

**Rutenium-98 isotoopin
tarkkuusmassamittaus
JYFLTRAP Penningin loukulla**

Pro gradu -tutkielma, 8.12.2021

Tekijä:

TOMI NYKÄNEN

Ohjaaja:

ANU KANKAINEN

DMITRII NESTERENKO



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIIKAN LAITOS

© 2021 Tomi Nykänen

Julkaisu on tekijänoikeussäännösten alainen. Teosta voi lukea ja tulostaa henkilökohtaista käyttöä varten. Käyttö kaupallisiin tarkoituksiin on kielletty. This publication is copyrighted. You may download, display and print it for Your own personal use. Commercial use is prohibited.

Tiivistelmä

Nykänen, Tomi

Rutenium-98 isotoopin tarkkuusmassamittaus JYFLTRAP Penningin loukulla

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2021, 46 sivua

Rutenium-98 isotoopin atomimassa on huonoiten tunnettu kaikista stabiileista isotoopeista. Sen ajankohtaisin taulukkoarvo perustuu 1960- ja 1970-luvuilla suoritettuihin mittauksiin, minkä seurauksena massaylijäämän arvo, (-88225 ± 6) keV, on jäänyt epätarkaksi. Rutenium-98 on niin kutsuttu p-isotooppi, jota tuotetaan astrofysikaalisen γ -proessin kautta esimerkiksi supernovaräjähdyksissä. Kuten p-isotoopit yleensä, myös rutenium-98 on harvinainen isotooppi. Sen pitoisuus luonnon ruteniumista on vain 1,87%. Tässä pro gradu -tutkielmassa rutenium-98:n atomimassan tarkkuutta parannetaan mittaamalla se JYFLTRAP Penningin loukulla.

Molybdeeni-98 (protoniluku $Z=42$) voi hajota kaksoisbeetahajoamisella Ru-98:ksi ($Z=44$). Molybdeeni-98 isotoopin massaylijäämä $(-88115,98 \pm 0,17)$ keV on jo hyvin tarkasti tunnettu. Tämän reaktion parempaan mallintamiseen tarvitaan tarkkaa Q-arvoa, joka voidaan määrittää JYFLTRAP Penningin loukulla erittäin tarkasti. Tässä työssä molybdeeni-98:aa hyödynnettiin myös referenssi-ionina.

Lopputuloksena rutenium-98:n massaylijäämälle saatiin arvo $(-88229,8 \pm 0,3)$ keV ja atomimassaksi $(97,9052814 \pm 0,0000003)$ u, mikä sopii aiempiin mittaustuloksiin, mutta on huomattavan paljon tarkempi. Lisäksi laskin tätä tulosta hyödyntämällä uudet tarkemmat Q-arvot erilaisille Ru-98 isotooppiin liittyville reaktioille.

Avainsanat: Rutenium-98, JYFLTRAP Penningin loukku, γ -prosessi, kaksoisbeetahajoaminen

Abstract

Nykänen, Tomi

Ruthenium-98 precision mass measurement with the JYFLTRAP Penning trap

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2021, 46 pages.

The atomic mass of the ruthenium-98 isotope is the least known of all stable isotopes. Its current literary value is based on measurements done in 1960s and 1970s, and its mass-excess value, (-88225 ± 6) keV, has a very high uncertainty. It is a so-called p-isotope and is produced through the astrophysical γ -process in for example, supernova explosions. Its share of natural ruthenium is just 1.87%. In this master's thesis the atomic mass of ruthenium-98 is measured more accurately using the JYFLTRAP Penning trap.

Molybdenium-98 (proton number $Z=42$) can double-beta decay into Ru-98 ($Z=44$). Its mass excess (-88115.98 ± 0.17) keV is already known very accurately. To model the double beta-decay better its Q-value has to be known precisely. This can be determined very accurately with the JYFLTRAP Penning trap. In this work, molybdenium-98 was also utilized as a reference ion.

As a result, the mass excess of (-88229.8 ± 0.3) keV was achieved for Ru-98, which is equal to total mass of $(97.9052814 \pm 0.0000003)$ u. This result is in agreement with previous measurements, but is a lot more accurate. In addition, I calculated new more accurate Q-values for different reactions that involve Ru-98 using these results.

Keywords: Ruthenium-98, JYFLTRAP Penning trap, γ -process, double-beta decay

Esipuhe

Haluaisin kiittää vastuunohjaajaani Anu Kankaista tuesta ja säännöllistä ohjaustapaamisista, jotka olivat olennaisia tutkielman valmistumiseen nopealla aikataululla. Toista ohjaajaani Dmitrii Nesterenkoa kiitän mittausten aikana saamastani ohjauksesta. Kiitokset myös graduseminaarikurssin ohjaajille ja muille opiskelijoille neuvoista ja vertaispalautteesta.

Vaikka tutkielman aihepiiri saattaa fysiikkaa vähemmän tunteville olla vaikea, niin kiitos myös vanhemmilleni, sisaruksilleni, sukulaisille ja ystäväpiirille mielenkiinnon osoittamisesta ja kannustuksista.

Jyväskylässä 8. joulukuuta 2021

Tomi Nykänen

Sisällys

Tiivistelmä	3
Abstract	5
Esipuhe	7
1 Johdanto	11
2 Teoreettinen tausta	13
2.1 Rutenium-98:n tuotantoprosessit	13
2.1.1 γ -prosessi	13
2.1.2 Rp-prosessi	13
2.2 Kaksoisbeetahajoaminen	14
2.3 Penningin loukku	16
2.3.1 TOF-ICR-menetelmä	19
2.3.2 PI-ICR-menetelmä	20
2.4 Molybdeeni-98:n kaksoisbeetahajoamisen Q-arvon määrittäminen	22
3 Menetelmät ja aineisto	23
3.1 IGISOL-laitteisto	23
3.2 JYFLTRAP	23
3.3 Aineisto	24
3.4 Menetelmät	25
3.4.1 Aineiston rajaus	25
3.4.2 Aineiston osittelu ja massan määrittäminen	27
3.4.3 Z-analyysi	28
3.4.4 Esimerkki massan määrittämisestä ja laskemisesta	32
4 Tulokset	33
5 Päätäntö	41
Lähteet	44

1 Johdanto

AME2020 (Atomic Mass Evaluation 2020) on äskettäin julkaistu atomimassataulukko, joka sisältää ajantasaisimmat tiedot kaikista tunnetuista alkuaineiden isotoopeista [1]. Rutenium-98 on AME2020-taulukoiden massaltaan huonoiten tunnettu stabiili isotooppi [2]. Sen tämänhetkinen tunnettu atomimassa on $(97,905287 \pm 0,000007)$ u. Yleisesti isotoopin massan ja massaylijäämän välillä vallitsee relaatio

$$\text{ME}({}^A X) = [m({}^A X) - Au]c^2, \quad (1)$$

missä ME on massaylijäämä (engl. mass excess), m on massa, c on valon nopeus $299\,792\,458$ m/s ja $A=Z+N$ on massaluku, eli protonien (Z) ja neutronien (N) yhteenlaskettu lukumäärä. Atomimassayksikkö u on määritelmän mukaan yksi kahdestoistaosa hiilen isotoopin ${}^{12}\text{C}$ massasta ja on arvoltaan $1,6605390666(5) \cdot 10^{-27}$ kg [3]. Näin ollen sekä massan, että massaylijäämän virhe on samansuuruinen, mutta yleisesti, sekä myös tässä tutkielmassa massaylijäämälle käytetään yksiköitä keV tai MeV ja massalle yksiköitä u, tai MeV/c^2 . Rutenium-98:n kaavan 1 mukainen ja AME2020-taulukoissa annettu massaylijäämä on (-88225 ± 6) keV [1].

Rutenium-98:n taulukkoarvo perustuu kahteen mittaukseen, jotka suoritettiin vuosina 1963 ja 1973 [1][3]. Vuonna 1963 suoritettussa massaspektrometrimittauksessa (Damerow ym.) [4] rutenium-98:n atomimassaksi saatiin $(97\,905282 \pm 4)$ μu , mikä vastaa massaylijäämää (-88229 ± 4) keV. Toisessa mittauksessa vuodelta 1973 (O'Kelley ym.) Ru-98:n massalle saatiin arvio mittaamalla Q-arvo beetahajoamiselle ${}^{98}\text{Tc}(\beta^-){}^{98}\text{Ru}$ [3]. Q-arvo tarkoittaa reaktiossa tai radioaktiivisessa hajoamisessa vapautuvan energian määrää ja se lasketaan yhtälöllä

$$Q = \left(\sum_i m_i - \sum_f m_f \right) c^2, \quad (2)$$

missä $\sum_i m_i$ on reaktion lähtöaineiden massojen summa ja $\sum_f m_f$ on reaktion lopputuotteiden massojen summa. Mitatusta Q-arvosta (1795 ± 22) keV [4] voidaan teknetium-98:n massaylijäämän AME-taulukkoarvoa [1] hyödyntäen laskea Ru-98:n massaylijäämälle arvio (-88227 ± 25) keV. Taulukossa 1 on esitetty kuusi huonoiten

tunnettua stabiilia isotooppia, mistä nähdään rutenium-98:n olevan massaltaan epätarkimmin tunnettu isotooppi.

Taulukko 1. Suurimmat atomimassan ja massaylijäämän virheet stabiileilla isotoopeilla AME2020-taulukoissa [1][2]

Isotooppi	Atomimassa(μu)	Massaylijäämä (keV)
^{98}Ru	$97\,905\,287 \pm 7$	$-88\,225 \pm 6$
^{127}I	$126\,904\,473 \pm 4$	$-88\,983 \pm 4$
^{196}Hg	$195\,965\,833 \pm 3$	$-31\,825,9 \pm 2,9$
^{192}Pt	$191\,961\,042,7 \pm 2,8$	$-36\,288,5 \pm 2,6$
^{104}Ru	$103\,905\,425,3 \pm 2,7$	$-88\,095,8 \pm 2,5$
^{121}Sb	$120\,903\,811,4 \pm 2,7$	$-89\,599,2 \pm 2,5$

Rutenium-98 on p-isotooppi, eli sen protonien lukumäärän suhde neutronien lukumäärään on suurempi kuin muilla saman kokoluokan stabiileilla isotoopeilla [5]. Sitä tuotetaan muun muassa supernovaräjähdyksissä [6]. P-isotoopit ovat usein harvinaisia [5], kuten myös Ru-98. Sen osuus luonnon ruteniumista on pieni, vain 1,87% [7].

Rutenium-98:n massan avulla voidaan myös määrittää molybdeeni-98:n kaksoisbeetahajoamisen Q-arvo. Molybdeeni-98:n ($Z=42$) massa tunnetaan jo tarkasti, sillä sen massaylijäämä on $(-88115,98 \pm 0,17)$ keV [1]. E erityisen kiinnostavaa Mo-98:n kaksoisbeetahajoamisesta tekee neutriinottoman kaksoisbeetahajoamisen mahdollisuus, sillä se olisi standardimallin ulkopuolista fysiikkaa. Tällaista hajoamista ei kuitenkaan ole vielä havaittu [8].

Tässä tutkielmassa rutenium-98:n massan virhettä pyritään pienentämään mittaamalla se JYFLTRAP Penningin loukulla käyttäen molybdeeni-98-isotooppia referenssinä. Tutkielman luvussa 2 käyn läpi teoreettista taustaa p-isotooppien tuotantoprosesseista ja kaksoisbeetahajoamisen etenemisestä. Lisäksi taustoitan yleisesti Penningin loukun toimintaperiaatetta. Luvussa 3 käsittelen mittauksessa käytettyjä IGISOL- ja JYFLTRAP-laitteistoja, sekä mittausaineistoa ja mittausdatan käsittelymenetelmiä. Luvussa 4 esittelen mittauksesta saadut lopputulokset, joita arvioin luvussa 5.

2 Teoreettinen tausta

2.1 Rutenium-98:n tuotantoprosessit

2.1.1 γ -prosessi

Astrofysikaalisessa γ -prosessissa jo olemassa oleva rautaa raskaampi ydin absorboi gammakvantin, jolloin ytimeistä irtoaa hiukkanen. Mahdollisia reaktioita ovat (γ,p) , (γ,n) ja (γ,α) , eli irtoava hiukkanen voi olla protoni, neutroni tai alfahiukkanen. Näistä esimerkiksi reaktio (γ,n) , eli



voi tuottaa rutenium-98:aa, sillä neutronin irtoamisen seurauksena tuloksena on protonirikas ydin. Koska reaktioon vaaditaan lähtöytimen lisäksi ainoastaan gammasäteilyä, sitä tapahtuu useissa eri avaruuden kohteissa, kuten suurissa tähdissä ja supernovissa. [5]

2.1.2 Rp-prosessi

Rp-prosessi (engl. rapid proton capture process) on yksi tähtien ydinsynteesin muodoista. Sen lopputuotteena on protonirikkaita stabiileja isotooppeja, kuten rutenium-98 [5]. Prosessissa lähtöytimenä on keskiraskas ydin. Kun ympäristössä on riittävästi protoneja, eli vetyatomien ytimiä, voi lähtöydin siepata yhden tai useamman protonin. Tällöin lähtöytimen massa- ja järjestysluku kasvaa yhdellä, eli yleisesti



missä X on lähtöydin, A on massaluku, Z on järjestysluku ja γ on gammakvantti eli korkeaenerginen fotoni. Jos tuotettu tytär ydin on radioaktiivinen, se voi hajota β^+ -hajoamisella tai elektronisieppauksella (EC) stabiiliksi isotoopiksi. [5]

Rp-prosessia tapahtuu erityisen protonirikkaassa ympäristössä ja kuumissa lämpötiloissa, kuten novissa ja tyypin I röntgensäteilypurkauksissa (engl. type I X-ray

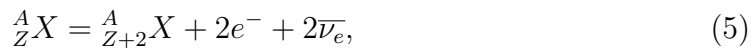
burst). Tällöin protoninsieppausnopeus ylittää β^+ -hajoamisnopeuden ja lähtöydin sieppaa useita protoneja ennen β^+ -hajoamista. Prosessi jatkuu, kunnes lämpötila on laskenut tai vapaita protoneja ei ole enää riittävästi jäljellä. Koska sekä protonit, että lähtöydin ovat positiivisesti varautuneita ja niiden välillä vaikuttaa hylkivä Coulombin voima, on rp-prosessilla tuotetut raskaampien p-isotooppien määrät yleensä suhteellisen vähäisiä. [5]

2.2 Kaksoisbeetahajoaminen

Atomytimisiä, joilla on sama massaluku A , kutsutaan isobaareiksi. Kun verrataan eri isobaarien massaylijäämää protoniluvun funktiona, havaitaan että isobaarit asettuvat paraabelille. Pysyvimmillä ytimillä massaylijäämä on pienin ja protoni- ja neutronirikkaimmilla radioaktiivisilla ytimillä suurin. Lisäksi massaluvun A ollessa parillinen, havaitaan, että parillisen protoniluvun Z isobaarit asettuvat eri paraabelille kuin parittoman Z :n isobaarit. Näillä parillisen Z :n isobaareilla on hieman pienempi massaylijäämä kuin parittomilla, eli ne ovat pysyvämpiä. Tämä johtuu hieman suuremmasta sidosenergiasta kahden protonin ja kahden neutronin välillä, kuin mikä protonin ja neutronin välillä on. Semi-empirisessä massakaavassa tätä vastaa paritermi $\sigma(A, Z)$. [9]

Kaksoisbeetahajoaminen on radioaktiivisen hajoamisen muoto, joka vastaa kahta samanaikaista β^+ - tai β^- -hajoamista. Tällainen hajoaminen voi tapahtua, kun isobaarin massaylijäämä on pienempi kuin viereisten protoniluvun $Z-1$ ja $Z+1$ isobaareilla. Lisäksi protoniluvun $Z-2$ tai $Z+2$ isobaarilla on oltava pienempi massaylijäämä, että kaksoisbeetahajoaminen on energeettisesti mahdollinen. Kaksoisbeetahajoaminen on mahdollinen vain, kun isotoopin massa- ja protoniluku ovat parillisia. [8]

Yleisesti $2\beta^-$ -hajoamisreaktio on

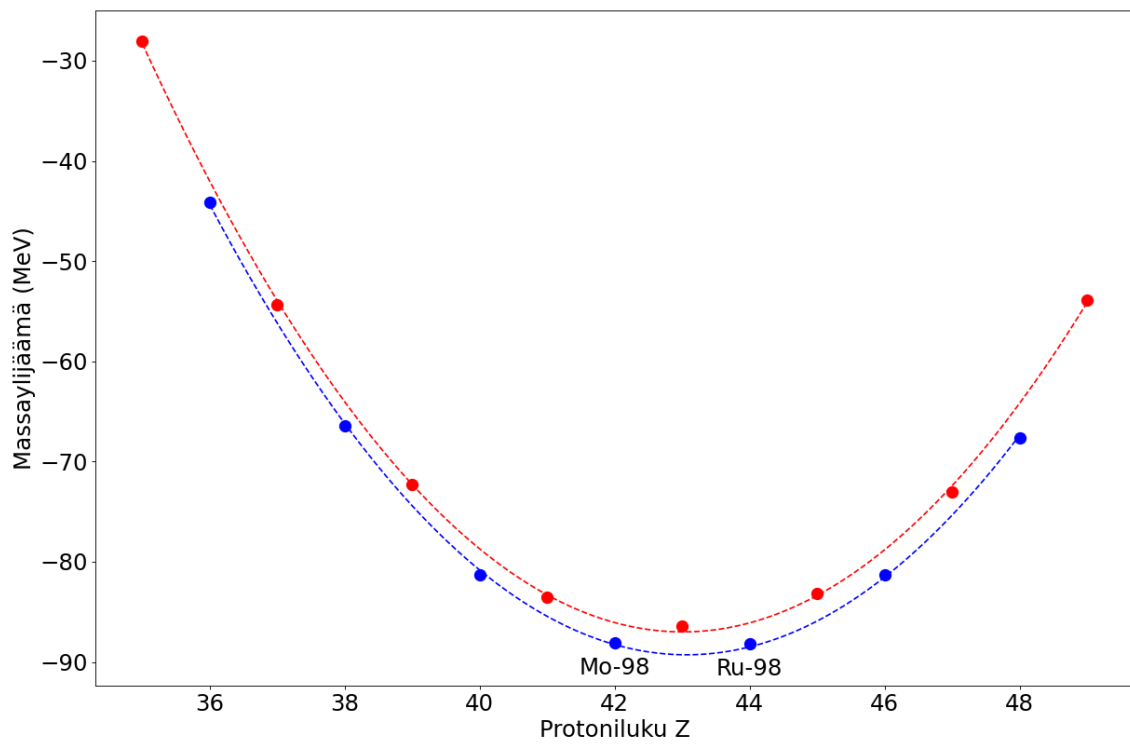


missä $\bar{\nu}_e$ on antineutriino. Vastaavasti $2\beta^+$ -hajoamisreaktio on



missä e^+ on positroni ja ν_e on elektronin neutriino. [8]

Kuviosta 1 nähdään, että molybdeeni-98:n $2\beta^-$ -hajoaminen rutenium-98:ksi on energeettisesti mahdollinen. Niiden välissä sijaitseva teknetium-98 on massaylijäämäl-



Kuvio 1. Massaluvun $A = 98$ isobaarien massaylijäämä protoniluvun Z funktiona. Sininen paraabeli kuvaa parillisen protoni- ja neutroniluvun isobaareja ja punainen parittomia isobaareja

tään suurempi kuin Mo-98 ja Ru-98. Lisäksi kuviosta nähdään selkeästi ero parillisten ja parittomien isobaarien massaylijäämissä.

Erytystä mielenkiintoa molybdeeni-98:n $2\beta^-$ -hajoamisessa herättää mahdollisuus neutriinottomaan $2\beta^-$ -hajoamiseen. Tällöin reaktio olisi vain

$${}^A_ZX = {}^A_{Z+2}X + 2e^-, \quad (7)$$

eikä neutriinoita vapautuisi. Tämä osoittaisi, että neutriino olisi Majorana-hiukkanen, eli itsensä antihiukkanen [8]. Myöskään leptoniluku ei säilyisi reaktiossa, jolloin reaktio olisi ristiriidassa standardimallin kanssa [10]. Neutriinotonta kaksoisbeetahajoamista ei kuitenkaan vielä ole havaittu kokeellisesti [8].

2.3 Penningin loukku

Penningin loukku on varattujen hiukkasten ominaisuuksien, kuten massan, määrittämiseen käytettävä laite. Se hyödyntää staattista kvadrupolaarista sähkökenttää ja voimakasta homogeenista magneettikenttää [11]. Penningin loukulla suoritettava massaspektrometrimittaus on yleisin ja tarkin käytössä oleva menetelmä atomimassojen määrittämiseen [12].

Loukun sisällä oleva magneettikenttä aiheuttaa varattuun hiukkaseen voiman

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}, \quad (8)$$

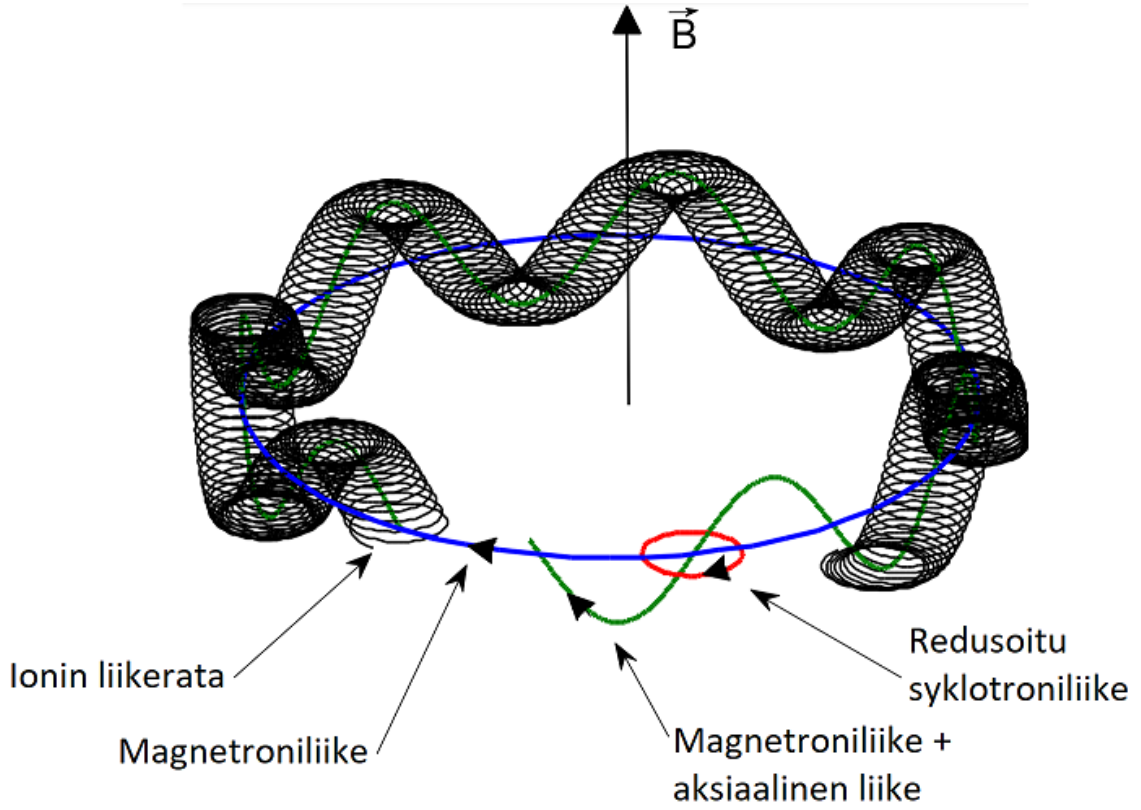
missä q on hiukkasen varaus, \vec{v} on nopeus ja \vec{B} on magneettivuon tiheys. Sähkökentän aiheuttama aksiaalinen voima voidaan taas laskea sähkökentän suuruuden \vec{E} avulla yhtälöllä

$$\vec{F} = q\vec{E}. \quad (9)$$

Ioniin kohdistuva kokonaisvoima saadaan näiden kahden voiman summana.

Ionin liike loukun sisällä koostuu kolmesta eri ominaisliikkeestä: magnetroniliikkeestä, redusoidusta syklotroniliikkeestä sekä aksiaalisesta värähtelyliikkeestä (Kuvio 2). Magnetroniliike on suurisäteistä ympyräliikettä, joka tapahtuu kohtisuorasti magneettikenttään nähden. Redusoitu syklotroniliike on magnetroniliikkeen kanssa samansuuntaista, mutta pienempisäteistä ympyräliikettä, jonka taajuus on paljon magnetroniliikettä suurempi. Aksiaalinen värähtelyliike on magneettikentän

suuntaisesti tapahtuvaa harmonista värähtelyliikettä sähkökentän aiheuttamassa potentiaaliuopassa. Näiden kolmen ominaisliikkeen summa on hiukkasen rata Penningin loukun sisällä. [13][11]



Kuvio 2. Positiivisesti varatun ionin liike Penningin loukussa ylöspäin suuntautuvassa magneettikentässä. Kuviossa sinisellä on merkitty magnetroniliikkeen vaikutus ionin liikerataan, punaisella redusoitu syklotroniliike ja vihreällä magnetroniliikkeen ja aksiaalisen liikkeen summa. Kuva suomennettu lähteestä [11]

Todellinen syklotronitaajuus ν_c saadaan magnetroniliikkeen taajuuden ν_- ja redusoidun syklotronitaajuuden ν_+ summasta [13], eli

$$\nu_c = \nu_- + \nu_+. \quad (10)$$

Tämä yhtälö pätee ideaalilanteessa, jossa sähkökenttä on täysin harmoninen ja magneettikenttä täysin homogeeninen, mutta on usein riittävän tarkka JYFLT-RAPilla suoritetuissa mittauksissa [12]. Jos näin ei olisi, voisi olla parempi käyttää invarianssiteoreemaa [11]

$$\nu_c^2 = \nu_-^2 + \nu_+^2 + \nu_z^2. \quad (11)$$

Syklotronitaajuuden ja magneettivuon tiheyden B välillä vallitsee relaatio [11]

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} \cdot B. \quad (12)$$

Yhtälön avulla voidaan laskea magneettivuon tiheys B , kun ionin varaus, massa ja syklotronitaajuus tunnetaan. Tätä varten tarvitaan massaltaan hyvin tunnettu referenssi-ioni, jonka atomimassa on m_{ref} ja syklotronitaajuus $\nu_{c,ref}$. Tyypillisesti referenssi-ionit ovat varaukseltaan $+e$. Vähentämällä atomimassasta elektronin massa, saadaan referenssi-ionin massa $m_{ref} - m_e$. Kun magneettivuon tiheys tunnetaan, voidaan yhtälön avulla laskea tutkittavan ionin massa $m_x - m_e$ syklotronitaajuuksien suhteen R avulla seuraavasti:

$$R = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_{c,x}} = \frac{\frac{1}{2\pi} \frac{q}{m_{ref}-m_e} \cdot B}{\frac{1}{2\pi} \frac{q}{m_x-m_e} \cdot B} = \frac{m_x - m_e}{m_{ref} - m_e} \quad (13)$$

$$\rightarrow m_x = R \cdot (m_{ref} - m_e) + m_e. \quad (14)$$

Taajuussuhteen R virhe saadaan virheen yleisellä etenemislailalla syklotronitaajuuksien virheistä yhtälöllä

$$\sigma(R) = R \sqrt{\left(\frac{\sigma(\nu_{c,ref})}{\nu_{c,ref}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\nu_{c,x})}{\nu_{c,x}}\right)^2}. \quad (15)$$

Massan tilastollinen virhe lasketaan kaavalla

$$\sigma(m_x) = \sqrt{\sigma(R)^2(m_{ref} - m_e)^2 + \sigma(m_{ref})^2 R^2 + (1 - R)^2 \sigma(m_e)^2}. \quad (16)$$

Lisäksi virheessä otetaan huomioon massasta riippuva sisäinen ja ulkoinen virhe

$$\sigma_{int}^2 = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (17)$$

ja

$$\sigma_{ext}^2 = \frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} (R_i - \bar{R})^2}{(n - 1) \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}, \quad (18)$$

missä R_i on yksittäiset taajuussuhteet, \bar{R} niiden keskiarvo ja n on mittausten lukumäärä. Näistä lasketaan Birge-suhde [11] $R_{Birge} = \sigma_{ext} / \sigma_{int}$. Jos $R_{Birge} \approx 1$,

mittauksen virhe on vain tilastollinen. Jos joko sisäinen tai ulkoinen virhe on suurempi, näistä suurempaa käytetään lopullisena taajuussuhteen virheenä. Elektronin massa ($510\,998,95000 \pm 0.00015$) eV [3] tunnetaan jo hyvin tarkasti, joten sen virhe, sekä elektronin sidosenergia voidaan jättää huomiotta [11]. Taajuussuhteen R laskemiseen tarvittavat syklotronitaajuudet ν_c voidaan laskea seuraavissa kappaleissa esiteltävien menetelmien avulla.

2.3.1 TOF-ICR-menetelmä

TOF-ICR (Time-Of-Flight Ion-Cyclotron-Resonance) -menetelmä on ionin syklotronitaajuuden ν_c selvittämiseen käytettävä tekniikka. Se perustuu ionin lentoajan (engl. time of flight) mittaamiseen Penningin loukusta ulkopuolella sijaitsevalle ilmaisimelle. Menetelmän etuna on, että se on kohtuullisen yksinkertainen ja suoraviivainen verrattuna muihin menetelmiin. [11]

Keskitettyjä ioneja viritetään Penningin loukussa ensin dipolivirityksellä magnetronitaajuudella, jolloin ne keräävät enemmän magnetroniliikettä. Sitten magnetroniliikettä muutetaan syklotroniliikkeeksi kvadrupolivirityksellä, joka kytkee nämä liikkeet yhteen. Virityksen kesto T_{RF} ja amplitudi U_{RF} valitaan niin, että magnetroniliikkeen ja syklotroniliikkeen välinen muunnos tapahtuu täydellisesti vain syklotroniresonanssitaajuudella. Muilla taajuuksilla muunnos on vain osittainen. Kun arvot T_{RF} ja U_{RF} on kokeellisesti määritetty, niiden tulo pidetään vakiona. JYFLT-RAPille tälle vakiolle on löydetty arvo $T_{RF}U_{RF} = 11,2$ mVs ja se riippuu loukun geometriasta. [11]

Kun matalataajuista magnetroniliikettä muutetaan syklotroniliikkeeksi, ionien radiaalinen energia kasvaa. Radiaalinen energia johtaa suurempaan aksiaaliseen kiihtyvyyteen yhtälön

$$F = -\mu(\nabla \cdot B) = -\frac{E_r}{B_0} \frac{\partial B(z)}{\partial z} \hat{z} \quad (19)$$

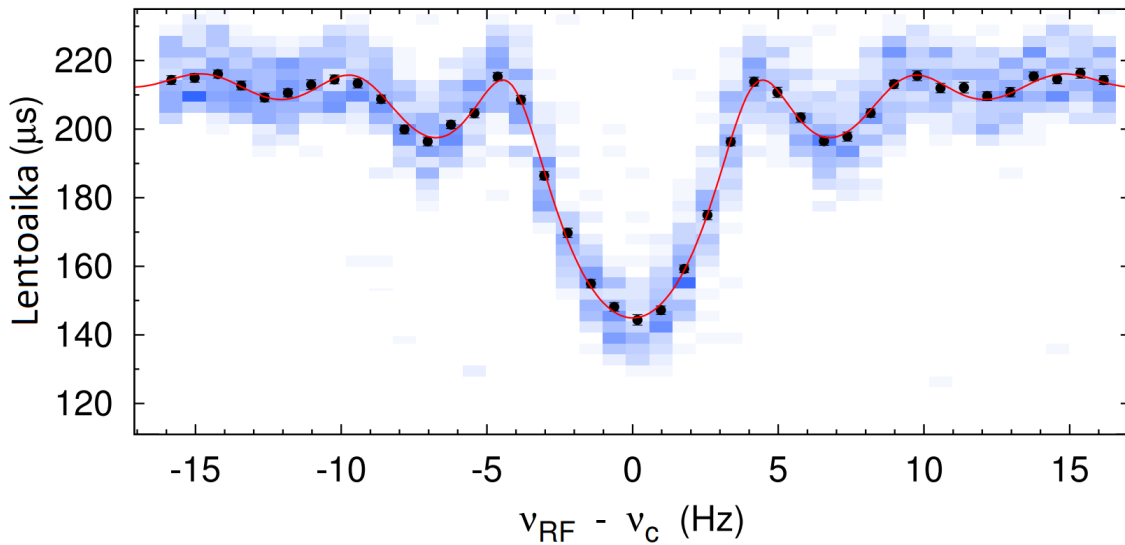
mukaisesti, missä $-\mu = (E_r/B_0)\hat{z}$ on ionin magneettikentässä B_0 kokema magneettinen momentti ja E_r on ionin radiaalinen energia. [11]

Resonanssitaajuudella tapahtuvan virityksen jälkeen ionin kineettinen energia on suurimmillaan, eli sillä on suurin nopeus. Mittaamalla ionin lentoaika Penningin loukusta MCP (microchannel plate)-ioni-ilmaisimelle eri taajuuksilla ν_{RF} havaitaan, että lentoaika lyhenee tietyillä ν_{RF} :n arvoilla. Tästä voidaan päätellä, että taajuus,

jolla saavutetaan lyhin lentoaika vastaa ionin syklotroniresonanssitaajuutta eli $\nu_{RF} = \nu_c$. Lentoaika $T(\nu)$ voidaan laskea yhtälöllä

$$T(\nu) = \int_0^{z'} \sqrt{\frac{m}{2(E_0 - qU(z) - \mu B(z))}} dz, \quad (20)$$

missä E_0 on ionin aksiaalinen kineettinen energia, $U(z)$ on elektrostaattinen potentiaali ja $B(z)$ on ioniin lentoaikana vaikuttava magneettikenttä. Kuviossa 3 on esimerkki syklotronikiihdytystaajuuden vaikutuksesta ionin lentoaikaan eräässä TOF-ICR-mittauksessa. [11]



Kuvio 3. Esimerkkikuva erään TOF-ICR-mittauksen ionin lentoajasta syklotronikiihdytystaajuuden ja ionin syklotronitaajuuden erotuksen funktiona. Resonanssitaajuudella, eli kun kiihdytystaajuus vastaa ionin syklotronitaajuutta, ioni saa suurimman energiansa ja lentoaika ilmaisimelle on pienimmillään. Kuva suomennettu lähteestä [11].

2.3.2 PI-ICR-menetelmä

PI-ICR (Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance) -tekniikka on tehokas menetelmä ionien syklotronitaajuuksien mittaukseen. Se perustuu ionien radiaalisen liikkeen vaiheen mittaamiseen paikkaherkällä MCP-ilmaisimella. Menetelmä on hyvin tarkka ja antaa jopa viisinkertaisen tarkkuuden TOF-ICR:ään verrattuna [12]. Sekä TOF-ICR- että PI-ICR-menetelmissä on tärkeää, että näyte sisältää ainoastaan haluttuja ioneja. Jos näytteessä on muita ioneja, ne voivat aiheuttaa syklotronitaajuuden muutoksia. Tämä johtuu niiden tutkittavasta ionista poikkeavasta massasta

ja syklotronitaajuudesta. [12]

Menetelmässä jäädytetyt ja keskitetyt ionit viritetään dipolaarisella radiotaajuus (RF) -pulssilla syklotronitaajuudella ν_+ , jolloin ionit saavat tietyn ympyränmuotoisen liikeradan. Lyhyen viiveajan jälkeen ionien syklotroniliike muutetaan magnetroniliikkeeksi virittämällä niitä kvadrupolaarisella radiotaajuuskentällä ionin syklotronitaajuudella ν_c . Tämän jälkeen ionien annetaan kiertää magneettikentässä vapaasti vaiheen kertymisajan t verran, jolloin ionien magnetroni-vaihekulmaksi saadaan

$$\varphi_-^{tot} = \alpha_- + 2\pi n_- = 2\pi\nu_- t, \quad (21)$$

missä α_- on lopullinen vaihekulma välillä $0 - 2\pi$ ja n_- on ajan t aikana kuluneiden kokonaisten kierrosten määrä. [12]

Ionien redusoitu syklotronitaajuus voidaan mitata samoin, mutta nyt vaihekulman kertymisaika t on pulssien ν_+ ja ν_c välissä. Tällöin syklotronivaihekulmaksi φ_+^{tot} kertyy vastaavasti

$$\varphi_+^{tot} = \alpha_+ + 2\pi n_+ = 2\pi\nu_+ t. \quad (22)$$

Molemmissa kaavoissa esiintyvät kokonaisluvut n_+ ja n_- saadaan, kun mitataan magnetroni- ja syklotronitaajuudet ν_- ja ν_+ ensin jollakin epätarkemmalla menetelmällä, kuten TOF-ICR:llä. Koska yhteen kierrokseen kuluva aika $T = 1/\nu$, saadaan kierrosmäärä n vain jakamalla vaiheen kertymisaika t yhteen kierrokseen kuluvalla ajalla, eli [12]

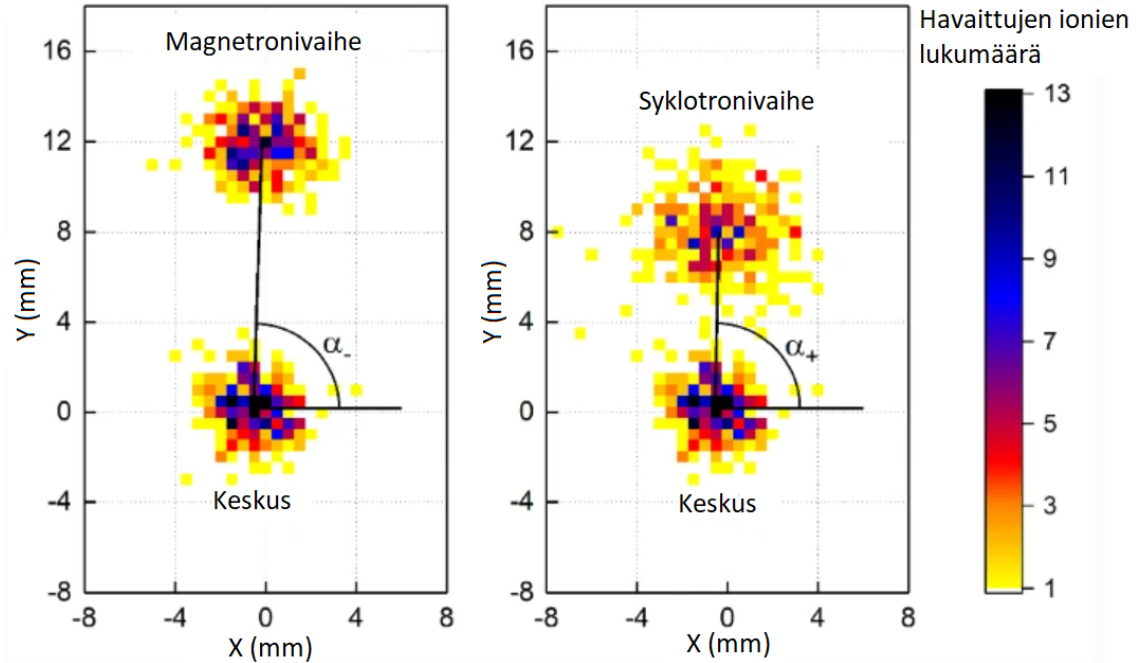
$$n = \frac{t}{T} = t\nu. \quad (23)$$

Lisäksi ionisuihkun keskipiste ilman magnetroni- tai syklotroniliikettä on myös tarpeellista mitata, jotta vaihekulmat saadaan määritettyä tarkasti. Syklotronitaajuus ν_c voidaan laskea magnetroni- ja syklotronivaiheiden kulmista α_- ja α_+ yhtälöllä

$$\nu_c = \frac{\alpha_c + 2\pi(n_+ + n_-)}{2\pi t}, \quad (24)$$

missä α_c on vaihekulmien erotus, $\alpha_c = \alpha_+ - \alpha_-$ (Kuvio 4). Syklotronitaajuuden virhe saadaan laskettua kaavalla [12]

$$\sigma(\nu_c) = \frac{\sigma(\alpha_c)}{2\pi t}. \quad (25)$$



Kuvio 4. Esimerkkikuva vaihekuilmien α_- ja α_+ määrittämisestä magnetroni- ja syklotronivaihekuilmista. Kuva suomennettu lähteestä [12]

2.4 Molybdeeni-98:n kaksoisbeetahajoamisen Q-arvon määrittäminen

Taajuussuhteen R avulla voidaan myös laskea molybdeeni-98:n kaksoisbeetahajoamisen Q-arvo hyvin tarkasti. Yhtälöiden 2 ja 5 avulla saadaan molybdeeni-98:n Q-arvoksi

$$Q = (m(^{98}\text{Mo}) - m(^{98}\text{Ru})) \cdot c^2. \quad (26)$$

Sijoittamalla yhtälö 14 tähän, saadaan Q arvo laskettua taajuussuhteen sekä molybdeeni-98:n ja elektronin massan avulla seuraavasti:

$$Q = (1 - R) \cdot (m(^{98}\text{Mo}) - m_e) \cdot c^2. \quad (27)$$

Virheen yleisellä etenemislailla tälle saadaan virhe $\sigma(Q)$ yhtälöllä

$$\sigma(Q) = \sqrt{(m(^{98}\text{Mo}) - m_e)^2 \sigma(R)^2 + (1 - R)^2 \sigma(m(^{98}\text{Mo}))^2} \cdot c^2, \quad (28)$$

kun elektronin massan virhe jätetään huomiotta.

3 Menetelmät ja aineisto

3.1 IGISOL-laitteisto

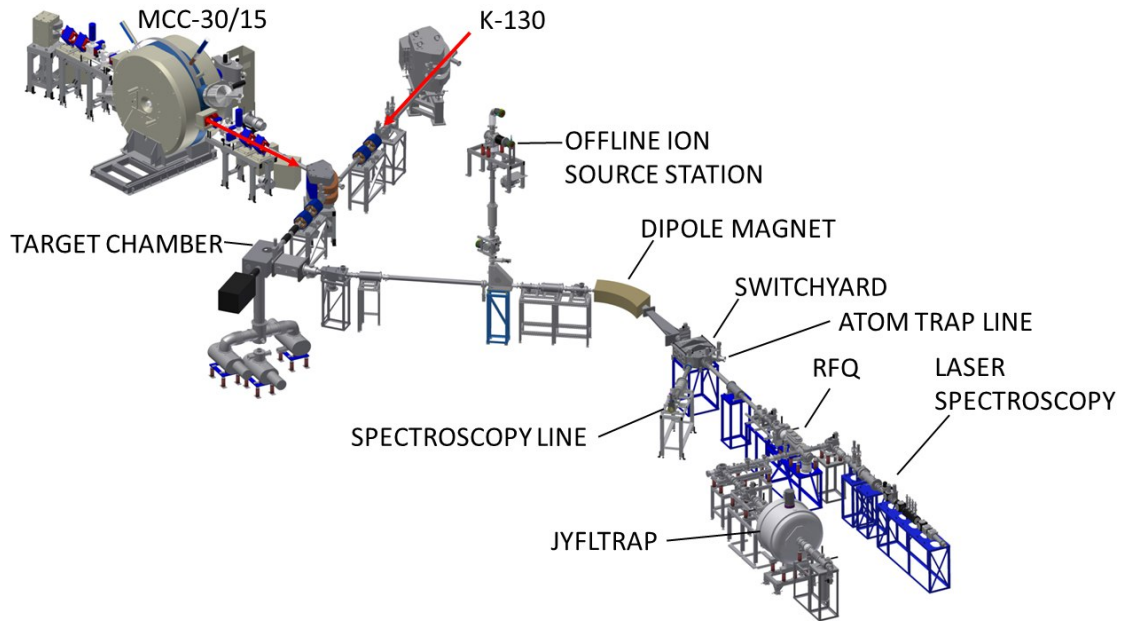
IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line) on Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa sijaitseva massaseparaattorilaitteisto, jolla voidaan tuottaa hiukkassuihkuja ydinfysiikan tutkimuksia varten [14]. Siinä on käytössä kaksi stabiilien ionien kipinälähdettä, joiden avulla voitiin tuottaa tarvittavat Ru-98⁺ ja Mo-98⁺-ionisuihkut. Ionisuihkut kiihdytettiin sähkökentän avulla 30 kV:n jännitteellä, jolloin varauksen 1+ ionit saivat energian 30 keV. Ionit johdettiin dipolimagneetille, jossa sopivan magneettikentän avulla vain halutun massaluvun ja varauksen suhteen, eli A/q -arvon omaavat ionit pääsivät läpi [15]. Näin näytteissä olleet molybdeenin ja ruteniumin isotoopit, joille $A \neq 98$, suodattuivat pois, kuten myös muut epäpuhtaudet. Samalla ioneista saatiin valittua myös halutut 1+ varauksen ionit.

Dipolimagneetin jälkeen ionisuihku eteni RFQ (radiofrequency quadrupole) -ionikimputtimelle, jonka tehtävä on hidastaa ja jähdyttää jatkuva ionisuihku sopiviksi ionikimpuiksi [12]. Tämä tapahtui törmäyttämällä ioneja helium-puskurikaasuun, jolloin ionien suuri energiahajonta tasaantui. Jähdytetyt ionit kerättiin sähkökenttien avulla potentiaaliukuoppaan, josta ne vapautettiin säännöllisesti Penningin loukkuun lyhyinä 10-15 μs :n kimppuina. Samalla ionien energiahajonta tasaantui alle 1 eV:n [11].

3.2 JYFLTRAP

JYFLTRAP on sylinterinmuotoinen IGISOL-laitteistoon kuuluva massaspektrometri. Se koostuu kahdesta Penningin loukusta, jotka ovat 7 T:n suprajohtavan solenoidin sisällä. Ensimmäinen Penningin loukuista on puhdistusloukku, jossa on helium-puskurikaasua. Sähkökenttien avulla ionikimppu keskitetään niin, että vain halutun massaiset ionit pääsevät loukun keskellä olevan kapean kanavan läpi. Näin ionikimpusta puhdistuu pois viimeisetkin epäpuhtaudet sekä heliumkaasu. [11]

Puhdistusloukusta ionit etenevät toiseen, tarkkuusmassamittauksissa käytettävään Penningin loukkuun, joka sijaitsee 20 cm:n päässä puhdistusloukun keski-



Kuvio 5. Yleiskuva käytetystä mittauslaitteistosta

pisteestä. Mittausloukussa ionikimpua voisi myös puhdistaa ensin lisää korkeamman resoluution saavuttamiseksi, mutta tässä mittauksessa se ei ollut tarpeellista. Keskittyjä ioneja kiihdytetään mittausloukussa lähes täydellisessä tyhjiössä ensin magneettikentän avulla ja sitten sopivalla kvadrupolivirityksellä. [11]

3.3 Aineisto

JYFLTRAP Penningin loukulla mitattuun PI-ICR-menetelmällä analysoitavaan aineistoon kuului kolme 7.-8. kesäkuuta 2021 suoritettua mittausta. Mittaustiedostojen pituudet olivat 232, 72 ja 68 kierrosta (engl. round). Jokainen kierros sisälsi keskimäärin noin 210 ionikimpua, joista jokaisessa oli keskimäärin noin 1,7 havaittua ionia. Jokainen kierros sisälsi useita syklotroni- ja magnetronitaajuutta, sekä keskikohtaa mittaavia ionikimpuja. Tiedostot koostuivat vuorottelevista neljän kierroksen sarjoista referenssi-ionia molybdeeni-98 ja tutkittavaa ionia rutenium-98, alkaen referenssi-ionista. Teknisiä tietoja käytetystä mittausdatasta on kerrottu taulukossa 2.

Lisäksi ennen PI-ICR-mittauksia oli suoritettu TOF-ICR-mittaus, jonka avulla löydettiin ionin syklotronitaajuuden laskukaavassa 24 tarvittavat kokonaisluvut $n_{+,ref} = 548795$ ja $n_{-,ref} = 55$ molybdeeni-mittauksille ja $n_{+,x} = 548796$ ja $n_{-,x} = 55$ rutenium-mittauksille.

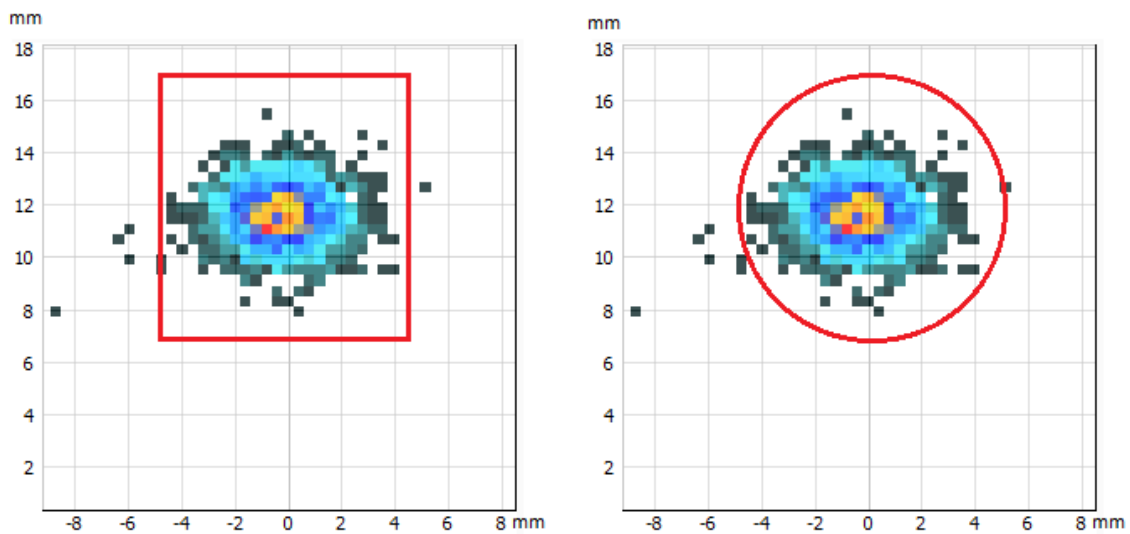
Taulukko 2. Käytetty mittausdata

	Tiedosto 1	Tiedosto 2	Tiedosto 3
Mittauspäivämäärä	8.6.2021	7.6.2021	7.6.2021
Aloitusaika	00:23:11	18:00:07	20:49:45
Kesto (h)	9:08:27	2:45:38	2:37:54
Kierrosten lukumäärä	232	72	68
16 kierroksen kesto (h)	0:37:30	0:37:42	0:37:42
Vaiheen kertymisaika t	500 ms	500 ms	500 ms
Ionikimppujen määrä	50112	15120	14374
Havaittuja ioneja	86070	24063	24985
⁹⁸ Mo-ioneja	44606	14793	11981
⁹⁸ Ru-ioneja	41464	9270	13004

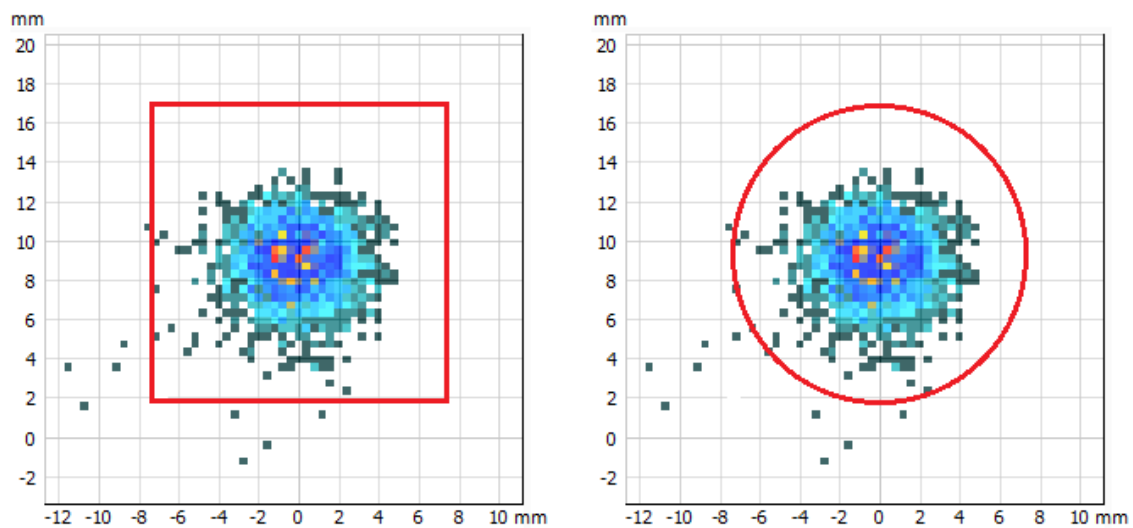
3.4 Menetelmät

3.4.1 Aineiston rajaus

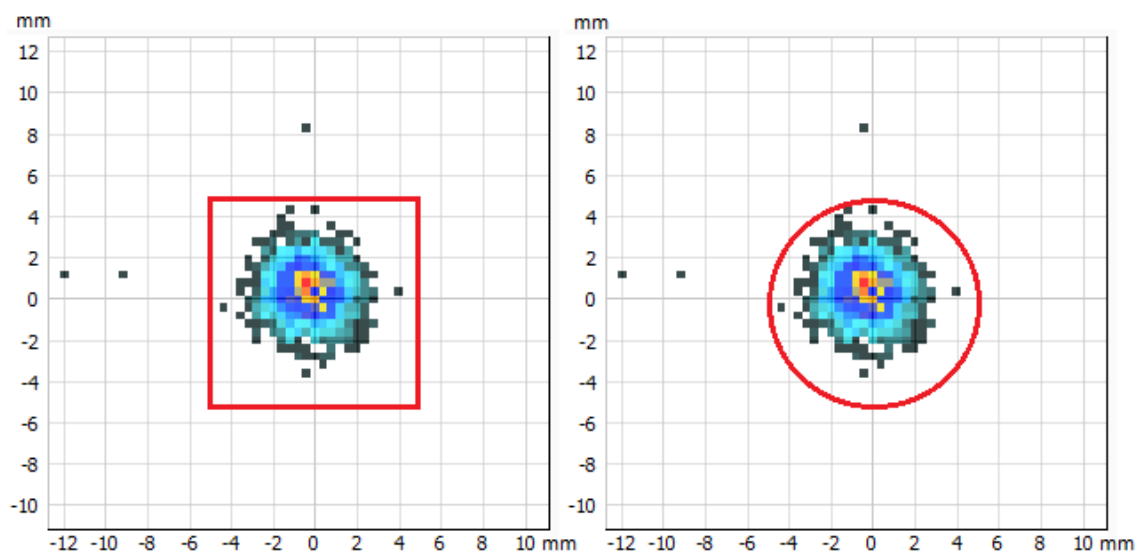
Mittausdatan analysointiin käytettiin Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa kehitettyjä python-pohjaisia Pymassscanner- ja Cloudberry-ohjelmia. TOF-ICR-mittauksessa käytetty lentoajan rajaus, jolla varmistettiin ionikimppujen sisältävän vain haluttuja ioneja, oli $66.022 \mu\text{s}$ - $73.641 \mu\text{s}$. Analysointi aloitettiin Pymassscannerilla asettamalla dataan sopivan kokoinen rajaus (engl. gate), jonka tehtävänä on erotella virheelliset kauaksi ryppään keskikohdasta osuneet ionit. Rajaus asetettiin erikseen molempien ionien syklotroni- ja magnetronitaajuudelle, sekä keskukselle, kussakin tapauksessa mittausdataan sopivasti. Rajauksen koko valittiin kuitenkin sopivan suureksi, ettei mahdollisesti todenmukaisia ioneja jäisi rajauksen ulkopuolelle. Analysointi suoritettiin sekä ympyrän, että neliön muotoisella rajauksella. Lopputuloksen paremman tarkkuuden ja mittauksen ympyräsymmetrisyyden vuoksi ympyrän muotoinen rajaus todettiin paremmaksi ja jatkoanalysointi suoritettiin käyttämällä tätä asetusta. Esimerkit käytetyistä rajauksista on esitetty kuvioissa 6-8.



Kuvio 6. Molybdeeni-98:n syklotronitaajuuden määrittäminen neliön ja ympyrän muotoisilla rajauksilla. Neliön sivun pituus oli 10 mm ja ympyrän säde 5 mm.



Kuvio 7. Molybdeeni-98:n magnetronitaajuuden määrittäminen neliön ja ympyrän muotoisilla rajauksilla. Neliön sivun pituus oli 15 mm ja ympyrän säde 7,5 mm.



Kuvio 8. Molybdeeni-98:n keskuksen määrittäminen neliön ja ympyrän muotoisilla rajoilla. Neliön sivun pituus oli 10 mm ja ympyrän säde 5 mm.

3.4.2 Aineiston osittelu ja massan määrittäminen

Mittaustiedostot olivat ajallisesti pitkiä, joten käytetyssä magneettikentässä tapahtui ajallista vaihtelua. Siksi ajallisesti kaukana toisistaan suoritettuja mittauksia ei voida suoraan verrata toisiinsa. Sen sijaan tiedostot voidaan jakaa pienempiin osiin (engl. step), joiden sisällä magneettikenttä oletetaan vakioksi. Näin magneettikentän ajallisesta vaihtelusta johtuvaa virhettä saadaan minimoitua. Jokaisen osan sisällä tulisi olla yhtä paljon referenssi-ionin kierroksia kuin tutkittavaa ionia, joten käytetyiksi osapituuksiksi valikoitui 16, 24 ja 32 kierrosta. Tätä lyhyemmällä, esim. 8 kierroksella, osien sisältämät ionimäärät olivat liian vähäisiä vaihekulmien määrittämiseen luotettavasti. Tiedostot koostuivat 232, 72 ja 68 mittauskierroksesta, mikä ei mene tasan käytettyjen osapituuksien kanssa, joten kaikkea mittausdataa ei voinut hyödyntää analyysissä. Lopulta parhaaksi jaoksi havaittiin 16 kierrosta, jolloin hyödyntämättä jäänyt data oli vähäisin. Tätä 16 kierroksen jakoa käytettiin jatkoanalysoinnissa.

Ohjelmisto laski datan pohjalta jokaiselle jaolle syklotroni- ja magnetronivaiheiden, ja keskuksen keskipisteiden kuvien koordinaatit paikkaherkällä MCP-ilmaisimella virheineen. Tähän Pymassscanner-ohjelma käytti ionien lukumäärän mukaan painotettua osumakohtien keskiarvoa. Nämä tiedot ladattiin Cloudberry-ohjelmaan, joka laski kaavassa 24 tarvittavat magnetroni- ja syklotronivaihekulmat α_- ja α_+ sekä niiden erotuksen α_c . Vaihekulmien ja käytettyjen asetusten avulla saatiin syklotronitaajuudet tutkittaville Ru-98-ioneille ja referenssi-ioneille Mo-98 yhtälöllä 24 sekä

niiden suhde R . Sen pohjalta saatiin laskettua tutkittavan ionin massa kaavan (14) mukaisesti.

Virhetarkastelun ohjelma suoritti laskemalla magnetroni- ja syklotronivaiheku-
mien virheiden avulla syklotronitaajuuksien virheen yhtälön 25. Näistä saatiin taa-
juussuhteen R virhe jokaisessa osamittauksessa ja osamittausten virheistä saatiin
painotetun keskiarvon perusteella R :n kokonaisvirhe (ks. kuviot 14-17). Lopputulok-
sen virhe saatiin sisäisen ja ulkoisen virheen kaavojen 17 ja 18 avulla, joista suurempi
otettiin huomioon.

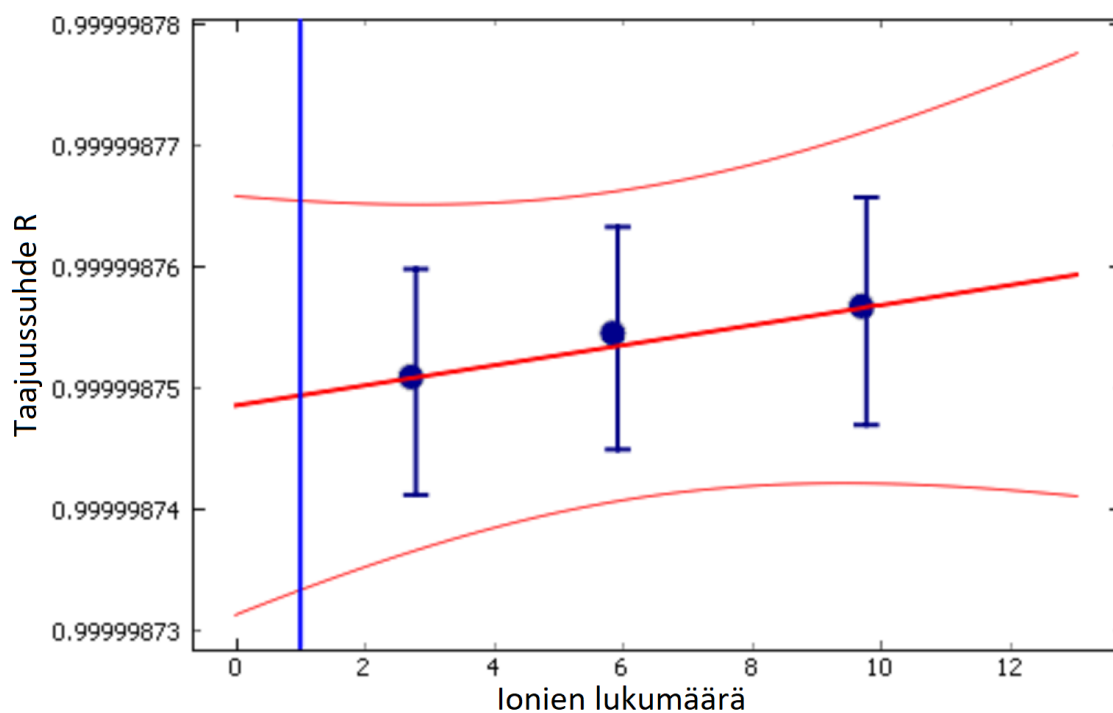
Aluksi analysoinnissa otettiin huomioon vain sellaiset ionikimput, joissa ilmaisi-
mella havaittiin vain yksi ioni. Kun paras kierrosten lukumäärä datan jaotteluun, 16
kierrosta, oli selvillä, tehtiin vastaava analyysi myös kahden ja kolmen ionin kimpulle.
Näiden pohjalta suoritettiin z -analyysi (engl. count-rate class analysis).

3.4.3 Z-analyysi

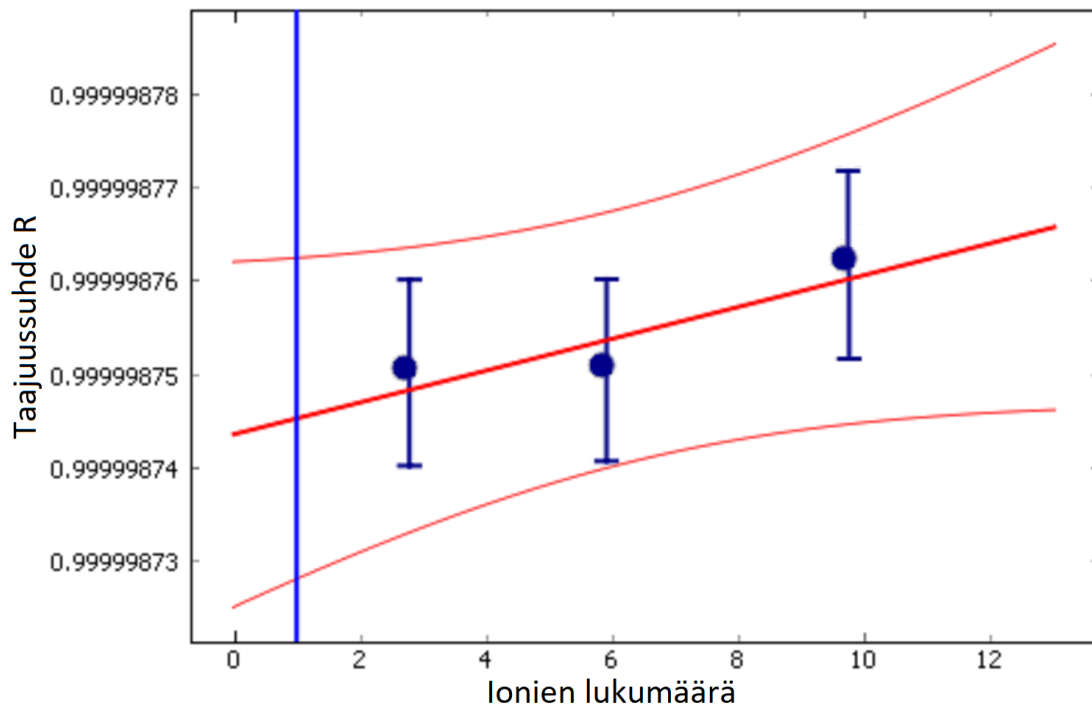
Mittauksissa käytetyn MCP-ioni-ilmaisimen tehokkuus ei ole täydellinen, eli kaikkia
ionikimppuihin kuuluvia ioneja ei havaita. On myös havaittu, että ilmaisimen tehok-
kuus korreloi vahvasti havaittujen ionien määrän kanssa [16]. Kun havaittuja ioneja
on 1, on ilmaisimen tehokkuus noin 36%. Kahden havaitun ionin kohdalla tehokkuus
on noin 34% ja kolmen noin 31% [16]. Todellisten ionien keskimääräinen lukumäärä
voidaan laskea jakamalla havaittujen ionien määrä ilmaisimen tehokkuudella [17].

Ideaalitalanteessa mittauksessa haluttaisiin, että jokaisessa kimpussa olisi vain
yksi ioni. Näin vältettäisiin varauksellisten ionien väliset vuorovaikutukset, jotka
saattaisivat vaikuttaa mittaustuloksiin. Kuitenkin ionien lukumäärän vaikutusta
voidaan arvioida jakamalla ionikimput havaittujen ionimäärien mukaan ja vertaa-
malla lopputuloksia [17]. Tässä työssä suoritin z -analyysin yhden, kahden ja kolmen
havaitun ionin kimpulle. Kuvioissa 9-11 on esitetty todellisten ionien lukumäärän
vaikutusta taajuussuhteeseen mittaustiedostoissa 1-3.

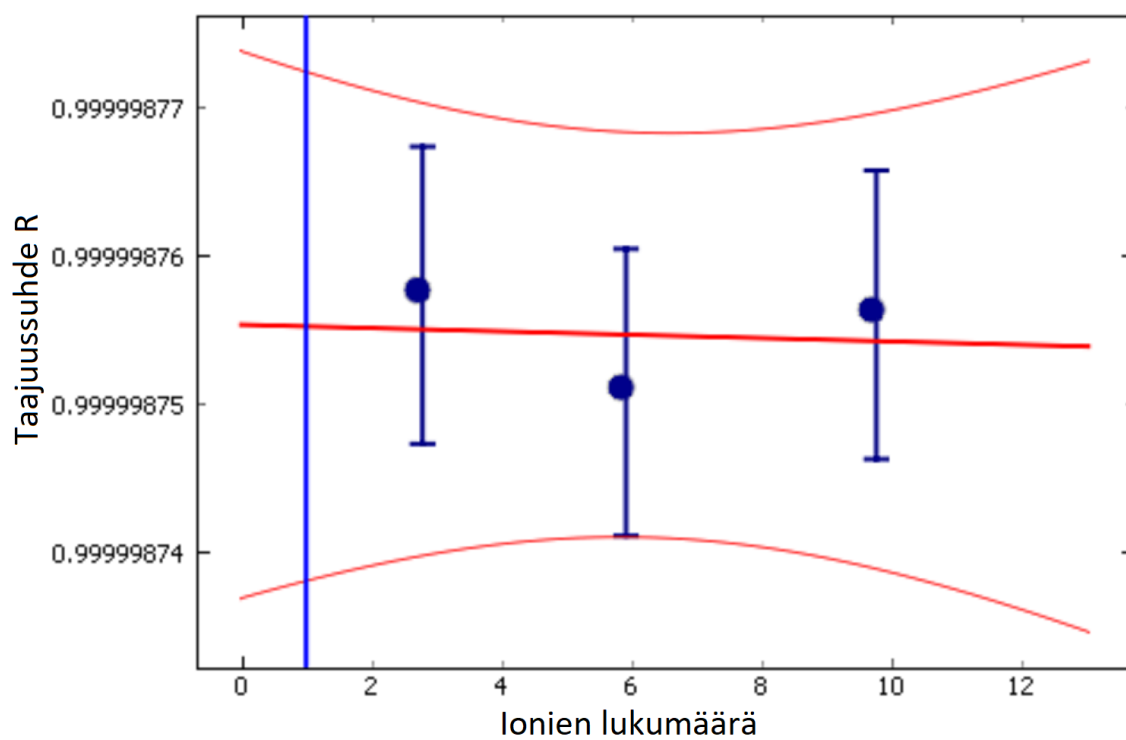
Kuvioista 9-11 ei havaita merkittävää korrelaatiota ionien lukumäärän ja taajuus-
suhteen välillä, sillä kuvioihin voi virherajojen sisällä helposti sovittaa vaakasuoran.
Valitaan kuitenkin havaittujen yhden ionin kimppujen tulokset parhaiksi, jolloin
minimoidaan virheen mahdollisuus.



Kuvio 9. Ionien lukumäärän vaikutus määritettyyn taajuussuhteeseen R tiedostossa 1. Tiedosto jaettiin 16 mittauskierroksen pituisiin osiin ja ionit valittiin ympyränmuotoisella rajauksella. Kuvaan on merkitty punaisilla käyrillä ylä- ja alarajat taajuussuhteelle ja sinisellä suoralla todellinen 1 ioni per kimppu.



Kuvio 10. Ionien lukumäärän vaikutus määritettyyn taajuussuhteeseen R tiedostossa 2. Tiedosto jaettiin 16 mittauskierroksen pituisiin osiin ja ionit valittiin ympyränmuotoisella rajauksella. Kuvaan on merkitty punaisilla käyrillä ylä- ja alarajat taajuussuhteelle ja sinisellä suoralla todellinen 1 ioni per kimppu.



Kuvio 11. Ionien lukumäärän vaikutus määritettyyn taajuussuhteeseen R tiedostossa 1. Tiedosto jaettiin 16 mittauskierroksen pituisiin osiin ja ionit valittiin ympyränmuotoisella rajauksella. Kuvaan on merkitty punaisilla käyrillä ylä- ja alarajat taajuussuhteelle ja sinisellä suoralla todellinen 1 ioni per kimppu.

3.4.4 Esimerkki massan määrittämisestä ja laskemisesta

Kuvion 14 mittausnumerolle 1 Cloudberry antaa tarvittavaksi vaihekulmien erotukseksi molybdeeni-98:lle arvon $\alpha_c = 0,0079 \pm 0,0240$ rad ja rutenium-98:lle $\alpha_c = -0,0196 \pm 0,0239$ rad. Tarvittavat kokonaisluvut n saatiin TOF-ICR-mittauksen avulla yhtälön 23 mukaan ja ne olivat $n_{+,ref} = 548795$, $n_{-,ref} = 55$, $n_{+,x} = 548796$ ja $n_{-,x} = 55$. Vaiheen kertymisajat olivat $t_{+,ref} = 0,500000496$ s, $t_{-,ref} = 0,000050108$ s, $t_{+,x} = 0,500000784$ s ja $t_{-,x} = 0,000050108$ s. Syklotronitaajuussuhde voidaan laskea yhtälöiden 13 ja 24 avulla:

$$R = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_{c,x}} = \frac{\frac{0.0079+2\pi(548795+55)}{2\pi \cdot (0.500000496+0.000050108)s}}{\frac{-0.0195+2\pi(548796+55)}{2\pi \cdot (0.500000784+0.000050108)s}} = 0.9999987541492038. \quad (29)$$

Koska referenssi-ionin massa on $m_{ref} = 97,90540361 \pm 0,000000186$ u ja elektronin massa $0,00054858$ u [3], saadaan yhtälön 14 avulla rutenium-98:n massaksi yhden mittaus-osuuden perusteella arvioitua

$$m_x = R \cdot (m_{ref} - m_e) + m_e = 97.9052816u. \quad (30)$$

Lopullinen tulos saatiin laskemalla jokaisen osamittauksen taajuussuhteiden painotettu keskiarvo ja tämän keskiarvon avulla tutkittavan ionin massa.

Tuloksen virhe saadaan laskemalla syklotronitaajuusvirhe vaihekulman määrityksen virheestä yhtälöllä 25. Vaihekulmien virheen avulla saadaan taajuussuhteen R virhe yhtälöllä 15. R :n lopullinen virhe saadaan laskemalla sisäinen ja ulkoinen virhe kaavojen 17 ja 18 mukaisesti ja valitsemalla niistä suurempi. Birge-suhde $R_{Birge} = \sigma_{ext} / \sigma_{int}$ oli jokaisessa analyysissä alle yhden, eli näistä sisäinen virhe oli suurempi. Kun taajuussuhteen virhe on selvillä, saadaan massan tilastollinen virhe yhtälön 16 mukaisesti.

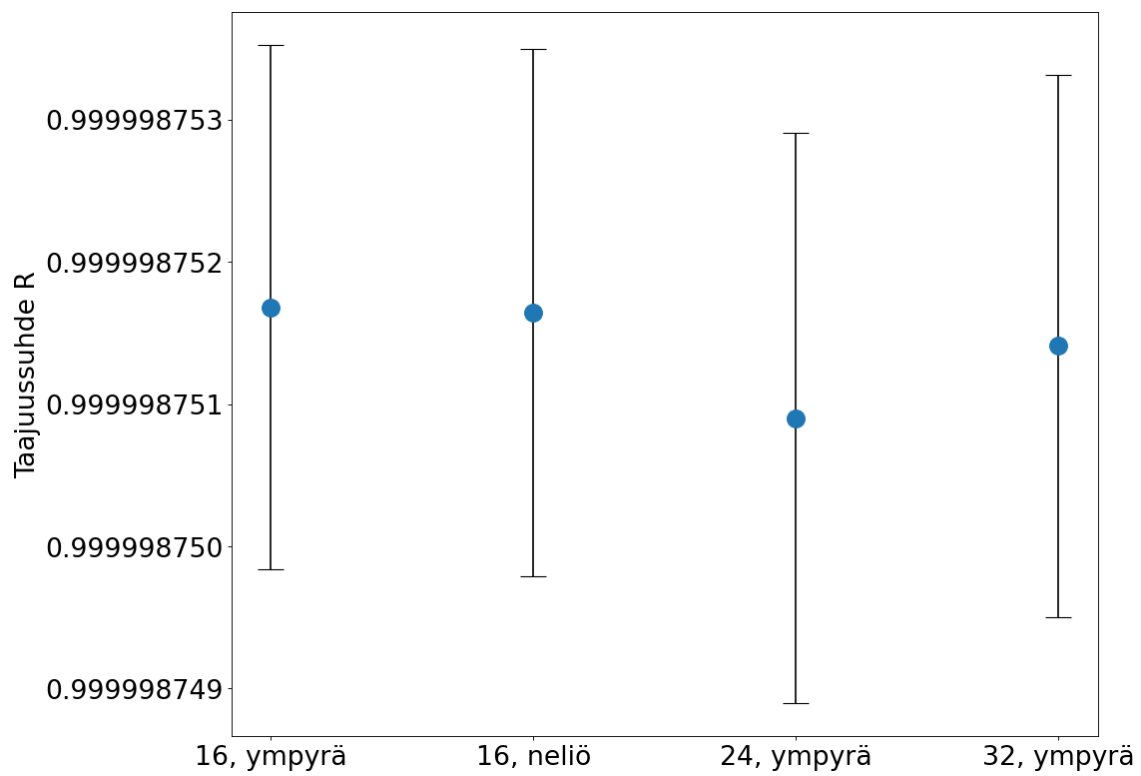
4 Tulokset

Eri analyysillä tuotetut lopputulokset on esitelty taulukossa 3 ja kuviossa 12. Tuloksista huomataan, että lopputulokseen ei ollut juurikaan vaikuttanut, valittiinko halutut ionit ympyrän vai neliön muotoisella rajauksella. Tämä on odotettua, sillä rajaus valittiin niin suureksi, että varmasti kaikki todelliset ionit jäivät rajauksen sisälle. Parhaaksi yhden osan pituudeksi havaittiin pienin kokeiltu arvo 16 kierrosta, koska analyysin ulkopuolelle jäänyt osuus tiedostoista oli vähäisin. Lisäksi lyhyt osapituus minimoi magneettikentän ajallisen vaihtelun vaikutuksen lopputuloksiin. Kuvioista 13 nähdään, että eri tiedostojen välillä ei ole tilastollisesti merkittävää vaihtelua. Koska z-analyysissä (Taulukko 4 ja Kuviot 9 - 11, 18) ei havaittu vahvaa ionien lukumäärästä johtuvaa riippuvuutta tuloksessa, voidaan valita näistä 16 kierroksen jaottelun, ympyrän muotoisen rajauksen ja yhden ionin per kimppu lopputulos tutkielman lopputulokseksi.

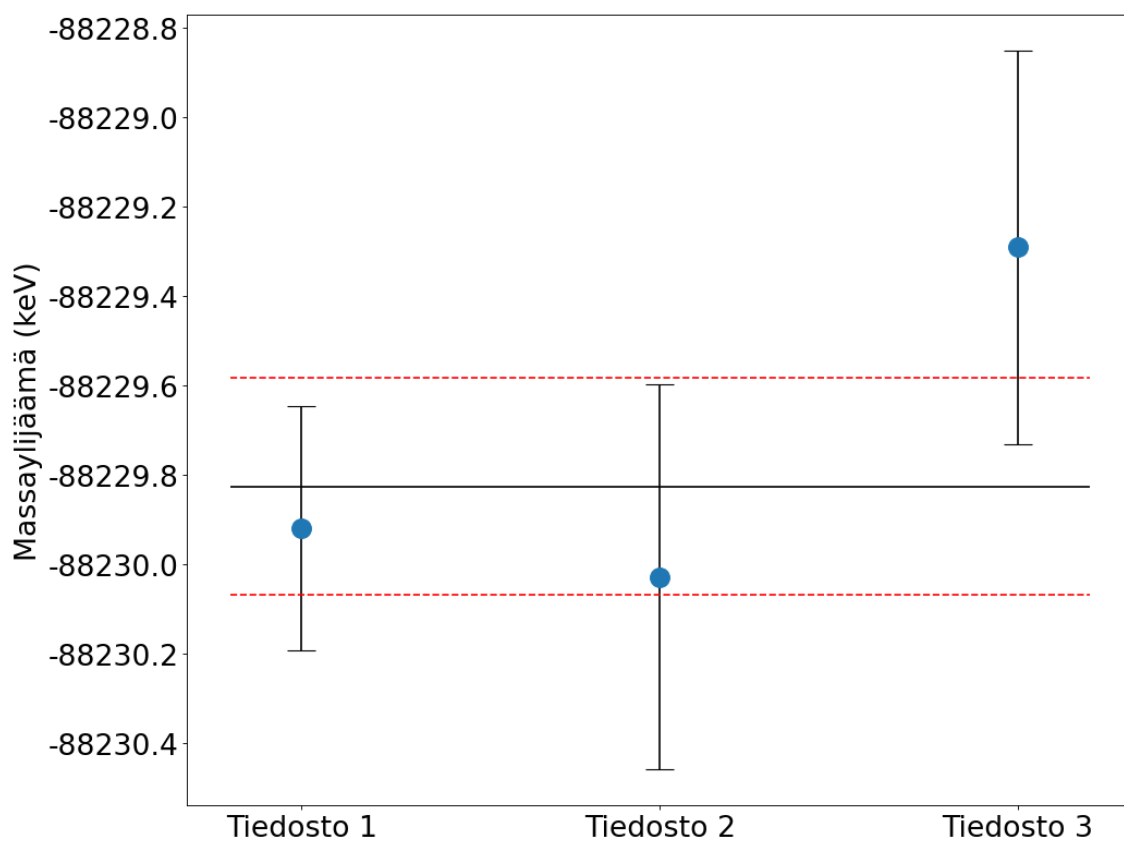
Tämä vastaa rutenium-98:n atomimassan arvoa ($97,9052814 \pm 0,0000003$) u ja massaylijäämää ($-88229,8 \pm 0,3$) keV.

Taulukko 3. Eri menetelmillä saadut mittaustulokset

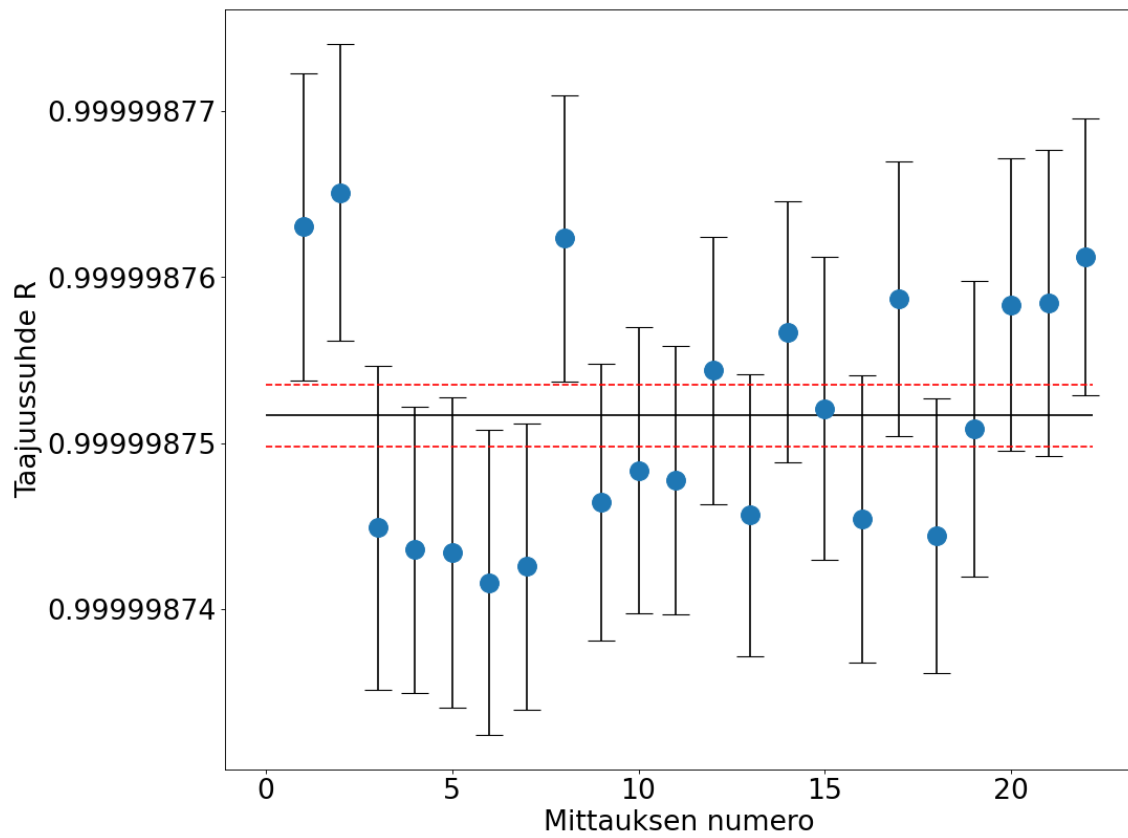
Jaottelu (kierrosta)	Mittausosien lkm	Rajaus	Ioneja/ kimppu	Massaylijäämä (keV)
16	22	Ympyrä	1	$-88229,825 \pm 0,242$
16	22	Neliö	1	$-88229,829 \pm 0,243$
16	22	Ympyrä	2	$-88229,705 \pm 0,217$
16	22	Neliö	2	$-88229,704 \pm 0,217$
16	22	Ympyrä	3	$-88229,341 \pm 0,242$
16	22	Neliö	3	$-88229,340 \pm 0,242$
24	13	Ympyrä	1	$-88229,896 \pm 0,252$
32	11	Ympyrä	1	$-88229,850 \pm 0,246$



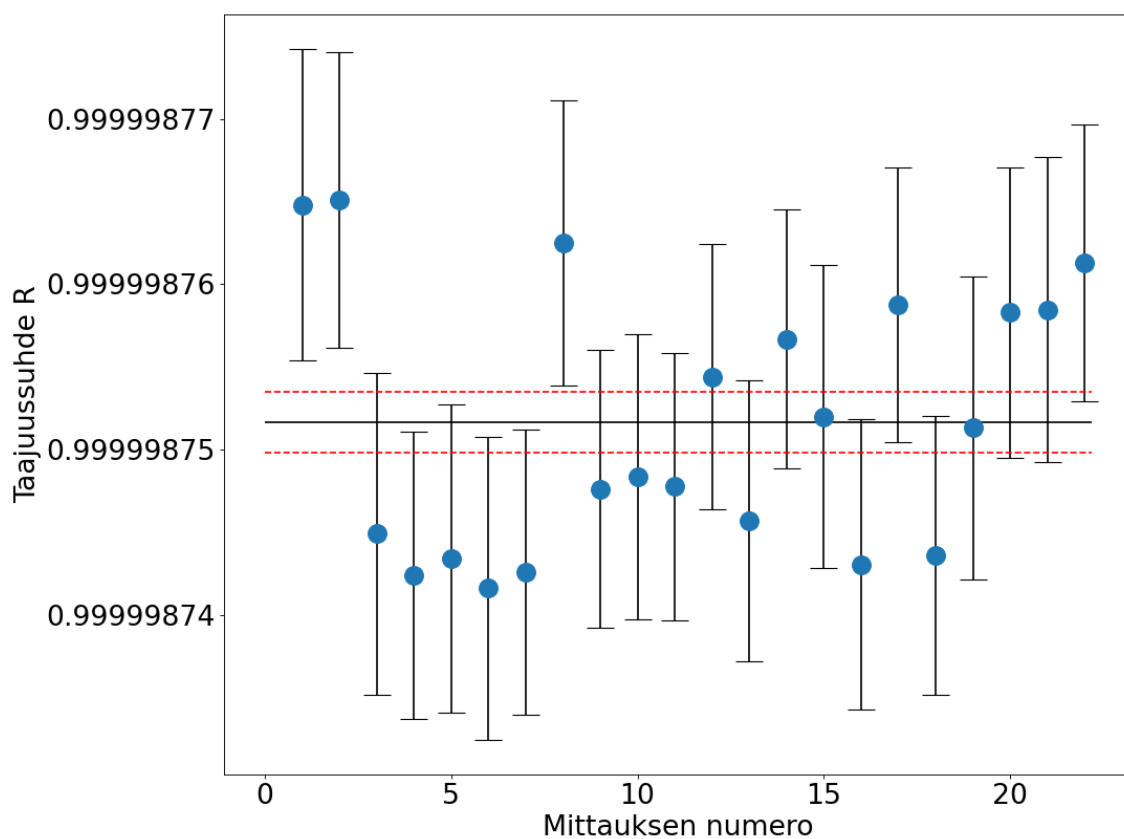
Kuvio 12. Taajuussuhteen vertailua jaottelun pituuden ja rajauksen muodon välillä yhdellä ionilla per kimppu



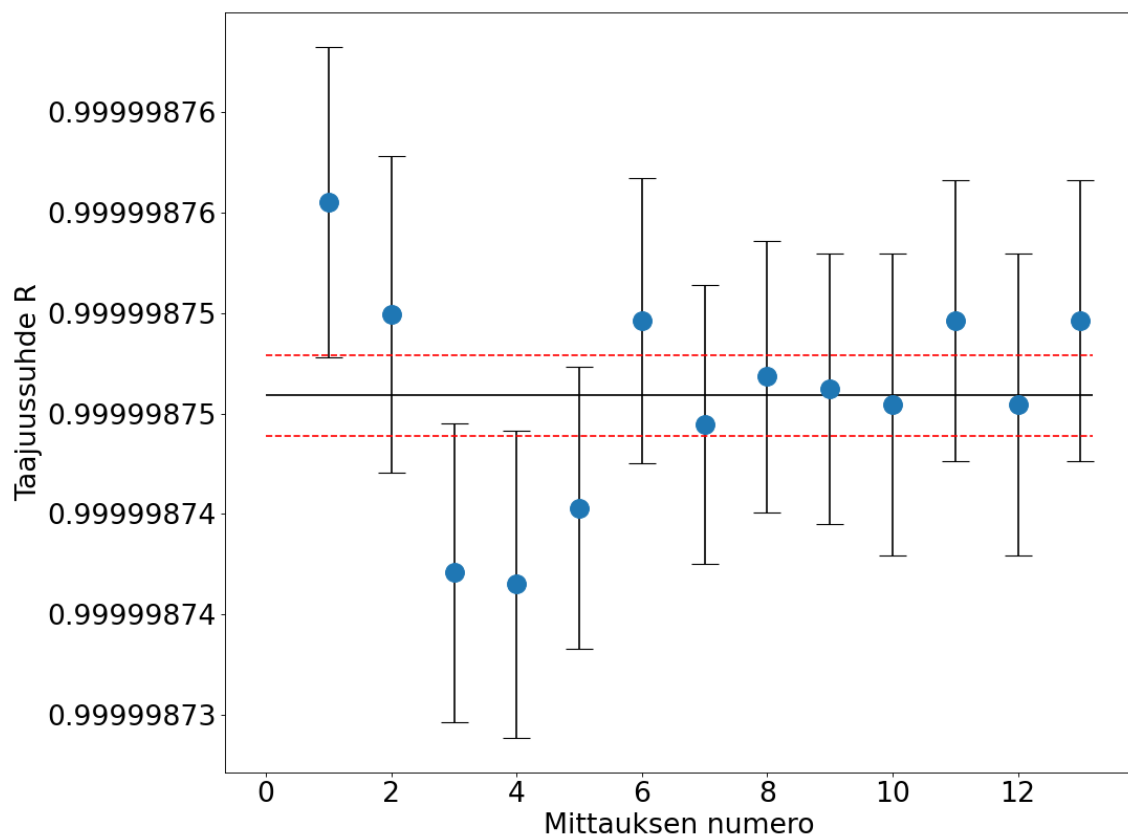
Kuvio 13. Tiedostojen 1, 2 ja 3 massaylijäämän tulos verrattuna kokonaiskeskiarvoon jaottelulla 16 kierrosta ja ympyrän muotoisella rajauksella



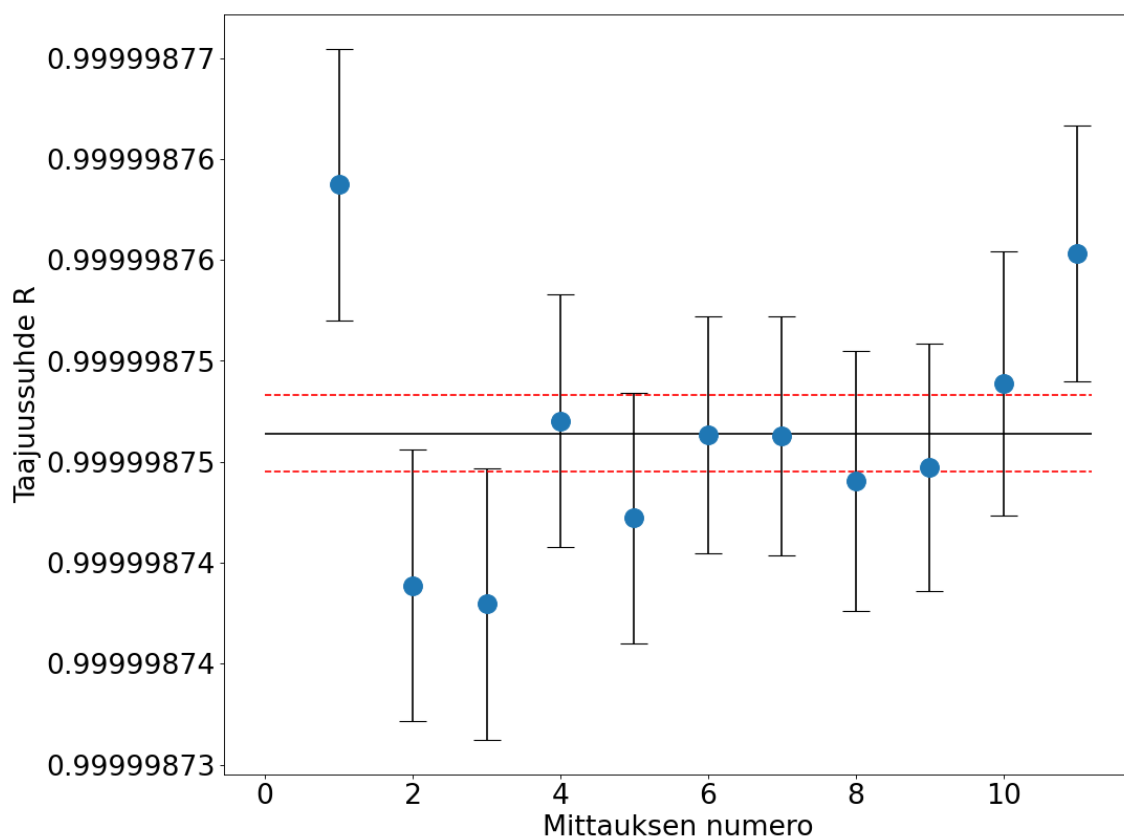
Kuvio 14. Taajuussuhteen arvo jokaisella mittausnumerolla keskiarvoineen 16 kierroksen jaottelulla ja ympyrän muotoisella rajauksella. Tässä numerot 1-14 kuuluvat mittaustiedostoon 1, 15-18 tiedostoon 2 ja 19-22 tiedostoon 3.



Kuvio 15. Taajuussuhteen arvo jokaisella mittausnumerolla keskiarvoineen 16 kierroksen jaottelulla ja neliön muotoisella rajauksella. Tässä numerot 1-14 kuuluvat mittaustiedostoon 1, 15-18 tiedostoon 2 ja 19-22 tiedostoon 3.



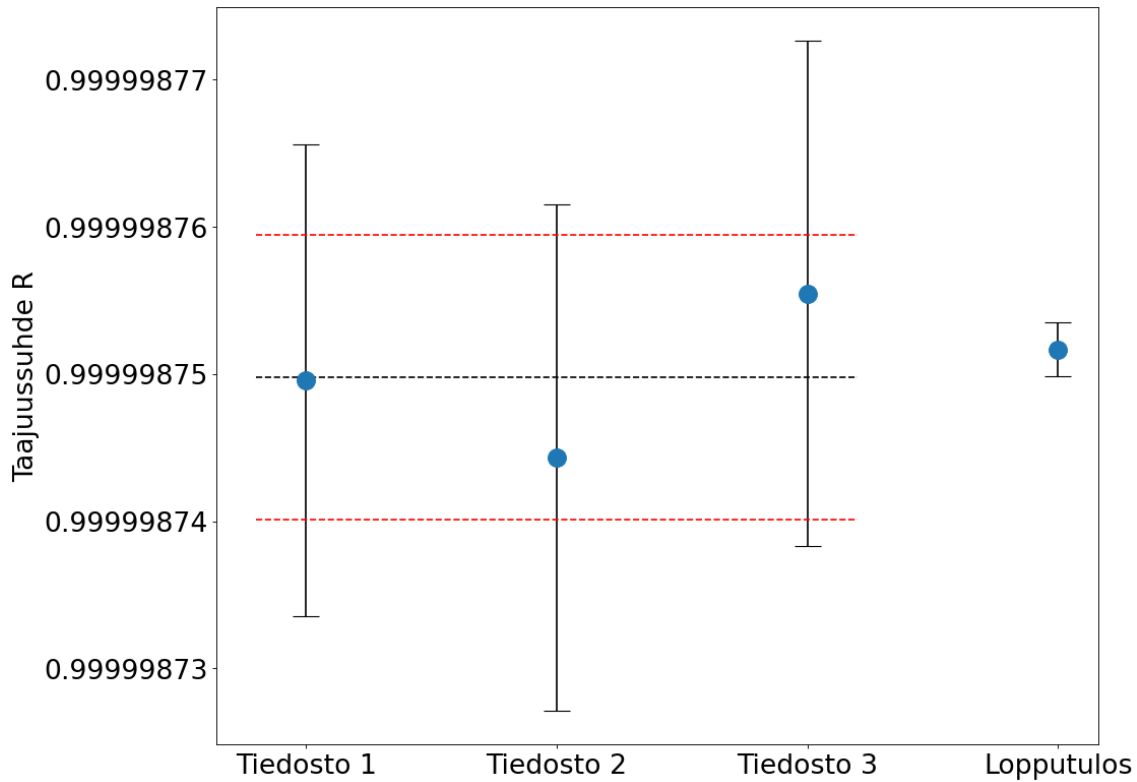
Kuvio 16. Taajuussuhteen arvo jokaisella mittausnumerolla keskiarvoineen 24 kierroksen jaottelulla ja ympyrän muotoisella rajauksella. Tässä numerot 1-9 kuuluvat mittaustiedostoon 1, 10-11 tiedostoon 2 ja 12-13 tiedostoon 3.



Kuvio 17. Taajuussuhteen arvo jokaisella mittausnumerolla keskiarvoineen 32 kierroksen jaottelulla ja ympyrän muotoisella rajauksella. Tässä numerot 1-7 kuuluvat tiedostoon 1, 8-9 tiedostoon 2 ja 10-11 tiedostoon 3.

Taulukko 4. Z-analyysin taajuussuhteet 16 kierroksen pituisella jaottelulla ja ympyrän muotoisella rajauksella verrattuna tutkielman lopputulokseen, joka saatiin 16 kierroksen jaottelulla, ympyrän muotoisen rajauksella ja yhdellä ionilla per kimppu.

Mittaus	Taajuussuhde R	Taajuussuhteen virhe (10^{-8})
1	0.9999987495	± 1.61
2	0.9999987443	± 1.73
3	0.9999987554	± 1.72
Keskiarvo	0.9999987497	$\pm 0,97$
Tutkielman lopputulos	0,9999987516	$\pm 0,19$

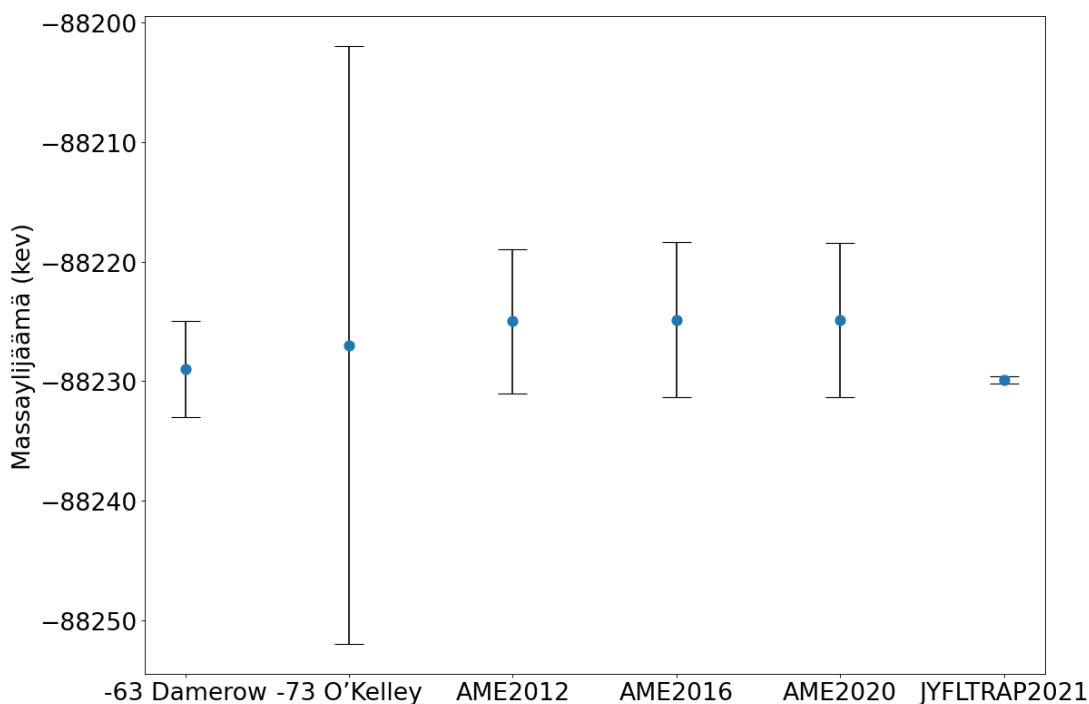


Kuvio 18. Z-analyysin taajuussuhde eri mittaustiedostoissa keskiarvoineen verrattuna tutkielman lopputulokseen. Se saatiin 16 kierroksen jaottelulla, ympyrän muotoisella rajauksella ja yhdellä ionilla per kimppu.

5 Päätäntö

Kuviossa 19 on esitetty tutkielman lopputulos verrattuna aiempien mittausten ja AME-taulukoiden arvoon rutenium-98:n massalle. Kuvioista nähdään, että lopputulos on erittäin tarkka verrattuna aiempiin taulukkoarvoihin ja mittauksiin, mutta ei kuitenkaan ristiriidassa niiden kanssa. Saadun tuloksen avulla voidaan nyt laskea tarkempia Q -arvoja reaktioille, joissa rutenium-98 on osallisena. Joidenkin tärkeimpien reaktioiden Q -arvoja on laskettu taulukkoon 5. Q -arvot on laskettu käyttämällä yhtälöä 2, paitsi kaksoisbeetahajoamisen arvo, joka on laskettu yhtälöillä 27 ja 28.

Lähteessä [8] sivulla 50 on taulukoitu tunnettujen kaksoisbeetahajoamisreaktioiden Q -arvoja. Taulukossa 6 on esitelty samat reaktiot, mutta Q -arvot on päivitetty AME2020-taulukon arvoilla. Taulukoista 5 ja 6 nähdään, että huonosti tunnettuja ja siten tärkeitä kohteita tuleville tarkkuusmassamittauksille ovat muun muassa isotoopit ^{99}Rh , ^{99}Tc , ^{97}Ru , ^{46}Ca , ^{104}Ru , ^{122}Sn , ^{192}Os ja ^{198}Pt .



Kuvio 19. Mitattu massaylijäämä rutenium-98:lle verrattuna aiempiin mittaus-tuloksiin ja AME-taulukkoarvoihin

Taulukko 5. ^{98}Ru :n reaktioiden Q-arvoja laskettuna JYFLTRAP-mittauksesta saadulla tuloksella verrattuna AME2020-taulukon arvoihin [1]

Reaktio	Q-arvo (keV)	
	JYFLTRAP	AME2020
$^{98}\text{Ru}(p,\gamma)^{99}\text{Rh}$	4640 ± 20	4649 ± 20
$^{97}\text{Tc}(p,\gamma)^{98}\text{Ru}$	8294 ± 5	8289 ± 8
$^{99}\text{Ru}(\gamma,n)^{98}\text{Ru}$	$-7466,8 \pm 0,7$	-7472 ± 6
$^{98}\text{Ru}(\gamma,n)^{97}\text{Ru}$	-10180 ± 4	-10176 ± 7
$^{98}\text{Mo}(2\beta^-)^{98}\text{Ru}$	$113,9 \pm 0,2$	109 ± 6
$^{102}\text{Pd}(\gamma,\alpha)^{98}\text{Ru}$	$-2098,1 \pm 0,9$	-2103 ± 6

Taulukko 6. Tunnettujen kaksoisbeetahajoamisten Q-arvoja päivitettyinä AME2020-taulukoiden arvoilla [1][8]. *Tässä työssä mitatun Ru-98:n massan perusteella Q-arvolle voi laskea tarkemman arvon ($113,9 \pm 0,2$) keV.

Siirtymä	Q-arvo (keV)
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	$988,7 \pm 2,2$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$4268,08 \pm 0,07$
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	$997,3 \pm 2,1$
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$2039,06 \pm 0,01$
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	$134,0 \pm 1,1$
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$2997,9 \pm 0,5$
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	$1257,424 \pm 0,004$
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	$1144,75 \pm 0,22$
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$3356,03 \pm 0,07$
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	109 ± 6 *
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	$3034,36 \pm 0,17$
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	$1299,4 \pm 2,7$
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	$2017,1 \pm 0,5$
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	$544,80 \pm 0,28$
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	$2813,49 \pm 0,13$
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	$373,3 \pm 2,4$
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$2292,7 \pm 0,4$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	$866,7 \pm 0,7$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$2527,51 \pm 0,01$
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	$824,17 \pm 0,25$
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	$-2457,91 \pm 0,24$
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	$1417,2 \pm 2,2$
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	$70,4 \pm 2,8$
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	$1928,0 \pm 1,7$
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	$3371,38 \pm 0,2$
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	$1250,8 \pm 0,9$
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	$1730,4 \pm 1,1$
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$	$656,4 \pm 1,4$
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	$1085,1 \pm 1,5$
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	$491,4 \pm 1,2$
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	406 ± 3
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	$1050,3 \pm 2,1$
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	$419,7 \pm 1,2$
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	$837,3 \pm 2,2$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	$1144,6 \pm 1,2$

Lähteet

- [1] W. Huang ym. "The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*". *Chinese Physics C* 45.3 (2021), s. 030003. DOI: 10.1088/1674-1137/abddaf. URL: https://www-nds.iaea.org/amdc/ame2020/mass_1.mas20.txt (viitattu 17.10.2021).
- [2] T. Nykänen. "NUBASE2020-atomimassataulukon huonoiten tunnetut stabiilit isotoopit ja pitkäikäiset isomeeriset tilat". erikoistyö. Jyväskylä: Jyväskylän yliopisto, Fysiikan laitos, 2021. (Viitattu 15.11.2021).
- [3] W. Huang ym. "The AME 2020 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, and adjustment procedures*". *Chinese Physics C* 45.3 (2021), s. 030002. DOI: 10.1088/1674-1137/abddb0. (Viitattu 17.10.2021).
- [4] R. Damerow, R. Ries ja J. W.H. Johnson. "Atomic Masses from Ruthenium to Xenon*". *Physical Review* 132 (1963), s. 1673. DOI: 10.1103/physrev.132.1673. (Viitattu 19.11.2021).
- [5] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 2006. (Viitattu 11.11.2021).
- [6] M. Arnould ja S. Goriely. "The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status". *Physics Reports* 384 (2003), s. 1–84. DOI: 10.1016/S0370-1573(03)00242-4. (Viitattu 10.11.2021).
- [7] "Nuclear Data - NNDC - Brookhaven National Laboratory" (2021). URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (viitattu 17.10.2021).
- [8] T. L. Noblet. "Background studies and design optimisation of the SuperNEMO demonstrator module : search for $2\nu\beta\beta$ and $0\nu\beta\beta$ decays of ^{116}Cd into the excited states of ^{116}Sn with NEMO-3". Väitöskirja. Université Grenoble Alpes, 2017. (Viitattu 10.11.2021).
- [9] J. Lilley. , *Nuclear Physics, Principals and Applications*. 1. painos. Wiley, 2001. (Viitattu 12.11.2021).

- [10] H. Ejiri, J. Suhonen ja K. Zuber. "Neutrino–nuclear responses for astro-neutrinos, single beta decays and double beta decays". *Physics Reports* 797 (2019), s. 1–102. DOI: 10.1016/j.physrep.2018.12.001. (Viitattu 22. 11. 2021).
- [11] T. Eronen ym. "JYFLTRAP: a Penning trap for precision mass spectroscopy and isobaric purification". *European Physical Journal A* 48 (2012), s. 46. DOI: 10.1140/epja/i2012-12046-1. (Viitattu 17. 10. 2021).
- [12] D. Nesterenko ym. "Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance technique at the JYFLTRAP double Penning trap mass spectrometer". *European Physical Journal A* 54 (2018), s. 154. DOI: 10.1140/epja/i2018-12589-y. (Viitattu 10. 11. 2021).
- [13] M. König ym. "Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency". *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 142 (1995), s. 95–116. DOI: 10.1016/0168-1176(95)04146-C. (Viitattu 28. 11. 2021).
- [14] I. Moore ym. "Towards commissioning the new IGISOL-4 facility". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 317 (2013), s. 208–213. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.06.036. (Viitattu 28. 11. 2021).
- [15] M. Vilén ym. "A new off-line ion source facility at IGISOL". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 263 (2020), s. 382–383. DOI: 10.1016/j.nimb.2019.04.051. (Viitattu 28. 11. 2021).
- [16] D. A. Nesterenko ym. "Study of radial motion phase advance during motion excitations in a Penning trap and accuracy of JYFLTRAP mass spectrometer". *The European Physical Journal A* 57 (2021), s. 302. DOI: 10.1140/epja/s10050-021-00608-3. (Viitattu 01. 12. 2021).
- [17] A. Kellerbauer ym. "From direct to absolute mass measurements: A study of the accuracy of ISOLTRAP". *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 22 (2003), s. 53–64. DOI: 10.1140/epjd/e2002-00222-0. (Viitattu 01. 12. 2021).