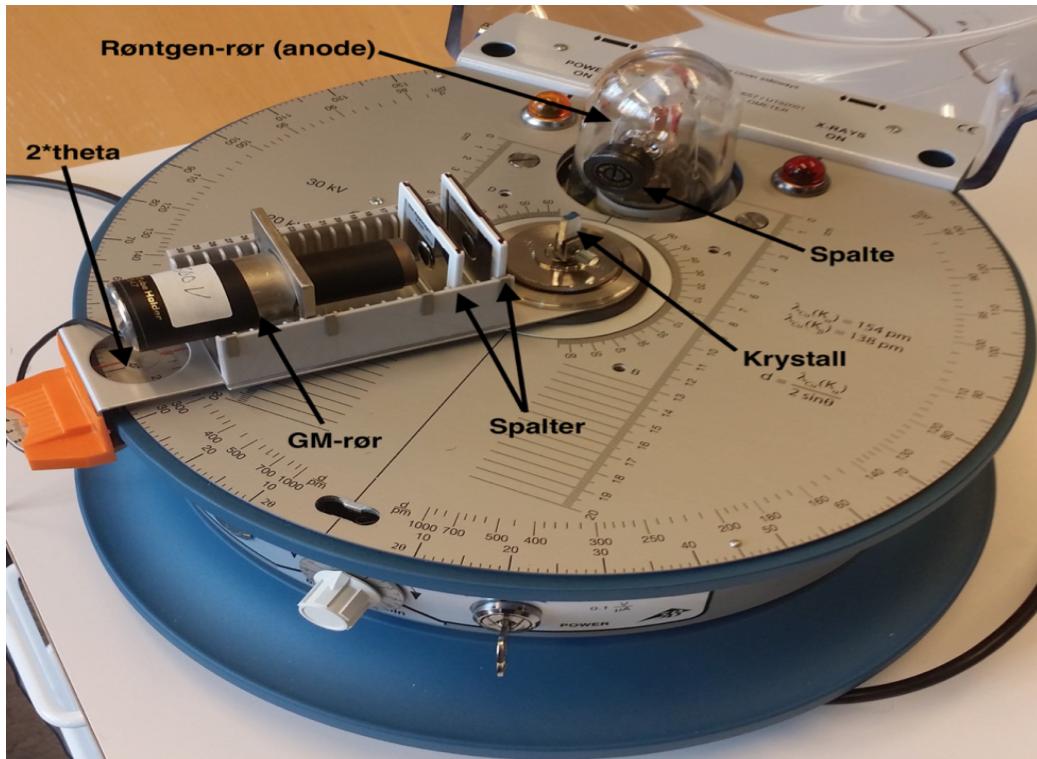


Figure 5: Bilde av røntgenspektrometeret vi brukte. Detektoren er en GM detektor som teller hvor mange fotoner som kommer igjennom, de to spaltene foran detektoren er der for å skjerme for spredt stråling

linje bølgelengde (pm)	
$K_{\alpha 1}$	154,4
$K_{\alpha 2}$	154,0
$K_{\beta 1}$	139,2
$K_{\beta 2}$	138,1

Figure 6: Karakteristiske linjer for kopper

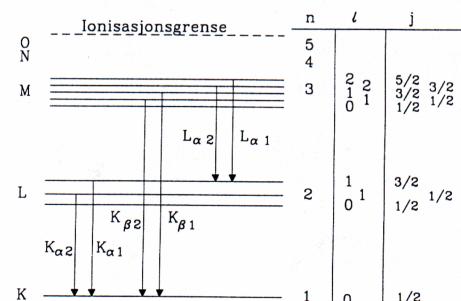


Figure 7: Figuren viser energinivåer som svarer til de forskjellige elektronskallene i et atom (K,L,M...-skallet)

detektoren sto i forhold til den innkommende strålen (2θ), hvor stor spenning som var påtrykt over røntgenrøret U_n og hvor lenge detektoren skulle telle fotoner. Den minste vinkelen vi kunne ha var på 12° .

Vi startet med å gjøre målinger med en LiF-krystall. Apparatet ble stilt inn på den minste vinkelen 12° og spenningen over røntgenrøret ble satt til $U_n = 20kV$. Vi målte oss fra 12° til 22° hvor vi endret $\frac{1}{2}^\circ$ for hver måling. Måletiden for detektoren ble satt til 60s for hver måling. Dataen vi samlet inn ble fremstilt grafisk slik at vi kunne bestemme spenningen over røntgenrøret.

Deretter byttet vi til en KCL-krystall hvor vi skulle sjekke eksperimentelt hvor strålen ble forsterket. Vi brukte tall fra tabellen du kan se i figur 6 på forrige side, tabellen viser bølgelengder for kopper. Disse bølgelengdene er hentet ut fra hvilket elektronskall elektronet blir løsrevet fra som man ser på figur 7 på forrige side

Braggs lov (ligning 3), med $n = 1$ og 2 , ble brukt til å finne hvilken vinkel vi kunne forvente å finne disse forsterkningene. Vi begynte målingen 1.5° under den minste vinkelen vi fant analytisk og målte oss opp 0.5° helt til vi var 1.5° over den største vinkelen vi fant. Vi kunne dermed se hvor innenfor denne spredningen den ble forsterket og hvor godt det stemte overens med det vi fant analytisk. Det ble gjort to målinger en for K_α og en for K_β , og måletiden til detektoren ble satt til 10s. Dataen ble fremstilt grafisk for å se om vi kunne påvise at det ble to topper.

Usikkerheten til GM-detektoren er en poisson fordeling [6] som betyr at usikkerheten er $\sqrt{\text{antall fotoner}}$, dette er en systematisk feil som vi må ta med i beregningene våres. Jeg avrundet denne feilen til nærmeste heltall, hvorfor jeg gjorde dette er diskutert under diskusjons delen.

3.2 Elektronendiffraksjon

Startet med å gjøre oss kjent med apparatet vi skulle bruke, se figur 8 på neste side. Vårt apparat var utrustet med et TELTRON 555-rør.

Vi startet med å finne den relativistiske korreksjonsfaktoren (ligning 4) for $U = 1,5, 20, 50$ og $100kV$. Når vi skrudde på apparatet kom det frem 2 ringer på skjermen. Der vi gjorde 11 målinger mellom $3.0kV$ og $5.0kV$ det ble målte diameteren på den indre og ytre ringen. For ikke forstyrre elektronstrålene som fremkommer på skjermen brukte vi et skyvelær av plast. Hvordan vi målte diameteren på disse er illustrert på figur 9 på side 12. Vi hadde påforhånd beregnet forholdet mellom d_{11} og d_{10} som illustrert på figur 10 på side 12. De verdiene vi målte for diameteren ble

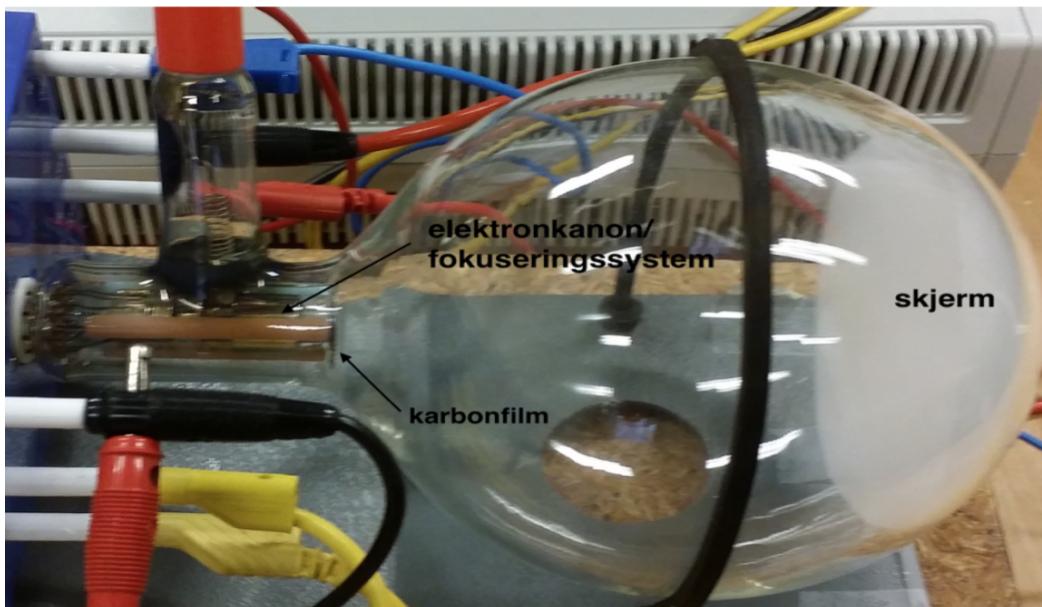


Figure 8: En elektronkanon, fokuseringssystem og karbonfilm montert inne i en evakuert glassbeholder.

videre brukt til å finne gitteravstanden i karbonfilmen. I oppgave teksten [2] var det oppgitt noen ligninger som vi brukte til å finne dette. Deretter sammenlignet vi det vi fant eksperimentelt med det som vi fant analytisk. Usikkerheten til skyvelæret vi brukte har en usikkerhet på 0.05mm

4 Resultater

4.1 Braggdiffraksjon

Bakgrunnsstøy i apparatet var 5 fotoner per min. Resultatet jeg oppgir er korrigert med dette. Med LiF krystallen gjorde vi 21 målinger hvor vi mørte antall fotoner som kom igjennom, beregnet intensiteten gitt ved antall fotoner per tidsenhet og bølgelengden til fotonet med ligning 3, dette ser du i tabell 1 på neste side. På figur 11 på side 13 ser vi hvordan den grafiske fremstillingen av rådataen ble. På figur 12 på side 14 ser vi det laveste punktet som gir oss hvilken verdi vi har funnet for spenningen over røntgenrøret, $U = 24.5\text{kV}$.

Table 1: Antall fotoner som kom gjennom, intensitet og bølgelengde for LiF-kristallen

2θ	Antall fotoner	Intensitet	$ \lambda \text{ pm}$	Energi kV
12°	56 ± 8	0.93	41.9	29.6
12,5°	64 ± 8	1.07	43.7	28.4
13°	53 ± 8	0.88	45.4	27.3
13,5°	62 ± 8	1.03	47.1	26.3
14°	55 ± 8	0.92	48.9	25.4
14,5°	45 ± 7	0.75	50.6	24.5
15°	70 ± 9	1.17	52.3	23.7
15,5°	53 ± 8	0.88	54.1	22.9
16°	61 ± 8	1.02	55.8	22.2
16,5°	88 ± 10	1.45	57.5	21.6
17°	140 ± 12	2.33	59.3	20.9
17,5°	172 ± 13	2.87	61.0	20.3
18°	245 ± 16	4.08	62.7	19.8
18,5°	271 ± 17	4.65	64.5	19.3
19°	314 ± 18	5.23	66.2	18.8
19,5°	333 ± 18	5.55	67.9	18.3
20°	362 ± 19	6.03	69.6	17.8
20,5°	363 ± 19	6.05.08	71.4	17.4
21°	421 ± 21	7.02	73.1	17.0
21,5°	428 ± 21	7.13	74.8	16.6
22°	441 ± 21	7.35	76.5	16.2

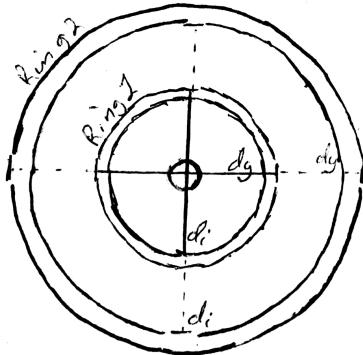


Figure 9: Hvordan diameteren ble målt der d_i er indre diameter og d_y er ytre diameter. Vi brukte snittet av d_i og d_y som diameter.

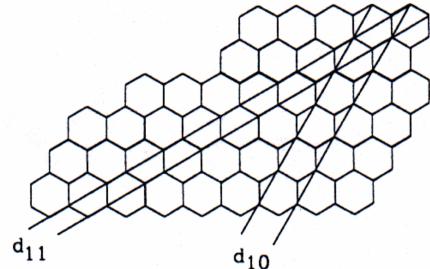


Figure 10: Skisse som viser de to spredningsretningene for indre og ytre ring

Analytiske beregninger for koppen toppene ved KCL-kristall.

$$2d = 629 \text{ pm} \quad \bar{K}_\alpha = 154 \text{ pm} \quad \bar{K}_\beta = 138.65 \text{ pm}$$

Der \bar{K}_α og \bar{K}_β er gjennomsnittet av K_α og K_β i figur 6 på side 8.

$$2\theta_{\alpha 1} = 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\alpha}{2d} \right) = 14.1^\circ \quad 2\theta_{\alpha 2} = 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\alpha}{d} \right) = 12.7^\circ$$

$$2\theta_{\beta 1} = 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\beta}{2d} \right) = 28.4^\circ \quad 2\theta_{\beta 2} = 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\beta}{d} \right) = 25.5^\circ$$

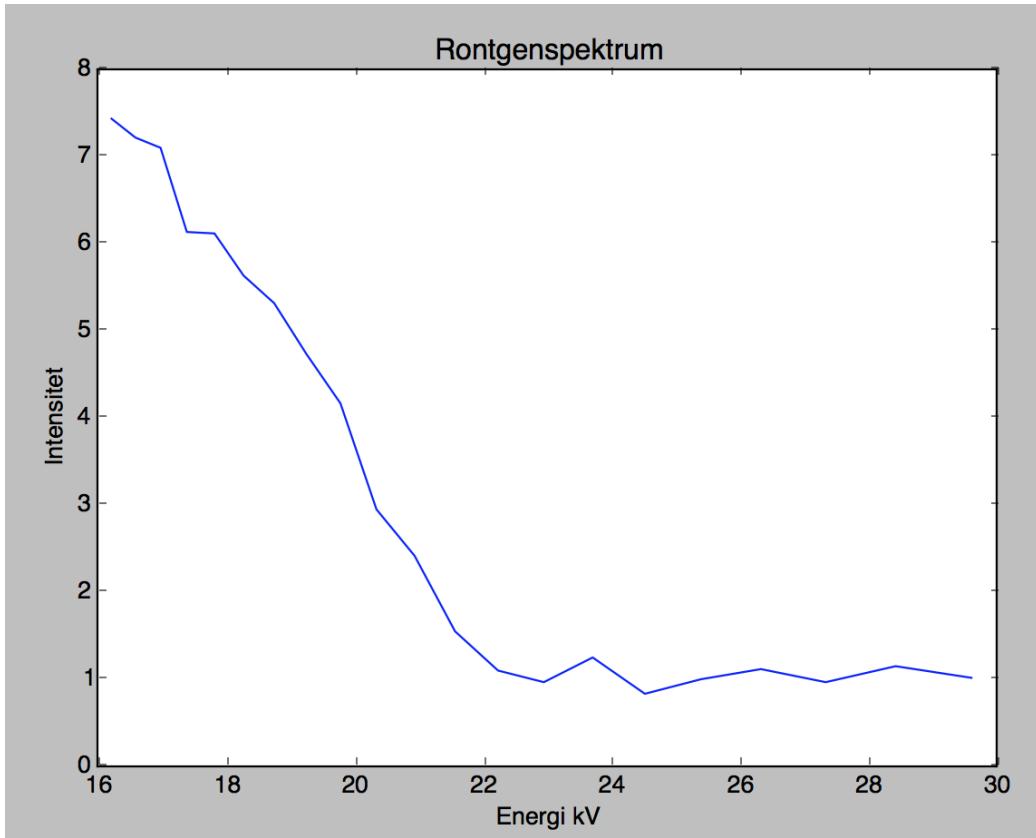


Figure 11: Graf som viser hvordan energien varierer med intensiteten for en LiF-kraystall. Her har jeg plottet energien mot intensiteten og som vi ser begynner den kraftigste knekken er ca ved 22kV

Table 2: Antall fotoner som kom gjennom, intensitet og bølgelengde for KCL-krystallen, K_{α}

2θ	Antall fotoner	Intensitet	$ \lambda \text{pm}$
12°	22 ± 5	2.2	65.7
$12,5^\circ$	27 ± 5	2.7	68.5
13°	24 ± 5	2.4	71.2
$13,5^\circ$	32 ± 6	3.2	73.9
14°	46 ± 7	4.6	76.7
$14,5^\circ$	43 ± 7	4.3	79.4
15°	38 ± 6	3.8	82.1
$15,5^\circ$	57 ± 8	5.7	84.8
16°	39 ± 6	3.9	87.5

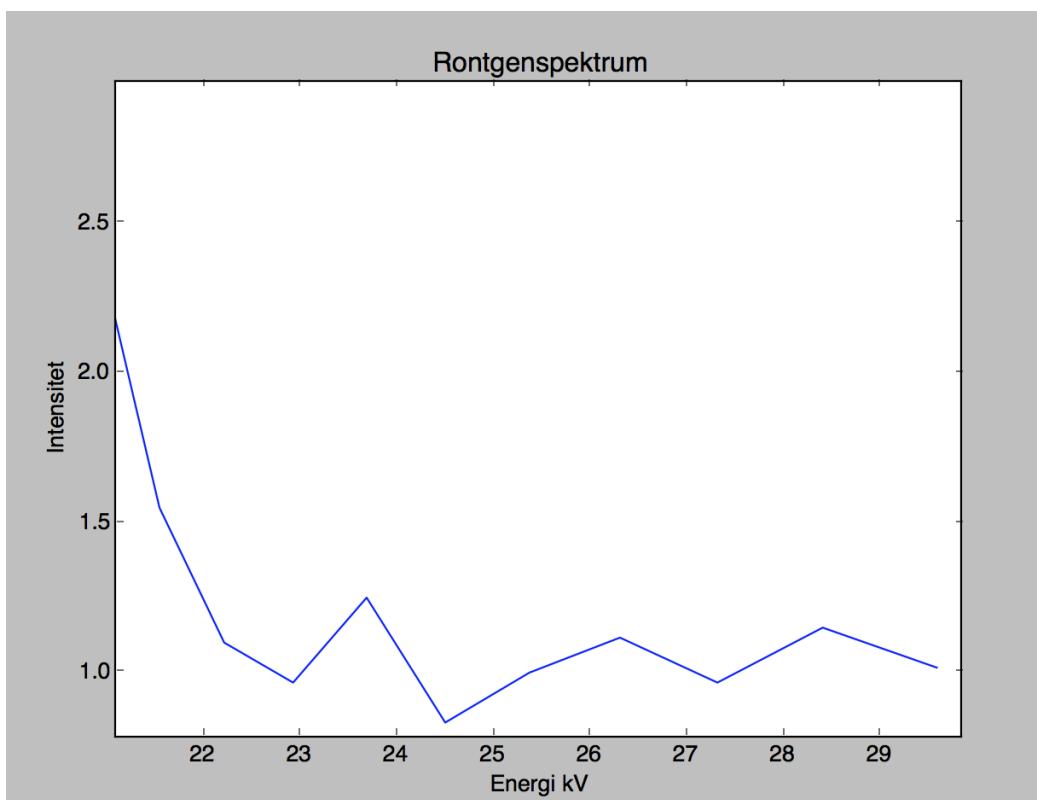


Figure 12: Zoom av rontgenspekteret, her ser vi at den skarpeste knekken er mellom 22kV og 23kV, finner verdien fra tabell 1 side ?

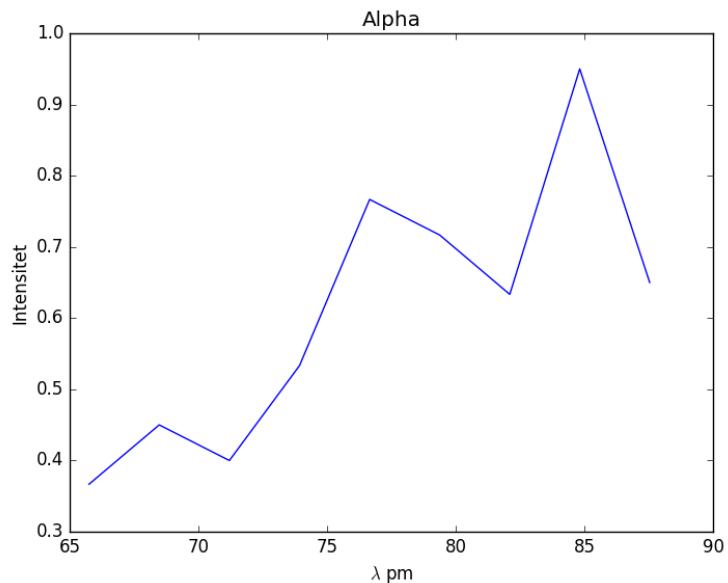


Figure 13: Grafisk fremstilling av toppene for \bar{K}_α , intensitet mot bølgelengde λ for KCL-krystallen,

Table 3: Antall fotoner som kom gjennom, intensitet og bølgelengde for KCL-krystallen, K_β

2θ	Antall fotoner	Intensitet	$ \lambda $ pm
24°	74 ± 9	7.4	130.8
$24,5^\circ$	274 ± 17	27.4	133.5
25°	267 ± 16	26.7	136.1
$25,5^\circ$	207 ± 14	20.7	138.8
26°	85 ± 9	8.5	141.5
$26,5^\circ$	99 ± 10	9.9	144.2
27°	510 ± 23	51.0	146.8
$27,5^\circ$	1278 ± 36	127.8	149.5
28°	1044 ± 32	104.4	152.2
$28,5^\circ$	764 ± 28	76.4	154.8
29°	80 ± 9	8.0	157.5
$29,5^\circ$	55 ± 7	5.5	160.1
30°	70 ± 8	7.0	162.8

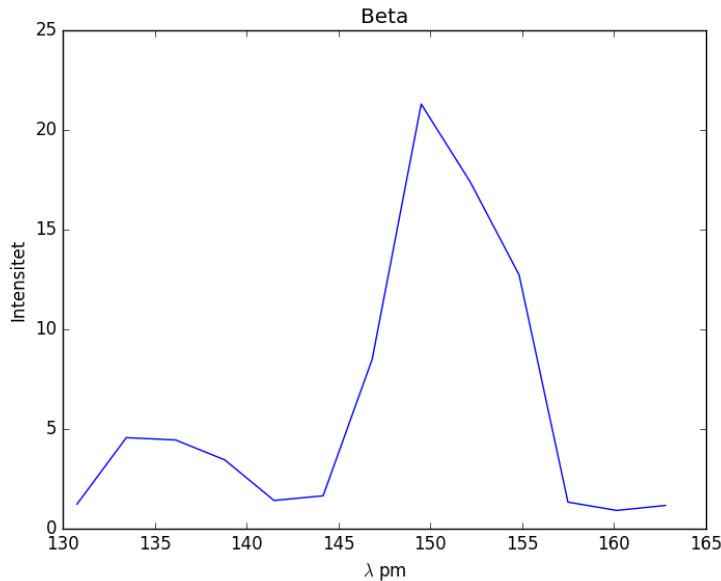


Figure 14: Grafisk fremstilling av toppene for K_{β} , intensitet mot bølgelengdeλ for KCl-krystallen,

4.2 Elektronendiffraksjon

Den relativistiske korreksjonsfaktoren vi regnet ut finner du i tabell 4. Målene vi gjorde for diameteren til indre- og ytre-ring, bølgelengde og ϕ er i tabell 5 og 6 på neste side. Usikkerheten til ϕ er gitt som $\Delta\phi = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ der σ er standardavviket og n er antall målinger.

$$\bar{d} = 2L\bar{\phi} \quad (5)$$

Table 4: Den relativistiske korreksjonsfaktoren

$f(U)$	U kV
0.9951	1
0.9976	5
0.9904	20
0.9764	50
0.9545	100

Table 5: Indre og ytre diameter vi målte for ring 1, der D er gjennomsnittet av indre og ytre diameter, λ er bølgelengde og $\phi = \frac{\lambda}{D}$

U kV	indre(D_i) cm	ytre(D_y)cm	D cm	λ pm	ϕ_1 pm
3	2.72	3.32	3.02	22.4	741.9
3.2	2.62	3.35	2.99	21.7	726.8
3.4	2.44	3.20	2.82	21.0	746.3
3.6	2.32	3.05	2.69	20.5	761.8
3.8	2.37	3.10	2.74	19.9	727.9
4	2.19	2.91	2.55	19.4	760.9
4.2	2.10	2.83	2.47	18.9	768.2
4.4	2.20	2.70	2.45	18.5	755.1
4.6	2.50	2.71	2.61	18.1	694.6
4.8	2.00	2.63	2.32	17.7	765.2
5	2.02	2.53	2.28	17.4	762.9

Gjennomsnitt

$$\bar{D} = 2.63\text{cm} \quad \bar{\lambda} = 19.6\text{pm} \quad \bar{\phi}_1 = 746.5 \pm 6.5\text{pm}$$

Table 6: Indre og ytre diameter vi målte for ring 2, der D er gjennomsnittet av indre og ytre diameter, λ er bølgelengde og $\phi = \frac{\lambda}{D}$

U kV	indre(D_i) cm	ytre(D_y)cm	D cm	λ pm	ϕ_2 pm
3	4.75	5.52	5.14	22.4	436.3
3.2	4.78	5.44	5.11	21.7	424.6
3.4	4.43	5.20	4.82	21.0	437.1
3.6	4.00	5.20	4.60	20.5	444.6
3.8	4.34	4.94	4.64	19.9	429.1
4	4.20	4.85	4.53	19.4	428.8
4.2	4.13	4.76	4.45	18.9	426.0
4.4	3.99	4.67	4.33	18.5	427.3
4.6	3.94	4.45	4.20	18.1	431.3
4.8	3.90	4.43	4.17	17.7	425.3
5	3.57	4.39	3.98	17.4	436.1

Gjennomsnitt

$$\bar{D} = 4.54\text{cm} \quad \bar{\lambda} = 19.6\text{pm} \quad \bar{\phi}_2 = 431.5 \pm 1.8\text{pm}$$

der L er diameteren til glass kuppelen som elektronkanonen er bygd inn i, dette er også er avstanden fra karbonfilmen til skjermen og $\bar{\phi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i}{D_i}$.

Jeg bruker ligning 5 på side 16 til å finne \bar{d} for ring 1 og ring 2.

$$\bar{d}_1 = 208.6 \text{ pm} \quad \bar{d}_2 = 124.0 \text{ pm}$$

Den eksperimentelle usikkerheten er gitt ved

$$\frac{\Delta d}{\bar{d}} = \frac{\Delta L}{L} \Rightarrow \Delta d = \bar{d} \frac{\Delta L}{L} \quad (6)$$

Jeg bruker ligning 6 til å beregne eksperimentelle usikkerheten for ring 1 og 2

$$\Delta d_1 = 4.5 \text{ pm} \quad \Delta d_2 = 2.7 \text{ pm}$$

$$\delta d^2 = \Delta d^2 + \phi^2 \Rightarrow \delta d = \sqrt{\Delta d^2 + \phi^2} \quad (7)$$

der ϕ er den statiske usikkerheten og Δd er den eksperimentelle usikkerheten. Jeg brukte ligning 7 til å legge sammen usikkerhetene.

$$\delta d_1 = 7.7 \text{ pm} \quad \delta d_2 = 6.3 \text{ pm}$$

Min målte verdi for d_{10} og d_{11} med usikkerhet

$$d_{10} = 208.6 \pm 7.7 \text{ pm} \quad d_{11} = 124.0 \pm 6.3 \text{ pm}$$

$$\frac{d_{10}}{d_{11}} \simeq 1.68$$

Jeg brukte figur 10 på side 12 til å regne ut forholdet mellom d_{10} og d_{11} analytisk ved hjelp av plan-geometri.

$$\frac{d_{10}}{d_{11}} = \sqrt{3} \simeq 1.74$$

5 Diskusjon

5.1 Braggdiffraksjon

Den nominelle verdien vi satt for røntgenrøret var $U_n = 20\text{kV}$, mens den reelle verdien som vi målte over røntgenrøret var $U_r = 22.2\text{kV}$. Som man kan se har den reelle verdien et avvik på 2.2kV fra den nominelle, dette kan skyldes mange årsaker, som f.eks at apparat ikke er kalibrert korrekt eller bakgrunnsstøy. Slik at et avvik på 2.2kV ser jeg på som innenfor det vi kunne forvente å finne eksperimentelt.

Når det gjelder usikkerheten til antall fotoner som ble målt er dette en poisson fordeling, dette innebærer at man skal ta kvadratroten av antall målte fotoner. Dette gir ikke heltall men jeg valgte å oppgi heltall fordi jeg anser å telle eks 0.73 foton ikke er mulig, enten får vi et foton eller ikke.

Når vi skulle fremvise de forskjellige toppene til K_α og K_β eksperimentelt ble det begått en feil i utregningen som medførte at vi ikke fikk de resultatene vi burde. Som vi også ser i tabell 3 på side 15 er ikke bølgelengdene for disse vinklene riktige. De korrekte vinklene vi skulle ha målt ved når vi skulle fremstille disse toppene er:

$$\begin{aligned} 2\theta_{\alpha 1} &= 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\alpha}{2d} \right) = 28,4^\circ & 2\theta_{\alpha 2} &= 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\alpha}{d} \right) = 58.7^\circ \\ 2\theta_{\beta 1} &= 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\beta}{2d} \right) = 25.5^\circ & 2\theta_{\beta 2} &= 2\sin^{-1} \left(\frac{\bar{K}_\beta}{d} \right) = 52.3^\circ \end{aligned}$$

Dette er grunnen til at vi ikke får hentet noe særlig informasjon ut av den første fremstillingen av de to toppene, som vi ser på figur 13 på side 15. Vi var derimot heldige på den andre fremstilling da disse traff toppene mellom $K_{\alpha 1}$ og $K_{\beta 1}$. Vi kan se på figur 14 på side 16 at vi får en topp mellom 133pm og 138pm, og en annen top mellom 144pm og 154pm. Dette er et resultat vi forventet å få og er innen for et akseptabelt standardavvik. Med dette i betrakting så burde vi ha gjort eksperimentet på nytt med de riktige verdiene, for å se om vi også kunne ha fremvist de to andre toppene eksperimentelt.

Jeg er trygg på at vi kunne ha fremstilt de andre to toppene også med de riktige vinklene. Det er fordi disse toppene er resultat av karakteristisk stråling, som innebærer at fotonene får diskrete verdier som tilsvarer forskjellen mellom atomets energi nivåer. Det betyr også at spenningen

over røntgenrøret ikke har noe å si for hvor disse toppene ville ha forekommet, posisjonen hadde vært den samme uavhengig av spenningen, så lenge spenningen er høy nok til å kunne eksitere elektroner fra stoffet som blir bestrålt.

5.2 Elektronendiffraksjon

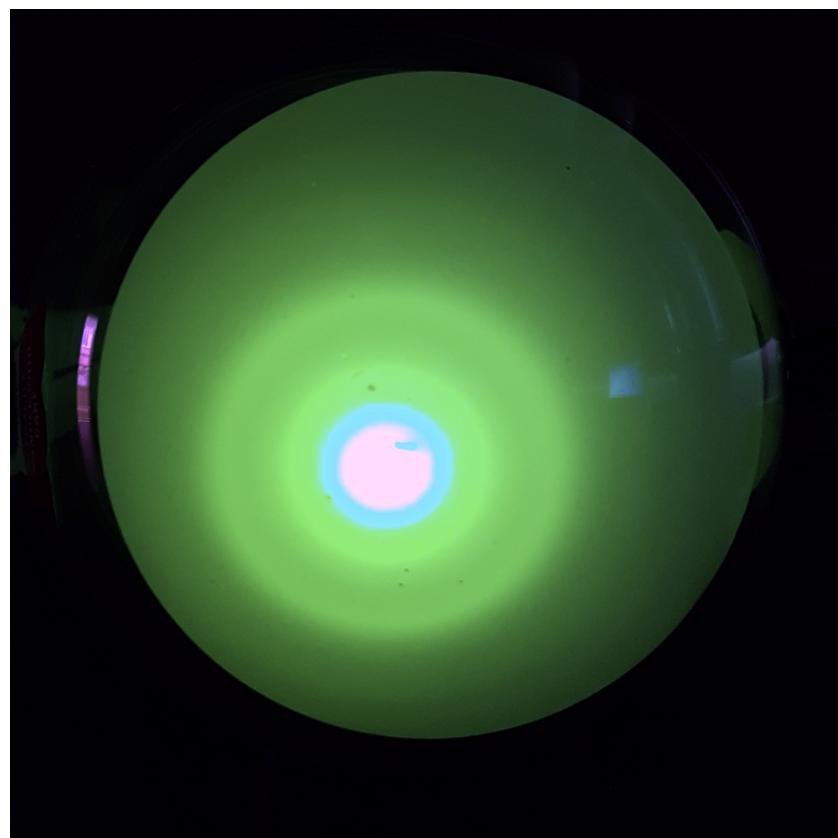


Figure 15: Bilde av skjermen til elektronkanonen. Vi kan tydelig se at vi får 2 ringer

Som vi ser på figur 15 får vi to tydelige ringer som vi kan måle, vi observerte at ringene ble tydeligere og tydeligere jo høyere spenningen vi hadde. Dette er nok fordi jo høyere spenning desto flere elektroner vil interferere gjennom gitteret. Det faktum at vi her ser at elektronene干涉erer er et bevis på at materie også har bølgenatur. Vi kunne derfor bruke Braggs lov til å finne gitteravstanden og spredningsretningene til elektronene. Når vi beregnet korreksjonsfaktoren $f(U)$ ser på tabell 4 på

side 16 at den endrer seg ikke betydelig innen for det intervallet vi målte diameteren til ringene, og derfor negligrerte den videre. I resultater så vi at det analytiske forholdet mellom d_{10} og d_{11} var ≈ 1.74 mens den eksperimentelle var ≈ 1.68 . Som vi så på figur 15 er det veldig vanskelig og måle diameteren her med stor presisjon. Selv om usikkerheten til skyvelæret er relativt liten så vil den menneskelige feilen som blir begått her være mye større, jeg anslår den til omlag $\pm 1\text{mm}$. Jeg tror ikke flere målinger kunne gitt oss et annet utfall, men om vi hadde hatt en annen måte å måle diameteren på enn og siktet oss inn med det blotte øyet. Kunne vi nok ha fremstilt noen bedre resultat som hadde vært nærmere den analytiske verdien. Med dette tatt i betraktning så er den eksperimentelle løsningen innen for et avvik som er å forvente med metodene vi brukte til å måle diameteren til ringene.

6 Konklusjon

Det vi har godt igjennom å sett under disse eksperimentene er at Braggs lov gjelder i aller høyeste grad, vi observerte at til og med materie oppfører seg som bølger som gjør at Braggs lov er et godt verktøy å ha når man mäter ting i denne størrelsens orden.

Man bør absolutt dobbelt sjekke de analytiske svarene man regner ut før eksperimentet slik at man unngår den feilen vi gjorde når vi skulle påvise disse toppene for kopper. La gjerne en annen person se over utregningen dine. Er ikke særlig produktivt å måle på noe som i utgangspunktet er feil.

Metoden vi brukte når vi målte diameteren til ringene som kom frem på skjermen til elektronkanonen kan i aller høyeste grad forbedres. Hvis det f.eks hadde vært godt kalibrerte målestreker på skjermen, deretter tatt bilde av skjermen også analysert dette på en datamaskin. Med denne metoden ville nok resultatet blitt betraktlig bedre og jeg tror vi hadde fått et mye mindre avvik fra den analytiske løsningen.

References

- [1] G.L.Squires *Practical physics* fourth edition 2001
- [2] Fysisk institutt, UiO, oppgave tekst *Braggdiffraksjon* Sist endret 22. februar 2018. Ole Ivar Ulven, Carsten Lukten, Alex Read
- [3] <https://no.wikipedia.org>

[4] <https://snl.no>

[5] <https://www.youtube.com>

[6] Stor takk til laboratorie-assistenter

Appendix

A Utstyrsliste

- Røntgenspektrometer med GM-detektor
- LiF-krystall
- KCL-krystall
- Evakuert glassbeholder for elektronendiffraksjon
- Spenningskilde
- Skyvelær i plast